



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Misura dello spin in buchi neri galattici

Relatore

Dr. Roberto Taverna

Correlatori

Prof. Roberto Turolla

Dr. Lorenzo Marra

Laureando

Gabriele Baccetti

Anno Accademico 2023/2024

Abstract

I buchi neri sono gli oggetti più relativistici dell'universo. Storicamente, il principale metodo per investigare questi oggetti è lo studio della radiazione elettromagnetica proveniente dai dischi di accrescimento che li circondano, principalmente concentrata nei raggi X (tra 1 e 100 keV). Uno degli aspetti più inesplorati riguarda la misura dello spin di questi oggetti, che si può ottenere dall'analisi spettroscopica della loro emissione, da misure di timing e recentemente, dopo il lancio del satellite IXPE nel 2021, con misure di polarimetria. L'obiettivo di questa tesi è quello di discutere criticamente i diversi metodi di misura dello spin, alla luce delle più recenti osservazioni.

Indice

Introduzione	1
1 Buchi neri	2
1.1 Premesse di relatività generale	2
1.1.1 Lo spazio-tempo e le equazioni di Einstein	2
1.1.2 Soluzione di Schwarzschild	2
1.1.3 Soluzione di Kerr e buchi neri rotanti	3
1.1.4 Geodetiche	3
1.2 Roche lobe overflow e dischi di accrescimento	4
1.2.1 Spettro di emissione del disco di accrescimento	5
1.2.2 Struttura radiale	6
1.3 Classificazione dei buchi neri galattici	7
2 Spettroscopia del disco di accrescimento	9
2.1 Caratteristiche del disco di accrescimento	9
2.1.1 Grandezze fondamentali	9
2.2 X-ray reflection spectroscopy	10
2.2.1 Radiazione riflessa dal disco di accrescimento	10
2.3 Thermal continuum fitting	12
2.3.1 Emissione termica del disco di accrescimento	12
3 Polarizzazione del disco di accrescimento	14
3.1 La polarimetria nello studio dei buchi neri	14
3.1.1 Polarizzazione della luce e parametri di Stokes	14
3.2 Rotazione gravitazionale della polarizzazione	15
3.2.1 Trasporto parallelo del vettore di polarizzazione	16
3.2.2 Funzione di trasferimento della polarizzazione	16
3.3 Modelli per il disco di accrescimento	16
3.3.1 Contributo della radiazione di ritorno	17
3.3.2 Differenti profili di albedo	18
4 Il caso di LMC X-3	21
4.1 Una sorgente di raggi X nella LMC	21
4.2 Strumenti di osservazione	21
4.3 Misura dello spin di LMC X-3	21
4.3.1 Analisi polarimetrica con IXPE	22
4.3.2 Analisi spettroscopica con NICER, NuSTAR e Swift	23
4.3.3 Analisi spettro-polarimetrica	24
4.3.4 Spin dalla polarizzazione	24
Conclusioni	26

Introduzione

I buchi neri sono oggetti compatti originati dal collasso gravitazionale di stelle di grande massa, il cui carburante nucleare non è più in grado di bilanciare l'attrazione gravitazionale; ciò che rimane è una regione dello spazio-tempo che non può comunicare con il resto dell'universo.

Il primo a teorizzare l'esistenza dei buchi neri fu John Michell nel 1784. Il suo ragionamento si basava sul fatto che la velocità di fuga della luce dal sole è 497 volte minore della velocità della luce nel vuoto. Michell ipotizzò quindi l'esistenza di un corpo con raggio pari a 497 volte quello del sole, ma con la stessa densità. In questa configurazione, la velocità di fuga da tale oggetto compatto sarebbe pari alla velocità della luce nel vuoto, impedendo alla luce da esso emessa di allontanarsi. Successivamente, la teoria fu ripresa da Laplace nel 1796, per poi essere interpretata in chiave relativistica agli inizi del '900.

Nel 1915, un mese dopo la pubblicazione dei lavori di Einstein sulla relatività generale, Karl Schwarzschild derivò una soluzione per il campo gravitazionale generato da un corpo sferico non rotante e successivamente, nel 1963, Roy Kerr formulò una soluzione delle equazioni di Einstein per un corpo rotante privo di carica. Solo in seguito queste soluzioni furono contestualizzate nell'ambito dei buchi neri.

In particolare, in questa tesi ci si concentrerà nello studio dei metodi per quantificare la rotazione di un buco nero a partire dalla soluzione elaborata da Kerr.

Nel capitolo 1 si tratteranno i concetti di relatività generale necessari per la comprensione dei fenomeni studiati. I buchi neri saranno contestualizzati nell'ambito delle soluzioni delle equazioni di Einstein e nel particolare della soluzione di Kerr, dalla quale si potranno ricavare le caratteristiche del moto di particelle sotto l'effetto del campo gravitazionale dell'oggetto compatto. Partendo dal caso di un sistema binario, saranno introdotti il fenomeno di Roche lobe overflow e la conseguente formazione di una struttura nota come disco di accrescimento che rappresenta una delle fonti principali di radiazione proveniente dalle zone vicine ad un buco nero.

Il capitolo 2 tratterà dei metodi spettroscopici per la misura dello spin. Inizialmente saranno definite alcune grandezze caratteristiche per la quantificazione dei fenomeni di accrescimento e successivamente si introdurranno i due metodi principali: la X-ray reflection spectroscopy e il thermal continuum fitting.

La misura dello spin di un buco nero a partire dall'osservazione della polarizzazione della radiazione del disco di accrescimento sarà oggetto del capitolo 3. Considerando il trasporto parallelo del vettore di polarizzazione e l'effetto di trascinamento introdotto dalla rotazione del buco nero, si osserva che il vettore di polarizzazione della radiazione proveniente dalle zone vicine al buco nero subisce una rotazione e, in generale, una diminuzione del grado di polarizzazione.

Infine, nel capitolo 4 sarà mostrato un caso reale di applicazione dei metodi presentati nei capitoli precedenti. In particolare sarà descritta l'analisi effettuata in [1] sulla sorgente LMC X-3, osservata nel corso del 2023 da strumenti spettroscopici (NICER, NuSTAR e Swift) e polarimetrici (IXPE).

Capitolo 1

Buchi neri

1.1 Premesse di relatività generale

1.1.1 Lo spazio-tempo e le equazioni di Einstein

Sebbene il concetto di buco nero (BH), ovvero di un oggetto compatto la cui attrazione gravitazionale non permetta la fuga neanche della luce, sia possibile anche utilizzando argomenti prettamente classici [2], per una trattazione più completa si deve necessariamente fare riferimento alla teoria della relatività generale e quindi occorre risolvere le equazioni di campo di Einstein

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\mu\nu}, \quad (1.1)$$

dove $R_{\mu\nu}$ è il tensore di Ricci, R il tensore di curvatura, $T_{\mu\nu}$ il tensore energia impulso e Λ la costante cosmologica (che non sarà considerata nel seguito). Queste equazioni mettono in relazione la curvatura dello spazio-tempo, descritta dal tensore di Einstein $G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu}$, con la sua componente materiale descritta da $T_{\mu\nu}$.

È utile introdurre il concetto di spazio-tempo curvo, caratterizzato da un tensore metrico le cui componenti $g_{\mu\nu}$ sono legate all'elemento di linea ds^2 tramite la relazione:

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu. \quad (1.2)$$

Per poter analizzare le caratteristiche di un BH occorre studiare come questi oggetti estremamente compatti possano modificare la geometria dello spazio-tempo, e quindi le componenti del tensore metrico $g_{\mu\nu}$. Ciò è descritto da due delle possibili soluzioni delle equazioni di Einstein: quella di Schwarzschild e quella di Kerr.

1.1.2 Soluzione di Schwarzschild

La prima soluzione è quella di Schwarzschild nel vuoto che permette di scrivere l'elemento di linea ds^2 , assumendo una simmetria sferica dello spazio-tempo e un BH non rotante, come

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (1.3)$$

dove è stata utilizzata la convenzione per cui $G = c = 1$, che verrà mantenuta nel prosieguo.

Nell'espressione 1.3 sono presenti due singolarità: la prima, per $r = 0$, corrisponde alla singolarità al centro delle coordinate, mentre la seconda è dovuta alla scelta del sistema di coordinate. In effetti, il termine radiale g_{rr} diverge per $r = r_s = 2M$: questo è detto raggio di Schwarzschild e rappresenta l'orizzonte degli eventi del BH, altrimenti noto come limite statico, a significare che al suo interno un osservatore statico non può esistere. L'orizzonte degli eventi separa punti che nello spazio-tempo sono connessi da intervalli di tipo spazio (all'interno del BH, con $ds^2 > 0$) da punti connessi da intervalli di tipo tempo (all'esterno, con $ds^2 < 0$), mentre nell'orizzonte degli eventi vale $ds^2 = 0$. Qui, e nel prosieguo, sarà usata la convenzione di segnatura $(-, +, +, +)$ per il tensore metrico di Minkowski, con un segno negativo davanti alla componente temporale.

1.1.3 Soluzione di Kerr e buchi neri rotanti

La soluzione di Schwarzschild è stata ricavata assumendo un BH non rotante e per poter approfondire la fisica all'esterno di un BH in rotazione è necessario introdurre la metrica di Kerr, sviluppata invece assumendo una simmetria assiale.

Innanzitutto, per poter meglio comprendere questa soluzione, è utile introdurre un nuovo sistema di coordinate, differente da quelle polari sferiche usate per la derivazione della metrica di Schwarzschild, dette di Boyer-Lindquist e definite dalle seguenti relazioni:

$$\begin{cases} x = \sqrt{r^2 + a^2} \sin \theta \cos \phi \\ y = \sqrt{r^2 + a^2} \sin \theta \sin \phi \\ z = r \cos \theta \end{cases}, \quad (1.4)$$

dove r, θ e ϕ sono le coordinate polari. Il termine $a \equiv J/M$ rappresenta il momento angolare per unità di massa del BH. In queste coordinate l'elemento di linea ds^2 assume la forma:

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2Mr}{\Sigma}\right) dt^2 - \frac{4aMr \sin^2 \theta}{\Sigma} dt d\phi + \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 + \Sigma d\theta^2 + \left(r^2 + a^2 + \frac{2Mra^2 \sin^2 \theta}{\Sigma}\right) \sin^2 \theta d\phi^2. \quad (1.5)$$

I termini Σ e Δ sono definiti come:

$$\begin{aligned} \Sigma &= r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \\ \Delta &= r^2 - 2Mr + a^2. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Dall'espressione 1.5 è possibile ricavare le componenti g_{ij} del tensore metrico e in particolare:

$$g_{00} = - \left(1 - \frac{2Mr}{\Sigma}\right). \quad (1.7)$$

Ponendo questa componente uguale a zero, ed usando l'espressione per Σ

$$r^2 + a^2 \cos^2 \theta - 2Mr = 0 \implies r_{e,\pm} = M \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{a^2}{M^2} \cos^2 \theta}\right), \quad (1.8)$$

si ottengono due superfici, con la condizione che $1 - a^2/M^2 \cos^2 \theta \geq 0$, una di raggio maggiore ($r_{e,+}$), che corrisponde al limite statico, ed una di raggio minore ($r_{e,-}$). In particolare, si definisce ergosfera la superficie di raggio $r_{e,+}$.

L'orizzonte degli eventi è invece determinato dalla condizione $g_{rr} \rightarrow \infty$, ovvero

$$\Delta = r^2 - 2Mr + a^2 = 0 \implies r_{o,\pm} = M \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{a^2}{M^2}}\right). \quad (1.9)$$

L'esistenza stessa dell'orizzonte degli eventi richiede che $1 - a^2/M^2 \geq 0$, cioè $|a/M| \leq 1$; da adesso, per semplicità di scrittura, il parametro di spin sarà definito come $a_* \equiv a/M$, che è adimensionale. In particolare, esistono due orizzonti degli eventi, uno esterno ($r_{o,+}$), che è quello di comune interesse, ed uno interno ($r_{o,-}$). Per tutti i risultati appena trovati il limite per cui $a_* \rightarrow 0$ riconduce alla soluzione di Schwarzschild, per la quale l'orizzonte degli eventi e l'ergosfera coincidono.

1.1.4 Geodetiche

In relatività generale, le traiettorie di particelle soggette ad un campo gravitazionale sono descritte dalle geodetiche, cioè curve di lunghezza minima che congiungono due punti nello spazio-tempo. Si definiscono, facendo riferimento alla segnatura $(-, +, +, +)$

- geodetiche di tipo tempo ($ds^2 < 0$), traiettorie di particelle dotate di massa;
- geodetiche di tipo spazio ($ds^2 > 0$);
- geodetiche nulle ($ds^2 = 0$), traiettorie di particelle che viaggiano alla velocità della luce, come i fotoni.

Attorno ad un BH gli effetti gravitazionali sono tra i più intensi presenti nell'universo, e lo spin di questi oggetti compatti introduce importanti modifiche alle traiettorie delle particelle attorno ad essi.

In particolare, le orbite circolari attorno ad un BH sono stabili se hanno un raggio orbitale maggiore di un limite critico detto Ultima Orbita Circolare Stabile (ISCO): per un buco nero non rotante $r_{ISCO} = 6r_g$, dove

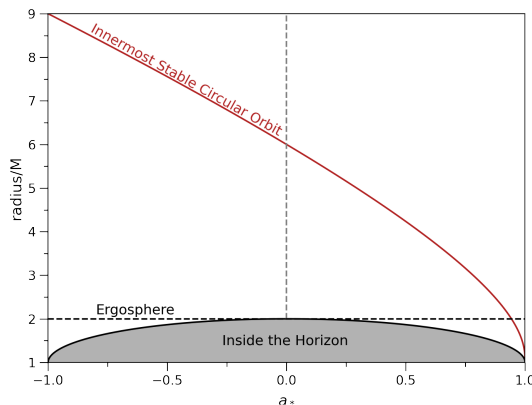


Figura 1.1: Raggio r_{ISCO}/M al variare del parametro di spin $a_* \equiv a/M$. Immagine ottenuta con Python.

