



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "G. GALILEI"

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN ASTRONOMIA

TESI DI LAUREA MAGISTRALE

EVOLUZIONE FOTOMETRICA
COMPARATA DEL CANDIDATO BUCO
NERO DI MASSA INTERMEDIA ESO 243-49
HLX-1 E DEL SUO AMBIENTE

Relatore: Prof. ENRICO MARIA CORSINI

Correlatore: Dr. LUCA ZAMPIERI

Laureanda: SARA FEDERLE

Matricola: 1155394

ANNO ACCADEMICO 2019/2020

Indice

1	Introduzione	3
1.1	Proprietà osservate delle sorgenti X ultraluminose	3
1.2	Tipologie di buchi neri	9
1.3	Formazione di un buco nero di massa intermedia	10
1.4	Scopo e schema della Tesi	12
2	Possibili candidati buchi neri di massa intermedia	13
2.1	NGC 2276-3c	13
2.2	M 101 ULX-1	14
2.3	M 82 X-1	17
2.4	J2150-0551	19
2.5	NGC 1313 X-1	20
3	ESO 243-49 HLX-1	23
3.1	Caratteristiche fisiche di ESO 243-49 e della sorgente HLX-1	23
3.2	Prime indagini sulla natura di HLX-1	24
3.3	Spettro della controparte ottica di HLX-1	25
3.4	Outburst ricorrenti e confronto con le binarie X di piccola massa	27
3.5	Natura della controparte ottica di HLX-1	30
4	Analisi fotometrica della controparte ottica di HLX-1	37
4.1	Acquisizione delle immagini di ESO 243-49	37
4.2	Analisi delle immagini di ESO 243-49	39
4.2.1	Misura della posizione del centro della galassia	39
4.2.2	Misura del livello del cielo	41
4.2.3	Misura della funzione di allargamento	44
4.2.4	Determinazione dell'angolo di posizione della galassia	44
4.2.5	Rotazione, allineamento ed estrazione delle immagini	49
4.3	Modello fotometrico di ESO 243-49	55
4.3.1	Modello fotometrico parametrico (GASP2D)	55
4.3.2	Modello fotometrico multigaussiano (MGE)	59
4.3.3	Modello fotometrico delle isofote (ELLIPSE e ISOFIT)	63
4.3.4	Costruzione dell'immagine dei residui	70
4.4	Fotometria di apertura della controparte ottica di HLX-1	72
4.4.1	Fotometria di apertura	72
4.4.2	Risultati	75
5	Evoluzione fotometrica di HLX-1	83
5.1	Modello dell'evoluzione fotometrica di HLX-1	83
5.2	Risultati	84
5.3	Conclusioni	91
	Bibliografia	94

*A mamma e papà,
vi voglio bene!*

Infuriati, infuriati contro il morire della luce.

Dylan Thomas

Introduzione

In questo capitolo si analizzano le caratteristiche fisiche e spettrali delle sorgenti X ultraluminose (ULX, dall'inglese *Ultraluminous X-ray Sources*) e si fornisce una panoramica dei principali tipi di oggetti che possono comporle (Sez. 1.1). Si vanno inoltre a delineare le diverse tipologie di buchi neri, che si ritiene possano essere presenti in alcune ULX (Sez. 1.2). Inoltre si descrivono i processi di formazione dei buchi neri di massa intermedia, che sono rilevanti per la comprensione della sorgente ESO 243-49 HLX-1 (Sez. 1.3). Infine si descrivono lo scopo e la struttura della Tesi (Sez. 1.4).

1.1 Proprietà osservate delle sorgenti X ultraluminose

Nel 1981, grazie ad una mappatura del cielo realizzata con il satellite per l'astronomia X *Einstein*, sono state scoperte delle sorgenti X puntiformi non nucleari, cioè situate al di fuori del nucleo della propria galassia, che avevano una luminosità superiore al limite di Eddington per un buco nero di $\sim 10 M_{\odot}$ e che per questo motivo sono state ribattezzate ULX (Feng & Soria 2011). Questo limite è stato teorizzato nel 1917 da Sir Arthur Eddington. La teoria dice che una stella non può emettere al di sopra di una luminosità critica, chiamata luminosità limite di Eddington, altrimenti sarebbe distrutta dalle forze di pressione. Allo stesso modo un oggetto compatto in accrescimento sferico non può avere una luminosità superiore al limite di Eddington, altrimenti la forza di gravità agente su una coppia protone-elettrone (diretta verso l'interno) sarebbe superata dalla forza di radiazione (diretta verso l'esterno). Assumendo che l'accrescimento avvenga in stato stazionario, cioè che non dipenda dal tempo, e che sia a simmetria sferica, la luminosità di Eddington si può scrivere come:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi cGMm_p}{\sigma_T} \approx 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \text{erg s}^{-1} \quad (1.1)$$

dove σ_T è la sezione d'urto di Thomson, m_p è la massa del protone e M è la massa dell'oggetto compatto. Sorgenti galattiche contenenti buchi neri, con massa di $\sim 5 - 10 M_{\odot}$, e stelle di neutroni usualmente soddisfano il limite di Eddington, mentre il satellite *Einstein* ha permesso di rivelare per la prima volta sorgenti X in galassie vicine con luminosità apparente superiore alle $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$ (Feng & Soria 2011), che è il limite per i buchi neri di massa stellare. Queste sorgenti sono 10 – 100 volte più luminose delle binarie galattiche contenenti buchi neri, che hanno un luminosità di picco di $\sim 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. Dato che il limite di Eddington è proporzionale alla massa del buco nero, questo suggerisce che una frazione delle ULX sia composta da buchi neri che sono più massicci di quelli presenti nelle binarie galattiche. Ci sono altri oggetti che possono contaminare la popolazione delle ULX:

