

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”
Corso di Laurea in Fisica

Alla scoperta di NGC 4968: analisi spettrale in banda X di un AGN oscurato

Relatore:
Prof. Cristian Vignali

Presentata da:
Simona Mazzaglia

Anno Accademico 2024/2025

Abstract

I Nuclei Galattici Attivi (AGN) rappresentano le sorgenti più luminose dell'Universo, alimentate dall'accrescimento su buchi neri supermassivi. Tra questi, gli AGN di Tipo 2, caratterizzati dall'oscuramento diretto del nucleo, rivestono un ruolo cruciale per la comprensione della crescita dei buchi neri in ambienti densi e per la sintesi del Fondo Cosmico a Raggi X. Tuttavia, il censimento delle sorgenti più estreme, i cosiddetti Compton-thick, rimane incompleto a causa della forte soppressione dello spettro di emissione primaria.

In questo contesto si inserisce la galassia di Seyfert 2 locale NGC 4968, nota per la sua emissione X complessa. Questo elaborato presenta l'analisi spettrale di una osservazione Chandra, sfruttando l'alta risoluzione spaziale del telescopio per isolare l'emissione del nucleo da quella diffusa circostante. L'analisi della componente estesa soft ($0.5 - 2$ keV) ha rivelato un'emissione di natura termica su scala del kpc, riconducibile ad attività di formazione stellare nella galassia ospite. Per quanto riguarda il nucleo, la modellizzazione spettroscopica ha evidenziato una significativa discrepanza tra la densità di colonna misurata lungo la linea di vista e l'eccezionale larghezza equivalente della riga del ferro neutro. Tale valore di EW è incompatibile con uno scenario di semplice trasmissione e indica che la sorgente è intrinsecamente Compton-thick, con il continuo primario totalmente soppresso e uno spettro dominato, sotto i 10 keV, dalle componenti di riflessione e diffusione. La coerenza dei presenti risultati con i lavori di letteratura relativi all'analisi dei dati di XMM-Newton e NuSTAR supporta l'assenza di variabilità significativa su scale temporali lunghe, suggerendo una stabilità della geometria dell'assorbitore.

Lo studio evidenzia i limiti dei modelli fenomenologici nel descrivere geometrie complesse e suggerisce la necessità di modelli fisicamente autoconsistenti. Infine, si discutono le prospettive offerte dalle missioni di nuova generazione (come XRISM) e future (NewAthena), fondamentali per risolvere la cinematica della riga del ferro grazie all'alta risoluzione spettrale e stimare la geometria e la localizzazione del materiale oscurante.

Indice

1	I Nuclei Galattici Attivi	1
1.1	Struttura degli AGN	1
1.2	Classificazione degli AGN	6
1.3	Il modello unificato	8
1.4	La Distribuzione Spettrale di Energia (SED)	9
1.5	Meccanismi di emissione e assorbimento in banda X	12
1.5.1	AGN Oscurati	14
2	Analisi dei dati di NGC 4968	16
2.1	Chandra X-ray Observatory	16
2.2	Obiettivi dell'analisi spettrale	17
2.3	Osservazioni e riduzione dei dati	18
2.4	Analisi spettrale e fitting	19
2.5	Risultati del fitting	21
2.6	Contorni di confidenza	23
3	Conclusioni	25
3.1	Interpretazione dei risultati e prospettive future	25
	Bibliografia	27

Capitolo 1

I Nuclei Galattici Attivi

I Nuclei Galattici Attivi (AGN, dall'inglese *Active Galactic Nuclei*) sono tra i sistemi astrofisici più energetici e luminosi dell'universo. Tali fenomeni sono alimentati dall'accrescimento di materia su buchi neri supermassivi (SMBH, *Super Massive Black Hole*), con masse tipicamente $\gtrsim 10^6 M_\odot$, situati al centro delle galassie.

Una delle loro proprietà più notevoli è l'elevata luminosità bolometrica, ovvero la luminosità totale misurata su tutte le lunghezze d'onda, che può raggiungere valori pari a $L_{\text{bol}} \approx 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$. Tale emissione copre l'intero spettro elettromagnetico e si può estendere per oltre venti ordini di grandezza in frequenza (Padovani et al., 2017).

Gli AGN sono variabili ad ogni lunghezza d'onda in cui sono studiati, con scale temporali che vanno da anni a qualche ora. La combinazione di elevata luminosità e breve scala temporale implica che la potenza dell'AGN è prodotta in regioni molto compatte e da un fenomeno fisico più efficiente dei processi stellari ordinari.

1.1 Struttura degli AGN

La struttura degli AGN è tuttora oggetto di discussione ma i componenti principali, individuati e confermati da numerosi studi, sono i seguenti:

- **Buco Nero Supermassiccio (SMBH):** si ritiene che i buchi neri supermassicci risiedano al centro della maggior parte delle galassie ma che solo nel 10% di questi casi essi siano effettivamente “attivi”. Nel 1959, a partire da semplici argomentazioni sul teorema del viriale, L. Woltjer stimò la massa dell'oggetto compatto al centro dell'AGN (Woltjer, 1959): da esso ricavò che $M = v^2 r / G$, dove v è la dispersione di velocità ottenuta dalla larghezza delle righe di emissione, dell'ordine di 10^3 km s^{-1} . Il raggio r utilizzato in questa stima ha un limite superiore ($r \lesssim 100 \text{ pc}$) che deriva dal fatto che la sorgente è spazialmente non risolta. Le righe di emissione sono caratteristiche di un gas a bassa densità, che implica un limite inferiore pari a $r \gtrsim 1 \text{ pc}$. Da ciò si può ricavare che la massa del buco nero si trova nel range $M \approx 10^{9 \pm 1} M_\odot$ (Peterson, 1997).

Ad oggi si pensa che i SMBH abbiano una massa dell'ordine di $M_{\text{BH}} \approx 10^6 - 10^9 M_\odot$; tali valori vengono misurati attraverso metodi *diretti* e *indiretti*. I *metodi diretti* si basano sul campionamento diretto delle osservabili

nella regione in cui il potenziale gravitazionale del SMBH domina sul materiale circostante (gas, stelle). Tra questi vi sono la dinamica dei gas, la dinamica delle stelle e la *reverberation mapping*. I *metodi indiretti* invece si basano sul campionamento delle osservabili correlate alla massa del SMBH. Tra questi vi sono le relazioni tra la massa del buco nero e la dispersione di velocità stellare o la luminosità della regione centrale della galassia (*bulge*) (Peterson, 2009).

Per stimare le dimensioni del buco nero si definisce prima una delle caratteristiche fondamentali, ovvero la presenza di un *orizzonte degli eventi*: un confine oltre cui la materia e la luce “cadono” all’interno del buco nero ma da cui non possono riemergere. Matematicamente si ha che la velocità di fuga gravitazionale è pari alla velocità della luce sulla superficie dell’orizzonte degli eventi, che ha raggio consistente con

$$R_S = \frac{2GM_{BH}}{c^2} \quad (1.1)$$

noto come raggio di Schwarzschild. Per un buco nero con massa dell’ordine di $10^8 M_\odot$, tale raggio risulta essere $\sim 10^{13}$ cm (e.g. Beckmann e Shrader, 2012).

Per studiare l’accrescimento di un buco nero si assume la caduta stazionaria e a simmetria sferica di idrogeno completamente ionizzato. Affinché il processo di accrescimento possa funzionare, è necessario che $F_{rad} \leq F_{grav}$ ovvero che la forza dovuta alla pressione di radiazione, che interagisce principalmente con gli elettroni, diretta verso l’esterno sia bilanciata o superata dalla forza gravitazionale, che agisce principalmente con i protoni, diretta verso l’interno. Il flusso di energia verso l’esterno ad una distanza R è $F = L/4\pi R^2$, dove L è la luminosità della sorgente. La pressione di radiazione si può esprimere come F/c , ossia:

$$P_{rad} = \frac{F}{c} = \frac{L}{4\pi R^2 c} \quad (1.2)$$

e la forza di radiazione uscente su un singolo elettrone si ottiene moltiplicando per la sezione d’urto di interazione con un fotone

$$F_{rad} = \frac{L\sigma_T}{4\pi R^2 c} \quad (1.3)$$

dove σ_T è la sezione d’urto di Thomson. La forza di gravità che agisce su una coppia elettrone-protoni (con masse rispettivamente m_e e m_p) e la massa centrale M è naturalmente:

$$F_{grav} = \frac{G(m_p + m_e)M}{R^2} \approx \frac{Gm_p M}{R^2} \quad (1.4)$$

La forza di gravità diretta verso l’interno deve bilanciare o superare la forza di radiazione per cui da (1.3) e (1.4) si ottiene

$$F_{rad} \leq F_{grav} \rightarrow \frac{L\sigma_T}{4\pi R^2 c} \leq \frac{Gm_p M}{R^2} \rightarrow L \leq \frac{4\pi Gcm_p}{\sigma_T} M$$

$$L_{Edd} \approx 1.3 \cdot 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg/s} \quad (1.5)$$

L'equazione (1.5) è conosciuta come luminosità di Eddington e rappresenta la luminosità massima permessa per un oggetto in accrescimento. Come nelle stelle, il processo fondamentale che avviene è la conversione di massa in energia. Questo avviene con un'efficienza indicata dal coefficiente η cosicché l'energia prodotta sia $E = \eta \dot{M} c^2$. La luminosità emessa dall'oggetto compatto è il tasso di energia fornita alla sorgente per accrescimento. Questa è pari a $L = \eta \dot{M} c^2$. Allo stesso tempo, questa luminosità deve essere pari al tasso di energia potenziale gravitazionale convertita in radiazione, ovvero $L = \frac{GM\dot{M}}{R}$. Uguagliando le due equazioni si ha

$$L = \frac{GM\dot{M}}{R} = \eta \dot{M} c^2 \quad (1.6)$$

dove $\dot{M} = dM/dt$ è il rate di accrescimento di massa. Partendo dall'equazione (1.5) possiamo ricavare il valore del tasso di accrescimento di Eddington \dot{M}_{Edd} che indica quale tasso di accrescimento deve avere un corpo per emettere a una luminosità pari a L_{Edd} :

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{L_{Edd}}{\eta c^2} \approx 1.4 \cdot 10^{18} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ g s}^{-1} \approx 2.2 \frac{\eta}{0.1} M_8 \frac{M_\odot}{\text{yr}} \quad (1.7)$$

dove M_8 è la massa in unità di $10^8 M_\odot$ (Peterson, 1997).

Tuttavia, secondo il teorema del viriale, solo metà dell'energia potenziale liberata viene irradiata, mentre l'altra metà viene convertita in energia cinetica del gas che ruota nel disco. Di conseguenza, si ottiene un'espressione esplicita per l'efficienza che dipende dal raggio interno del disco (R_{in}):

$$\eta = \frac{GM}{2c^2 R_{in}} \quad (1.8)$$

Il raggio interno R_{in} non può essere arbitrariamente piccolo, ma corrisponde all'orbita circolare stabile più interna, nota come ISCO (Innermost Stable Circular Orbit). La posizione di questo "confine" dipende dalla geometria dello spazio-tempo attorno al buco nero e, in particolare, dal suo spin.

Un buco nero astrofisico è caratterizzato completamente dalla sua massa M_{BH} e dal parametro di spin adimensionale a , definito dalla relazione con il momento angolare J :

$$a = \frac{Jc}{GM_{BH}^2} \quad (1.9)$$

Il parametro a assume valori compresi tra -1 e 1 (dove valori negativi indicano una rotazione retrograda rispetto al disco). Il raggio dell'ISCO varia drasticamente in funzione dello spin:

- **Buco nero statico** (Schwarzschild, $a = 0$): l'ISCO si trova a una distanza di $6R_g$ (dove $R_g = GM/c^2$ è il raggio gravitazionale). In questo caso l'efficienza radiativa è $\eta \approx 0.06$.
- **Buco nero rotante** (Kerr, $a > 0$): se il buco nero ruota rapidamente nello stesso verso del disco ($a \approx 1$), l'ISCO si avvicina all'orizzonte degli eventi, arrivando fino a circa $1R_g$. Questo permette alla materia di

“scendere” molto più in profondità nella buca potenziale, liberando più energia. L’efficienza teorica massima può arrivare fino a $\eta \approx 0.42$.