$r_g = r_s/2 = M$ è detto raggio gravitazionale. Quando invece entra in gioco lo spin questo raggio limite può avere valori diversi a seconda del parametro di spin a_* e del verso di rotazione della particella (ad esempio se essa è corotante o controrotante rispetto alla rotazione del BH). In generale l'espressione per l'ISCO è [3, 4]:

$$\begin{aligned} r_{ISCO} &= \{3 + Z_2 \mp [(3 - Z_1)(3 + Z_1 + 2Z_2)]^{1/2}\} r_g \\ Z_1 &= 1 + (1 - a_*^2)^{1/3} [(1 + a_*)^{1/3} + (1 - a_*)^{1/3}] \\ Z_2 &= (3a_*^2 + Z_1^2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (1.10)$$

In questa relazione i segni \mp indicano i casi in cui la particella è rispettivamente corotante oppure controrotante rispetto allo spin del BH. Notiamo quindi un'importante proprietà: se la particella è corotante allora l'ISCO si avvicina all'orizzonte degli eventi, fino a $r_{ISCO} = r_g$ per $a_* = 1$; se invece, la particella è controrotante, l'ISCO tende ad allontanarsi dal BH, rendendo instabili orbite fino al limite $r_{ISCO} = 9r_g$ per $a_* = -1$.

Una volta superato l'ISCO, qualsiasi particella cessa di percorrere orbite circolari stabili. La figura 1.1 mostra la variazione dell'ISCO al variare del parametro di spin a_* .

Nonostante per un fotone sia possibile l'esistenza di orbite circolari anche per raggi minori dell'ISCO, nel prosieguo di questa tesi solo quest'ultimo sarà considerato rilevante.

1.2 Roche lobe overflow e dischi di accrescimento

Un caso molto interessante ed estremamente importante nello studio dell'accrescimento dei BH è quello dei sistemi binari, cioè sistemi di due corpi che orbitano attorno al loro centro di massa.

Si considerino due stelle in un sistema binario, e si pensi che una di queste termini il suo ciclo vitale prima dell'altra, diventando un BH. I due corpi di massa M_1 e M_2 , posti ad una distanza d , continueranno a ruotare con velocità angolare $\boldsymbol{\omega}$ su orbite quasi circolari attorno al centro di massa del sistema.

Analizzando il moto di una particella nel sistema di riferimento delle due stelle rotanti è necessario includere i due termini non inerziali dati dalla forza centrifuga e dalla forza di Coriolis, delle quali solo la prima può essere espressa attraverso una componente potenziale. Quindi, il potenziale a cui è soggetta la particella è

$$\phi(\mathbf{r}) = -\frac{GM_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|} - \frac{1}{2}(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r})^2 \quad (1.11)$$

ed è detto potenziale di Roche; \mathbf{r} , \mathbf{r}_1 e \mathbf{r}_2 rappresentano rispettivamente la posizione della particella rispetto al centro di massa e le posizioni relative al centro di massa di M_1 e M_2 . Le superfici equipotenziali sono riportate in figura 1.2; attorno ai due corpi si formano i cosiddetti lobi di Roche, che costituiscono una regione di spazio entro al quale la particella è legata gravitazionalmente ad M_1 oppure ad M_2 . Di particolare interesse è il punto L_1 dove una piccola perturbazione può portare una particella ad orbitare attorno ad M_1 oppure M_2 .

Considerando nuovamente il caso di un BH e di una stella, se quest'ultima, per sua evoluzione, dovesse incorrere in un'espansione essa potrebbe riempire il proprio lobo di Roche; allora alcune particelle della superficie della stella arriverebbero al punto di Lagrange L_1 , entrando nel lobo di Roche del BH. Questo effetto è detto "Roche lobe Overflow", proprio perché la materia della stella in espansione fuoriesce dal proprio lobo di Roche.

Le particelle orbitanti, viste dal sistema di riferimento del centro di massa (che è in quiete), hanno una grande velocità tangenziale rispetto alla velocità radiale e dovranno dissipare il loro momento angolare: si viene perciò

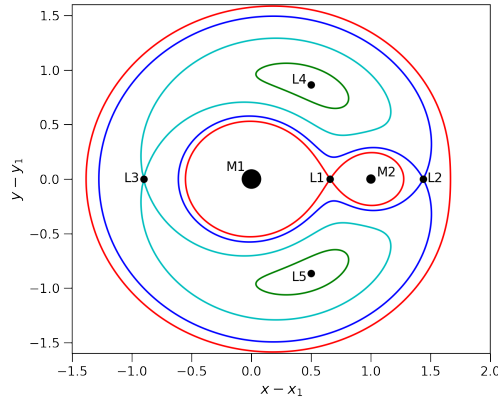


Figura 1.2: Sezione delle superfici equipotenziali di Roche nel piano orbitale di un sistema binario. I punti L_i sono i punti di Lagrange mentre M_1 e M_2 sono le masse che generano il potenziale. Immagine ottenuta con la libreria Pyastronomy di Python.

a formare una struttura a simmetria assiale nota come disco di accrescimento. Tipicamente, una particella, prima di dissipare momento angolare, attraversa un periodo molto breve di dissipazione di energia a momento angolare costante, fino a raggiungere un'orbita circolare. A seguito di questo, inizia invece un periodo più lungo di dissipazione del momento angolare. Questa dissipazione avviene localmente tra due anelli adiacenti del disco di accrescimento; uno di questi (il più lontano dal BH), ruotando a velocità maggiore rispetto all'altro (il più vicino), genererà una frizione viscosa che tende a ridurre la rotazione degli anelli più interni del disco, trasportando momento angolare verso gli anelli più esterni.

1.2.1 Spettro di emissione del disco di accrescimento

Il modello generalmente adottato per descrivere la struttura del disco di accrescimento è quello proposto da Shakura e Sunyaev nel 1973 [5] assumendo un disco geometricamente sottile e otticamente spesso. La prima assunzione corrisponde a chiedere che, data h l'altezza del disco e R la sua estensione radiale, deve valere che $h \ll R$. Quando invece $h \gg \lambda$, dove λ è il cammino libero medio dei fotoni nel disco, allora il disco è otticamente spesso: questo implica che la radiazione osservata è quella di corpo nero ad una data temperatura $T(r)$ che dipende della distanza radiale r .

Una generalizzazione relativistica del modello di Shakura e Sunyaev è stata proposta da Novikov e Thorne nel 1973 [6]. Sebbene questo sia il modello più utilizzato in letteratura, è comunque utile studiare il caso "classico" per determinare il profilo di emissione termica del disco di accrescimento. In particolare, la potenza emessa per unità di area $D(r)$ è data da:

$$D(r) = \frac{3GM\dot{M}}{4\pi r^3} \left(1 - \sqrt{\frac{r_{ISCO}}{r}}\right) \quad (1.12)$$

ed è completamente determinata dalla massa M del BH, dal suo spin a_* , attraverso l'espressione di r_{ISCO} , e dal tasso di accrescimento \dot{M} , che quantifica il flusso di massa che dalla stella compagna si trasferisce al disco di accrescimento del BH per unità di tempo. Ricordando ora la legge di Stefan-Boltzmann $D(r) = 2\sigma T(r)^4$, dove il fattore 2 è stato inserito per tenere conto del fatto che il disco emette radiazione da entrambe le facce e σ è la costante di Stefan-Boltzmann, è possibile determinare l'espressione per la temperatura effettiva del disco

$$T_{eff}(r) = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r_{ISCO}^3}\right)^{1/4} \left(\frac{r_{ISCO}}{r}\right)^{3/4} \left(1 - \sqrt{\frac{r_{ISCO}}{r}}\right)^{1/4}, \quad (1.13)$$

ove è comune definire:

$$T_* = \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma r_{ISCO}^3}\right)^{1/4} \quad (1.14)$$

In figura 1.3 è mostrato l'andamento della temperatura del disco al variare della distanza radiale.

Assumendo che ogni anello del disco emetta radiazione di corpo nero e sommando tutti i contributi si ottiene lo spettro di emissione termica del disco di accrescimento. Il contributo di intensità locale di corpo nero per ogni anello è dato da:

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{e^{h\nu/kT_{eff}(r)} - 1}. \quad (1.15)$$

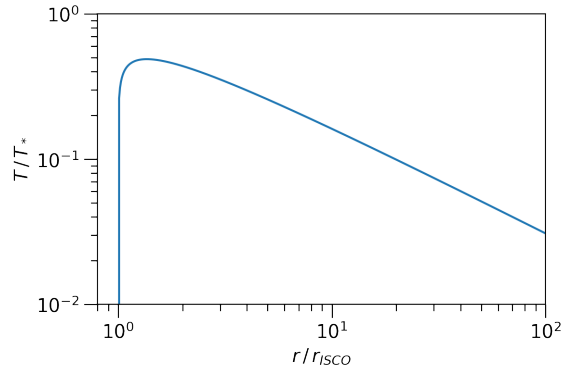


Figura 1.3: Profilo di temperatura del disco di accrescimento in funzione del raggio. In ascissa e in ordinata si è normalizzato per il raggio dell'ISCO e la temperatura T_* . Immagine ottenuta con Python.

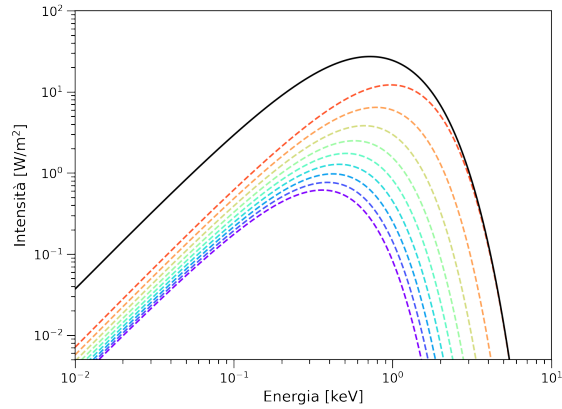


Figura 1.4: Spettro dell'emissione termica di un disco geometricamente sottile e otticamente spesso. Le linee tratteggiate e colorate, dal viola (temperature minori, zone più esterne del disco) al rosso (temperature maggiori, zone più interne del disco), rappresentano l'intensità locale per distanze crescenti a partire dall'ISCO fino ad un valore di $10 r_{ISCO}$. La linea continua è la somma di tutti i contributi e rappresenta lo spettro complessivo. Immagine ottenuta con Python per un BH di spin $a_* = 0.5$ e $M = 10 M_\odot$.

Conoscendo l'intensità specifica possiamo allora calcolare il flusso infinitesimo monocromatico sapendo che $dF_\nu = I_\nu \cos(i) d\Omega$, dove i è l'angolo di inclinazione rispetto alla normale al piano del disco e $d\Omega = 2\pi r dr / D^2$ (D è la distanza tra il disco e l'osservatore). Allora integrando si ottiene lo spettro complessivo del disco

$$F_\nu \propto \int_{r_{ISCO}}^{r_{disc}} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT_{eff}(r)} - 1} r dr \quad (1.16)$$

dove sono stati rimossi i fattori costanti e l'integrale è stato calcolato tra l'ISCO e il bordo esterno del disco. Nell'immagine 1.4 è riportato lo spettro di emissione di un disco geometricamente sottile e otticamente spesso, a volte detto anche “multicolor blackbody”.

1.2.2 Struttura radiale

Nel disco di accrescimento solitamente si distinguono varie zone dove possono prevalere processi di assorbimento o di scattering. Un modello per la struttura radiale del disco è stato calcolato da Shakura e Sunyaev [5] e da Novikov e Thorne [6] ed hanno evidenziato come il disco possa essere separato in 3 zone principali:

1. una regione più esterna, per grandi distanze radiali dal centro del BH, dove la pressione del gas domina la pressione di radiazione, caratterizzata da processi di bremsstrahlung (o assorbimento “free-free”);
2. una regione intermedia, dove la pressione del gas è ancora dominante ma prevalgono processi di scattering con gli elettroni del mezzo;
3. una regione interna, molto vicina al BH, dove la pressione di radiazione domina e si hanno prevalentemente processi di scattering.

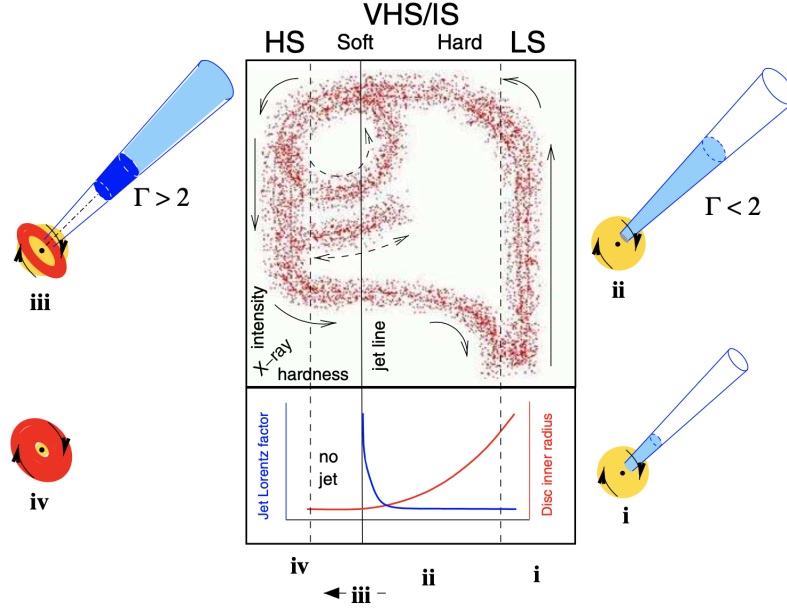


Figura 1.5: Diagramma “hardness-intensity” per la classificazione delle fasi spettrali di un BH. Nel pannello superiore sono indicate sull’asse delle ascisse l’hardness ratio dei raggi X, sull’asse delle ordinate, l’intensità della sorgente. HS indica uno stato Hard/Soft di raggi X, VHS/IS indica uno stato “Very High/Intermediate” e LS indica uno stato “Low/Hard”. Il pannello inferiore mostra la variazione del fattore di Lorentz Γ (in blu) e del raggio interno del disco (in rosso) in funzione dello stato spettrale. Le quattro immagini attorno al grafico mostrano in modo schematico i 4 stadi dell’accoppiamento disco-jet [7].

1.3 Classificazione dei buchi neri galattici

Nell’universo esistono BH con proprietà diverse. Il Teorema “No-hair” afferma che un BH è completamente caratterizzato da 2 proprietà: la massa e lo spin. In termini di massa si distinguono:

- BH stellari con $M \sim 3 - 10^2 M_{\odot}$;
- BH di massa intermedia con $M \sim 10^3 - 10^5 M_{\odot}$;
- BH supermassicci (SMBH) con $M \sim 10^6 - 10^9 M_{\odot}$.

Nel modello di disco geometricamente sottile e otticamente spesso l’emissione dovuta ad ogni anello è quella di un corpo nero ad una data temperatura $T_{eff}(r)$. In generale, la temperatura degli anelli più interni è maggiore rispetto a quelli esterni e quindi anche l’energia della radiazione emessa risulterà essere più elevata: per un BH stellare si osserva un’emissione di corpo nero che ha un massimo ad energie di 0.1–1 keV, corrispondenti alla banda “soft” di raggi X. Le energie raggiunte dai SMBH sono più basse e la struttura di accrescimento è più complessa, ma tali sorgenti non saranno considerate nel seguito della tesi e ci si concentrerà sui BH stellari.