- Supernove giovani di tipo II, che si formano dal collasso del nucleo di ferro di stelle massicce (tipicamente delle supergiganti rosse), con massa $8 M_{\odot} < M_{\star} < 16 M_{\odot}$, dotate di un involucro ricco di idrogeno (Priyalnik 2010). Questi oggetti si trovano tipicamente nei bracci a spirale delle galassie, in cui sono presenti le regioni di formazione stellare, e hanno uno spettro dominato dalle righe di idrogeno, con la presenza di righe di calcio, ossigeno e magnesio. Nel caso in cui interagiscano con il mezzo interstellare, le supernove di tipo II possono raggiungere luminosità in banda X di $10^{40} \text{ erg s}^{-1}$. Questi oggetti presentano uno spettro X termico e soffice, senza segni di variabilità caotica.
- Nuclei galattici attivi (AGN, dall'inglese *Active Galactic Nuclei*) di sfondo possono essere inizialmente identificati come delle ULX. La loro effettiva distanza può essere calcolata tramite misure del *redshift* dalle righe spettrali (Arp et al. 2004).

Altri oggetti che possono invece contenere o essere associati a ULX sono:

- Nebulose a bolla attorno ad un oggetto compatto possono raggiungere luminosità elevate a causa di onde d'urto o della ionizzazione dovuta alla presenza di una sorgente ultravioletta (UV) estrema (Abolmasov 2011).
- Ammassi stellari giovani e ammassi globulari spesso ospitano delle ULX. In particolare si trova che le ULX associate agli ammassi giovani hanno una maggiore variabilità rispetto a quelle associate agli ammassi globulari (Feng & Kaaret 2006).

Alcune pulsar giovani possono raggiungere luminosità X maggiori di $10^{39} \text{ erg s}^{-1}$. La scoperta di alcune ULX con pulsazioni nell'emissione X ha dimostrato che queste possono contenere stelle di neutroni (Bachetti et al. 2014; Fürst et al. 2016; Israel et al. 2017a; Israel et al. 2017b; Carpano et al. 2018; Sathyaprakash et al. 2019; Rodríguez Castillo et al. 2019). Questo sembra essere confermato dalla mancanza di transizioni spettrali negli spettri X di alcune ULX e dalla presenza di una curvatura sopra i $\sim 6 \text{ keV}$. Spesso il disco di accrescimento attorno alle stelle di neutroni è interrotto vicino alla magnetosfera, dove il flusso di materiale segue le linee di forza del campo magnetico e arriva in una piccola area attorno ai poli magnetici della stella, formando una colonna di accrescimento (Koliopanos et al. 2017). A causa della grande anisotropia della sezione d'urto di scattering fotone-elettrone, l'emissione è concentrata sulla colonna di accrescimento. La radiazione viene emessa in direzione perpendicolare alle linee di forza del campo magnetico. Si formano delle onde d'urto qualche chilometro sopra la superficie della stella di neutroni. Quando il tasso di accrescimento supera un valore critico, il flusso di accrescimento è composto da plasma ad alta densità che affonda gradualmente nel campo gravitazionale della stella. A questo punto il flusso di accrescimento diventa otticamente spesso. Con questo meccanismo si possono raggiungere luminosità di $L_X \sim 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$. L'emissione X delle pulsar può essere descritta da una legge di potenza dura, con indice spettrale $\Gamma < 1.8$, con un taglio a bassa energia ($E < 10 \text{ keV}$). La curvatura sopra $\sim 5 \text{ keV}$ è consistente con la coda di Wien dell'emissione termica (Koliopanos et al. 2017). Lo spettro risulta composto da due componenti termiche: una più calda, che si origina vicino alla stella di neutroni, e una più

fredda, che si genera in un disco di accrescimento troncato al raggio della magnetosfera (Koliopanos et al. 2017).

In generale una ULX è un sistema binario con un oggetto compatto in accrescimento, situato al di fuori del nucleo della galassia ospite, avente una luminosità massima, assumendo emissione isotropa, $L_X > 3 \times 10^{39}$ erg s⁻¹, che corrisponde al limite di Eddington per i buchi neri di massa stellare più massicci ($M_{\text{BH}} = 20 M_{\odot}$) a metallicità normali (Feng & Soria 2011). Nel seguito si analizzeranno solo le ULX contenenti buchi neri.