- **Disco di accrescimento:** si forma tipicamente da gas che cade verso un oggetto compatto. I dischi di accrescimento sono classificati in base alla loro geometria in dischi *sottili* (thin) e *spessi* (thick). Questi possono essere otticamente sottili o spessi in base alla densità del mezzo, che si esplicita in diversi modi di emettere la radiazione.

Sebbene le proprietà fisiche di questo disco non siano del tutto chiare, sono state proposte diverse ipotesi al riguardo: una di queste, valida nel caso di AGN radiativamente efficienti, è quella di disco otticamente spesso e geometricamente sottile (Shakura e Sunyaev, 1973). L’ipotesi è che la viscosità del disco sia sufficiente a trasferire il momento angolare del gas verso l’esterno, permettendo così al gas di spiraleggiare verso il centro, perdendo energia potenziale gravitazionale lungo il percorso. Questa viene convertita in energia cinetica e in energia interna (ossia emissione del disco). Lo spettro di emissione che ne emerge è quello di un corpo nero multicolore (multicolor black body), risultante dalla combinazione delle emissioni di ogni anello, ciascuno a una diversa temperatura ($T(r) \propto r^{-3/4}$). Un’altra ipotesi è il modello ADAF (Advection-Dominated Accretion Flows) per AGN con processi di accrescimento meno efficienti. In questo caso la densità è molto più bassa, la temperatura delle particelle si alza rapidamente ed esse vengono trascinate nel buco nero senza irradiare energia. La struttura del disco può variare drasticamente, presentando una combinazione di disco sottile lontano dal buco nero e un disco molto caldo e radiativamente inefficiente più vicino (Netzer, 2013).

- **Corona** (Hot Corona): è una zona composta da gas caldo e ionizzato con temperature dell’ordine di $T \sim 10^8-9$ K la cui forma e posizione non sono del tutto chiare ad oggi. Si pensa che sia probabilmente posizionata sopra il disco di accrescimento con strutture “a sandwich” o “a cuneo”.

Questa regione è la fonte principale di radiazione in banda X poiché i fotoni a bassa energia, emessi dal disco di accrescimento, subiscono scattering Compton inverso con gli elettroni relativistici presenti nella corona e vengono riemessi ad energie maggiori (e.g. Alston et al., 2022).

- **Broad Line Region** (BLR): è una zona vicina al buco nero centrale, posizionata per AGN molto luminosi a $\sim 0.1 - 1$ pc di distanza, composta da nubi di gas con temperatura dell’ordine di $T \sim 20000$ K e alta densità, dell’ordine di $n \sim 10^9-10$ cm⁻³, che comporta la presenza di righe di transizione permesse negli spettri di emissione.

La regione viene chiamata in questo modo in riferimento alle righe “allargate” (ovvero *broad*) la cui natura è conseguenza della veloce rotazione del gas attorno al buco nero. La larghezza a metà altezza delle righe (FWHM), connessa all’effetto Doppler, si trova nell’intervallo $\sim 1000 - 25000$ km s⁻¹.

L’emissione della BLR, a causa della sua posizione, può essere oscurata; successivamente vedremo come la presenza o meno delle righe allargate ci aiuti nella classificazione dell’AGN (Peterson, 2006).

- **Narrow Line Region (NLR):** è una regione situata a una distanza che varia da ~ 10 a diverse centinaia di pc dal buco nero, con una temperatura dell'ordine di $T \sim 16000$ K e una densità più bassa rispetto alla BLR, dell'ordine di 10^4 cm^{-3} , che comporta la presenza di righe di emissione proibite negli spettri di emissione. Il nome fa riferimento al fatto che le righe risultano più “strette” rispetto a quelle della BLR. La FWHM in questo caso è $< 1000 \text{ km s}^{-1}$.

Ad oggi non si conosce la vera geometria della NLR ma nei modelli più recenti si ipotizza abbia una forma biconica e che, trovandosi sopra e sotto il toro (descritto in seguito), essa non sia soggetta al suo oscuramento (Netzer, 2013).

- **Toro:** è una regione (tra 0.1 e 10 pc) fondamentale per la classificazione degli AGN in quanto spiega il grado di oscurazione della radiazione proveniente dalle zone centrali. Dall'interpolazione delle proprietà delle BLR e NLR si deduce che la densità è dell'ordine di $10^4 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ e la dispersione di velocità di circa 1000 km s^{-1} (Netzer, 2013).

I modelli fenomenologici che descrivono la struttura del toro sono principalmente due: il modello continuo (*smooth*) e il modello “a nubi” (*clumpy*). In entrambi i casi la struttura è composta da gas molecolare e polvere ed è a forma di toro (o ciambella). Nel modello *smooth* il gas e la polvere sono distribuiti uniformemente con temperatura che decresce in funzione della distanza dal buco nero. Il modello *clumpy* invece sembra essere più in accordo con le evidenze osservative e in questo caso il toro non è più una struttura uniforme, ma è composto da nubi discrete. In tale configurazione non vi è più una correlazione “univoca” tra temperatura e distanza, poiché ogni nube è a sua volta emettitrice di fotoni. Infatti anche nubi più lontane dal centro vengono esposte alla sorgente di radiazione (Netzer, 2013).

Entrambi i modelli spiegano la presenza di emissione nella banda del medio infrarosso (MIR) poiché il toro assorbe la radiazione ottica-UV proveniente dalle regioni centrali e la riemette come radiazione termica.

Per identificare il raggio di confine tra BLR e le zone interne del toro, si tiene conto della temperatura di sublimazione T_{sub} di un grano di polvere ovvero della temperatura massima prima che questo sublimi. Per grani di grafite (C) presenti nel mezzo interstellare (ISM), la temperatura è di circa $T_{sub} \sim 1800$ K e per i silicati (Si) è $T_{sub} \sim 1400$ K. Da queste temperature si possono ricavare i raggi di sublimazione ovvero i raggi minimi in cui i grani di polvere possono sopravvivere senza sublimare. Sono riportati di seguito:

$$R_{sub,C} \simeq 0.5 L_{46}^{1/2} \left[\frac{1800}{T_{sub}} \right]^{2.6} f(\theta) \text{pc} ; R_{sub,Si} \simeq 1.3 L_{46}^{1/2} \left[\frac{1500}{T_{sub}} \right]^{2.6} f(\theta) \text{pc} \quad (1.10)$$

dove $L_{46} = L_{AGN}/10^{46} \text{ erg s}^{-1}$ e $f(\theta)$ è un termine dipendente dall'angolo che tiene conto dell'anisotropia della radiazione della sorgente centrale (Netzer, 2015).

- **Getti relativistici:** sono presenti nel 10% degli AGN e sono alla base della classificazione in banda radio di AGN con getti (*jetted*) e senza getti (*non-jetted*), o analogamente, in Radio Loud o Quiet.

Come si formino i getti degli AGN e la natura della loro composizione e configurazione meccanica sono incerti. Si pensa che i campi magnetici del disco di accrescimento si “avvitino” e la loro interazione con il materiale ionizzato che compone il disco porti alla collimazione del flusso lungo l’asse di rotazione del buco nero.

La potenza dei getti è alimentata dall’energia gravitazionale della materia in accrescimento (Blandford e Payne, 1982) e/o dal *processo Blandford-Znajek* (1977), ovvero l’estrazione di energia rotazionale del buco nero. Il materiale in accrescimento trasporta il campo magnetico fino all’orizzonte degli eventi, dove le linee di campo vengono attorcigliate dalla rotazione dello spazio-tempo in prossimità del buco nero. In questo scenario, è la rotazione stessa del buco nero a fornire il lavoro necessario per generare il getto.

Se il getto è diretto verso la nostra linea di vista, gli effetti relativistici modificheranno la luminosità osservata. Man mano che il gas relativistico avanza nel mezzo intergalattico (IGM) questo viene rallentato dando vita a strutture meno collimate chiamate *lobi* (lobes) (Beckmann e Shrader, 2012).

In Fig. 1.1 è possibile osservare una rappresentazione grafica degli elementi appena descritti in un AGN.

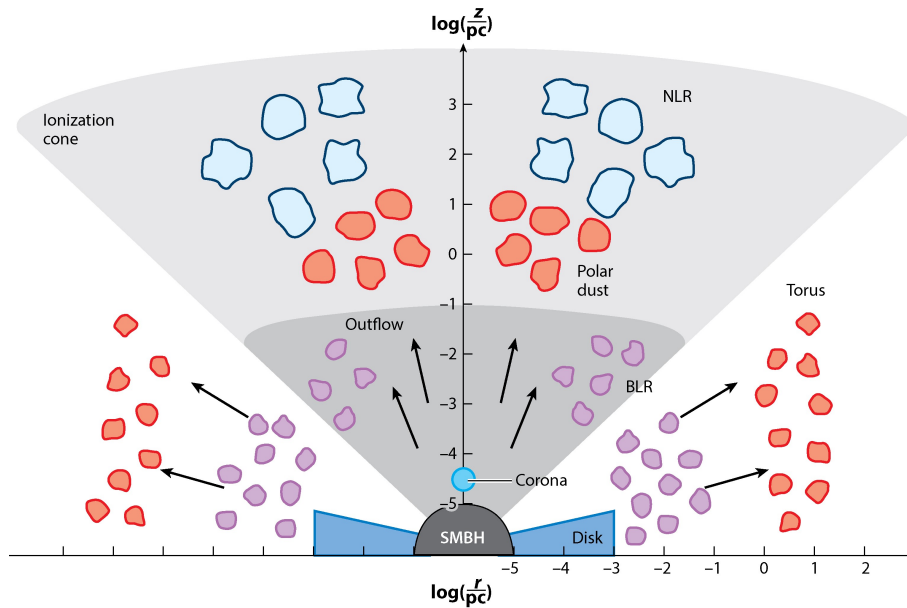


Figura 1.1: Rappresentazione schematica della struttura di un AGN che illustra le regioni principali e la scala di distanza. Si osservano in ordine dal centro il SMBH (in nero), il disco di accrescimento (blu), la corona (azzurro), la BLR (viola), il toro (rosso) e la NLR (azzurro) (da Hickox e Alexander 2018, adattata da Ramos Almeida e Ricci 2017).

1.2 Classificazione degli AGN

La scoperta dei quasar nei primi anni '60 aprì un ramo completamente nuovo dell'astronomia. Venti anni prima Seyfert (1943) aveva riportato la presenza di righe

di emissione larghe e intense nei nuclei di sei galassie a spirale. Il suo lavoro rimase pressoché ignorato fino a quando nel 1954 due di queste galassie furono rilevate come radiosorgenti. Ad oggi la classificazione, grazie a osservazioni di qualità superiore di un numero molto maggiore di sorgenti, viene effettuata in base alla banda dello spettro elettromagnetico usata per la loro selezione, la luminosità intrinseca e le proprietà radio.

Una classificazione storica che veniva fatta in base alla luminosità intrinseca degli AGN era la distinzione tra **galassie di Seyfert**, con magnitudine assoluta $M_B > -23$, e **Quasar** (QSO, *Quasi Stellar Objects*), con $M_B < -23$. In questo ultimo caso la luminosità del nucleo è dominante e sovrasta nettamente il contributo della galassia ospite.

Nella banda UV e ottica, gli AGN vengono caratterizzati in base al loro tipo spettrale. Gli **AGN di Tipo 1** sono oggetti con righe permesse molto larghe con $\text{FWHM} \sim 1500 - 25000 \text{ km s}^{-1}$ prodotte nella BLR. Le righe di emissione proibite strette hanno invece $\text{FWHM} \sim 500 - 1000 \text{ km s}^{-1}$ e sono prodotte nella NLR. Inoltre lo spettro presenta un continuo termico dovuto al disco di accrescimento chiamato “*big blue bump*” poiché mostra un aumento nella densità di flusso a lunghezze d’onda più corte. In questo tipo spettrale rientrano i Quasar di Tipo 1, le Seyfert 1 e le Broad Line Radio Galaxies (BLRG). Gli **AGN di Tipo 2** presentano righe di emissione permesse e proibite con FWHM simili. Questo perché in tali sorgenti vediamo solo le righe prodotte nella NLR. Lo spettro presenta un continuo stellare dovuto alla galassia ospite che è dominante rispetto all’emissione del disco di accrescimento che risulta estinto dal toro. In questo tipo spettrale rientrano i Quasar di Tipo 2, le Seyfert 2 e le Narrow Line Radio Galaxies (NLRG).