La maggior parte dei BH galattici osservati attraversano varie fasi di emissione o stati spettrali (dall’inglese “spectral states”) che sono caratterizzati dalla luminosità della sorgente, cioè dalla quantità di energia emessa per unità di tempo, e dall’intensità dell’emissione del disco in banda X. Tipicamente i BH stellari trascorrono gran parte del tempo in uno stato quiescente con una luminosità molto bassa; in questa fase il tasso di accrescimento è anch’esso molto basso. In certi periodi, il tasso di accrescimento può variare rapidamente provocando un “outburst” e il BH diventa una sorgente molto luminosa di raggi X.

Il diagramma di “hardness-intensity” in figura 1.5 è un utile strumento per studiare le sorgenti che attraversano queste fasi differenti. L’“hardness ratio”, sull’asse delle ascisse, è il rapporto tra la luminosità in banda X hard (più energetici) e soft (meno energetici). Sull’asse delle ordinate è invece indicata la luminosità totale della sorgente.

Le fasi principali in figura 1.5 identificano diverse configurazioni dell’accrescimento dei BH nei sistemi binari:

- (i) si considerino inizialmente le sorgenti in fase quiescente a bassa luminosità. Durante un outburst si ha un incremento progressivo della luminosità; in questo stato, noto come Low/Hard state (LS in figura), le sorgenti emettono principalmente radiazione ad energia molto alta, e si ritiene che il disco di accrescimento sia troncato a distanze molto maggiori dell’ISCO. Tipicamente in questa fase si sviluppano strutture estese note come “jet”, osservati in banda radio, il cui meccanismo di emissione è ancora oggi oggetto di studio;

- (ii) le sorgenti si spostano ora in orizzontale (verso sinistra) ma mantengono un jet relativistico stabile nonostante la diminuzione di hardness dei raggi X. Il raggio interno del disco si avvicina all'ISCO, portando ad un aumento dell'intensità della radiazione emessa dal disco di accrescimento. Tale fase intermedia (VH-S/IS in figura) prosegue fino a quando le sorgenti raggiungono la "jet line" (iii, linea verticale in figura), in cui il fattore di Lorentz delle particelle che compongono il getto raggiunge il massimo valore;
- (iii) la componente di radiazione termica dello spettro del disco è dominante. Il raggio interno del disco è molto vicino all'ISCO e non si osservano jet. Questa fase è nota come High/Soft state (HS in figura).

In seguito, il tasso di accrescimento diminuisce e termina l'outburst; le sorgenti possono riattraversare le fasi intermedie e tornare in una fase quiescente fino al prossimo outburst. Sebbene questo sia il comportamento osservato per molte sorgenti, si distinguono numerosi casi di BH che non percorrono il ciclo appena mostrato. Una tra queste è, ad esempio, LMC X-3, della quale si discuterà più in dettaglio nel capitolo 4, che è stata osservata principalmente in stato soft ed è una sorgente persistente.

Ai fini di questa tesi, secondo le considerazioni fatte precedentemente sulle caratteristiche del disco di accrescimento geometricamente sottile e otticamente spesso, saranno considerate sorgenti in stato soft per il metodo di "thermal continuum fitting" (si veda la sezione 2.3) e per lo studio della polarizzazione del disco (capitolo 3), mentre per la "X-ray reflection spectroscopy" sarà necessario che la sorgente si trovi in stato hard (sezione 2.2).

Capitolo 2

Spettroscopia del disco di accrescimento

2.1 Caratteristiche del disco di accrescimento

Prima di iniziare con l'analisi dei due metodi spettroscopici di misura dello spin di un BH, ovvero la X-ray reflection spectroscopy (RS) e il thermal continuum fitting (CF), si introducono alcune grandezze e concetti utili per le considerazioni che seguiranno.

2.1.1 Grandezze fondamentali

È stato già discusso nel capitolo 1 come la materia che forma il disco di accrescimento orbita su traiettorie pressoché circolari con raggi sempre minori a causa dell'attrazione gravitazionale del BH e della dissipazione di energia dovuta alla rotazione differenziale del disco. Quando queste particelle di materia raggiungono il limite dell'ISCO, allora subiscono un drastico cambiamento di orbita e cadono all'interno del BH. A partire dal tasso di accrescimento \dot{M} , che identifica la quantità di materia trasferita dalla stella compagna al BH per unità di tempo, si possono ricavare alcune grandezze rilevanti per la descrizione di questi processi. In particolare, si può esprimere la luminosità di una sorgente attraverso l'espressione

$$L = \eta \dot{M} c^2, \quad (2.1)$$

dove η viene detto parametro di efficienza radiativa. Nella condizione di disco geometricamente sottile e otticamente spesso l'efficienza è data da $\eta = 1 - E_{ISCO}$, dove E_{ISCO} è l'energia totale di una massa unitaria nell'orbita dell'ISCO. Per un BH non rotante $\eta \sim 0.057$ mentre per un BH rotante di Kerr si possono raggiungere valori di $\eta \sim 0.42$ per una rotazione massimale.

La luminosità di Eddington, chiamata anche limite di Eddington, è la massima luminosità che un corpo può raggiungere per mantenere l'equilibrio tra la forza di radiazione, agente verso l'esterno, e la forza gravitazionale. In principio, il limite di Eddington è ricavato assumendo un sistema a simmetria sferica che è in netto contrasto con la geometria del disco di accrescimento, tuttavia rimane un parametro utile per confrontare alcune caratteristiche di sorgenti diverse. Il limite di Eddington è definito dall'espressione

$$L_{Edd} = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T}, \quad (2.2)$$

dove M è la massa del corpo, σ_T è la sezione d'urto di Thomson e m_p la massa del protone, e utilizzando la relazione 2.1 si definisce il tasso di accrescimento di Eddington \dot{M}_{Edd} . Per un disco geometricamente sottile e otticamente spesso valori tipici del tasso di accrescimento sono $\dot{M} = 0.01-0.3 \dot{M}_{Edd}$ [3].

Nell'ipotesi che l'ISCO coincida con il raggio interno del disco si possono ricavare importanti informazioni analizzando quanto la struttura di accrescimento sia estesa nelle zone più vicine all'oggetto compatto. Poiché l'ISCO dipende a sua volta dallo spin del BH anche le caratteristiche del disco di accrescimento e della radiazione che emette saranno fortemente influenzate dallo spin dell'oggetto compatto. In particolare, alcuni effetti di relatività generale, la massima temperatura del disco e l'efficienza radiativa dipendono tutti dallo spin del BH.

2.2 X-ray reflection spectroscopy

Il metodo di X-ray reflection spectroscopy, indicato da ora con RS, permette di stimare lo spin di un BH a partire dall'analisi degli effetti relativistici sulla radiazione emessa dalle zone vicine all'ISCO.

2.2.1 Radiazione riflessa dal disco di accrescimento

Nei BH in sistemi binari viene spesso osservata una componente di radiazione non termica che si estende fino ad energie molto elevate (circa 100 keV). Questa risulta dominante, rispetto all'emissione del disco di accrescimento, per sorgenti osservate in stato hard. Il modello di Shakura e Sunyaev non spiega come possa avvenire l'emissione ad energie così elevate e quindi occorre pensare a dei modelli che descrivano tale fenomeno. Tra questi, una proposta è che questa componente provenga da una corona soprastante il BH e che sia prodotta attraverso effetto Compton inverso dei fotoni generati dall'emissione termica del disco di accrescimento. Questi raggi X hard, emessi dalla corona, possono incidere nuovamente sul disco generando la cosiddetta radiazione riflessa.

Sebbene questo modello possa spiegare alcuni fenomeni radiativi, non è ancora ben noto dove la corona sia localizzata e quale sia la sua effettiva struttura. Per il prosieguo di questo capitolo la corona sarà assunta come posizionata sull'asse di rotazione del BH come illustrato in figura 2.1: tale geometria viene detta "lamp-post".

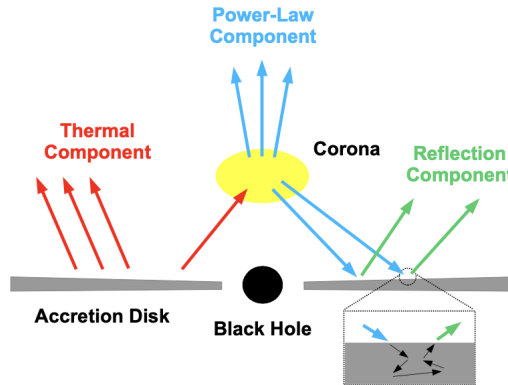


Figura 2.1: Illustrazione grafica della geometria "lamp-post" e rappresentazione delle diverse componenti della radiazione emessa da un BH. La corona è rappresentata sopra al BH, lungo l'asse di rotazione. In rosso: la radiazione termica dovuta al riscaldamento del gas che costituisce il disco può produrre fotoni di energie più elevate per effetto Compton inverso dalla corona, oppure raggiungere un osservatore all'infinito ("Thermal Component"). In blu: la radiazione proveniente dalla corona può incidere sul disco di accrescimento generando la radiazione riflessa, oppure raggiungere un osservatore all'infinito ("Power-Law Component"). In verde: la radiazione è dovuta alla riflessione originata sul disco, a seguito dell'illuminazione dalla corona ("Reflection Component") [8].

È anche possibile osservare un'ulteriore componente di radiazione, dovuta all'effetto di curvatura della luce attorno al BH, detta radiazione di ritorno (dall'inglese "returning radiation"). Questa si presenta solitamente quando la traiettoria dei fotoni provenienti dagli anelli più interni del disco viene piegata a tal punto da ritornare sul disco di accrescimento, essere qui riflessa per poi raggiungere un osservatore all'infinito. Nell'ambito della spettroscopia questa componente è solitamente poco importante, in termini di flusso, rispetto alla radiazione diretta del disco e a quella emessa dalla corona. Tuttavia, la radiazione di ritorno è attesa essere molto polarizzata, caratteristica che la rende molto rilevante nello studio della polarimetria e per questo sarà discussa in dettaglio nel capitolo 3.

Nel pannello (b) in figura 2.2 si può osservare un tipico spettro della riflessione, caratterizzato da diverse righe di emissione e da un Compton continuum che si estende ad energie più elevate, generato dallo scattering Compton dei fotoni emessi dalla corona sulla superficie del disco. Tra le righe di emissione, quella più intensa è solitamente la riga $K\alpha$ del ferro (da qui anche il nome alternativo della RS, cioè metodo della riga del ferro). Questo è dovuto al fatto che il ferro è uno degli elementi pesanti più abbondanti, e la sezione d'urto per assorbimento fotoelettrico degli elettroni nella shell K del ferro è molto alta. Inoltre, alle temperature tipiche del disco di accrescimento il ferro non è ancora completamente ionizzato e gli elettroni possono riempire le shell K e L . La radiazione emessa dalla corona, quando incide sul disco, può avere energia abbastanza elevata da essere assorbita per effetto fotoelettrico, rimuovendo uno dei due elettroni nella shell K (per cui l'energia di soglia è 7.1 keV) e lasciando una lacuna che può essere facilmente riempita da un elettrone nella shell L . A questo punto ci possono essere due casi: o viene emesso un fotone in banda X di energia 6.4 keV oppure l'energia rilasciata

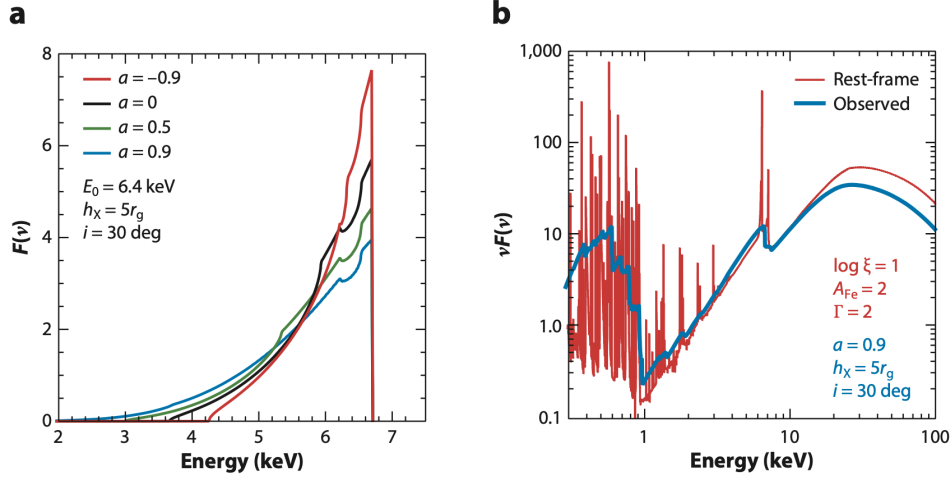


Figura 2.2: (a) Profilo della linea di emissione del ferro per diversi valori del parametro di spin a_* . Il picco è il risultato dell'effetto combinato del redshift gravitazionale e degli effetti Doppler e beaming relativistici. Qui è assunto un valore di energia a riposo $h\nu_0 = 6.4$ keV (corrispondente al valore di energia di emissione per fluorescenza dello spettro del ferro), un'inclinazione rispetto alla visuale dell'osservatore di $i = 30^\circ$ e un'altezza della corona dal piano del disco $h_X = 5r_g$. (b) Esempio di uno spettro di emissione come in (a) ma esteso su una banda di energia più ampia. In rosso è rappresentato lo spettro locale, in blu invece è rappresentato lo spettro osservato [3].

viene utilizzata per rimuovere un elettrone nella shell L (detto elettrone Auger). In figura 2.2 si può osservare questa riga di emissione per energie intorno a 6–7 keV.

La radiazione riflessa dalla superficie del disco si propaga nel forte campo gravitazionale del BH dove entrano in gioco molteplici effetti di relatività, tra cui redshift gravitazionale, effetto Doppler e beaming relativistico, che modificano drasticamente la forma delle righe di emissione. La forma che viene osservata contiene quindi informazioni sulle proprietà del disco di accrescimento, tra le quali, ad esempio, l'estensione dell'ISCO.