Alcune ULX mostrano una grande variabilità in banda X su tempi scala di qualche minuto, mentre altre sono variabili su tempi scala che vanno dai giorni agli anni. Per questo motivo si possono confrontare le ULX con le binarie X galattiche e cercare di capire in che ambiente è più probabile che si formino. Le binarie X si dividono in due categorie: quelle di piccola massa (LMXB, dall'inglese *Low-Mass X-ray Binaries*) e quelle di grande massa (HMXB, dall'inglese *High-Mass X-ray Binaries*). Nelle HMXB la stella compagna è dei primi tipi spettrali (O o B), con un'età $< 10^7$ anni, quindi si trovano principalmente nelle galassie a spirale e nelle irregolari. Nelle LMXB la stella compagna di solito si trova nella fase di subgigante o gigante, con un'età $> 10^9$ anni, quindi si trovano più facilmente nelle galassie lenticolari e negli ammassi globulari (Frank et al. 2002). Le ULX sono presenti sia nelle galassie ellittiche che nelle spirali e irregolari, ma si nota che le più luminose si trovano nelle galassie in cui sono attivi i processi di formazione stellare (Swartz et al. 2004). In particolare si nota che i due terzi delle ULX scoperte nelle galassie ellittiche hanno una luminosità $L_X < 2 \times 10^{39}$ erg s⁻¹, quindi occupano la parte superiore della distribuzione di LMXB e possono essere spiegate con un buco nero avente una massa $M_{\text{BH}} \sim 20 M_{\odot}$. Invece nelle spirali un terzo delle ULX ha una luminosità $L_X > 4 - 5 \times 10^{39}$ erg s⁻¹, mentre il 10% ha luminosità $> 10^{40}$ erg s⁻¹ (Swartz et al. 2004). Non è detto che tutte le ULX nelle galassie a spirale contengano una stella dei primi tipi spettrali. Si è notato infatti che alcune sorgenti sono collocate in regioni in cui non si sono verificati episodi recenti di formazione stellare. Inoltre le galassie a spirale di piccola massa (fino a $\sim 10^{8.5} M_{\odot}$) e le irregolari sono più efficienti nella produzione di ULX per unità di massa. Questo può essere dovuto a due motivi: il tasso di formazione stellare è più elevato e la loro abbondanza di elementi pesanti è inferiore, quindi è più facile la formazione di buchi neri dal collasso diretto di stelle di tipo O (Mapelli 2013).

Gli spettri delle ULX nella banda 0.3 – 10 keV (Fig. 1.1) possono essere suddivisi in due categorie: quelli consistenti con una legge di potenza semplice e quelli con uno spettro più complesso, composto da più componenti. Nelle ULX si osservano spesso un eccesso soffice sotto ~ 2 keV e una componente con una significativa curvatura sopra ~ 2 keV. Gli spettri e le componenti spettrali osservate nelle ULX sono le seguenti (Feng & Soria 2011):

- Spettri a legge di potenza. Molte ULX sono ben descritte da una singola legge di potenza assorbita, in cui l'indice spettrale del fotone è tipicamente $\Gamma \sim 1.8 - 2.0$. Esistono comunque delle sorgenti più dure, con $\Gamma \sim 1$, e altre molto più soffici, con $\Gamma \sim 3$. Lo spettro non è bimodale, in quanto non ci sono evidenze di interruzioni tra lo stato duro e quello soffice (Berghea et al. 2008). Si è scoperto inoltre che l'indice

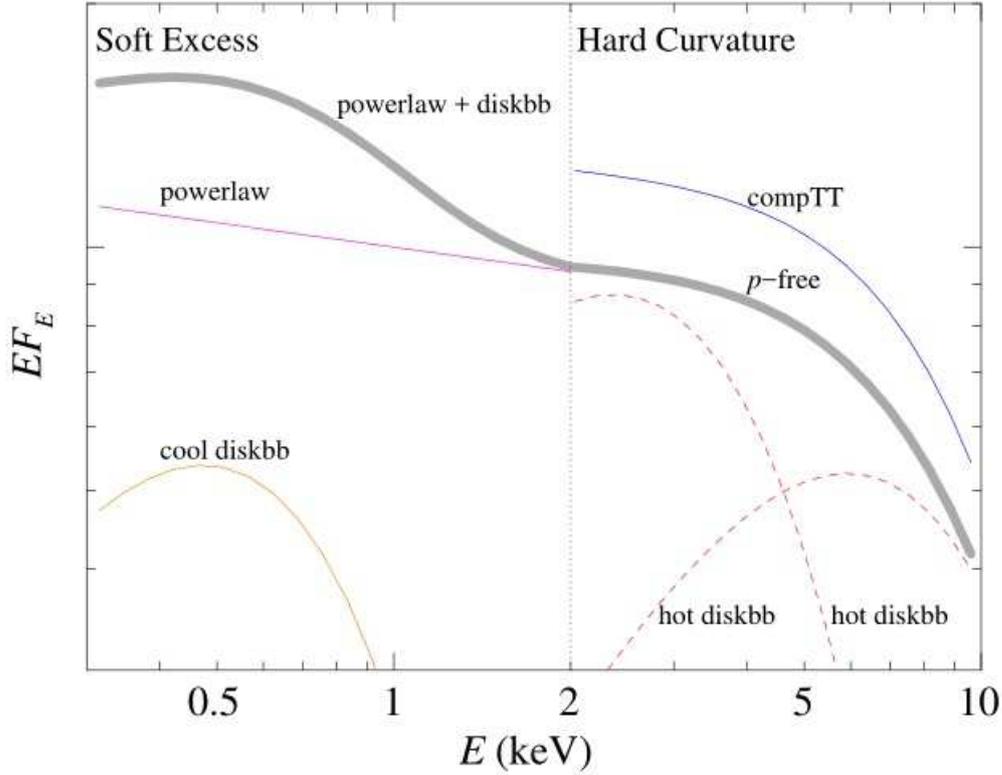


Figura 1.1: Spettro tipico di una ULX nella banda 0.3 – 10 keV, in cui si notano un eccesso soffice sotto i 2 keV e una curvatura dura sopra i 2 keV. L'eccesso soffice può essere modellato da una componente termica fredda sovrapposta alla legge di potenza della componente dura. La curvatura dura può essere ben descritta anche dal modello di disco poco spesso (*p-free*) o da un modello a comptonizzazione tiepida. Nel grafico sono stati inseriti anche due modelli di disco di corpo nero (*diskbb*), con $kT_{\text{in}} = 1.0$ keV e $kT_{\text{in}} = 2.5$ keV. Questi modelli presentano una curvatura più pronunciata e non riescono ad interpolare lo spettro di energia nella banda 0.3 – 10 keV (Feng & Soria 2011).