Esistono anche delle classificazioni intermedie di galassie di Seyfert come ad esempio Seyfert 1.5, 1.8 e 1.9 in cui, all’aumentare del numero associato, le righe larghe sono più deboli rispetto alle righe strette. Nelle Seyfert 1.9, ad esempio, la componente larga viene rilevata solo nella riga $\text{H}\alpha$ e non nella $\text{H}\beta$. Nelle Seyfert 1.5 le intensità delle componenti larghe e strette in $\text{H}\beta$ sono comparabili (Osterbrock, 1981).

Nella banda radio, uno dei metodi utilizzati per classificare gli AGN era dividerli in base al valore del parametro di “radio loudness” $R = F(5 \text{ GHz})/F(4400 \text{ \AA})$ ovvero il rapporto tra le densità di flusso a 5 GHz, per quanto riguarda la banda radio, e a 4400 Å, in banda ottica. Per valori di $R > 10$ gli AGN si definiscono **Radio Loud** (RL) e per valori di $R < 10$ invece **Radio Quiet** (RQ). Vengono considerati Radio Quiet le Seyfert 1 e 2, i Quasar Radio Quiet e i **LINERs**. Quest’ultimi, il cui nome significa *Low Ionization Nuclear Emission-Line Region*, sono delle sorgenti caratterizzate dalla presenza di un continuo debole non termico e da righe di emissione di bassa ionizzazione. Non è ancora chiaro se l’emissione di questi oggetti sia dovuta ad un AGN di bassa luminosità, dalla presenza di forti shock e venti dovuti a eventi di intensa formazione stellare o da una combinazione dei due processi. Vengono considerati Radio Loud i Quasar Radio Loud, le **Radio Galassie** e i **Blazar**. Le Radio galassie presentano una forte emissione in banda radio e, in base alla loro classificazione in banda ottica, possono essere suddivise in **BLRG** e in

NLRG. In base alla loro morfologia e alla loro potenza radio si possono suddividere in **FR I** e **FR II**, dove FR indica Fanaroff e Riley (1974), i primi ad adottare questa nomenclatura. La distinzione tra FR I e FR II avviene per luminosità pari a:

$$L_{178 \text{ MHz}} \approx 10^{25} \text{ W/Hz/ster} \quad (1.11)$$

Gli AGN FR I hanno luminosità inferiore al valore indicato e hanno due getti simmetrici, quasi sempre ben visibili. Tali AGN vengono denominati come *jet-dominated* e *edge-darkened galaxies* perché sono i getti a dominare rispetto ai lobi. Inoltre, nei loro nuclei avvengono processi di accrescimento per lo più inefficienti. Gli AGN FR II hanno luminosità maggiore del valore indicato ed è possibile vedere solo uno dei due getti. Vengono denominati *lobe-dominated* e *edge-brightened* in quanto la parte più esterna dei lobi radio domina sui getti. I Blazar (*Blazing quasi-stellar object*) sono radio galassie caratterizzate dal fatto che la nostra linea di vista si trova lungo il loro getto relativistico, per cui dominano gli effetti di beaming.

Di recente la classificazione in Radio Loud e Quiet è diventata obsoleta in quanto le due classi rappresentano oggetti intrinsecamente diversi: gli AGN RL hanno una emissione dominata da processi non termici e in associazione ai getti relativistici, mentre gli AGN RQ hanno un'emissione termica a diverse lunghezze d'onda, legata direttamente o indirettamente al disco di accrescimento. È stata quindi proposta una nuova distinzione ovvero quella tra AGN *jetted* e *non-jetted* (Padovani et al., 2017).

1.3 Il modello unificato

Le classificazioni riportate in precedenza sono solo alcune delle tante proposte nel corso degli anni. Mettendo in relazione l'attuale comprensione dei vari componenti di un AGN e delle loro caratteristiche osservative, si iniziò a cercare di teorizzare un **modello unificato** che potesse ridurre il complesso "zoo" di AGN.

I primi a tentare di creare un modello di unificazione degli AGN furono Antonucci (1993) e Urry e Padovani (1995); il loro lavoro è stato successivamente ampliato da Netzer (2015) e Padovani et al. (2017). Il **modello unificato** (rappresentato in Fig. 1.2) prevede un'unica classificazione che vede gli AGN distinti in Tipo 1, anche detti non oscurati, e in Tipo 2, ovvero gli AGN oscurati. L'idea che sta alla base di questo modello è che gli AGN di Tipo 1 e 2 corrispondano alla stessa classe di oggetti e che le loro differenze osservative siano dovute solamente ad effetti dovuti all'orientamento del toro rispetto alla linea di vista dell'osservatore.

Nel caso in cui la linea di vista intercetta il toro, la radiazione proveniente dalle regioni centrali viene oscurata e nello spettro appaiono solo le componenti strette delle righe di emissione dovute alla NLR che si trova all'esterno del toro. Se invece la linea di vista non intercetta il toro, è possibile avere una visione diretta delle regioni centrali e nello spettro, oltre a vedere le componenti strette, appaiono anche le componenti larghe delle righe di emissione dovute alla BLR che si trova all'interno del toro. Inoltre, nel lavoro di Antonucci e Miller (1985), si vide per la prima volta in spettro-polarimetria che un AGN di tipo Seyfert 2 mostrava uno spettro di un Seyfert 1 con righe allargate. Questo poteva essere spiegato da processi di scattering dell'emissione della BLR nascosta dalla linea di vista, con la sorgente di diffusione

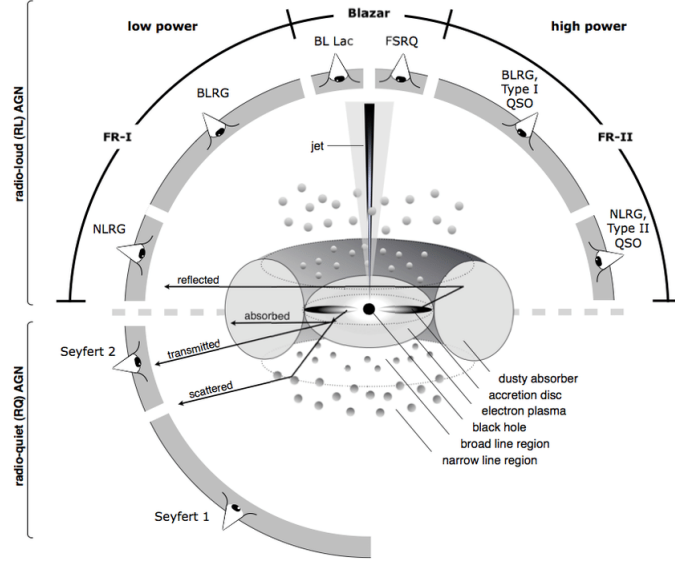


Figura 1.2: Rappresentazione schematica del fenomeno degli AGN nel contesto del modello unificato. Il tipo di oggetto osservato dipende dall'angolo di osservazione, dalla presenza o meno di un'emissione significativa del getto e dalla potenza del motore centrale. Si noti che si ritiene generalmente che gli oggetti radio-loud mostrino un'emissione del getto simmetrica (da Beckmann e Shrader 2012, grafica di Marie-Luise Menzel).

composta da elettroni caldi in direzione polare piuttosto che da grani di polvere: in questo modo la distinzione che veniva usata inizialmente per AGN di Tipo 1 e 2 venne meno, portando a considerare oggetti con differenze osservative come intrinsecamente identici.

1.4 La Distribuzione Spettrale di Energia (SED)

Come detto precedentemente, una delle caratteristiche distintive degli AGN è la loro distribuzione di energia spettrale (*spectral energy distribution* o SED). A differenza degli spettri stellari o di galassie, gli spettri di AGN non possono essere descritti in termini di emissione di corpo nero a una singola temperatura o come una composizione su un intervallo ristretto di temperature. La SED è rappresentata in termini di flusso monocromatico (F_ν erg s⁻¹ Hz⁻¹ cm⁻² o F_λ erg s⁻¹ Å⁻¹ cm⁻²). La SED di molti AGN può essere descritta, entro intervalli di energia limitati, con una legge di potenza del tipo

$$F_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (1.12)$$

con α indice spettrale di frequenza che varia tipicamente tra 0 e 1. Questo singolo modello di legge di potenza fallisce per lunghezze d'onda inferiori a 1200 Å o superiori a ~6000 Å (Netzer, 2013). Come illustrato in Fig. 1.3, la SED di un AGN si distingue da quella di una galassia con formazione stellare per la sua natura intrinsecamente multibanda, in quanto presente una emissione significativa lungo l'intero spettro elettromagnetico. Al contrario, l'emissione della galassia è concentrata pre-

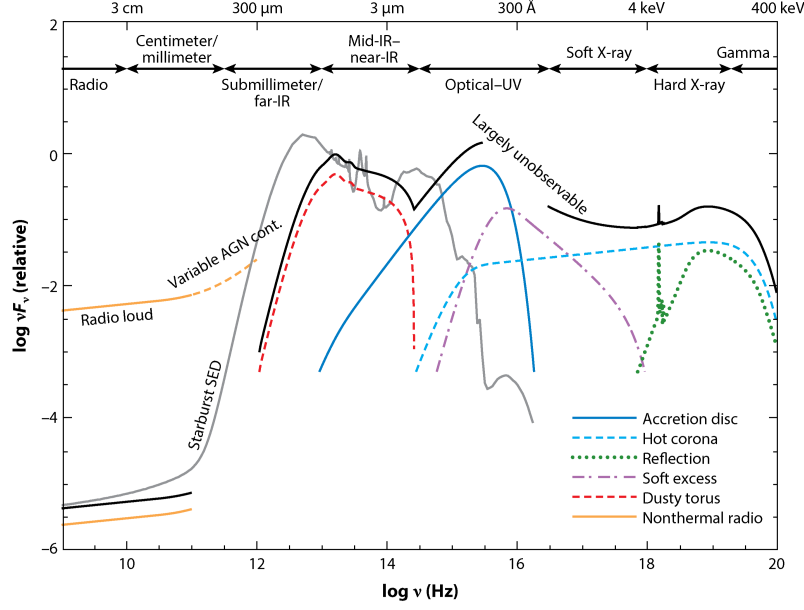


Figura 1.3: Rappresentazione schematica della distribuzione spettrale di energia (SED) di un AGN non oscurato (curva nera), dove vengono evidenziati i contributi forniti dalle principali componenti fisiche (curve colorate) e confrontata con la SED di una galassia con formazione stellare (curva grigia) (da Hickox e Alexander 2018, adattata da Harrison 2014).

valentemente nell'ottico-UV (dovuta alle stelle) e nell'infrarosso (per riemissione termica della polvere).

Di seguito sono illustrati i meccanismi e le componenti degli AGN responsabili dell'emissione nelle diverse bande dello spettro elettromagnetico:

- **Emissione radio:** il processo di emissione dominante è il sincrotrone, ossia la radiazione emessa da particelle cariche che ruotano a velocità relativistiche attraverso campi magnetici. Essendo di origine non termica, questa emissione è solitamente parametrizzata da una legge di potenza della forma $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$.
- **Emissione infrarossa:** la polvere del toro riprocessa l'emissione ottica-UV del disco di accrescimento nell'infrarosso (IR) e domina la SED dell'AGN per lunghezze d'onda superiori a $\sim 1 \mu\text{m}$ fino a qualche decina di micron. L'emissione dovuta alla formazione stellare può rivaleggiare in luminosità con l'AGN ma con temperature tipicamente molto più fredde. Poiché una significativa attività di formazione stellare è regolarmente in corso nelle galassie ospiti di molti AGN, è più probabile che essa domini la SED nel lontano infrarosso (FIR), ossia a $\lambda \sim 100 \mu\text{m}$. Alle lunghezze d'onda del vicino infrarosso (NIR), l'identificazione degli AGN è limitata dalla presenza del picco stellare a $1.6 \mu\text{m}$. Dal momento che l'emissione stellare decade bruscamente dopo il picco di $1.6 \mu\text{m}$, la contaminazione si riduce sensibilmente nel Medio infrarosso (MIR). Di conseguenza, le lunghezze d'onda MIR costituiscono la banda IR ottimale per l'identificazione degli AGN (Padovani et al., 2017).