In particolare, il redshift gravitazionale fa sì che si formi una coda a bassa energia, tanto più estesa tanto più il disco si estende vicino al BH. Questo avviene perché ci saranno più fotoni emessi nelle zone più vicine al BH dove gli effetti di relatività generale sono più intensi, fornendo informazioni sulla posizione del raggio interno del disco che, assunto si estenda fino all'ISCO, consente di ottenere una stima dello spin del BH. L'effetto Doppler causa invece l'allargamento della riga di emissione, che quindi si separa in due picchi, uno spostata verso il blu, per la radiazione emessa dal lato del disco che ruota verso l'osservatore, ed uno spostata verso il rosso, per la radiazione emessa dalle zone del disco che si allontanano dall'osservatore. Infine, l'effetto di beaming relativistico intensifica la radiazione emessa dalla zona del disco che ruota verso l'osservatore, motivo per cui uno dei picchi è molto più intenso. Questi ultimi due effetti sono fortemente influenzati dall'inclinazione del disco rispetto al piano di vista dell'osservatore: tanto più grande è l'inclinazione, tanto più intensi saranno questi fenomeni. In figura 2.3 è rappresentata la riga di emissione $K\alpha$ del ferro modificata dagli effetti relativistici sopra discussi.

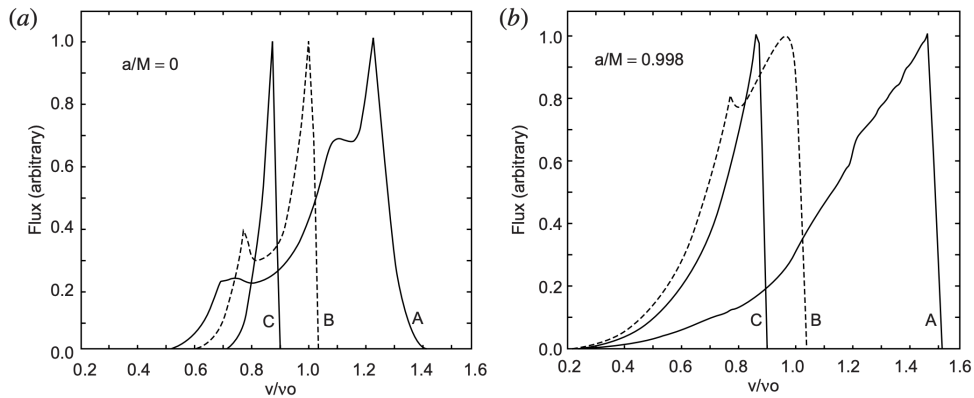


Figura 2.3: Forma prevista della riga di emissione $K\alpha$ del ferro per un BH di Schwarzschild (a) e uno di rotazione massima di Kerr (b). L'asse delle ascisse rappresenta il rapporto tra l'energia osservata e il valore di energia a riposo $h\nu_0 = 6.4$ keV. In entrambi i pannelli l'inclinazione del disco di accrescimento rispetto al piano del cielo è $i = 85^\circ$ (A), $i = 30^\circ$ (B) e $i = 0^\circ$ (C) [9].

L'impiego della RS, che ad ora rappresenta la fonte più numerosa di misure di spin di BH, richiede la costruzione di modelli accurati che dipendono da vari fattori. Tra questi i più importanti sono: l'inclinazione i del disco di accrescimento rispetto all'osservatore; il parametro di ionizzazione ξ del disco; la quantità di ferro A_{Fe} contenuta nel disco; la geometria della corona; la forma dello spettro energetico del continuum di raggi X; il parametro di spin a_* del BH. Inoltre, a differenza del thermal continuum fitting, questo metodo non necessita di misure indipendenti della massa del BH M o della distanza D dall'osservatore.

2.3 Thermal continuum fitting

Il thermal continuum fitting, da ora in poi anche detto CF, si basa sull'osservazione che lo spin modifica la forma del disco di accrescimento. Questo fatto segue dalla dipendenza dell'ISCO dallo spin a_* , e per spin elevati l'ISCO si estende alle zone più prossime al BH, dove la temperatura è più elevata come si osserva dal profilo radiale di temperatura nell'espressione 1.13.

2.3.1 Emissione termica del disco di accrescimento

Come per il metodo RS, il modello adottato del disco di accrescimento è quello di Novikov e Thorne (o Shakura e Sunyaev nel caso classico) di disco geometricamente sottile e otticamente spesso. Tuttavia, il CF, a differenza della RS, vede diretta applicazione nei BH in stato soft. Ricordando l'espressione del profilo radiale di temperatura in 1.13, e posto che un BH stellare ($M \sim 10 M_\odot$) accresce materia con un tasso di accrescimento pari a $\dot{M} \sim 10\% \dot{M}_{Edd}$, allora la massima temperatura raggiunta sulla superficie del disco sarà $T_{max} \approx 10^6\text{--}10^7$ K e il massimo dell'emissione di corpo nero si troverà a $\sim 0.1\text{--}1$ keV (banda X soft).

L'equazione 1.13 mostra che, fissato il tasso di accrescimento, il massimo della temperatura dipende dallo spin del BH. In particolare, all'aumentare di a_* l'ISCO si avvicina al BH e T_{max} aumenta.

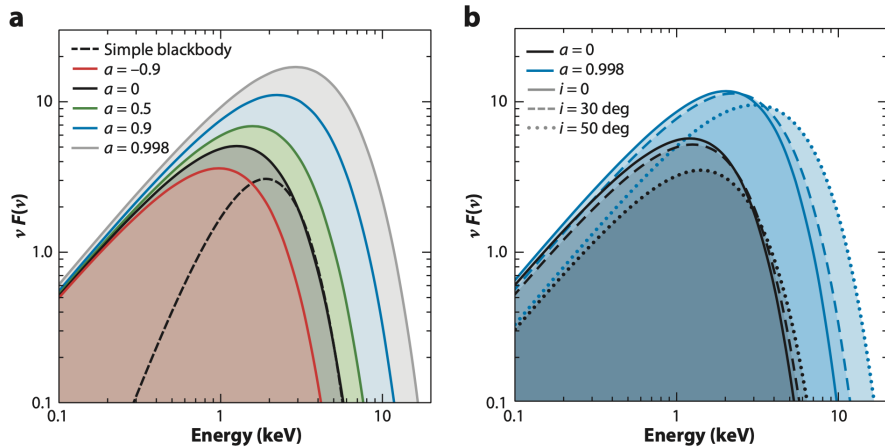


Figura 2.4: Modello dello spettro di emissione termica per un disco di accrescimento di un BH di massa $10 M_\odot$. (a) Spettro ottenuto al variare del parametro di spin a_* (nell'immagine indicato con a), avendo fissato l'inclinazione $i = 30^\circ$, il tasso di accrescimento $\dot{M} = 2.6 \times 10^{18} \text{ gs}^{-1}$ e $f_{col} = 1.7$. La linea tratteggiata rappresenta un semplice corpo nero con $T = 5.63 \times 10^6$ K (cioè di energia $kT = 0.485$ keV). (b) Come in (a) ma fissando due valori di spin $a_* = 0$ e $a_* = 0.998$ e variando l'inclinazione del disco di accrescimento con $i = 0^\circ$, $i = 30^\circ$ e $i = 50^\circ$ [3].

Nella realtà, i processi di scattering e assorbimento del disco sono spesso più complessi e modificano lo spettro di corpo nero dei singoli anelli. Per questo, il profilo di intensità locale del disco è solitamente corretto tramite un fattore f_{col} detto fattore di correzione di colore, che assume valori tipici di $f_{col} \sim 1\text{--}2$ [10]. L'intensità irradiata localmente dal disco sarà quindi data da:

$$I_\nu = \frac{B_\nu(f_{col}T)}{f_{col}^4} \quad (2.3)$$

dove $B_\nu(f_{col}T)$ è il profilo di corpo nero con temperatura $T_{col} = f_{col}T$; questo implica che il picco del profilo osservato sarà spostato ad energie maggiori rispetto alla previsione del modello standard di disco di accrescimento.

In figura 2.4 sono mostrati alcuni spettri di emissione, calcolati considerando gli effetti relativistici, tipici per un BH di massa stellare; in sovrapposizione è inserito anche lo spettro di corpo nero di temperatura $T = 5.63 \times 10^6$ K per evidenziarne le differenze principali.

Anche il modello che descrive lo spettro termico di un disco di accrescimento dipende da svariati parametri, tra cui: la massa del BH M , il tasso di accrescimento \dot{M} , l'angolo di inclinazione i , il fattore di correzione di colore f_{col} , la distanza della sorgente dall'osservatore D e lo spin a_* , e una completa caratterizzazione dello spettro richiede di conoscerli tutti. Sebbene non sia possibile estrapolare tutte queste informazioni a partire dai dati dello spettro del disco, ricavando con misure indipendenti M , D e i si può utilizzare il CF per determinare, ad esempio, a_* e \dot{M} .

Capitolo 3

Polarizzazione del disco di accrescimento

3.1 La polarimetria nello studio dei buchi neri

I metodi spettroscopici analizzati nel capitolo 2 sono largamente utilizzati come strumenti per determinare lo spin di un BH, note la massa, la distanza e l'inclinazione del disco di accrescimento rispetto all'osservatore. In particolare, il metodo della riga del ferro può essere applicato a sorgenti in stato hard, dove una parte della radiazione viene riprocessata nella corona, mentre il metodo di analisi dello spettro termico richiede che la sorgente sia in stato soft e che la componente di radiazione termica sia quella dominante. Le misure effettuate con tali metodi sono a volte concordi, altre volte invece portano a risultati molto diversi tra loro oppure sono in grado solo di definire un limite superiore o inferiore sul parametro di spin. Risulta utile quindi introdurre nuovi metodi per la misura dello spin dei BH.

Nei capitoli precedenti sono state più volte evidenziate le conseguenze della rotazione sullo spazio-tempo circostante. In particolare, non è solo la traiettoria dei fotoni che viene deviata ma si mostra che anche il vettore di polarizzazione della radiazione subisce una rotazione rispetto alla direzione originaria, un effetto analogo all'effetto Faraday per il campo magnetico [11, 12].

La polarimetria in banda X ha inizio negli anni 70 con il lancio del satellite OSO-8 (“8th Orbiting Solar Observatory”) che aveva come obiettivo iniziale l'osservazione del sole e ha successivamente esteso le osservazioni ad altre sorgenti; dopo questo l'unico polarimetro ad essere stato lanciato in orbita è IXPE (“Imaging X-ray Polarimetry Explorer”) nel 2021.

3.1.1 Polarizzazione della luce e parametri di Stokes

La radiazione elettromagnetica è un fenomeno dovuto all'oscillazione dei campi elettrico e magnetico. Dalle equazioni di Maxwell è possibile ricavare l'equazione delle onde per il campo elettrico \mathbf{E} (o alternativamente per quello magnetico \mathbf{B}) nel vuoto:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.1)$$

Tale equazione ha come soluzione particolare un'onda monocromatica dove le componenti del campo elettrico oscillano e sono descritte nel piano xy dalle relazioni:

$$\begin{aligned} E_x &= E_{0,x} \sin(\omega t - kz) \\ E_y &= E_{0,y} \sin(\omega t - kz + \chi) \end{aligned} \quad (3.2)$$

dove ω , k e χ sono rispettivamente la pulsazione, il vettore d'onda e la differenza di fase tra le due componenti. Si definiscono operativamente i parametri di Stokes come:

$$\begin{cases} I = E_{0,x}^2 + E_{0,y}^2 \\ Q = E_{0,x}^2 - E_{0,y}^2 \\ U = 2E_{0,x}E_{0,y} \cos \chi \\ V = 2E_{0,x}E_{0,y} \sin \chi \end{cases} \quad (3.3)$$

dove I rappresenta l'intensità dell'onda, Q e U sono relativi alla polarizzazione lineare mentre V è relativo alla polarizzazione circolare (se $V = 0$ l'onda è polarizzata linearmente). I parametri di Stokes permettono di quantificare la polarizzazione dell'onda elettromagnetica e la sua intensità. In particolare vale in generale che

$$Q^2 + U^2 + V^2 \leq I^2 \quad (3.4)$$

dove l'uguaglianza indica che l'onda è totalmente polarizzata.

Poiché lo scattering è il principale processo in atto, la polarizzazione della radiazione proveniente dal disco di accrescimento è descritta unicamente dai parametri di Stokes per la polarizzazione lineare. In particolare, si definiscono i parametri di Stokes normalizzati per l'intensità I :

$$X_S = \frac{Q}{I}, \quad Y_S = \frac{U}{I}, \quad (3.5)$$

che variano da -1 a $+1$, e sono definiti relativamente a due assi e_1, e_2 ortogonali al vettore d'onda. Il grado di polarizzazione δ e l'angolo di polarizzazione ψ sono invece definiti come:

$$\delta = \sqrt{X_S^2 + Y_S^2}, \quad \psi = \frac{1}{2} \arctan \frac{Y_S}{X_S}. \quad (3.6)$$

Il vettore di polarizzazione \mathbf{f} è legato alla direzione di oscillazione del campo elettrico della radiazione elettromagnetica ed è perpendicolare alla direzione di propagazione dell'onda. In relatività generale, f^μ è un 4-vettore che deve essere trasportato parallelamente lungo una geodetica nulla, caratterizzata dal 4-momento k^μ , mentre il grado di polarizzazione δ è un invariante di Lorentz.

3.2 Rotazione gravitazionale della polarizzazione

Il primo a calcolare la polarizzazione attesa per la luce proveniente da un'atmosfera prevalentemente composta da elettroni, che ricopre il disco di accrescimento, è stato Chandrasekhar nel 1960 [13]. Nelle sorgenti in stato soft le energie dei fotoni emessi dal disco sono molto minori dell'energia a riposo degli elettroni (~ 511 keV), e quindi sono trascurabili gli effetti del rinculo dell'elettrone; per questo motivo si può trattare lo scattering in approssimazione Thomson. Questo significa che la radiazione emessa dal disco avrà inizialmente polarizzazione lineare (prima di risentire degli effetti relativistici), e per simmetria questa dovrà essere parallela o perpendicolare all'asse del disco.

In particolare, in approssimazione di scattering Thomson, il modello di Chandrasekhar prevede che il grado di polarizzazione dei fotoni emessi, cioè la frazione di radiazione polarizzata, dal disco di accrescimento non dipenda dalla loro energia ma dalla direzione rispetto all'asse del disco. La figura 3.1 mostra il grado di polarizzazione al variare del coseno dell'angolo (μ_e) tra la direzione di propagazione del fotone emesso e l'asse del disco: come si vede, per fotoni emessi parallelamente all'asse il grado di polarizzazione è atteso essere $\delta \sim 0\%$ (luce non polarizzata), mentre per fotoni emessi perpendicolarmente all'asse del disco $\delta \sim 11.7\%$ (luce parzialmente polarizzata).