spettrale tende ad essere più duro a luminosità crescenti. Alcune delle sorgenti dure mostrano una forte variabilità nel flusso, ma un indice spettrale costante. Lo spettro duro può essere generato da un flusso di accrescimento dominato dall'advezione oppure da una corona calda attorno al disco di accrescimento. Lo spettro a legge di potenza è stato osservato nelle sorgenti IC 342 X-1 (Cseh et al. 2011) e M 82 X-1 (Kaaret et al. 2006).

- Eccesso soffice. In molte ULX si nota un eccesso residuo a basse energie ($E < 2$ keV) quando si fitta lo spettro ad alte energie con una legge di potenza. Questo residuo è ben descritto anche dal modello di disco di accrescimento, con una temperatura interna di 0.1 – 0.4 keV. La temperatura in un disco di accrescimento standard, che si estende fino all'ultima orbita stabile attorno al buco nero, è una funzione della massa M_{BH} del buco nero e della luminosità totale L :

$$T_{\text{in}} = 1.2 \left(\frac{\xi}{0.41} \right)^{1/2} \left(\frac{\kappa}{1.7} \right) \alpha^{-1/2} \left(\frac{L}{L_{\text{Edd}}} \right)^{1/4} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10 M_{\odot}} \right)^{-1/4} \text{ keV} \quad (1.2)$$

dove α dipende dallo spin del buco nero ($\alpha = 1$ per un buco nero di Schwarzschild, mentre $\alpha = 1/6$ per un buco nero massimamente rotante), ξ è un fattore di correzione che tiene conto dell'assenza di momento torcente nell'orbita più interna e κ è il fattore di indurimento dello spettro rispetto a un corpo nero con la stessa temperatura. Dati lo spin e i fattori di correzione, la massa del buco nero scala con la temperatura interna del disco e con la luminosità come:

$$M_{\text{BH}} \propto T_{\text{in}}^{-2} L^{1/2}. \quad (1.3)$$

La bassa temperatura e l'alta luminosità delle ULX sembrerebbero suggerire la presenza di un disco di accrescimento attorno ad un IMBH (Miller et al. 2003). Infatti le ULX hanno temperature tipiche di 0.1 – 0.4 keV e luminosità di $10^{39} - 10^{40}$ erg s⁻¹, che corrispondono ad una massa del buco nero di $10^3 - 10^4 M_{\odot}$. Nel caso di un buco nero di massa stellare (10 M_{\odot}) troviamo invece una temperatura di 1 keV e una luminosità di $\sim 10^{38}$ erg s⁻¹ (Feng & Soria 2011). Tuttavia non è detto che l'eccesso soffice sia dovuto all'emissione da parte di un disco di accrescimento freddo. Se il disco si estende fino all'ultima orbita stabile ci si aspetta che la luminosità dipenda dalla temperatura attraverso la relazione $L_{\text{disco}} \propto T_{\text{in}}^4$. Se invece il disco non si estende fino all'ultima orbita stabile non è possibile stimare la temperatura con l'Eq. 1.2. L'eccesso soffice è stato identificato nelle sorgenti NGC 5408 X-1 (Fabian & Ward 1993) e NGC 1313 X-1 (Miller et al. 2003).

- Disco standard caldo e stato termico. Le osservazioni di alcune ULX fatte con ASCA (*Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*) sono ben interpolate dal modello del disco di accrescimento caldo multicolore. Quelle con temperature basse ($kT_{\text{in}} < 1$ keV) possono essere spiegate con l'accrescimento su buchi neri di massa stellare e su buchi neri stellari massicci. In generale però il modello del disco caldo risulta problematico in quanto non riesce a spiegare le osservazioni svolte con il telescopio *XMM-Newton*. Lo stato termico invece è molto raro nelle ULX in quanto è stato identificato solamente in sei sorgenti, tra cui M 82 X-1 (Kaaret et al. 2006).
- Disco poco spesso e modello *p-free*. Un disco poco spesso può emettere fino a o un po' sopra il limite di Eddington. Quando, in un disco di accrescimento, il trasporto advettivo di energia domina rispetto al raffreddamento radiativo l'andamento radiale della temperatura passa da $T \propto R^{-3/4}$ (disco standard) a $T \propto R^{-1/2}$ (disco poco spesso con advezione). Per spiegare l'emissione delle ULX è stato inoltre introdotto un modello di disco multicolore, chiamato modello *p-free*, in cui la dipendenza radiale della temperatura è data da $T \propto R^{-p}$, dove p è un parametro libero (Mineshige et al. 1994). Nelle ULX analizzate con questo modello la migliore interpolazione è stata ottenuta per valori di p vicini a 0.5, che sono quindi consistenti con un disco con advezione (disco poco spesso). Tuttavia il modello *p-free* presenta dei problemi sia nel confronto con le osservazioni che nella teoria. In alcune sorgenti la temperatura interna del disco è troppo alta per essere fisicamente plausibile. Inoltre le simulazioni numeriche suggeriscono che flussi di gas densi e caldi sono sempre

associati all'accrescimento supercritico, che tenderebbe quindi a comptonizzare e ad oscurare l'emissione del disco stesso.