- **Emissione ottica-UV:** l'emissione in questa banda deriva dai processi di accrescimento sul SMBH centrale ed è dominata da un continuo a legge di potenza, particolarmente distinto dal continuo di galassie non attive, e dal cosiddetto “Big Blue Bump” ovvero di un picco tra $300 - 3000 \text{ \AA}$ originato dalla combinazione delle emissioni di corpo nero di ogni anello, come già visto nella Sez. 1.1.

Inoltre, è in questa banda che vengono osservate alcune delle righe di emissione più brillanti, nello specifico righe allargate provenienti dalla BLR e quelle strette provenienti dalla NLR (Padovani et al., 2017).

- **Emissione X:** le osservazioni in banda X forniscono una selezione quasi completa degli AGN con una bassa contaminazione da parte di sistemi non attivi. Tale efficacia è riconducibile a tre fattori determinanti: l'emissione a raggi X appare essere una caratteristica quasi universale degli AGN; questa radiazione, specialmente alle alte energie, è in grado di penetrare attraverso grandi densità di colonna di gas e polvere; infine, l'emissione della galassia ospite risulta tipicamente trascurabile se confrontata con l'intensità prodotta dal nucleo attivo. Questo argomento verrà trattato in dettaglio nella Sez. 1.5 dedicata.
- **Emissione γ :** è la parte più energetica dello spettro elettromagnetico. Attualmente viene osservata in una frazione limitata di sorgenti astronomiche; ciò è dovuto sia alle caratteristiche fisiche delle sorgenti, sia ai limiti di sensibilità della strumentazione attuale. Questa scarsità di rilevazioni riguarda anche la maggior parte di oggetti extragalattici, inclusi gli AGN *non-jetted*. I blazar, nonostante siano intrinsecamente molto rari, dominano il cielo extragalattico nei raggi γ , il quale include anche pochi altri AGN, per lo più radio galassie (RG) vicine.

La potenza emessa dai blazar copre l'intero spettro elettromagnetico ed è dominata da radiazione non termica, spostata verso il blu e amplificata per effetto Doppler, che ha origine nel getto relativistico orientato lungo la linea di vista (come visto nella Sez. 1.2). La SED dei blazar copre l'intero spettro elettromagnetico ed è caratterizzata da una tipica forma a “doppia gobba”. La componente a bassa energia, che ha il picco tra la banda IR e quella dei raggi X, è generalmente attribuita alla radiazione di sincrotrone prodotta da elettroni relativistici che si muovono in un campo elettromagnetico. La natura della seconda componente, che si estende ben oltre la banda dei raggi γ , si pensa sia legata allo scattering Compton inverso (IC) tra gli elettroni nel getto e la loro stessa emissione di sincrotrone (synchrotron self-Compton) o un campo di fotoni esterno (external inverse Compton) (e.g. Padovani et al., 2017).

1.5 Meccanismi di emissione e assorbimento in banda X

L'emissione a raggi X costituisce circa il 10% della luminosità bolometrica degli AGN, in particolare per quelli classificati come galassie di Seyfert. Per questi oggetti con accrescimento efficiente, si osserva tipicamente una luminosità $L_X \gtrsim 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$, e si estende da $\sim 0.1 \text{ keV}$ fino a $\sim 300 \text{ keV}$. Il flusso di fotoni $N(E)$ può essere approssimato a una legge di potenza $N(E) \propto E^{-\Gamma}$, dove Γ è l'indice di fotoni. Di seguito si descrivono le differenti componenti presenti nell'emissione in banda X:

- **Emissione primaria:** lo spettro intrinseco presenta una legge di potenza prodotta dalla Comptonizzazione termica dei fotoni a bassa energia ($T \sim 10^5 \text{ K}$) provenienti dal disco di accrescimento che avviene nella Corona situata al di sopra del disco stesso. In particolare, i fotoni subiscono scattering Compton inverso (IC) da parte di elettroni energetici ($T \sim 10^{8-9} \text{ K}$), i quali ne incrementano l'energia. A sua volta, ogni fotone diffuso può subire nuovamente scattering. Infine, la somma di tutti i diversi ordini di scattering costituisce lo spettro a legge di potenza risultante (e.g. Done, 2010). Ad energie di $\sim 100 - 200 \text{ keV}$ si osserva un cut-off di tipo esponenziale che avviene quando il processo di trasferimento di energia tra elettroni e fotoni non è più efficiente, ovvero quando l'energia dei fotoni è confrontabile a quella degli elettroni. Il processo dipende dalla profondità ottica e dalla distribuzione termica degli elettroni.

In aggiunta all'emissione primaria è presente un'emissione con picco nell'intervallo di energia 1-2 keV (*soft X-rays*) chiamata *soft excess* che potrebbe essere dovuta alla riflessione ionizzata dal disco di accrescimento (Fabian e Miniutti, 2005) o ad una Comptonizzazione "warm" (Petrucci et al., 2018).

- **Componente di riflessione:** se la corona emette in modo isotropo, metà del suo flusso sarà intercettato dal disco. I raggi X interagiranno con il materiale nel disco nei seguenti modi:
 - Per $E \lesssim 10 \text{ keV}$, i raggi saranno soggetti ad assorbimento fotoelettrico da parte dei metalli presenti nel disco.
 - Per $E \approx 10 - 40 \text{ keV}$, essi subiranno scattering Thomson e una parte della radiazione sarà diffusa in direzione dell'osservatore.
 - Per $E \geq 40 \text{ keV}$, gli effetti Klein-Nishina inizieranno a diventare importanti (non si è più nel regime Thomson): i fotoni diffusi penetreranno più profondamente nel disco e l'energia del fotone verrà ridotta. In altre parole, l'assorbimento fotoelettrico, inizialmente trascurabile, diventa nuovamente importante e il fotone finirà per essere assorbito.

Parte della radiazione incidente verrà retro-diffusa con una forma modificata, simile a una gobba (Ghisellini, 2013).

- **Riga del ferro:** tra i metalli presenti nel disco irradiato dalla corona calda, il ferro è quello che produce la riga di emissione per fluorescenza più intensa.

Ciò è dovuto a una combinazione di due fattori: è uno degli elementi più abbondanti (sebbene non il più abbondante) ed è quello che risente meno dell'effetto Auger. Quest'ultimo è, in termini molto semplici, una transizione non radiativa: l'energia della transizione $n = 2 \rightarrow n = 1$ viene utilizzata per espellere un elettrone dall'atomo invece di produrre un fotone. L'energia, la luminosità, la larghezza e il profilo della riga del ferro costituiscono un potente strumento diagnostico per le condizioni delle parti interne del disco di accrescimento:

- L'energia della riga Fe $K\alpha$ fornisce informazioni sullo stato di ionizzazione del ferro e, di conseguenza, sulla temperatura del disco. Il picco a 6.4 keV indica la riga neutra, mentre i picchi a 6.7 e 6.97 keV indicano rispettivamente ferro He-like (con due elettroni liberi) e H-like (con un solo elettrone).
- La luminosità della riga indica la quantità di ferro e quindi l'abbondanza di metalli nel disco. Il rapporto tra la luminosità della riga e quella del continuo fornisce informazioni sulla geometria della regione emittente e sulla possibile anisotropia del continuo.
- La larghezza della riga informa sulle velocità del materiale irradiato che forma la riga.
- Il profilo (simmetrico, a doppio picco, asimmetrico o *skewed*) fornisce indicazioni sul Doppler boosting e sul redshift gravitazionale.

Gli studi delle righe del ferro negli AGN hanno ricevuto molta attenzione nel recente passato. L'osservazione più intrigante riguarda la scoperta di righe allargate relativisticamente. La morfologia di tali righe è il risultato della combinazione di diversi effetti che alterano il classico profilo a doppio picco (tipico di un disco in rotazione newtoniana). In prossimità del buco nero, l'amplificazione Doppler (beaming) rompe la simmetria del profilo, rendendo il picco blu significativamente più intenso di quello rosso. In vicinanza al BH (pochi raggi di Schwarzschild), il forte campo gravitazionale induce un redshift gravitazionale che sposta l'emissione verso energie inferiori; questo, combinato con la deflessione della luce (light bending), modifica il pattern di emissione e, di conseguenza, il flusso ricevuto. Infine, il profilo della riga dipende dallo spin del buco nero: in un sistema in rapida rotazione (Kerr), l'orbita stabile più interna (ISCO) si sposta più vicino al buco nero, dove le velocità estreme e la gravità intensa massimizzano l'allargamento della riga, rendendola un indicatore fondamentale per misurare lo spin stesso (Ghisellini, 2013). La larghezza equivalente (EW) viene solitamente adottata per misurare l'intensità della riga rispetto all'emissione del continuo. Essa è definita come:

$$EW = \int \frac{F_0 - F_\lambda}{F_0} d\lambda \quad (1.13)$$

dove F_λ è il flusso totale (riga e continuo) e F_0 è il flusso del continuo. Questa formula descrive la EW sia per le righe di assorbimento che per quelle di emissione; classicamente, si assume $EW < 0$ per righe di emissione, pertanto talvolta viene fornito il valore assoluto. L'unità di misura della EW è l'Å in ottico e l'eV in banda X.

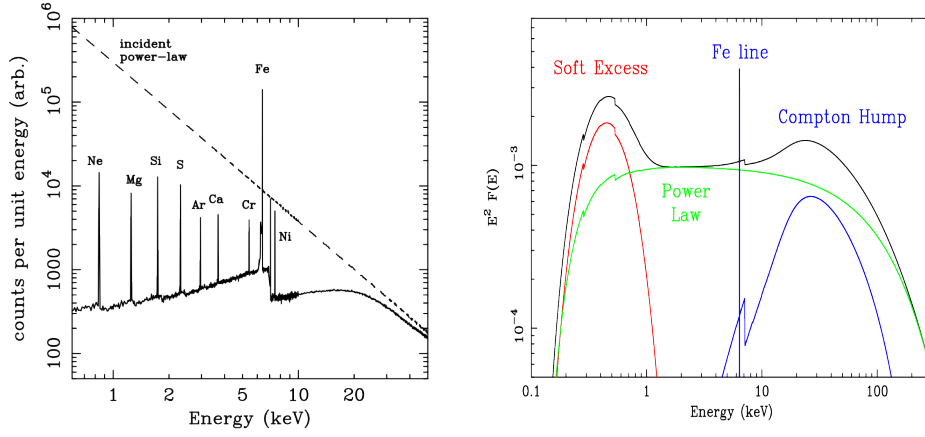


Figura 1.4: *A sinistra*: la “gobba di riflessione Compton”, insieme alle righe di emissione prodotte. *A destra*: Spettro a raggi X e le sue componenti: un continuo a legge di potenza, un soft excess e una componente di riflessione, insieme alla riga K_α del ferro (da Fabian e Miniutti 2005).

1.5.1 AGN Oscurati

Mentre l'emissione primaria descritta precedentemente ha origine nelle regioni più interne, il suo rilevamento è fortemente condizionato dalla presenza di materiale (gas e polvere) lungo la linea di vista. Gli AGN oscurati rappresentano una componente fondamentale della popolazione dei nuclei galattici attivi. In questi oggetti, l'emissione proveniente dal disco di accrescimento non viene osservata direttamente a causa della presenza del materiale interposto lungo la linea di vista dell'osservatore.

Tradizionalmente, la definizione di AGN oscurato deriva dalla spettroscopia ottica, come visto nella Sez. 1.2. Questa classificazione corrisponde tipicamente a un oscuramento da polvere con estinzione $A_V > 5 - 10$ mag, equivalente a una densità di colonna $N_H > 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, assumendo i tipici rapporti gas-polvere galattici.