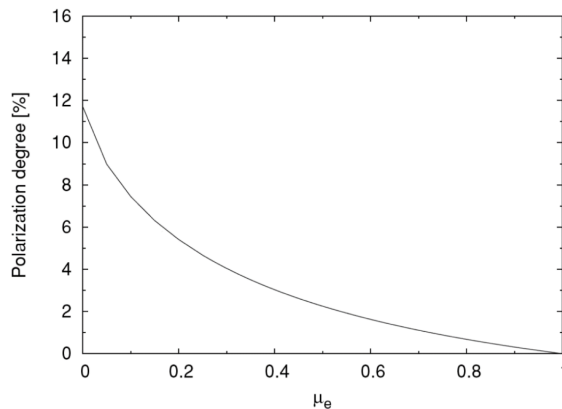


Figura 3.1: Grado di polarizzazione della radiazione proveniente da un disco di accrescimento nel modello di Chandrasekhar in funzione del coseno dell'angolo tra la direzione di propagazione del fotone e l'asse del disco.

3.2.1 Trasporto parallelo del vettore di polarizzazione

Ogni geodetica nella metrica di Kerr è caratterizzata da 3 costanti del moto: E/μ , L/μ e Q/μ^2 (dove μ è la massa a riposo della particella, E ed L l'energia e il momento angolare misurati da un osservatore all'infinito e Q è la costante di Carter [14]). Walker e Penrose scoprirono una quarta costante conservata lungo una geodetica nulla

$$K_{WP} = (K_2 - iK_1) = \left\{ [(k^t f^r - k^r f^t) + a \sin^2 \theta (k^r f^\phi - k^\phi f^r)] + \right. \\ \left. -i [(r^2 + a^2) \sin \theta (k^\phi f^\theta - k^\theta f^\phi) - a \sin \theta (k^t f^\theta - k^\theta f^t)] \right\} (r - ia \cos \theta), \quad (3.7)$$

detta costante di Walker-Penrose [15] composta da un termine dipendente da a ed uno indipendente da esso. Questo significa che la rotazione del vettore di polarizzazione è presente sia in un BH di Schwarzschild, dovuta alla deflessione della luce, che in uno di Kerr, dove si aggiunge un contributo dovuto all'effetto di trascinamento per la rotazione stessa del BH.

In particolare, una geodetica nulla nella metrica di Kerr è caratterizzata dalle costanti del moto L/E , Q/E e K_{WP}/E . Il vettore d'onda k^i si può ricavare direttamente dall'equazione della geodetica (si veda ad esempio [16]) mentre il vettore di polarizzazione f^i è determinato a partire dall'espressione 3.7 insieme a $k^i f_i = 0$, cioè la condizione di perpendicolarità tra il vettore d'onda k^i e il vettore polarizzazione f^i , e alla relazione $f_i f^i = 1$. Per un osservatore all'infinito allora si ottengono i parametri di Stokes definiti dalle espressioni

$$X_\infty = \delta \left(\frac{SK_1 - TK_2}{S^2 + T^2} \right) \\ Y_\infty = \delta \left(\frac{-SK_2 - TK_1}{S^2 + T^2} \right), \quad (3.8)$$

dove $S = (L/\sin \theta_o - a \sin \theta_o)$ e $T = \text{sgn}(k^\theta)_\infty (Q - L^2 \cot \theta_o + a^2 \cos^2 \theta_o)^{1/2}$ e X_∞, Y_∞ sono definiti relativamente al piano polare di assi e_θ ed e_ϕ con angolo polare θ_o [12].

3.2.2 Funzione di trasferimento della polarizzazione

In questo paragrafo saranno indicate con un pedice e (emettitore) le quantità nel sistema di riferimento a riposo della sorgente e con un pedice o (osservatore) quelle misurate da un osservatore all'infinito. Si definisce una funzione di trasferimento F [17], che collega le proprietà locali della radiazione emessa dal disco di accrescimento, ad un dato raggio r_e , con quelle osservate all'infinito. Per un disco geometricamente sottile l'intensità locale I_e è una funzione dell'energia E_e , del raggio r_e e dell'angolo n_e tra la normale al disco e la direzione della radiazione uscente. Allora l'intensità osservata è data da [17]:

$$I(E_o, \theta_o) = \int \int 2\pi I_e(E_o/g, n_e, r_e) F(g^*, r_e, \theta_o) g^2 (g^* - g^{*2})^{-1/2} dg^* d(\pi r_e^2) \quad (3.9)$$

dove $g = E_o/E_e$ e $g^* = (g - g_{min})/(g_{max} - g_{min})$ con g_{max} e g_{min} il massimo e minimo redshift per un raggio che da r_e raggiunge l'osservatore ad un angolo polare θ_o . Analogamente, si ottengono le espressioni per i parametri di Stokes

$$\bar{Q}(E_o) + i\bar{U}(E_o) = \int \int 2\pi I_e \delta_e h g^2 (g^* - g^{*2})^{-1/2} dg^* d(\pi r_e^2) \quad (3.10)$$

dove $h \equiv F e^{2i\psi}$, con ψ la direzione della polarizzazione come osservata all'infinito rispetto agli assi e_θ ed e_ϕ . Il grado e l'angolo di polarizzazione osservati sono dunque dati da

$$\bar{\delta}(E_o) = \frac{(\bar{Q}^2(E_o) + \bar{U}^2(E_o))^{1/2}}{\bar{I}(E_o)} \\ \bar{\psi}(E_o) = \frac{1}{2} \arctan \frac{\bar{U}(E_o)}{\bar{Q}(E_o)} \quad (3.11)$$

La figura 3.2 mostra chiaramente che gli effetti di relatività generale comportano una rotazione del vettore polarizzazione e, in generale, una diminuzione del grado di polarizzazione osservati. Il profilo di Chandrasekhar predice che la radiazione emergente da un disco di accrescimento (prima di calcolare gli effetti relativistici) per un'inclinazione di 75.5° abbia $\delta \sim 4.7\%$ e questo è riportato in figura con una linea tratteggiata.

3.3 Modelli per il disco di accrescimento

La polarizzazione della luce proveniente dal disco di accrescimento di un BH può essere un importante strumento per la determinazione del suo spin. In questa sezione sarà descritto come gli effetti relativistici influenzino la polarizzazione della radiazione emessa dal disco, concentrandosi in particolare su due aspetti:

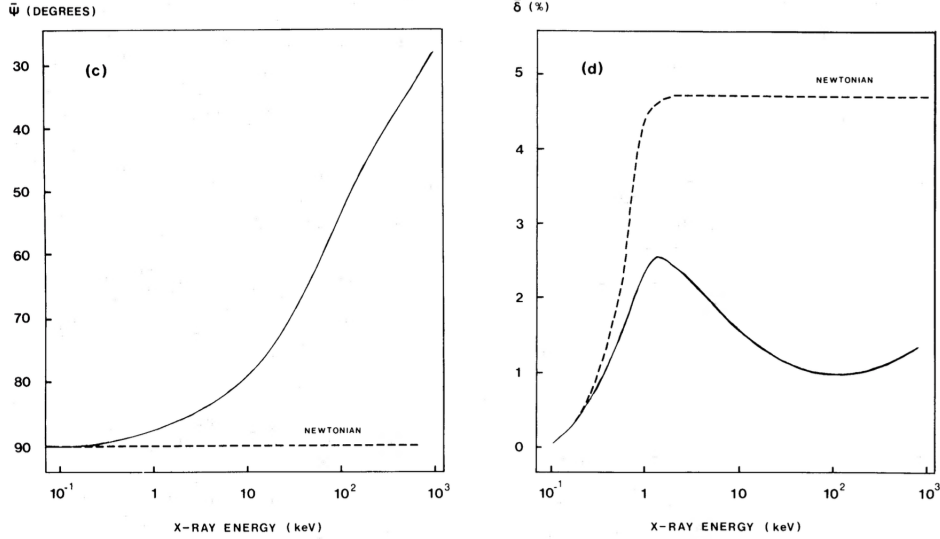


Figura 3.2: Angolo di polarizzazione (a sinistra) e grado di polarizzazione (a destra) per la radiazione proveniente da un BH di massa $M = 9 M_{\odot}$ e tasso di accrescimento $\dot{M} = 7 \times 10^{17} \text{ gs}^{-1}$. L'inclinazione dell'asse disco rispetto all'osservatore è $\theta_o = 75.5^\circ$ e lo spin è $a_* = 0.998$. La linea tratteggiata indica il caso "classico", cioè in assenza di effetti relativistici [12].

- il contributo della radiazione di ritorno sulla polarizzazione totale del disco, cioè di quei fotoni che, originati molto vicini al BH, vedono la loro traiettoria piegarsi a tal punto da ritornare sul disco di accrescimento;
- l'albedo del disco, cioè la frazione di fotoni che viene riflessa dal disco.

3.3.1 Contributo della radiazione di ritorno

Nel capitolo 2 la radiazione di ritorno è stata trascurata perché solo i fotoni più energetici, cioè quelli provenienti dalle zone più vicine al BH, possono ritornare sul disco. Sebbene la frazione di fotoni di ritorno contribuisca in minor parte al flusso totale, questa dovrebbe essere fortemente polarizzata e quindi portare grandi cambiamenti al profilo di polarizzazione complessivo. In effetti, assumendo di poter approssimare i processi d'urto come di singolo scattering Thomson, la sezione d'urto è:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{pol} = r_0^2 |\mathbf{f}_i \cdot \mathbf{f}_f|, \quad (3.12)$$

dove r_0 è il raggio classico dell'elettrone e \mathbf{f}_i e \mathbf{f}_f sono rispettivamente il vettore di polarizzazione prima e dopo l'urto sul disco. Questo significa che la sezione d'urto è più grande dove la variazione della direzione della polarizzazione nell'urto è minore. Quando il fotone viene deflesso quasi perpendicolarmente, la direzione della radiazione uscente è quasi parallela alla direzione della polarizzazione del fotone incidente: quindi, in questa configurazione, la radiazione uscente può essere polarizzata quasi al 100%, portando un contributo maggiore alla polarizzazione totale del disco.

In figura 3.3 si può osservare il profilo della polarizzazione della radiazione proveniente dal disco di accrescimento, ottenuta a seguito degli effetti di relatività generale, in due casi differenti: considerando prima solo la radiazione diretta e poi includendo quella di ritorno.

L'immagine 3.3 è molto utile per osservare come è atteso che gli effetti relativistici modifichino la polarizzazione al variare della regione del disco che emette la radiazione. L'intensità crescente nella zona sinistra del BH è dovuta all'effetto beaming relativistico del materiale che si muove in direzione dell'osservatore, e la parte posteriore del disco appare piegata verso l'osservatore grazie all'effetto di lente gravitazionale causato dal BH, risultando in un'inclinazione effettiva minore. I tratti neri che si osservano nell'immagine sono rappresentazioni grafiche della proiezione del vettore polarizzazione sul piano di osservazione: l'inclinazione determina l'angolo di polarizzazione, mentre la lunghezza rappresenta il grado di polarizzazione. Osservando l'immagine a sinistra in figura 3.3, lontano dal BH la proiezione del vettore polarizzazione è orizzontale e il grado di polarizzazione è $\delta \sim 4\%$, come è previsto dal modello di Chandrasekhar per un'inclinazione di 75° (si veda anche la figura 3.1) [13]. Al contrario, vicino al BH, e quindi ad energie più elevate, la polarizzazione risente degli intensi effetti gravitazionali. In particolare, il grado di polarizzazione è minore nelle zone dove il beaming relativistico è più forte (zona a sinistra del centro del BH in figura 3.3) e la lente gravitazionale è più efficace (poco sopra il centro del BH); l'angolo di polarizzazione subisce invece una significativa rotazione dovuta agli effetti gravitazionali.

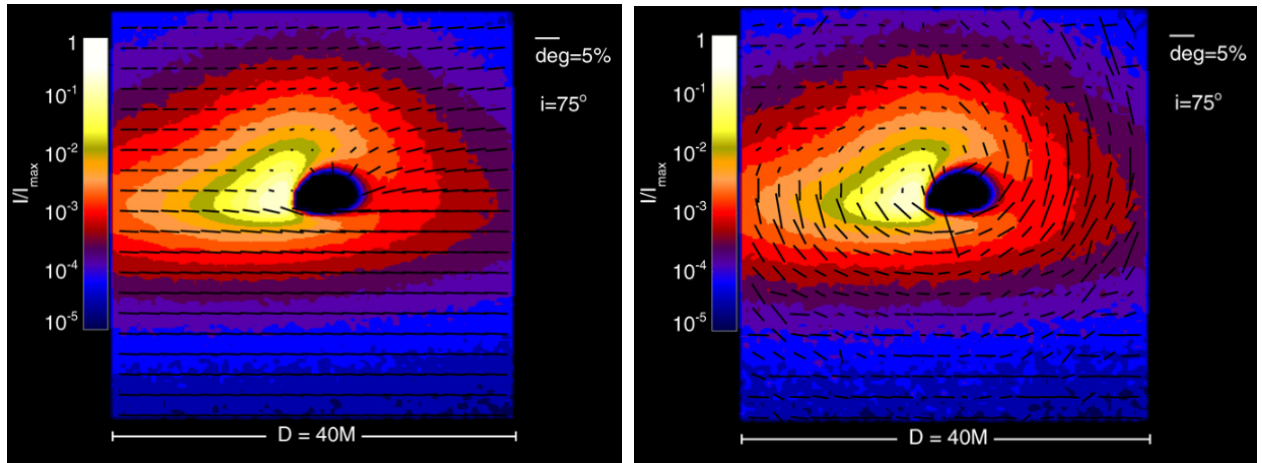


Figura 3.3: Ricostruzione della polarizzazione della radiazione proveniente da un disco di accrescimento in un modello di Nokinov-Thorne. A sinistra: solo contributo della radiazione diretta. A destra: contributo combinato della radiazione diretta e di ritorno. L'osservatore è posto ad un'inclinazione $i = 75^\circ$ rispetto all'asse di simmetria del disco, e il materiale nella zona sinistra del disco si muove nella direzione dell'osservatore. Il BH ha spin $a_* = 0.99$ e massa $M = 10 M_\odot$ con tasso di accrescimento pari a $\dot{M} = 0.1 \dot{M}_{Edd}$. L'intensità osservata è riportata in scala logaritmica nella scala di colori [18].

Concentrandosi invece sull'immagine destra in figura 3.3, quando la radiazione di ritorno è inclusa, si nota che il profilo di polarizzazione cambia notevolmente e in alcuni casi la polarizzazione osservata è ruotata di circa 90° rispetto a quella ottenuta con il contributo della sola radiazione diretta.