- Corona calda e stato ultraluminoso. Negli spettri dei buchi neri binari galattici si nota un taglio ad alta energia, tipicamente ad $E \sim 10 - 100$ keV. Questa caratteristica è dovuta alla comptonizzazione da una corona sottile con temperatura di 100 keV. Nelle ULX invece la curvatura suggerisce una temperatura di qualche keV e una profondità ottica per lo scattering elettronico significativamente superiore all'unità (Stobbart et al. 2006). Questo indica la presenza di una corona tiepida e otticamente spessa. La presenza della corona spessa modifica lo spettro, che quindi non può più essere interpretato come la semplice sovrapposizione di un disco freddo e di una corona tiepida. La presenza dell'eccesso soffice sotto i 2 keV e della curvatura ad alta energia sopra i 2 keV non si osserva negli spettri dei buchi neri binari (BHB, dall'inglese *Black Hole Binary*) galattici. Questo indica che oltre ai quattro stati presenti nei BHB galattici (quiescente, duro, termico e a legge di potenza ripida) le ULX presentano un altro stato detto ultraluminoso. Per spiegare questo stato è stato proposto un modello in cui il disco e la corona sono accoppiati e condividono l'energia gravitazionale totale rilasciata. Il disco esterno è responsabile dell'eccesso soffice, mentre il disco interno comptonizzato produce la curvatura ad energie più elevate. Più recentemente (Roberts et al. 2016) è stato suggerito che lo stato ultraluminoso possa essere una proprietà caratteristica dell'accrescimento super-Eddington su buchi neri stellari. In questo caso si distinguono tre forme spettrali, chiamate disco allargato (BD, dall'inglese *Broadened Disc*), ultraluminoso duro (HUL, dall'inglese *Hard Ultraluminous*) e ultraluminoso soffice (SUL, dall'inglese *Soft Ultraluminous*). Il regime BD è mediamente super-Eddington, mentre gli altri due sono fortemente super-Eddington. In questo contesto dovrebbero presentarsi due effetti: il disco dovrebbe diventare geometricamente spesso, in quanto è dominato da processi advettivi, e dovrebbe emettere un forte vento accelerato dalla radiazione. Le componenti spettrali sono quindi: una componente dura generata dall'emissione del disco interno e una componente soffice data dall'emissione termica del vento otticamente spesso. La distinzione tra i regimi HUL e SUL è dovuta all'inclinazione con cui è vista la sorgente. Per capire se il vento sia presente bisogna cercare delle particolari righe di assorbimento e di emissione nello spettro, come la riga K del ferro, che si origina dalla transizione di un elettrone verso il livello energetico più interno dell'atomo, e viene emessa in banda X con un'energia di 6.4 keV.
- Sorgenti X ultraluminose super soffici. Sono state scoperte delle ULX che rilasciano la maggior parte della loro energia sotto i 2 keV. Alcune ULX super soffici sono dominate da una componente di corpo nero freddo tra qualche decina e un centinaio di eV. Queste sorgenti mostrano un'estrema variabilità temporale, con una variazione di luminosità di un fattore 10^3 . Alcune sorgenti super soffici sono M101 ULX-1 (Kong & Di Stefano 2005), M 81 ULS-1 (Liu 2008) e NGC 4631 X1 (Soria & Ghosh 2009).
- La sorgente può compiere delle transizioni spettrali e mostrare variazioni delle com-

ponenti descritte sopra su tempi scala di giorni o mesi. In alcuni casi le variazioni possono essere più piccole e più veloci ($\sim 10 - 100$ s) e presentarsi come delle oscillazioni quasi periodiche (QPO, dall'inglese *Quasi Periodic Oscillations*).

1.2 Tipologie di buchi neri

L'esistenza dei buchi neri è stata teorizzata nel 1783 da John Mitchell, che ipotizzò l'esistenza di oggetti la cui velocità di fuga superava quella della luce. Per questo motivo li chiamò *Dark Stars*. La loro esistenza è stata poi dimostrata con la teoria della relatività generale da Einstein e in particolare da Schwarzschild, che descrisse la metrica attorno a questi oggetti. Come visto sopra, la presenza di un buco nero consente di spiegare l'elevata luminosità delle ULX. Andiamo quindi ad analizzare quali sono e come si formano le diverse tipologie di buchi neri. Questi oggetti possono essere suddivisi in quattro categorie in base alla loro massa (Greene et al. 2019):

- buchi neri di massa stellare (sMBH, dall'inglese *Stellar Mass Black Hole*) con massa $M_{\text{BH}} < 20 M_{\odot}$;
- buchi neri stellari massicci (MsBH, dall'inglese *Massive Stellar Black Holes*) con massa $20 M_{\odot} < M_{\text{BH}} < 100 M_{\odot}$;
- buchi neri di massa intermedia (IMBH, dall'inglese *Intermediate Mass Black Holes*) con massa $100 M_{\odot} < M_{\text{BH}} < 10^5 M_{\odot}$;
- buchi neri supermassicci (SMBH, dall'inglese *Super Massive Black Holes*) con massa $10^6 M_{\odot} < M_{\text{BH}} < 10^{10} M_{\odot}$.