Tuttavia, l'osservazione nei raggi X fornisce uno dei metodi più completi e affidabili per quantificare l'oscuramento, misurando direttamente la densità di colonna dell'idrogeno equivalente (N_H) lungo la linea di vista. In base a questo parametro, gli AGN si dividono in:

- **Compton-thin:** $10^{22} < N_H < 1.5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ (con profondità ottica $\tau < 1$). In questo regime, i raggi a bassa energia sono assorbiti, ma quelli ad alta energia ($E > 10 \text{ keV}$) possono penetrare nel materiale, in virtù della dipendenza della sezione d'urto per assorbimento fotoelettrico con l'energia, $\sigma_{ph} \propto E^{-3.5}$.
- **Compton-thick:** $N_H > 1.5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ ($\tau > 1$). In questo regime estremo, anche la radiazione ad alta energia viene fortemente soppressa dallo scattering Compton, e lo spettro osservato è dominato dalla riflessione su materiale freddo (toro) o diffuso.

Una delle caratteristiche osservative distintive degli AGN Compton-thick è legata alla riga di emissione del Ferro K_α a 6.4 keV. Mentre negli AGN non oscurati que-

sta riga è “sovrapposta” a un intenso continuo primario, risultando in una larghezza equivalente (EW) modesta, dell’ordine di 100 eV, negli oggetti pesantemente oscurati il continuo diretto viene soppresso dall’assorbimento fotoelettrico e dallo scattering Compton. Poiché la riga del ferro è prodotta per fluorescenza sulla superficie del materiale oscurante stesso (o sul disco lontano), essa non subisce la stessa attenuazione del continuo. Di conseguenza, lo spettro osservato al di sotto dei 10 keV è dominato dalla componente di riflessione e la riga $K\alpha$ appare estremamente prominente, con valori di larghezza equivalente tipicamente $EW > 1$ keV. La rilevazione di una riga del ferro con tale intensità è quindi considerata una prova inequivocabile della natura Compton-thick della sorgente, anche quando il rapporto segnale-rumore non permette un’analisi dettagliata del continuo (e.g. Hickox e Alexander, 2018).

Gli AGN oscurati rappresentano un ingrediente fondamentale nei modelli di sintesi del Fondo Cosmico a Raggi X (XRB, *X-ray Background*), la radiazione diffusa che permea l’universo in banda X. La SED dell’XRB presenta un picco a circa 30 keV (Marshall et al., 1980). L’XRB deriva dalla sovrapposizione dell’emissione di tutti gli AGN; in particolare, i modelli di sintesi (e.g. Gilli et al., 2007) indicano che è necessaria una significativa popolazione di AGN oscurati e Compton-thick per riprodurre la distribuzione spettrale, che gli AGN non oscurati da soli non riuscirebbero a spiegare.

La ricerca degli AGN oscurati è però complessa, per quanto detto in precedenza; ancora di più lo è la ricerca di quelli molto oscurati, appartenenti alla classe Compton-thick.

In questo lavoro di tesi mi sono occupata di una galassia di Seyfert 2, NGC 4968, di cui ho analizzato i dati in banda X ottenuti da Chandra.

Capitolo 2

Analisi dei dati di NGC 4968

In questo capitolo vengono presentate le procedure di riduzione e analisi dei dati in banda X ottenuti dal satellite Chandra relativi a NGC 4968, un AGN Seyfert 2 locale ($z = 0.00986$) e ospitato da una galassia di tipo Sa con una luminosità misurata da WISE (a $12\ \mu\text{m}$) di $1.7 \times 10^{43}\ \text{erg s}^{-1}$. Nel seguente lavoro è stata adottata una cosmologia con $H_0 = 70\ \text{km s}^{-1}\ \text{Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ e $\Omega_M = 0.27$.

Nello studio in banda X effettuato con XMM-Newton di LaMassa et al. (2011) è stata evidenziata una prominente riga del ferro con $\text{EW} = 3.10^{+1.0}_{-0.8}\ \text{keV}$. Questo valore elevato indica che NGC 4968 è fortemente oscurato e quindi un possibile candidato Compton-thick. Indagini successive hanno permesso di delineare un quadro fisico più completo. Grazie all'alta risoluzione spaziale di Chandra, LaMassa et al. (2017) hanno potuto risolvere l'emissione X in banda soft dimostrando che si estende sulla scala del kpc ed è legata ad una significativa attività di formazione stellare con *Star formation rate* (SFR) $\sim 2.6 - 4 M_\odot\ \text{yr}^{-1}$. Inoltre in questo studio sono stati ricavati i valori di $\text{EW} = 2.5^{+2.6}_{-1.0}\ \text{keV}$, di $N_H > 1.5 \times 10^{24}\ \text{cm}^{-2}$ e di luminosità intrinseca X $L_{2-10\ \text{keV}} \sim 3-8 \times 10^{42}\ \text{erg s}^{-1}$ (in base alla geometria scelta per il toro).¹ I risultati hanno confermato la natura Compton-thick di NGC 4968 suggerendo che la geometria del toro fosse di natura sferica. Tuttavia, tale ipotesi è stata successivamente rigettata da LaMassa et al. (2019): grazie alle osservazioni NuSTAR sopra i 10 keV, gli autori hanno potuto escludere lo scenario di una distribuzione sferica e uniforme, favorendo invece un modello di oscuramento dovuto a un toro *clumpy* con elevata densità di colonna.

2.1 Chandra X-ray Observatory

Il Chandra X-ray Observatory, lanciato il 23 luglio 1999, costituisce la missione di punta della NASA per l'astronomia a raggi X. Inserito in un'orbita terrestre alta, Chandra ha segnato un avanzamento di un fattore 10-100 nelle capacità dei telescopi a raggi X, offrendo per la prima volta una risoluzione spaziale inferiore al secondo d'arco ($\sim 0.5''$), un ampio intervallo energetico ($0.3 - 8\ \text{keV}$) e un'alta risoluzione temporale ($\sim 16\ \mu\text{s}$). Tale prestazione è resa possibile dall'High-Resolution Mirror Assembly (HRMA), un telescopio Wolter di Tipo-1 con lunghezza focale di 10 metri,

¹Gli errori sui parametri riportati corrispondono ad un intervallo di confidenza del 90%.

composto da quattro serie di specchi annidati, formati da una combinazione di specchi parabolici e iperbolici in vetroceramica (Zerodur) rivestiti di iridio. In banda X sono necessari telescopi di questo tipo, ovvero che si basano sul principio dell'incidenza radente (*grazing incidence*), poiché i raggi X ad alta energia non verrebbero riflessi, ma penetrerebbero la superficie degli specchi se l'incidenza fosse normale. In questo caso, invece, i fotoni possono essere riflessi dal sistema di specchi e essere focalizzati sul piano focale solo se la loro direzione è quasi parallela alla superficie degli specchi.

Il satellite, inoltre, percorre un'orbita altamente eccentrica con un periodo di ~ 64 ore; questa configurazione permette di effettuare lunghe esposizioni ininterrotte al di fuori delle fasce di radiazione terrestri, garantendo un'efficienza osservativa media del $\sim 70\%$.

Il modulo scientifico (SIM) ospita due rilevatori sul piano focale: la High Resolution Camera (HRC) e l'Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS). L'ACIS è lo strumento primario, utilizzato per oltre il 90% delle osservazioni. Dispone di due array di CCD: l'ACIS-I, ottimizzato per l'imaging ad alta risoluzione ($\sim 1''$ per osservazioni in asse) su un ampio campo di vista costituito da un array di 2×2 CCD (per un totale di $16.9' \times 16.9'$), e l'ACIS-S, costituito da una serie lineare di 6 CCD (ciascuno di $8.4' \times 8.4'$) utilizzato per imaging o per spettroscopia ad alta risoluzione (potere risolutivo fino a 1000) in congiunzione con il reticolo di trasmissione HETG. La HRC impiega invece rilevatori a microcanali (*microchannel plate*) e viene utilizzata per l'imaging su grande campo o come lettore per il reticolo LETG per la spettroscopia a bassa energia (Wilkes e Tananbaum, 2024).

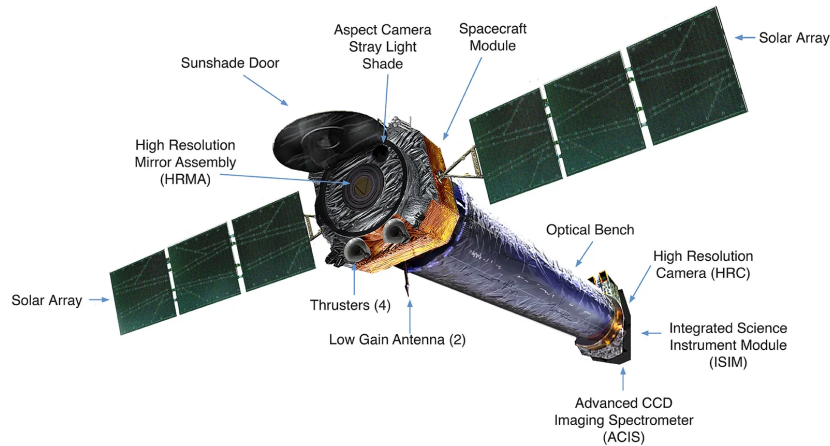


Figura 2.1: Diagramma schematico del veicolo spaziale Chandra con i componenti principali indicati (cortesia di NASA/CXC).

2.2 Obiettivi dell'analisi spettrale

Lo scopo di questo lavoro è analizzare i dati Chandra della galassia NGC 4968 per caratterizzare in dettaglio la natura dell'emissione a raggi X. Sebbene osservazioni precedenti effettuate con XMM-Newton avessero già rivelato la presenza di una riga del ferro $K\alpha$ estremamente intensa ($EW \sim 3$ keV), suggerendo che la sorgente si

trovasse in un ambiente Compton-thick (LaMassa et al., 2011), la limitata risoluzione spaziale di XMM-Newton non permetteva di separare nettamente l'emissione del nucleo attivo da quella della galassia ospite.

In particolare, l'analisi presentata in questo capitolo si pone i seguenti obiettivi specifici:

- **Risolvere spazialmente l'emissione:** Sfruttando la risoluzione angolare di Chandra ($< 1''$), si vuole isolare l'emissione puntiforme del nucleo attivo dall'emissione diffusa circostante.
- **Indagare l'origine dell'emissione soft:** NGC 4968 presenta un eccesso di emissione a basse energie ($0.5 - 2$ keV). L'obiettivo è determinare, tramite la decomposizione spettrale dell'emissione integrata, se questa emissione sia dovuta a gas fotoionizzato dall'AGN (scattering) o a processi termici legati alla formazione stellare circumnucleare, come ipotizzato per le sorgenti con elevate EW del ferro (e.g. Levenson et al., 2002).
- **Confermare la natura Compton-thick:** Attraverso il fitting dello spettro nucleare, si intende misurare con precisione i parametri della riga di emissione Fe K α (energia centrale e la larghezza equivalente EW) e la densità di colonna N_H . L'utilizzo di modelli fisici autoconsistenti permetterà di verificare se l'oscuramento supera la soglia di $N_H > 1.25 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$, confermando la classificazione di NGC 4968 come AGN Compton-thick.
- **Stimare la luminosità intrinseca:** Poiché la radiazione diretta è fortemente soppressa, la luminosità osservata in banda 2-10 keV è molto inferiore a quella prodotta dal motore centrale. Un obiettivo cruciale è recuperare la luminosità intrinseca (L_{int}) dell'AGN attraverso la modellizzazione dell'emissione X della componente riflessa e confrontarla con indicatori indiretti (come la luminosità a $12 \mu\text{m}$) per testare la coerenza del modello di oscuramento adottato.

2.3 Osservazioni e riduzione dei dati

La galassia NGC 4968 è stata osservata da Chandra il 9 marzo 2015 (ObsID 17126) utilizzando lo strumento ACIS-S. L'osservazione ha avuto una durata totale (esposizione) di 49.4 ks ed è stata effettuata in modalità FAINT. L'analisi dei dati è stata condotta utilizzando il software standard CIAO (Chandra Interactive Analysis of Observations) v4.17, e i file di calibrazione CALDB v4.12.2. A partire dai file di eventi scaricati dall'archivio, è stata eseguita una procedura di reprocessing completa tramite lo script `chandra_repro`, al fine di generare un nuovo file di eventi di livello 2 calibrato. In seguito al reprocessing, è stato applicato un filtraggio energetico selezionando i dati nella banda $0.5 - 7.0$ keV, intervallo in cui la risposta di Chandra è massima; inoltre, sono stati selezionati esclusivamente gli eventi classificati come “buoni” per l'analisi.