In particolare, la radiazione proveniente dalla parte più lontana del disco viene riflessa dalla zona del disco più vicina (rispettivamente sopra e sotto al BH nell'immagine) con angoli relativamente piccoli, ottenendo quindi una polarizzazione orizzontale (similmente a quanto visto nell'immagine a sinistra). Invece, la radiazione che proviene dai lati del disco (da sinistra o da destra del BH) può raggiungere il lato opposto ed essere riflessa con angoli vicini a 90° , risultando perciò in una componente fortemente polarizzata verticalmente.

Sebbene le mappe di polarizzazione in figura 3.3 siano molto utili per osservare la geometria del disco di accrescimento e gli effetti di relatività generale, integrando su tutto il disco è possibile determinare l'andamento dell'angolo e del grado di polarizzazione in funzione dell'energia. La figura 3.4 mostra lo spettro, il grado di polarizzazione e l'angolo di polarizzazione osservabili per un BH il cui disco ha un'inclinazione di $i = 75^\circ$ rispetto al piano del cielo e per 3 diversi parametri di spin.

La radiazione di ritorno è significativa soprattutto per i fotoni ad alta energia, come si vede dalla figura 3.4, perché partono dalle zone più vicine al BH dove la temperatura del disco è maggiore. All'aumentare del flusso di radiazione di ritorno, la polarizzazione totale passa da un contributo a prevalenza di radiazione diretta ad uno di radiazione di ritorno e, in questa transizione, il grado di polarizzazione presenta un minimo, perché i due termini tendono a cancellarsi reciprocamente. In effetti, si potrebbe definire un raggio di transizione (al variare dello spin del BH) \tilde{R} , che assume valori da $\tilde{R} \sim 7 M$ per $a_* = 0$ fino a $\tilde{R} \sim 5 M$ per $a_* = 0.998$. Questo raggio di transizione permette di identificare la zona del disco dove il contributo di radiazione di ritorno è dominante, producendo una polarizzazione verticale; al di fuori di questa zona, la radiazione diretta è più importante e determina una polarizzazione orizzontale. La determinazione dell'energia alla quale avviene questa transizione costituisce un ulteriore importante strumento per la misura dello spin dei BH.

3.3.2 Differenti profili di albedo

Fino ad ora si è considerato che tutti i fotoni che tornano sul disco vengono riflessi dalla sua atmosfera, cioè che l'albedo del disco sia del 100%. È chiaro che questa sia una semplificazione molto forte rispetto alla reale conformazione dell'atmosfera che ricopre il disco di accrescimento. In effetti, quando l'albedo è del 100% la superficie del disco è completamente ionizzata e quindi non vi sono effetti di assorbimento da parte dell'atmosfera e, ad esempio, non sarebbe possibile osservare la riga del $K\alpha$ del ferro (si veda il capitolo 2).

La figura 3.5 mostra differenti profili di albedo ottenuti per diversi valori dello spin del BH e al variare della distanza radiale dal centro. I profili sono stati ottenuti con CLOUDY [20], un codice per simulare i processi che avvengono all'interno delle nubi astrofisiche. Il codice CLOUDY richiede come parametri di input la temperatura T del materiale e la densità di idrogeno $n(H)$, quest'ultima ottenuta da un modello proposto da Compère e

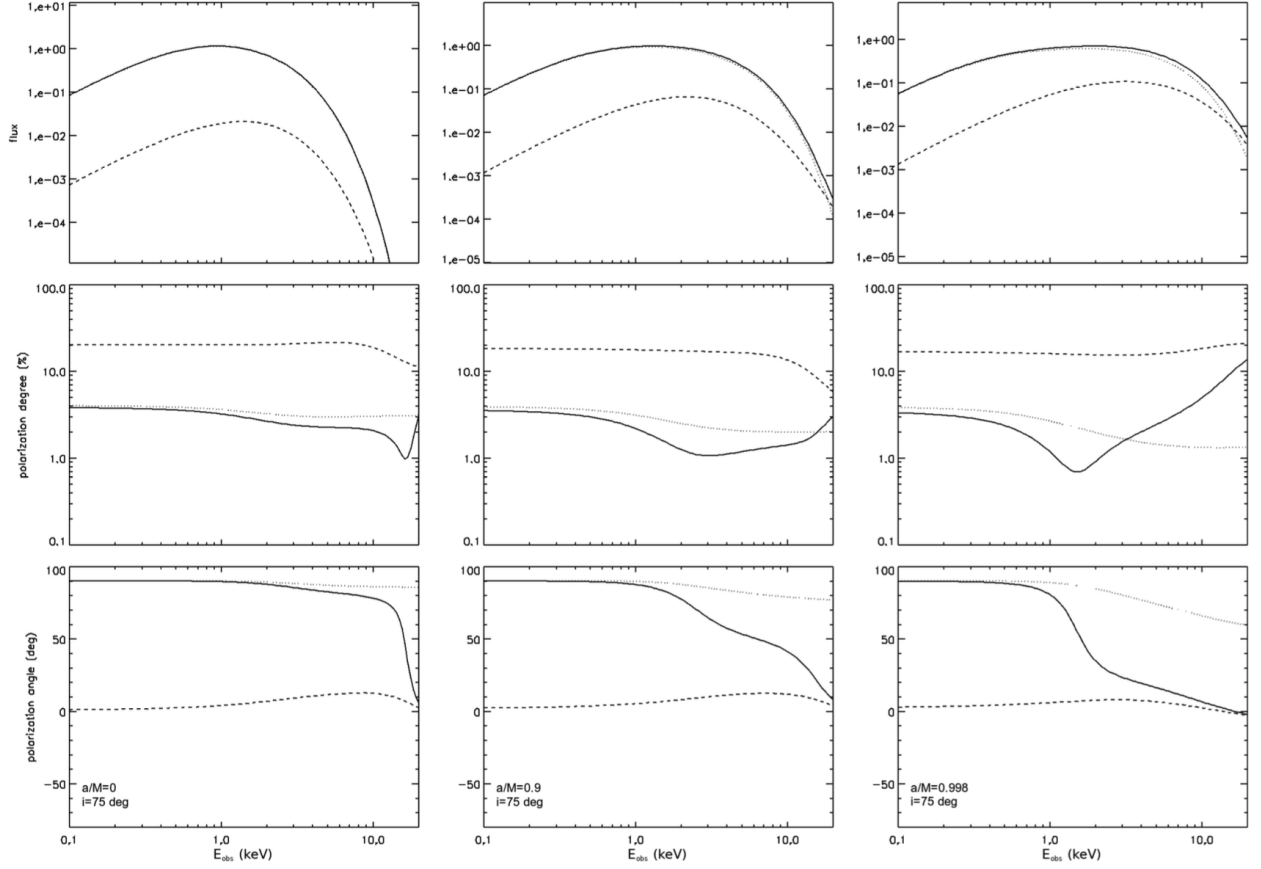


Figura 3.4: Spettro osservato (in alto), grado di polarizzazione (al centro) e angolo di polarizzazione (in basso) in funzione dell'energia osservata dei fotoni per un BH di massa $M = 10 M_{\odot}$. Il disco di accrescimento del BH è inclinato rispetto al piano del cielo di un angolo di $i = 75^{\circ}$, mentre tre parametri di spin sono analizzati: a sinistra $a = 0$, al centro $a = 0.9$, a destra $a = 0.998$. Il tasso di accrescimento è scelto in modo tale che la luminosità sia il 10% del limite di Eddington. Qui è usata la convenzione per cui fotoni con polarizzazione parallela rispetto all'asse di simmetria del disco hanno angolo di polarizzazione nullo. Le componenti della radiazione sono segnate separatamente con linee punteggiate (radiazione diretta), linee tratteggiate (radiazione di ritorno) e linee continue (contributo totale) [19].

Oliveri [21]. Il profilo di Albedo viene quindi calcolato data la temperatura $T(r)$ e la densità $\rho(r)$ ad una data distanza radiale r .

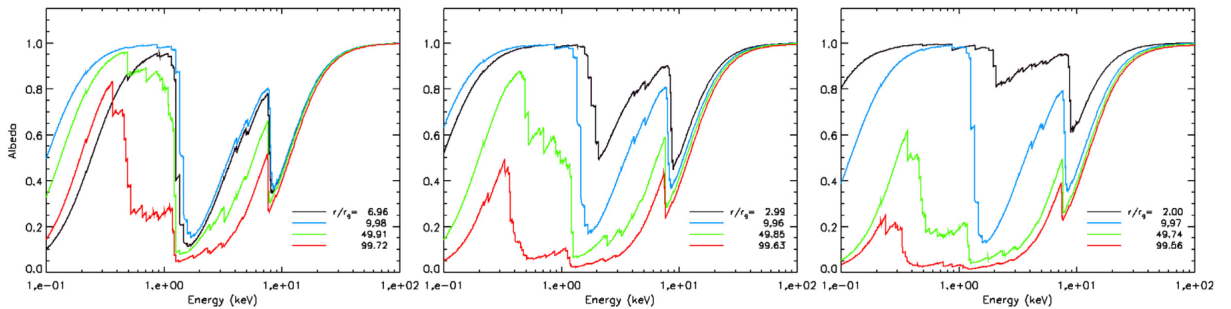


Figura 3.5: Profili di albedo in funzione dell'energia dei fotoni ottenuti da CLOUDY per $a_* = 0$ (sinistra), $a_* = 0.9$ (centro) e $a_* = 0.998$ (destra). La scala dei colori si riferisce a diverse distanze radiali (r/r_g) dal centro del BH. Per la temperatura si è usata l'espressione 1.13 mentre per la densità si fa riferimento al modello di Compère e Oliveri [19].

Ad energie molto alte ($\sim 10\text{--}100\text{ keV}$) si nota che l'albedo è in buona approssimazione 100%. Tuttavia, per le energie che interessano soprattutto la banda X soft ($\sim 0.1\text{--}10\text{ keV}$) l'albedo cambia significativamente e in particolare attorno a $6\text{--}7\text{ keV}$, dove è prevista la linea di assorbimento $K\alpha$ del ferro.

Per studiare meglio come un albedo più realistico possa modificare la polarizzazione della radiazione emergente

dal disco di accrescimento, si riporta in figura 3.6 lo spettro, il grado di polarizzazione e l'angolo di polarizzazione per gli stessi parametri della figura 3.4 dove era stato utilizzato un albedo del 100% (i risultati della figura 3.4 sono riportati in blu anche nella figura 3.6 per un confronto immediato), ma includendo l'albedo calcolato con CLOUDY.

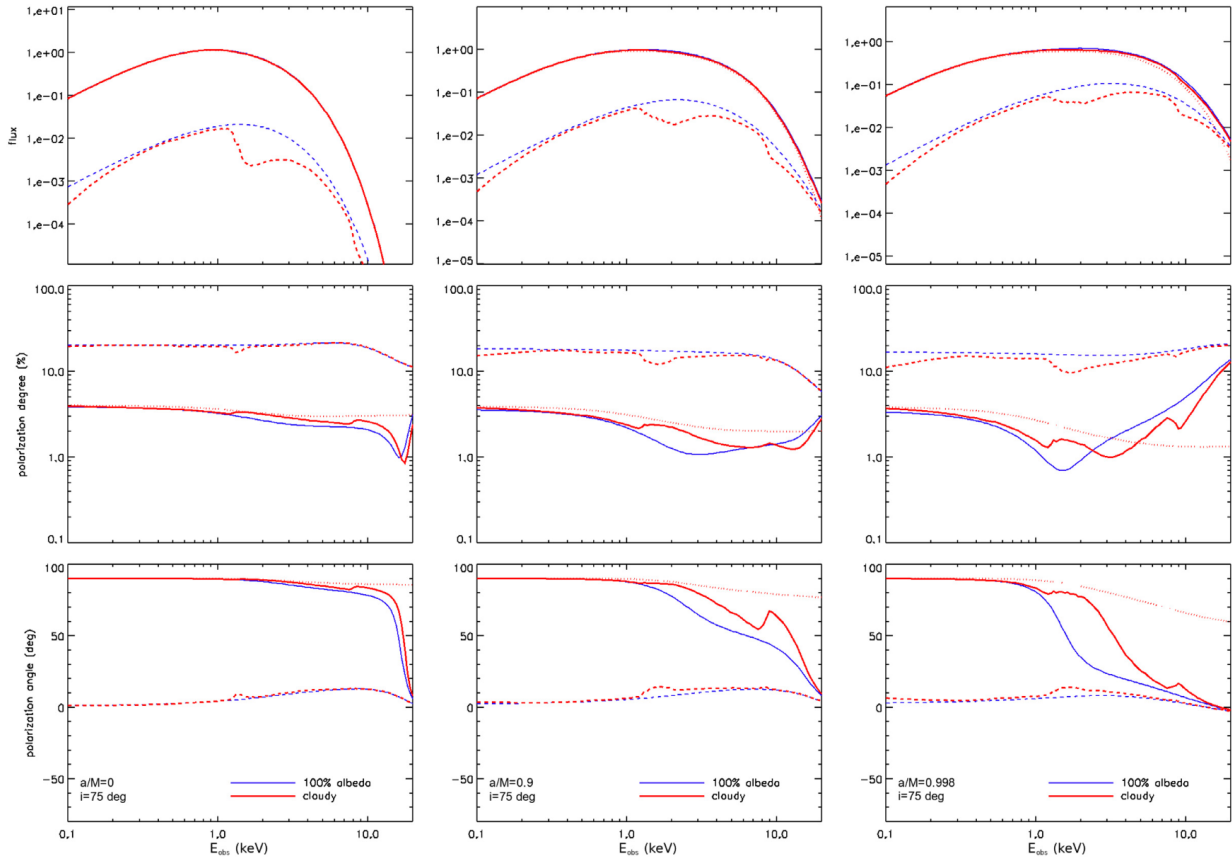


Figura 3.6: Spettro osservato (in alto), grado di polarizzazione (al centro) e angolo di polarizzazione (in basso) in funzione dell'energia osservata dei fotoni per un BH di parametri come in figura 3.4, per due diversi profili di albedo del disco. In blu sono riportati i risultati per un albedo del 100% mentre in rosso quelli per il profilo calcolato da CLOUDY utilizzando i parametri di figura 3.5. Come in figura 3.4 le linee punteggiate indicano la radiazione diretta, le linee tratteggiate quella di ritorno e le linee continue il contributo totale [19].