Stelle con masse superiori alle $8 M_{\odot}$ al termine della loro vita formano oggetti compatti dal collasso del nucleo di ferro. Se la stella ha una massa fino alle $25 - 30 M_{\odot}$ il collasso si ferma e si forma una stella di neutroni. La massa di questi oggetti però non può superare le $\sim 2 M_{\odot}$ altrimenti collaserebbero in un buco nero. Stelle aventi una massa maggiore sulla sequenza principale dopo l'esplosione in supernova (sempre che questa avvenga) non riescono a fermare il collasso gravitazionale e vanno a formare un buco nero. Se la stella di partenza ha una massa di iniziale $> 30 - 40 M_{\odot}$ e metallicità solare, il buco nero può raggiungere una massa al massimo di $10 - 20 M_{\odot}$, in quanto la maggior parte dell'involuppo viene rimossa dal forte vento stellare. Per metallicità minori questo meccanismo risulta molto meno efficiente e stelle di $30 - 40 M_{\odot}$ riescono a trattenere un involucro molto più massiccio. Quando la stella esplode, l'onda d'urto perde molta energia cercando di slegare gli strati più esterni. In questo caso la maggior parte della stella collassa a formare un buco nero, che avrà pertanto una massa simile a quella della stella di partenza. I buchi neri formati in questo modo hanno una massa che non supera le $80 - 90 M_{\odot}$ anche a basse metallicità, quindi rientrano nella categoria di buchi neri stellari massicci (Zampieri & Roberts 2009; Mapelli et al. 2009). Questo scenario può essere modificato nel caso in cui la stella sia in rotazione veloce attorno al proprio asse. La rotazione favorisce il rimescolamento degli elementi pesanti nella stella, andando ad aumentare il contenuto

metallico dell'involuppo e, di conseguenza, la perdita di massa. Questi oggetti non possono superare le $90 M_{\odot}$ in quanto stelle con un nucleo di elio più massiccio di $\sim 70 M_{\odot}$ (che corrisponde a una massa iniziale $> 140 M_{\odot}$ a metallicità zero) vanno incontro a pulsazioni dovute all'instabilità della coppia elettrone-positrone che porta alla completa distruzione della stella. Tuttavia si può formare un buco nero se il nucleo di elio ha una massa $M_{\text{He}} > 130 M_{\odot}$, che corrisponde ad una massa iniziale $M_{\star} > 260 M_{\odot}$ a metallicità zero (Feng & Soria 2011).

1.3 Formazione di un buco nero di massa intermedia

Come spiegato nella Sezione 1.2 attualmente non è possibile la formazione di IMBH dall'evoluzione stellare. Infatti non sono state osservate stelle abbastanza massicce e la metallicità aumenta il vento stellare facendo perdere parte della massa prima del collasso in un buco nero. Tuttavia nell'universo giovane era possibile la formazione di stelle con masse che superavano le $200 M_{\odot}$, quindi potevano trovarsi sopra il limite in cui vale l'instabilità della coppia elettrone-positrone. L'elevata massa di questi oggetti, chiamati stelle di Popolazione III, è resa possibile dall'assenza di elementi pesanti nella nube molecolare da cui si sono formate, che ha impedito la frammentazione della nube stessa. Le stelle così formate riescono a mantenere tutta la loro massa, in quanto presentano un vento stellare meno intenso rispetto alle stelle massicce ricche di metalli. Al termine della loro vita le stelle di Popolazione III possono collassare direttamente in buchi neri con masse superiori alle $200 M_{\odot}$ (Madau & Rees 2001).

Gli IMBH all'epoca attuale si possono formare da stelle di Popolazione I, nonostante queste siano ricche di elementi pesanti. In particolare, in ammassi giovani e densi, che si trovano nei bracci a spirale delle galassie, le stelle di classe spettrale O e B possono entrare in collisione e fondersi molto velocemente nelle regioni centrali dell'ammasso. La stella risultante collassa in un IMBH prima che il vento stellare riesca a slegare l'involuppo (Meier 2012; Portegies Zwart & McMillan 2002).

Negli ammassi globulari i buchi neri stellari, formati dal collasso della prima generazione di stelle, possono legarsi tra loro in sistemi binari. A causa della perdita di momento angolare il sistema binario si stringe fino a portare alla fusione dei due buchi neri. Il buco nero risultante può legarsi ad un altro buco nero e fondersi con esso. Questo processo può continuare fino alla formazione di un IMBH (Miller & Hamilton 2002). L'unico problema di questo metodo è che la fusione dei due buchi neri provoca un rinculo che può spingere il buco nero risultante a velocità che superano quella di fuga dall'ammasso ed essere quindi espulso dal sistema, senza la possibilità di formare un IMBH. L'unico modo in cui il problema può essere evitato è la presenza nella regione centrale dell'ammasso di un IMBH, che funge da "ancora" per tutti gli altri BHB. In questo modo è possibile la formazione di buchi neri con masse fino allo 0.1% della massa dell'ammasso stellare. Gli ammassi globulari che hanno una concentrazione iniziale alta hanno una probabilità più elevata di formare buchi neri di massa intermedia più velocemente. Un'altra caratteristica della presenza di un IMBH in un ammasso globulare è la cuspidale del profilo di brillantezza superficiale. Si trova che la presenza di un grande numero di sistemi binari influenza