Al fine di ispezionare la morfologia della sorgente e definire accuratamente le regioni di estrazione spettrale, sono state prodotte immagini in tre diverse bande energetiche a partire dal file di eventi filtrato: banda soft ($0.5 - 2.0$ keV), utile per evidenziare l'eventuale presenza di emissione estesa termica o diffusa; banda hard

(2.0 – 7.0 keV), selezionata per isolare l'emissione nucleare dell'AGN; banda totale (0.5 – 7.0 keV) per avere la massima statistica.

Da un'ispezione visiva delle immagini (Fig. 2.2), la sorgente appare spazialmente più estesa nella banda soft rispetto alla banda hard, a causa anche della presenza dell'emissione diffusa della galassia ospite che emerge alle basse energie. Tuttavia, poiché l'emissione hard risulta compatta e dominata dal nucleo, per l'analisi spettrale successiva si è proceduto trattando la sorgente come puntiforme. Sulla base di queste considerazioni, sono state definite le regioni per l'estrazione. Per la sorgente, è stata selezionata una regione circolare centrata sul picco di emissione con raggio di $\sim 4''$. Il raggio è sufficientemente ampio per modellare l'emissione soft (che nelle immagini in banda 0.5 – 2.0 keV si estende per $4''$) e tale da racchiudere un'elevata frazione dell'energia totale (*Encircled Energy Fraction*, EEF), che è legata alla PSF (*Point Spread Function*), ovvero la risposta del sistema di imaging a una sorgente puntiforme.

Per la stima del background locale, è stata definita una regione circolare di raggio maggiore ($\sim 11''$), posizionata in prossimità della sorgente ma su un'area priva di sorgenti di emissione (source-free). L'area più estesa è necessaria per campionare adeguatamente il livello del fondo e minimizzare l'errore statistico sulla sua stima. Una volta definite le regioni di interesse, si è proceduto all'estrazione degli spettri della sorgente e del fondo, unitamente al calcolo delle relative matrici di risposta, utilizzando il task `specextract` di CIAO. In particolare, sono stati generati: il file di risposta della ridistribuzione (Redistribution Matrix File, RMF), che mappa l'energia dei fotoni incidenti nei canali del rivelatore, e il file di risposta ancillare (Ancillary Response File, ARF). I loro profili sono mostrati in Fig. 2.3. L'ARF descrive l'area efficace complessiva del telescopio in funzione dell'energia, combinando tutte le dipendenze strumentali: l'area geometrica (o apertura) del telescopio, la riflettività degli specchi, l'efficienza quantica (QE) del CCD e il *vignetting*. Quest'ultimo rappresenta la frazione di fotoni “persi” in funzione della distanza rispetto all'asse ottico. Questo effetto è massimo per i fotoni ad alta energia.

Infine, utilizzando il tool `grppha`, i fotoni degli spettri appena estratti sono stati “binati” in modo tale da avere almeno un conteggio per ogni bin spettrale. Questa configurazione è stata scelta specificamente per permettere l'utilizzo della statistica di Cash (o C-stat) (Cash, 1979) in fase di analisi, preservando al contempo la massima risoluzione spettrale possibile e l'informazione statistica anche nei canali con pochi fotoni.

2.4 Analisi spettrale e fitting

L'analisi spettrale è stata condotta utilizzando il pacchetto software XSPEC v.12.15.1 (Arnaud, 1996). Gli spettri estratti per la regione sorgente e per il background, insieme alle relative matrici di risposta (RMF e ARF), sono stati caricati nel programma per procedere al *model fitting*. L'intervallo energetico considerato per l'analisi è stato limitato alla banda (0.5 – 7.0 keV), dove la calibrazione dello strumento ACIS-S è ottimale e il rapporto segnale-rumore è massimizzato.

Dato il numero limitato di conteggi totali osservati per NGC 4968 nell'estrazione nucleare, l'utilizzo della classica statistica χ^2 non è appropriato, in quanto richiederebbe un raggruppamento massiccio dei dati (almeno 20 conteggi per bin) che de-

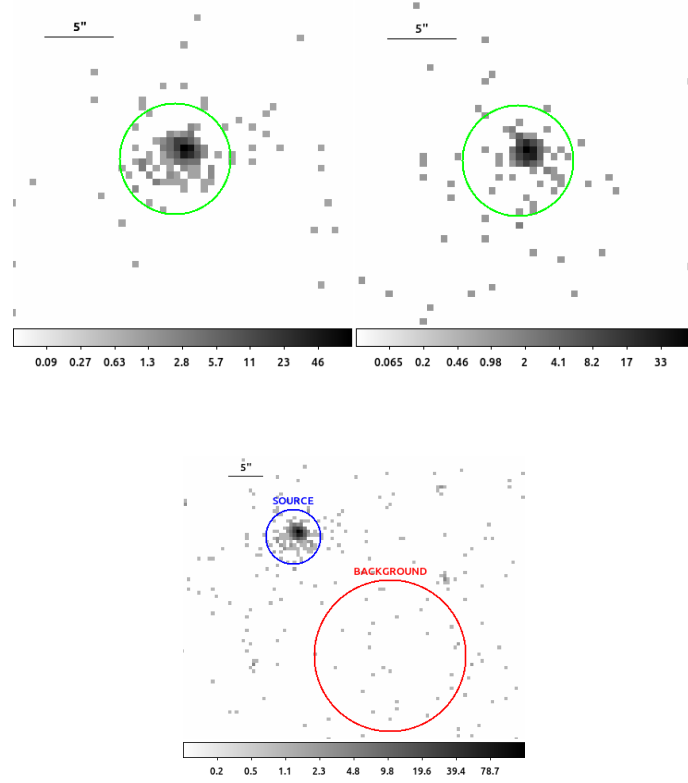


Figura 2.2: Immagini da Chandra di NGC 4968. *In alto*: immagine nella banda soft ($0.5 - 2.0$ keV) a sinistra e nella banda hard ($2.0 - 7.0$ keV) a destra. In figura i cerchi verdi indicano la regione della sorgente (di raggio $\sim 4''$). *In basso*: l'immagine nell'intera banda energetica ($0.3 - 7.0$ keV). Sono mostrate le regioni di estrazione selezionate: il cerchio blu ($\sim 4''$) indica la regione della sorgente e il cerchio rosso ($\sim 11''$) indica la regione di background locale. La scala di grigi indica i conteggi per pixel in scala logaritmica. La barra orizzontale indica una scala di $5''$ corrispondenti a una scala spaziale di ~ 1.02 kpc.

graderebbe significativamente la risoluzione spettrale, rischiando di compromettere un'appropriata analisi della riga del ferro.

Per descrivere l'emissione complessa della sorgente, è stato adottato un modello fenomenologico composto da diverse componenti spettrali. La struttura del modello finale utilizzato in XSPEC è la seguente:

$$\text{model phabs (powerlaw + zphabs (zgauss + powerlaw) + apec)} \quad (2.1)$$

Le componenti fisiche sono identificate come segue:

- **Assorbimento Galattico (phabs)**: Fissato al valore $N_H^{\text{Gal}} = 7.93 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, calcolato tramite il tool `nh` basato sulla mappa HI4PI. Si tratta dell'assorbimento dovuto alla Galassia.
- **Nucleo Oscurato (zphabs * powerlaw)**: Il continuo primario dell'AGN, modellato come una legge di potenza e attenuato da un assorbitore intrinseco (a $z = 0.00986$), associato al toro.

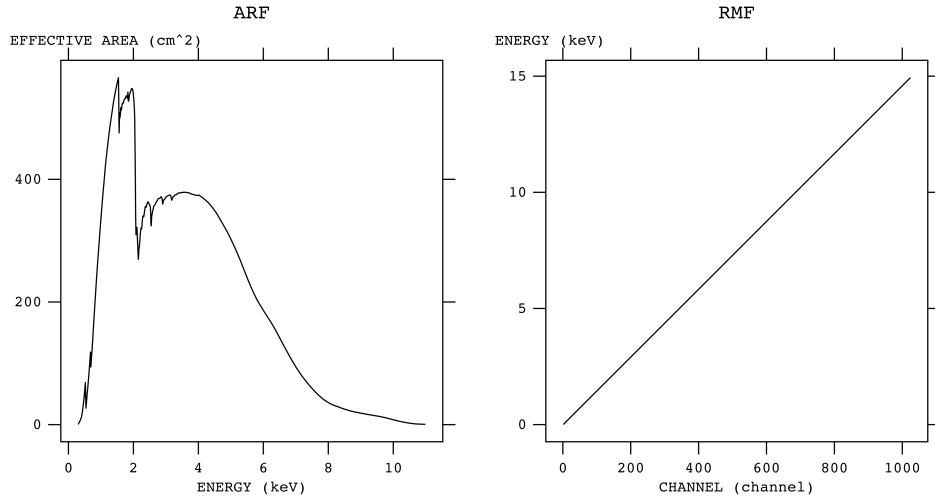


Figura 2.3: Rappresentazione grafica delle matrici di risposta. *A sinistra*: l'ARF, che mostra l'andamento dell'area efficace in funzione dell'energia. *A destra*: la RMF, che visualizza la probabilità di ridistribuzione dei fotoni incidenti nei canali del rivelatore.

- **Emissione Diffusa (powerlaw)**: Una legge di potenza non assorbita dal toro, che rappresenta la frazione di radiazione nucleare diffusa (“scatterata”) da gas ionizzato esterno al toro o emissione non risolta. Il suo indice in fotoni è stato vincolato a quello del continuo primario, come ci si aspetta nel caso di scattering.
- **Emissione Termica (apec)**: Un modello di plasma termico collisionale necessario per riprodurre l'eccesso di emissione soft.
- **Riga del ferro (zgauss)**: Una componente gaussiana per la riga Fe K_α , che nel modello adottato risulta anch'essa soggetta all'assorbimento intrinseco.

2.5 Risultati del fitting

Il modello fenomenologico adottato fornisce una buona descrizione dei dati osservati. La statistica finale ottenuta è $C\text{-stat} = 227.7$ per 269 bin spettrali.

Per valutare l'incertezza sui parametri spettrali, è stata utilizzata la procedura standard di calcolo dell'errore (comando `error` in XSPEC).

I parametri di best-fit, con i relativi errori calcolati all'intervallo di confidenza del 90%, sono riportati in Tabella 2.1.

Di questi parametri, si noti il valore di $N_H = 1.85^{+2.70}_{-0.92} \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ che lascia pensare ad una natura Compton-thin dell'AGN, in quanto $N_H < 1.5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$. Questo modello è però da verificare con modelli più “fisici” e meno fenomenologici, ossia modelli che tengano conto in modo più autoconsistente della fisica dell'assorbimento e del riprocessamento possibilmente su una banda più ampia.

Oltre ai parametri di fit, l'analisi ha permesso di derivare grandezze fisiche cruciali per la comprensione della natura della sorgente. In primo luogo, è stata quantificata l'intensità della riga di fluorescenza del ferro: tramite il comando `eqw`, è

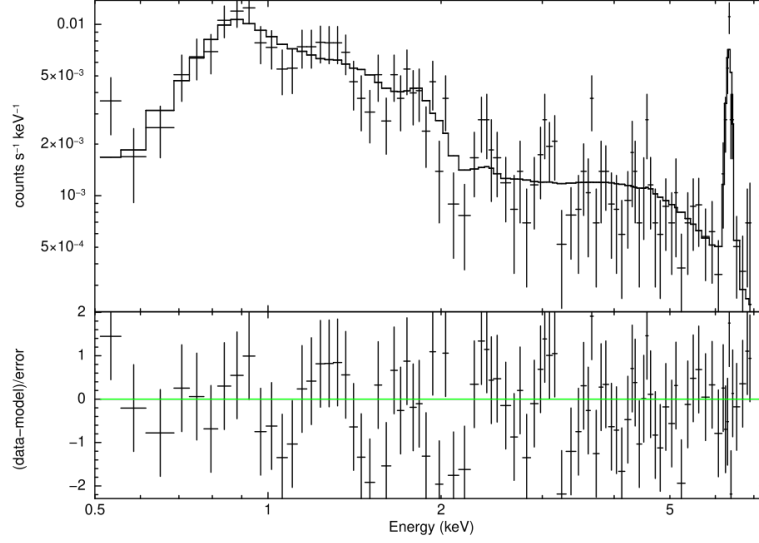


Figura 2.4: Spettro di NGC 4968 (dati in nero) con il modello di miglior fit sovrapposto (linea continua) e residui del fit nel pannello inferiore (in unità di σ). Si noti la prominente riga del ferro a ~ 6.4 keV.

stata misurata un'intensità della riga del ferro pari a $EW = 2.9^{+1.7}_{-0.7}$ keV. Un valore così elevato (> 1 keV) è una forte indicazione che il continuo diretto è fortemente soppresso, scenario tipico di sorgenti Compton-thick.