I fotoni della radiazione di ritorno sono chiaramente molto influenzati dal cambiamento dell'albedo del disco, ma lo spettro totale non mostra variazioni significative perché il contributo della radiazione di ritorno è meno importante in flusso rispetto a quello della radiazione diretta. Se anche per alte energie è atteso che la radiazione di ritorno prevalga nella polarizzazione, comunque questo non porta grandi modifiche allo spettro osservato precedentemente perché per energie $\sim 10\text{--}100$ keV l'albedo è in una buona approssimazione del 100% (si veda la figura 3.5).

Il grado di polarizzazione e l'angolo di polarizzazione subiscono invece importanti cambiamenti. In particolare, la transizione al contributo di radiazione di ritorno avviene ad energie più alte per il disco con albedo calcolato con CLOUDY. L'effetto principale sulla radiazione di ritorno si manifesta quindi nello spostamento del minimo del grado di polarizzazione e della zona di rapido cambiamento dell'angolo di polarizzazione verso energie maggiori. Questo è possibilmente dovuto al fatto che, diminuendo l'albedo del disco, una parte della radiazione di ritorno viene assorbita e quindi nella polarizzazione complessiva il contributo è minore.

Capitolo 4

Il caso di LMC X-3

4.1 Una sorgente di raggi X nella LMC

In questo capitolo sarà presentato un caso di applicazione dei metodi di misura di spin presentati precedentemente. In particolare, LMC X-3 è una sorgente di raggi X, situata nella Grande Nube di Magellano, scoperta nel 1971 dalla missione Uhuru [22]. Successive osservazioni mostrarono che tale sorgente fosse parte di un sistema binario con un periodo orbitale di 1.7 giorni, composto da una stella e da un oggetto compatto, identificato con un BH [23].

LMC X-3 è un caso alquanto inusuale rispetto ad altri BH in sistemi binari. Si tratta, infatti, di un sistema persistente che non attraversa stati di quiescenza (si veda il capitolo 1) ed osservato principalmente in stato soft. Tuttavia, in certi momenti è stato osservato in stato hard ed anche in uno stato a bassa luminosità.

Il fatto che LMC X-3 sia in stato soft per lunghi periodi, la rende una sorgente ideale per la determinazione dello spin tramite thermal continuum fitting [24] e analisi della polarizzazione [1]. Il metodo della riga del ferro risulta meno adatto perché nello spettro non c'è evidenza diretta di una riga di emissione $K\alpha$ del ferro [25].

Trovandosi nella Grande Nube di Magellano, la distanza tra la Terra e LMC è nota in buona approssimazione ed è stimata essere $D = 49.59 \pm 0.09$ (stat) ± 0.54 (syst) kpc [26]. La massa del BH, della stella compagna e l'inclinazione del sistema sono invece ottenuti da osservazioni spettroscopiche e fotometriche e valgono rispettivamente $M_{BH} = 6.98 \pm 0.56 M_{\odot}$, $M_{star} = 3.63 \pm 0.57 M_{\odot}$ e $i = 69^{\circ}.24 \pm 0^{\circ}.72$ [27].

4.2 Strumenti di osservazione

La sorgente LMC X-3 è stata osservata dall'Imaging X-ray Polarimetry Explorer (IXPE) tra il 7 e 8 e dal 12 al 21 luglio del 2023 per un tempo totale di esposizione pari a 562 ks.

IXPE è equipaggiato con tre polarimetri sensibili alla radiazione X nella banda 2–8 keV. In particolare, i detector di IXPE sono i cosiddetti “Gas Pixel Detector” (GPD) e sfruttano l'effetto fotoelettrico, per determinare la direzione della polarizzazione della luce incidente. Quando i fotoni raggiungono il detector attraversano uno strato di gas e, dopo essere stati assorbiti, causano l'emissione di un fotoelettrone la cui direzione di emissione è tendenzialmente allineata con la direzione del campo elettrico del fotone, e quindi della sua polarizzazione; il fotoelettrone emesso, perdendo energia, ionizzerà il gas lasciando una traccia nel detector. La radiazione incidente è quindi elaborata in base alla direzione preferenziale della polarizzazione dei fotoni incidenti: nel caso di luce non polarizzata, che non ha una direzione di oscillazione privilegiata, la risposta del detector è uniforme rispetto a tutte le configurazioni angolari analizzate, mentre per luce polarizzata la risposta è descritta da una distribuzione angolare che è piccata in corrispondenza della direzione della polarizzazione.

Oltre che da IXPE la sorgente è stata osservata anche da strumenti spettroscopici, NICER (“Neutron star Interior Composition Explorer”), NuSTAR (“Nuclear Spectroscopy Telescope Array”) e Swift, che hanno fornito dati come ausilio all'analisi polarimetrica e hanno permesso di ottenere una stima dello spin da thermal continuum fitting.

4.3 Misura dello spin di LMC X-3

Nell'ambito dell'analisi spettrale di una sorgente di raggi X è comune utilizzare il programma XSPEC che, combinando modelli diversi per rappresentare l'emissione di una data sorgente, permette di fittare lo spettro e

ricavarne informazioni preziose. A tal proposito, in questa sezione saranno analizzati i metodi di misura di spin impiegati in [1] dove inizialmente è stata effettuata un’analisi diretta della polarizzazione ottenuta da IXPE indipendente dal modello spettrale usato per descrivere la radiazione emessa dalla sorgente. Successivamente è stata effettuata un’analisi spettrale e spettro-polarimetrica della radiazione osservata utilizzando diversi modelli inclusi in XSPEC, tra cui:

- `simpl` per identificare la componente dovuta all’emissione della corona (si veda la figura 2.1);
- `kerrbb` per descrivere l’emissione di un disco geometricamente sottile e otticamente spesso;
- `tbfeo` per tener conto dell’assorbimento interstellare tra la sorgente e l’osservatore;
- `polconst` che assegna un grado ed un angolo di polarizzazione costante in energia al modello spettrale;
- `kynbrr` che, come `kerrbb`, descrive le caratteristiche della radiazione emessa da un disco geometricamente sottile e otticamente spesso, ma capace anche di descriverne la polarizzazione.

4.3.1 Analisi polarimetrica con IXPE

In figura 4.1 sono mostrati i dati ottenuti dalle osservazioni di IXPE in funzione del tempo.

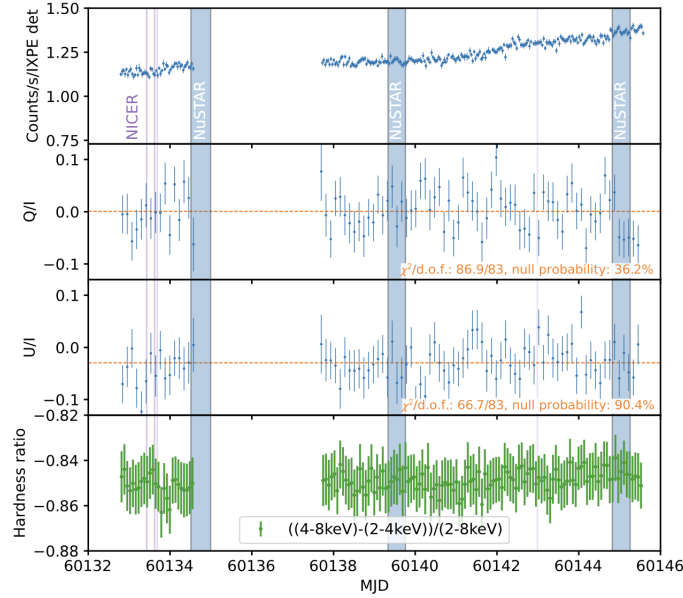


Figura 4.1: Variazione dei conteggi (pannello in alto), parametri di Stokes normalizzati Q/I (secondo pannello), U/I (terzo pannello) e hardness ratio (pannello in basso) al variare del tempo (in “Modified Julian Date”). Le osservazioni di NICER e NuSTAR sono indicate dalle fasce colorate [1].

Dal primo pannello in alto si osserva che LMC X-3 mostra un aumento costante del flusso durante il puntamento. La polarizzazione è poi caratterizzata dai parametri di Stokes normalizzati Q/I e U/I che mostrano un andamento stabile e le variazioni sono compatibili con le fluttuazioni statistiche; combinando i due set di dati ed interpolando i dati con una costante si ottiene un $\chi^2/\text{dof} = 153.7/166 \sim 0.93$. Nel pannello inferiore si può osservare l’hardness ratio al variare del tempo di acquisizione; come atteso non sono presenti variazioni significative, suggerendo che la sorgente mantenga uno stato soft stabile durante tutto il periodo di esposizione.

Combinando i dati ottenuti dai tre detector di IXPE, ed utilizzando i parametri di Stokes integrati nel tempo, si ottengono il grado di polarizzazione δ e l’angolo di polarizzazione ψ . Integrando nel range 2–8 keV si ricava $\delta = 3.1\% \pm 0.4\%$ e $\psi = -45^\circ \pm 4^\circ$ con errori a 1σ .

In figura 4.2 si possono osservare il grado e l’angolo di polarizzazione al variare dell’energia nel range 2–8 keV. Nel range di energie di 2–5 keV il grado di polarizzazione è circa del 3%, mentre ad energie maggiori si osserva un aumento nella polarizzazione, sebbene gli errori nelle misure siano significativamente più grandi. L’angolo di polarizzazione è invece compatibile con un valore costante al variare dell’energia. La polarizzazione misurata alle diverse energie è sempre maggiore, eccetto per energie superiori a 6.5 keV, alla Minima Polarizzazione Misurabile (MDP₉₉ dall’inglese “Minimum Detectable Polarization”). Tale quantità rappresenta la soglia per la quale si può affermare, con un livello di confidenza del 99%, che una misura di polarizzazione al di sopra della MDP₉₉ derivi effettivamente dalla sorgente e non da effetti stocastici del polarimetro.

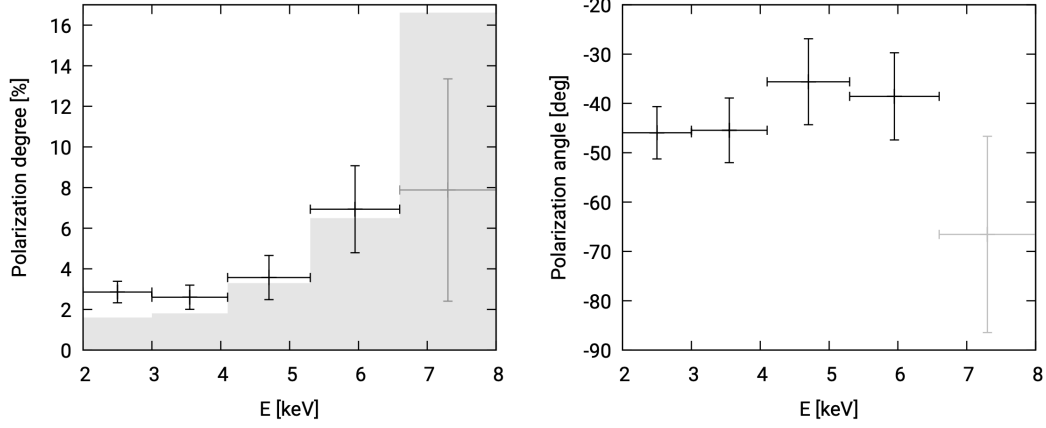


Figura 4.2: Grado di polarizzazione (a sinistra) e angolo di polarizzazione (a destra) in funzione dell'energia; gli errori sono tutti a 1σ . Le regioni colorate in grigio indicano la MDP_{99} e mostrano che le misure di polarizzazione sono significative per energie minori di 6.5 keV [1].

4.3.2 Analisi spettroscopica con NICER, NuSTAR e Swift

Le misure di polarizzazione sono state successivamente analizzate sulla base dei dati ottenuti dalle osservazioni spettroscopiche. Da una prima analisi spettrale si è osservato che la componente di radiazione termica del disco è dominante per LMC X-3, eccetto che per le osservazioni di NuSTAR ad energie superiori a ≈ 10 keV. Di conseguenza, nella banda di energie 2–8 keV di IXPE si assume che la polarizzazione misurata sia interamente dovuta alla radiazione termica del disco di accrescimento.

Un'analisi più completa è stata effettuata con 7 set di dati diversi: 1 da NICER, 2 da NuSTAR (2 detector), 1 da Swift e 3 da IXPE (3 detector). A causa di alcune discrepanze negli spettri di Swift solo il set di dati ottenuto contemporaneamente a NICER è stato usato e solo per energie superiori a 2 keV. Lo spettro complessivo dato dalle 7 osservazioni è riportato nel pannello in alto in figura 4.3.

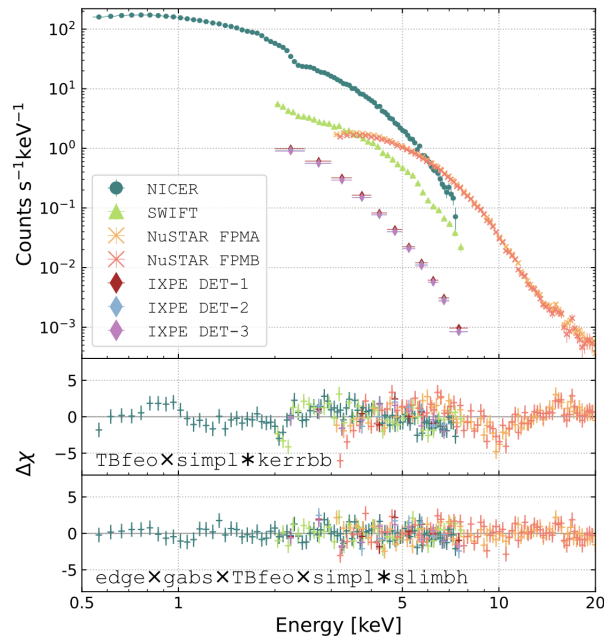


Figura 4.3: Nel pannello superiore sono mostrati gli spettri di NICER, NuSTAR, Swift e IXPE. Nel pannello centrale sono riportati i residui del fit con il modello $\text{tbfeo} \times (\text{simpl} \times \text{kerrbb})$ mentre in quello inferiore i residui del modello finale [1].

Utilizzando il modello kerrbb insieme a simpl per la componente di power-law e a tbfeo per descrivere l'assorbimento interstellare, è stato possibile dare una stima dello spin e del tasso di accrescimento del BH tramite continuum fitting ottenendo $a_* = 0.20 \pm 0.02$ e $\dot{M} \approx (4.5\text{--}5.6) \times 10^{18} \text{gs}^{-1}$ con un $\chi^2/\text{dof} = 687/274 \approx 2.5$.