Parallelamente, utilizzando la componente di convoluzione `clumin`, è stata stimata la luminosità intrinseca nella banda $2 - 10$ keV, corretta per l'assorbimento di colonna misurato (N_H). Il fit ha restituito una luminosità di $L_{2-10 \text{ keV}} = 5.0^{+6.6}_{-2.3} \times 10^{40}$ erg s $^{-1}$. Analogamente, per la banda $0.5 - 2$ keV, si è ottenuta una luminosità di $L_{0.5-2 \text{ keV}} = 3.0^{+3.9}_{-2.0} \times 10^{40}$ erg s $^{-1}$.

Un confronto fondamentale per comprendere la natura della sorgente è quello tra la luminosità intrinseca in banda X e la luminosità nel MIR. Utilizzando la relazione empirica derivata da Gandhi et al. (2009), ottenuta per un campione di AGN locali, ci si aspetterebbe una stretta correlazione tra la luminosità a $12 \mu\text{m}$ e quella in banda $2 - 10$ keV intrinseca. Per NGC 4968, la luminosità osservata a $12 \mu\text{m}$ misurata da WISE è pari a $L_{12\mu\text{m}} \approx 1.7 \times 10^{43}$ erg s $^{-1}$. Secondo la relazione di Gandhi

$$\log \left(\frac{L_{MIR}}{10^{43}} \right) = (0.19 \pm 0.05) + (1.11 \pm 0.07) \log \left(\frac{L_X}{10^{43}} \right) \quad (2.2)$$

questo valore, se totalmente associato all'AGN e non in parte dovuto a formazione stellare, dovrebbe corrispondere a una luminosità X intrinseca dello stesso ordine di grandezza, ovvero $L_X \sim 1.1 \times 10^{43}$ erg s $^{-1}$. Anche da tale confronto sembra emergere che il valore della luminosità intrinseca dell'AGN, ricavato dall'analisi dei dati Chandra, sia sottostimato a causa dell'utilizzo di modelli di assorbimento "semplici". L'adozione di modelli più appropriati (e.g. MYTorus; Murphy e Yaqoob, 2009) favorirebbe una stima più credibile dell'emissione intrinseca dell'AGN.

Dai risultati dell'analisi emerge chiaramente un oscuramento significativo e una riga del ferro prominente, suggerendo una geometria complessa del materiale assorbente.

2.6 Contorni di confidenza

La robustezza della soluzione spettrale è stata verificata esplorando la superficie della statistica C-stat nello spazio dei parametri, tramite il comando `steppar` di XSPEC. La costruzione di mappe di contorni di confidenza per coppie di parametri ha permesso di escludere significative degenerazioni e confermare l'unicità del minimo trovato. Nello specifico, l'analisi è stata condotta su due configurazioni distinte, fondamentali per la validazione del modello fisico adottato.

In primo luogo, si è esaminata la correlazione tra i parametri che descrivono il continuo primario, ovvero l'indice in fotoni (Γ) e la normalizzazione della legge di potenza. La mappa risultante (pannello di sinistra in Fig. 2.6) mostra gli intervalli di confidenza al 68%, 90% e 99%. I contorni appaiono chiusi e ben definiti attorno al valore di miglior fit ($\Gamma \approx 1.74$), indicando che la pendenza dello spettro è vincolata in modo solido dai dati e non diverge verso soluzioni non fisiche, una volta fissata la normalizzazione della componente diffusa secondaria al suo valore di miglior fit. Tale vincolo si è reso necessario per garantire la stabilità della procedura ed evitare degenerazioni che impedivano la convergenza dell'algoritmo durante il calcolo degli errori.

Successivamente, l'indagine si è concentrata sulla riga di fluorescenza, analizzando la relazione tra l'energia del centro riga (E_{line}) e la sua intensità (normalizzazione). Anche in questo caso (pannello di destra in Figura 2.6), i contorni di confidenza al 68% e al 90% (rispettivamente rosso e verde) risultano chiusi e ben definiti attorno all'energia di riposo attesa (~ 6.4 keV). Sebbene il contorno al 99% (blu) risulti probabilmente aperto agli estremi dell'intervallo esplorato, la chiusura dei livelli di confidenza standard conferma che la rilevazione della riga del ferro è statisticamente robusta e non è un artefatto.

Tabella 2.1: Fit spettrale

Parametro	Valore
Γ	$1.74^{+0.28}_{-0.23}$
N_H (10^{23} cm $^{-2}$)	$1.85^{+2.70}_{-0.92}$
Powerlaw norm (10^{-5})	$6.14^{+4.81}_{-3.05}$
E Fe K_α (keV)	$6.39^{+0.02}_{-0.02}$
E Fe K_α norm (10^{-5})	$1.03^{+0.66}_{-0.26}$
kT (keV)	$0.75^{+0.10}_{-0.10}$
apec norm (10^{-6})	$6.54^{+1.57}_{-1.45}$
C-stat (dof)	227.7 (261)

Note: gli errori sui parametri riportati corrispondono ad un intervallo di confidenza del 90%.

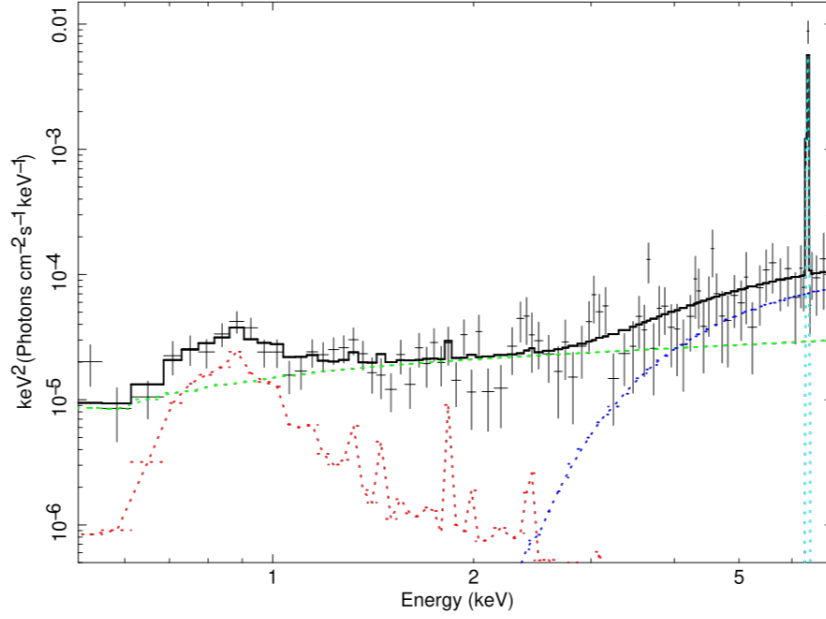


Figura 2.5: Spettro di NGC 4968 in cui sono mostrate le singole componenti utilizzate nel modello. La linea continua nera rappresenta il modello totale di miglior fit sovrapposto ai dati. Le linee tratteggiate colorate indicano i contributi delle singole componenti fisiche: l'emissione termica in rosso, l'emissione diffusa in verde, il continuo primario in blu e la prominente riga di emissione del Fe K_{α} in ciano.

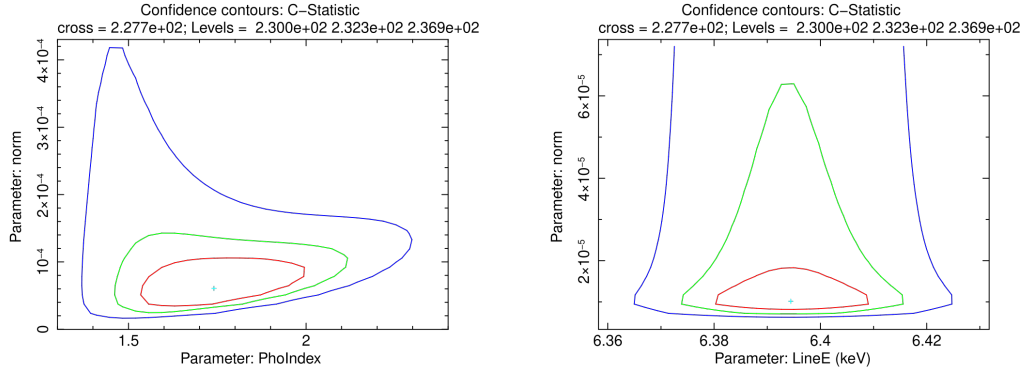


Figura 2.6: Mappe di contorno di confidenza ottenute con **steppar**. Il pannello di sinistra mostra la relazione tra indice in fotoni (Γ) e normalizzazione della powerlaw primaria. Il pannello di destra mostra la relazione tra l'energia della riga del ferro (E_{line}) e la sua normalizzazione. I contorni rosso, verde e blu corrispondono rispettivamente ai livelli di confidenza del 68%, 90% e 99%.

Capitolo 3

Conclusioni

3.1 Interpretazione dei risultati e prospettive future

I risultati ottenuti dal best-fit, presentati nella Sez. 2.5, forniscono un quadro complesso della geometria e della fisica di NGC 4968.

Uno degli aspetti più rilevanti emersi dall'analisi è l'apparente discrepanza tra la densità di colonna N_H misurata dal fit del continuo e la EW della riga del ferro.

Il modello fenomenologico restituisce una densità di colonna di $N_H = 1.85^{+2.70}_{-0.92} \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ che, sebbene indichi un forte oscuramento, rientra formalmente nel regime Compton-thin. Tuttavia, l'analisi della riga di Fe K_α ha rilevato una larghezza equivalente EW eccezionalmente elevata, pari a $EW = 2.93^{+1.74}_{-0.69} \text{ keV}$. Per ottenere valori così elevati, è necessario che l'emissione diretta del nucleo (il continuo primario) venga attenuata in misura molto più drastica rispetto alla riga di fluorescenza prodotta nel mezzo circostante. Questa condizione si verifica tipicamente quando la densità di colonna raggiunge il regime Compton-thick, dove il continuo primario è quasi completamente soppresso ad energie inferiori ai 10 keV. Di conseguenza, la EW misurata suggerisce che la densità di colonna reale sia ben superiore a quella stimata dal fit del continuo fenomenologico; lo spettro osservato a energie inferiori della riga del Fe K_α non è dominato dal continuo primario, bensì da una componente secondaria di radiazione diffusa o riflessa, come mostrato in Fig. 2.5.

Ne consegue che il modello fenomenologico adottato, pur fornendo una buona descrizione statistica dei dati, non è adeguato per catturare la vera geometria del sistema. Per una descrizione fisica autoconsistente, sarebbe necessario l'utilizzo di modelli di riprocessamento toroidali, come MYTorus (Murphy e Yaqoob, 2009), o sferici (e.g. Brightman e Nandra, 2011), nei quali si tiene in considerazione in modo più fisico il riprocessamento della radiazione nucleare in funzione delle proprietà del toro (come N_H , geometria, etc.).

Questa interpretazione influisce drasticamente sulla stima della potenza intrinseca del nucleo. La luminosità intrinseca stimata nella Sez. 2.5 ($L_{2-10 \text{ keV}} = 5.0^{+6.6}_{-2.3} \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$) rappresenta verosimilmente un limite inferiore, riferito alla sola componente che emerge dall'oscuramento. La vera potenza del motore centrale, celata dietro l'assorbitore Compton-thick, potrebbe essere superiore di diversi ordini di

grandezza, come suggerito dalla luminosità infrarossa della galassia (assumendo che il contributo da formazione stellare sia limitato).