Un valore così alto del χ^2 ridotto indica che il modello non descrive correttamente i dati, come si nota anche dai residui nel pannello centrale di figura 4.3: questo è in parte dovuto alle discrepanze tra le osservazioni di NICER e NuSTAR, e al fatto che i due strumenti hanno raccolto dati in periodi diversi. Un'altra possibile causa riguarda invece la luminosità della sorgente; il tasso di accrescimento ottenuto ha un valore minimo che corrisponde a $L \approx 0.3 L_{Edd}$ e potrebbe deviare dalla condizione di disco geometricamente sottile, per il quale $L \approx 0.05-0.3 L_{Edd}$. Per tenere conto di questo aspetto è stato adottato il modello `slimbh`, nel quale il disco non è più geometricamente sottile. Il nuovo modello permette di eseguire un fit dei dati con $\chi^2/\text{dof} = 414/277 \approx 1.5$, ancora non accettabile.

Le rimanenti discrepanze, evidenti nei residui nel pannello centrale in figura 4.3, sono osservate a 2 keV e 2.4 keV per NICER e a 10 keV per NuSTAR. Per tenere conto di queste caratteristiche negli spettri sono state inserite delle righe di assorbimento di forma gaussiana in corrispondenza di 2 e 10 keV. Dal fit del modello finale, visibile nel pannello inferiore di figura 4.3, si ottiene $\chi^2/\text{dof} = 319/266 \approx 1.2$, che si riduce ulteriormente a $\chi^2/\text{dof} = 259/243 \approx 1.06$ senza i dati di IXPE. Il parametro di spin risulta compatibile con la misura precedente $a_* \approx 0.20 \pm 0.02$ e la luminosità della sorgente è stimata essere compresa tra $L \approx 0.40-0.45 L_{Edd}$, che conferma l'elevata luminosità rispetto al modello di disco geometricamente sottile e otticamente spesso.

4.3.3 Analisi spettro-polarimetrica

Successivamente è stata effettuata un'analisi spettro-polarimetrica della radiazione osservata. A partire dal "best-fit" descritto nel paragrafo 4.3.2, i cui residui sono mostrati nel pannello in basso di figura 4.3, sono stati inseriti in XSPEC gli spettri dei parametri di Stokes Q e U ottenuti da IXPE. Applicando il modello `polconst`, che associa dei valori costanti di δ e ψ , ai parametri di Stokes, sono stati ottenuti $\delta = 3.2\% \pm 0.6\%$ e $\psi = -42^\circ \pm 6^\circ$, compatibili con quelli ricavati direttamente dai dati di IXPE e discussi nella sezione 4.3.1.

Per studiare la dipendenza energetica di δ e ψ il range tra 2–8 keV è stato diviso in 4 intervalli: 2–3 keV, 3–4.1 keV, 4.1–5.3 keV e 5.3–8 keV. I risultati dei fit nelle 4 zone è riportato nel grafico a livelli della figura 4.4.

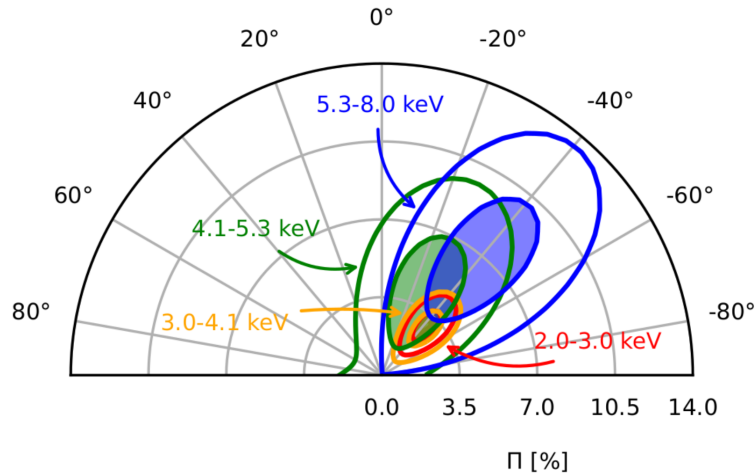


Figura 4.4: Plot polare della polarizzazione misurata per differenti intervalli energetici. La coordinata radiale corrisponde al grado di polarizzazione mentre la coordinata angolare all'angolo di polarizzazione. I contorni pieni corrispondono al 68% e quelli vuoti al 99.9% del livello di confidenza [1].

Si osserva chiaramente che i risultati riportati in figura 4.4 sono compatibili con quelli in figura 4.2: il grado di polarizzazione è pressoché costante per energie comprese tra 2–5.3 keV e si nota un leggero aumento ad energie superiori, comunque compatibile con il grado di polarizzazione osservato ad energie inferiori entro il livello di confidenza a 1σ . Anche l'angolo di polarizzazione rimane compatibile con un andamento costante entro gli errori, come osservato nell'analisi polarimetrica.

4.3.4 Spin dalla polarizzazione

Fino ad ora la misura di spin di LMC X-3 è stata ottenuta dall'analisi combinata dei dati di NICER, NuSTAR, Swift e IXPE. Indipendentemente dalle misure spettroscopiche si verifica che è possibile determinare un limite superiore per lo spin tramite l'analisi spettro-polarimetrica dei dati di IXPE.

A partire dalle misure di polarizzazione, sfruttando il modello `kynbrr`, è possibile fittare gli spettri di Q/I e U/I per determinare lo spin. Come `kerrbb`, `kynbrr` descrive la radiazione emessa da un disco di accrescimento geometricamente sottile e otticamente spesso, ma è in grado di descrivere anche la polarizzazione di

tale emissione, tenendo conto anche della radiazione di ritorno. Imponendo che l'albedo sia 0 la componente di radiazione di ritorno non è considerata, mentre per albedo pari a 1 tutta la radiazione che ritorna sul disco viene riflessa verso l'osservatore. Dalla misura di spin per continuum fitting risulta che LMC X-3 abbia un basso spin, suggerendo che il contributo della radiazione di ritorno sia meno importante rispetto a quello della radiazione diretta, perché l'ISCO è più lontano dal centro del BH e meno fotoni sono deflessi fino a ritornare sul disco ed esservi qui riflessi (si veda il capitolo 3).

Per il caso di albedo 0 sono stati lasciati variabili lo spin a_* e l'inclinazione dell'asse del disco rispetto al piano del cielo χ_0 ottenendo $\chi^2/\text{dof} = 19.9/20 \approx 1$, $a_* < 0.66$ e $\chi_0 = 44^\circ.6 \pm 6^\circ.4$. Successivamente è stato utilizzato il comando `steppar` di XSPEC per calcolare i valori del χ^2 corrispondenti a diversi valori di spin, assumendo sia albedo 0 che albedo 1. In figura 4.5 sono riportati i risultati della dipendenza del χ^2 dallo spin. Ad un livello di confidenza del 90% lo spin di LMC X-3 è $a_* < 0.66$ per albedo 0 e $a_* < 0.33$ per albedo 1. Le analisi polarimetriche sono dunque in accordo con la misura $a_* \approx 0.20 \pm 0.02$ ricavata dal thermal continuum fitting.

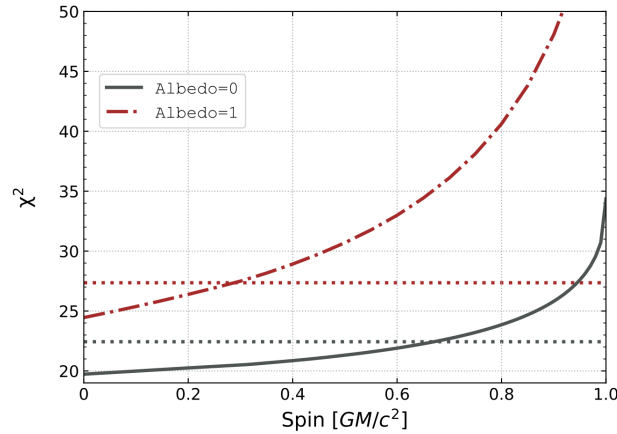


Figura 4.5: χ^2 in funzione dello spin del BH dal fit di Q/I e U/I tramite `kynbrrr`. La linea continua nera indica il caso di albedo pari a 0 mentre la linea tratto-punto rossa indica un albedo pari a 1. Le linee orizzontali tratteggiate rappresentano i livello di confidenza del 90% con $\text{dof} = 20$.

Conclusioni

A partire dalla soluzione di Kerr si è dimostrato che lo spin di questi oggetti compatti è fortemente legato al raggio dell'Ultima Orbita Circolare Stabile (ISCO) che, in un disco geometricamente sottile e otticamente spesso e per una sorgente in stato soft, rappresenta il raggio interno del disco di accrescimento.

A partire da questo modello è stato mostrato come il disco emetta radiazione elettromagnetica, e questa costituisce uno dei metodi più efficaci per studiare questi oggetti compatti, e per ottenere una stima del parametro di spin.

Per le sorgenti in stato soft, i metodi di misura più utilizzati sono il thermal continuum fitting e lo studio della polarizzazione del disco. Il metodo di X-ray reflection spectroscopy si applica invece a sorgenti in stato hard, dove una parte di radiazione proviene dalla corona per effetto Compton inverso, e questa viene riflessa nel disco di accrescimento producendo uno spettro composto da varie righe di emissione, tra le quali quella del ferro è la più intensa.

Nello studio della polarizzazione della radiazione proveniente dal disco sono stati considerati vari aspetti. Il vettore di polarizzazione, che all'emissione segue il modello di Chandrasekhar [13], dovrebbe subire due rotazioni, una dovuta al trasporto parallelo e l'altra all'effetto di trascinamento indotto dallo spin del buco nero, oltre ad una generale diminuzione del grado di polarizzazione.

Definendo i parametri di Stokes per la radiazione elettromagnetica, è stato possibile quantificare questi effetti per poterli impiegare come metodo di misura dello spin. Inoltre, è stato discusso il contributo della radiazione di ritorno, cioè di quei fotoni che deflessi dal campo gravitazionale sono costretti a ritornare sul disco, e si è osservato che questa componente, sebbene minore in flusso rispetto alla radiazione diretta, deve essere molto polarizzata e quindi incidere fortemente nel profilo di polarizzazione del disco. Successivamente sono state studiate configurazioni di albedo più realistiche per il disco di accrescimento, e si è concluso che queste avevano importanti conseguenze sull'angolo e sul grado di polarizzazione.

Infine, è stato considerato il caso di LMC X-3, una sorgente di raggi X persistente e osservata quasi esclusivamente in stato soft.

Analizzando gli spettri ottenuti da NICER, NuSTAR e Swift e dal polarimetro IXPE, è stato possibile determinare una stima dello spin del buco nero tramite thermal continuum fitting.

La polarizzazione misurata da IXPE nella banda 2–8 keV è caratterizzata da un grado di polarizzazione $\delta = 3.2\% \pm 0.6\%$ e un angolo di polarizzazione $\psi = -42^\circ \pm 6^\circ$. Sebbene il grado di polarizzazione sembri aumentare per energie superiori a 5.3 keV, ulteriori osservazioni sono necessarie per confermare questo andamento.

La stima per lo spin $a_* \approx 0.20 \pm 0.02$ indica che il BH ha una lenta rotazione ed è quindi atteso che la radiazione di ritorno sia meno importante, poiché meno fotoni si troveranno abbastanza vicini al buco nero da essere deflessi verso il disco.

I dati polarimetrici risultano in accordo con la previsione del modello standard di disco geometricamente sottile ed otticamente spesso. L'analisi di questi ha permesso di ricavare un limite superiore alla misura spin, ottenendo che, ad un livello di confidenza del 90%, $a_* < 0.66$.

LMC X-3 sarà osservata nuovamente da IXPE a settembre e novembre del 2024 e a gennaio del 2025, possibilmente portando ad un miglioramento nella stima dello spin del BH tramite i dati polarimetrici.

Acronimi

BH Buco nero (dall'inglese "Black Hole"). 2

CF Thermal Continuum Fitting. 9

GPD Gas Pixel Detector. 21

ISCO Ultima orbita circolare stabile (dall'inglese "Innermost Stable Circular Orbit"). 3

IXPE Imaging X-ray Polarimetry Explorer. 21

LMC Grande Nube di Magellano (dall'inglese "Large Magellanic Cloud"). 21

RS X-ray Reflection Spectroscopy. 9

SMBH Buco nero supermassiccio (dall'inglese "Super Massive Black Hole"). 7

Bibliografia

- [1] Svoboda, J. et al. 2023, ApJ, 960, 3.
- [2] Laplace, P.-S. 2009, *Exposition du système du monde*, Cambridge University Press.
- [3] Reynolds, C. 2021, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 59, 117.
- [4] Bardeen, J. M. Press, W. H. Teukolsky, S. A. 1972, ApJ, 178, 347.
- [5] Shakura, N. Sunyaev, R. 1973, AAp, 24, 337.
- [6] Novikov, I. D. Thorne, K. S. 1973, *Black Holes*, Gordon e Breach.
- [7] Fender, R. Belloni, T. Gallo, E. 2004, MNRAS, 355, 1105.
- [8] Bambi, C. 2018, Annalen der Physik, 530, 1700430.
- [9] Longair, M. S. 2011, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press.
- [10] Shimura, T. Takahara, F. 1995, ApJ, 445, 780.
- [11] Ishihara, H. Takahashi, M. Tomimatsu, A. 1988, Phys. Rev. D, 2022, 472.
- [12] Connors, P. Piran, T. Stark, R. 1980, ApJ, 235, 224.
- [13] Chandrasekhar, S. 1960, *Radiative transfer*, Dover Publications Inc.
- [14] Carter, B. 1968, Phys. Rev., 174, 1559.
- [15] Walker, M. Penrose, R. 1970, Commun. Math. Phys., 18, 265.
- [16] Misner, C. W. Thorne, K. S. Wheeler, J. A. 1973, *Gravitation*, W. H. Freeman.
- [17] Cunningham, C. 1975, ApJ, 202, 788.
- [18] Schnittman, J. D. Krolik, J. H. 2009, The Astrophysical Journal, 701, 1175.
- [19] Taverna, R. et al. 2020, MNRAS, 493, 4960.
- [20] Ferland, G. et al. 2017, RMxAA, 53, 385.
- [21] Compère, G. Oliveri, R. 2017, MNRAS, 468, 4351.
- [22] Leong, C. et al. 1971, ApJ, 170, L67.
- [23] Cowley, A. et al. 1983, ApJ, 272, 118.
- [24] Steiner, J. F. et al. 2014, ApJ, 793, L29.
- [25] Jana, A. et al. 2021, MNRAS, 507, 4779.
- [26] Pietrzynski, G. et al. 2019, Nature, 567, 200.
- [27] Orosz, J. A. et al. 2014, ApJ, 794, 154.