Secondo la relazione di Gandhi (correlazione tra la luminosità a $12\ \mu\text{m}$ e la luminosità a $2 - 10\ \text{keV}$; Eq. 2.2), ci si attende una luminosità X intrinseca dell'ordine di $L_X \sim 10^{43}\ \text{erg s}^{-1}$ (assumendo che tutta la luminosità nel MIR, misurata da WISE, sia associata all'AGN). Tuttavia, il valore ricavato dal nostro fit fenomenologico è di circa $L_{2-10\ \text{keV}} \approx 5 \times 10^{40}\ \text{erg s}^{-1}$, inferiore di circa $2 - 3$ ordini di grandezza. Questo disaccordo estremo è la prova più evidente che la sorgente non è semplicemente oscurata da una densità di colonna $N_H \sim 10^{23}\ \text{cm}^{-2}$, ma è “sepolta” in un materiale Compton-thick, dove il continuo diretto è totalmente estinto lungo la linea di vista.

L'analisi ha inoltre confermato la presenza di una componente termica in banda soft con temperatura $kT = 0.75_{-0.10}^{+0.10}\ \text{keV}$. La luminosità di questa componente ($L_{0.5-2\ \text{keV}} \approx 3 \times 10^{40}\ \text{erg s}^{-1}$) e la sua estensione spaziale suggeriscono un legame con l'emissione proveniente da gas caldo riscaldato da processi di formazione stellare nella galassia ospite. La coesistenza di un AGN fortemente oscurato e di un'attività di starburst nucleare, con un tasso di formazione stellare stimato di $\text{SFR} \sim 2.6 - 4M_\odot\ \text{yr}^{-1}$ da LaMassa et al. (2017), conferma lo scenario frequentemente osservato nell'Universo locale di sistemi in accrescimento ospitati da galassie con attiva formazione stellare.

I risultati ottenuti dalla presente analisi fenomenologica sono in buon accordo con quanto riportato in letteratura per questa sorgente. In particolare, viene confermata l'elevata larghezza equivalente della riga del ferro ($EW > 2\ \text{keV}$) già osservata da LaMassa et al. (2011) con XMM-Newton e da LaMassa et al. (2017) con gli stessi dati Chandra. Anche la presenza di forte oscuramento e la natura termica dell'emissione soft rispecchiano le analisi precedenti, validando la procedura di riduzione e l'approccio spettrale adottato in questo lavoro.

Nonostante i risultati ottenuti con XMM-Newton, Chandra e NuSTAR forniscano una prova solida della natura Compton-thick di NGC 4968, l'attuale generazione dei telescopi a raggi X presenta limiti intrinseci nella risoluzione spettrale che impediscono di indagare sulla cinematica del gas delle regioni interne dell'AGN. Sebbene la riga di emissione di Fe K_α rappresenti la caratteristica più evidente dello spettro analizzato, essa risulta spettralmente non risolta. Questo limite strumentale ci impedisce di determinare se la riga si origina nella BLR o nel toro.

Le prospettive future per lo studio di sorgenti fortemente oscurate come NGC 4968 sono legate all'avvento della spettroscopia a raggi X ad alta risoluzione tramite microcalorimetri, come quelli a bordo della missione XRISM (*X-Ray Imaging and Spectroscopy Mission*) e della futura missione NewAthena (*Advanced Telescope for High-ENergy Astrophysics*). Grazie alla loro risoluzione energetica dell'ordine di qualche eV, sarà possibile risolvere il profilo della riga del ferro e determinare univocamente la geometria e la cinematica della materia oscurante.

Bibliografia

- Alston, W., Giustini, M. e Petrucci, P.-O. (2022): “The Super-Massive Black Hole close environment in Active Galactic Nuclei”. In: *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*. A cura di Bambi, C. e Sanganello, A. Springer, pp. 4515–4565. DOI: [10.48550/arXiv.2206.11790](https://doi.org/10.48550/arXiv.2206.11790).
- Antonucci, R. (1993): “Unified models for active galactic nuclei and quasars.” In: *ARA&A* 31, pp. 473–521. DOI: [10.1146/annurev.aa.31.090193.002353](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.31.090193.002353).
- Antonucci, R. e Miller, J. (1985): “Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068”. In: *ApJ* 297, pp. 621–632. DOI: [10.1086/163559](https://doi.org/10.1086/163559).
- Arnaud, K. A. (1996): “XSPEC: The First Ten Years”. In: *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*. A cura di Jacoby, G. H. e Barnes, J. Vol. 101. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 17.
- Beckmann, V. e Shrader, C. R. (2012): *Active Galactic Nuclei*. Wiley-VCH.
- Blandford, R. D. e Payne, D. G. (1982): “Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets”. In: *MNRAS* 199.4, pp. 883–903. DOI: [10.1093/mnras/199.4.883](https://doi.org/10.1093/mnras/199.4.883).
- Blandford, R. D. e Znajek, R. L. (1977): “Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes”. In: *MNRAS* 179.3, pp. 433–456. DOI: [10.1093/mnras/179.3.433](https://doi.org/10.1093/mnras/179.3.433).
- Brightman, M. e Nandra, K. (2011): “An XMM-Newton spectral survey of 12 μm selected galaxies - I. X-ray data”. In: *MNRAS* 413.2, pp. 1206–1235. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2011.18207.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18207.x).
- 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).
- Done, C. (2010): “Observational characteristics of accretion onto black holes”. In: *arXiv e-prints*. DOI: [10.48550/arXiv.1008.2287](https://doi.org/10.48550/arXiv.1008.2287).

- Fabian, A. C. e Miniutti, G. (2005): “The X-ray spectra of accreting Kerr black holes”. In: *arXiv e-prints*. DOI: [10.48550/arXiv.astro-ph/0507409](https://doi.org/10.48550/arXiv.astro-ph/0507409).
- Fanaroff, B. L. e Riley, J. M. (1974): “The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity”. In: *MNRAS* 167.1, pp. 31–36. DOI: [10.1093/mnras/167.1.31P](https://doi.org/10.1093/mnras/167.1.31P).
- Gandhi, P. et al. (2009): “Resolving the mid-infrared cores of local Seyferts”. In: *A&A* 502.2, pp. 457–472. DOI: [10.1051/0004-6361/200811368](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811368).
- Ghisellini, G. (2013): “Radiative Processes in High Energy Astrophysics”. In: *Lecture Notes in Physics, Springer* 873. DOI: [10.1007/978-3-319-00612-3](https://doi.org/10.1007/978-3-319-00612-3).
- Gilli, R., Comastri, A. e Hasinger, G. (2007): “The synthesis of the cosmic X-ray background in the Chandra and XMM-Newton era”. In: *A&A* 463.1, pp. 79–96. DOI: [10.1051/0004-6361:20066334](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066334).
- Harrison, C. (2014): “Observational constraints on the influence of active galactic nuclei on the evolution of galaxies”. Tesi di dott. Durham University, UK.
- Hickox, R. C. e Alexander, D. M. (2018): “Obscured Active Galactic Nuclei”. In: *ARA&A* 56.1, pp. 625–671. DOI: [10.1146/annurev-astro-081817-051803](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081817-051803).
- LaMassa, S. M. et al. (2011): “Uncovering Obscured Active Galactic Nuclei in Homogeneously Selected Samples of Seyfert 2 Galaxies”. In: *ApJ* 729.1, p. 52. DOI: [10.1088/0004-637x/729/1/52](https://doi.org/10.1088/0004-637x/729/1/52).
- LaMassa, S. M. et al. (2017): “Chandra Reveals Heavy Obscuration and Circumnuclear Star Formation in Seyfert 2 Galaxy NGC 4968”. In: *ApJ* 835.1, p. 91. DOI: [10.3847/1538-4357/835/1/91](https://doi.org/10.3847/1538-4357/835/1/91).
- LaMassa, S. M. et al. (2019): “NuSTAR Uncovers an Extremely Local Compton-thick AGN in NGC 4968”. In: *ApJ* 887.2, p. 173. DOI: [10.3847/1538-4357/ab552c](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab552c).
- Levenson, N. et al. (2002): “Extreme X-ray iron lines in active galactic nuclei”. In: *ApJ* 573.2, p. L81. DOI: [10.1086/342092](https://doi.org/10.1086/342092).
- Marshall, F. et al. (1980): “The diffuse X-ray background spectrum from 3 to 50 keV”. In: *ApJ* 235, pp. 4–10. DOI: [10.1086/157601](https://doi.org/10.1086/157601).
- Murphy, K. D. e Yaqoob, T. (2009): “An X-ray spectral model for Compton-thick toroidal reprocessors”. In: *MNRAS* 397.3, pp. 1549–1562. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2009.15025.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15025.x).

- Netzer, H. (2013): *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei*. Cambridge University Press.
- Netzer, H. (2015): “Revisiting the Unified Model of Active Galactic Nuclei”. In: *ARA&A* 53, pp. 365–408. DOI: [10.1146/annurev-astro-082214-122302](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082214-122302).
- Osterbrock, D. E. (1981): “Seyfert galaxies with weak broad H alpha emission lines”. In: *ApJ* 249, pp. 462–470. DOI: [10.1086/159306](https://doi.org/10.1086/159306).
- Padovani, P. et al. (2017): “Active galactic nuclei: what’s in a name?” In: *The A&A Review* 25.1, 2, p. 2. DOI: [10.1007/s00159-017-0102-9](https://doi.org/10.1007/s00159-017-0102-9).
- Peterson, B. M. (2006): “The Broad-Line Region in Active Galactic Nuclei”. In: *Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales*. A cura di Alloin, D. Vol. 693. Springer, p. 77. DOI: [10.1007/3-540-34621-X_3](https://doi.org/10.1007/3-540-34621-X_3).
- Peterson, B. M. (1997): *An Introduction to Active Galactic Nuclei*. Cambridge University Press.
- Peterson, B. M. (2009): “Toward Precision Measurement of Central Black Hole Masses”. In: *Proceedings of the International Astronomical Union* 5.S267, pp. 151–160. DOI: [10.1017/s1743921310006095](https://doi.org/10.1017/s1743921310006095).
- Petrucchi, P.-O. et al. (2018): “Testing warm Comptonization models for the origin of the soft X-ray excess in AGNs”. In: *A&A* 611, A59. DOI: [10.1051/0004-6361/201731580](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201731580).
- Ramos Almeida, C. e Ricci, C. (2017): “Nuclear obscuration in active galactic nuclei”. In: *NatAs* 1, pp. 679–689. DOI: [10.1038/s41550-017-0232-z](https://doi.org/10.1038/s41550-017-0232-z).
- Seyfert, C. K. (1943): “Nuclear Emission in Spiral Nebulae.” In: *ApJ* 97, p. 28. DOI: [10.1086/144488](https://doi.org/10.1086/144488).
- Shakura, N. I. e Sunyaev, R. A. (1973): “Black holes in binary systems. Observational appearance.” In: *A&A* 24, pp. 337–355. DOI: [10.1017/S007418090010035X](https://doi.org/10.1017/S007418090010035X).
- Urry, C. M. e Padovani, P. (1995): “Unified Schemes For Radio-Loud Active Galactic Nuclei”. In: *PASP* 107.715, p. 803. DOI: [10.1086/133630](https://doi.org/10.1086/133630).
- Wada, K., Papadopoulos, P. P. e Spaans, M. (2009): “Molecular Gas Disk Structures Around Active Galactic Nuclei”. In: *ApJ* 702.1, pp. 63–74. DOI: [10.1088/0004-637x/702/1/63](https://doi.org/10.1088/0004-637x/702/1/63).

Wilkes, B. J. e Tananbaum, H. (2024): “The Chandra X-ray Observatory”. In: *Handbook of X-ray and Gamma-ray Astrophysics*. Springer, pp. 1115–1147. DOI: [10.1007/978-981-19-6960-7_150](https://doi.org/10.1007/978-981-19-6960-7_150).

Woltjer, L. (1959): “Emission Nuclei in Galaxies.” In: *ApJ* 130, p. 38. DOI: [10.1086/146694](https://doi.org/10.1086/146694).