l'evoluzione dell'ammasso. In particolare, l'interazione delle binarie con un buco nero di massa intermedia porta all'espulsione di stelle ad alta velocità attraverso il meccanismo di Hill. In questo processo le componenti del sistema binario, che passa vicino all'IMBH, vengono separate dalle forze di marea. Una delle due stelle viene espulsa a grande velocità, mentre l'altra rimane legata al buco nero. Dalle simulazioni si nota che gli ammassi contenenti buchi neri di massa intermedia tendono ad evolvere verso un profilo di densità a legge di potenza, con una pendenza ~ -7.4 (Šubr, Fragione & Dabringhausen 2019). Recentemente la teoria secondo cui gli ammassi globulari ospitano IMBH è stata confermata dall'osservazione di un evento di distruzione mareale (TDE, dall'inglese *Tidal Disruption Event*) in un ammasso stellare, situato a ~ 12.5 kpc dal centro della galassia ospite, consistente con un buco nero di massa $M_{\text{BH}} \sim 5 \times 10^4 M_{\odot}$ (Lin et al. 2018). È importante notare che la fusione di due buchi neri può essere rivelata dagli osservatori di onde gravitazionali. Il primo evento rivelato da ALIGO (dall'inglese *Advanced Laser Interferometer Gravitational Waves Observatory*) risale al 2015. Il segnale GW150914 è dovuto alla fusione di due buchi neri, rispettivamente di $36_{-4}^{+5} M_{\odot}$ e di $29 \pm 4 M_{\odot}$, in un buco nero di $62 \pm 4 M_{\odot}$ con la liberazione di una quantità di energia pari a $3 \pm 0.5 M_{\odot} c^2$ emessa sotto forma di onde gravitazionali (Abbott et al. 2016). Si ipotizza che una frazione delle ULX evolva sino allo stadio di coalescenza (Inoue, Tanaka & Isobe 2016). Le ULX sarebbero inizialmente composte da un buco nero in accrescimento da una stella massiccia. Ad un certo punto dell'evoluzione la stella esplose in supernova e il suo nucleo collassa in un buco nero. Ad un certo punto della loro evoluzione i due buchi neri possono fondersi a causa della perdita di momento angolare del sistema attraverso l'emissione di onde gravitazionali (Finke & Razzaque 2017). I due buchi neri si fondono dopo un tempo:

$$t_{\text{GW}} = 5.6 \times 10^7 \left(\frac{a}{10 R_{\odot}} \right)^4 \left(\frac{M_{\text{BH},1}}{30 M_{\odot}} \right)^{-1} \left(\frac{M_{\text{BH},2}}{30 M_{\odot}} \right)^{-1} \left(\frac{M_{\text{BH},1}}{30 M_{\odot}} + \frac{M_{\text{BH},2}}{30 M_{\odot}} \right)^{-1} \text{ yr.} \quad (1.4)$$

Questi fenomeni di *merging* possono essere rivelati da ALIGO, che potrebbe quindi confermare l'esistenza dei buchi neri di massa intermedia.

Gli IMBH eventualmente presenti nei nuclei delle galassie nane possono finire nell'alone di galassie più grandi a seguito di fenomeni di *merging* (King & Dehnen 2005).

I buchi neri stellari presenti negli ammassi globulari possono accrescere la loro massa di un fattore 100 dal mezzo interstellare, prodotto dalla morte della prima generazione di stelle, diventando buchi neri di massa intermedia (Vesperini et al. 2010).

I SMBH al centro delle galassie si potrebbero formare da fenomeni di accrescimento di IMBH. La conferma dell'esistenza degli IMBH può quindi aiutare a comprendere meglio i processi di formazione ed evoluzione dei buchi neri supermassicci. La presenza dei buchi neri di massa intermedia può inoltre spiegare le ULX più luminose, chiamate HLX (dall'inglese *Hyper-Luminous X-ray sources*), che hanno luminosità $10^{41} < L_X < 10^{42}$ erg s $^{-1}$ (Zolotukhin et al. 2016).

1.4 Scopo e schema della Tesi

In questa Tesi vengono analizzate le osservazioni ottiche della controparte ottica del candidato buco nero di massa intermedia ESO 243-49 HLX-1 effettuate con l'*Hubble Space Telescope* (HST) in quattro epoche diverse con lo scopo di determinarne la distribuzione di energia spettrale attraverso la fotometria di apertura. Inoltre è stata svolta la fotometria di apertura per individuare i candidati ammassi globulari della galassia e confrontarne le caratteristiche con quelle dell'ammasso ospite della sorgente in esame. La Tesi è articolata nel modo seguente:

- Capitolo 1: vengono descritte le proprietà osservative delle sorgenti X ultraluminose (Sez. 1.1) e vengono delineati i principali scenari di formazione dei buchi neri (Sez. 1.2), con particolare attenzione ai buchi neri di massa intermedia (Sez. 1.3). Infine vengono presentati lo scopo e la struttura della Tesi (Sez. 1.4);
- Capitolo 2: vengono presentate le caratteristiche di alcune sorgenti X ultraluminose che si pensa contengano buchi neri di massa intermedia. In particolare si descrivono le sorgenti NGC 2276-3c (Sez. 2.1), M 101 ULX-1 (Sez. 2.2), M 82 X-1 (Sez. 2.3), J2150-0551 (Sez. 2.4) e NGC 1313 X-1 (Sez. 2.5);
- Capitolo 3: si descrivono le prime osservazioni della galassia ESO 243-49 e della sorgente HLX-1. In particolare si analizzano le caratteristiche fisiche della galassia e della sorgente (Sez. 3.1), si descrivono le prime indagini sulla natura di HLX-1 (Sez. 3.2) e la scoperta della riga $H\alpha$ (Sez. 3.3). Inoltre si descrivono le caratteristiche degli *outburst* e si confrontano con le binarie X di piccola massa transienti (Sez. 3.4). Infine si descrivono gli scenari ipotizzati per spiegare la natura della controparte ottica di HLX-1 (Sez. 3.5);
- Capitolo 4: si descrivono l'acquisizione e l'analisi fotometrica delle immagini di ESO 243-49 e della sorgente HLX-1. In particolare si presentano l'acquisizione (Sez. 4.1) e l'analisi delle immagini (Sez. 4.2) di ESO 243-49 in cui si descrivono il calcolo della posizione del centro della galassia, della funzione di allargamento, del livello del cielo, dell'angolo di posizione della galassia e il processo di rotazione e allineamento delle immagini. Si presentano i metodi utilizzati per ottenere il modello della distribuzione di brillantezza superficiale della galassia e le immagini dei residui (Sez. 4.3). Inoltre si analizza la tecnica della fotometria di apertura utilizzata per ottenere le magnitudini della controparte ottica di HLX-1 e dei candidati ammassi globulari a partire dalle immagini dei residui. Queste ultime sono state ottenute tramite la sottrazione dei modelli della distribuzione di brillantezza superficiale della galassia dalle immagini originali. Infine si discutono i risultati ottenuti (Sez. 4.4);
- Capitolo 5: si descrive il metodo utilizzato per creare il modello dell'evoluzione fotometrica della sorgente HLX-1. Da esso si ricava la distribuzione di energia spettrale (Sez. 5.1), che viene confrontata con i risultati ottenuti dalla fotometria di apertura (Sez. 5.2). Infine si presentano le conclusioni e si confrontano i risultati ottenuti con quelli presenti in letteratura (Sez. 5.3).

Possibili candidati buchi neri di massa intermedia

In questo capitolo si descrivono le caratteristiche dei migliori candidati buchi neri di massa intermedia scoperti fino ad oggi: NGC 2276-3c (Sez. 2.1), M 101 ULX-1 (Sez. 2.2), M 82 X-1 (Sez. 2.3), J2150-0551 (Sez. 2.4) e NGC 1313 X-1 (Sez. 2.5). ESO 243-49 HLX-1 verrà descritto in dettaglio nel Capitolo 3.

2.1 NGC 2276-3c

NGC 2276 è una galassia di tipo SAB(rs)c (de Vaucouleurs et al. 1991), situata a circa 33.3 Mpc di distanza, che ospita una ULX. La sorgente NGC 2276-3c (Fig. 2.1)¹ ha una luminosità massima di $L_X \sim 6 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ (Mezcua et al. 2015). È stata rivelata un'emissione radio dovuta a due lobi, con una dimensione di $\sim 650 \text{ pc}$, al centro della quale è collocata la sorgente X. Utilizzando dati quasi simultanei di EVN (dall'inglese *European Very Long Baseline Interferometer Network*) nel radio e di *Chandra* nell'X è stato scoperto un getto radio la cui orientazione è compatibile con quella dei lobi. Dall'emissione radio è stato possibile calcolare la temperatura di brillantezza che è risultata di $T_B = 1.5 \times 10^5 \text{ K}$, che corrisponde ad un'emissione non termica. Combinando le osservazioni radio con quelle X è stato possibile calcolare la massa del buco nero usando il Piano Fondamentale dell'accrescimento dei buchi neri, che è una correlazione tra la luminosità radio, la luminosità X e la massa del buco nero M_{BH} valida per buchi neri con spettro X duro e getti. Usando la luminosità radio ($L_{5 \text{ GHz}} = 2.6 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$) e quella X ($L_{2-10 \text{ keV}} = 1.6^{+0.3}_{-0.2} \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$) si ottiene una massa di $M_{\text{BH}} = 5 \times 10^4 M_{\odot}$. Un ulteriore indizio a supporto della natura della sorgente è stato ottenuto calcolando il rapporto (R_X) tra l'emissione radio a 5 GHz e l'emissione X nella banda 2 – 10 keV usando la seguente formula (Terashima & Wilson 2003):

$$R_X = \frac{\nu L_{\nu}(5 \text{ GHz})}{L_X(2 - 10 \text{ keV})}. \quad (2.1)$$

Questo rapporto assume valori diversi a seconda del tipo di sorgente. In particolare si ha:

- $\log R_X < -5.3$ per le binarie X;
- $-5.3 < \log R_X < -3.8$ per i buchi neri di massa intermedia;
- $-3.8 < \log R_X < -2.8$ per gli AGN deboli;
- $\log R_X \sim -2$ per i residui di supernova.

Nel caso di NGC 2276-3c si trova $R_X = -4.9$, che rientra nell'intervallo di valori che ci si aspetta per un IMBH.

¹Disponibile in <http://chandra.harvard.edu/blog/node/543>

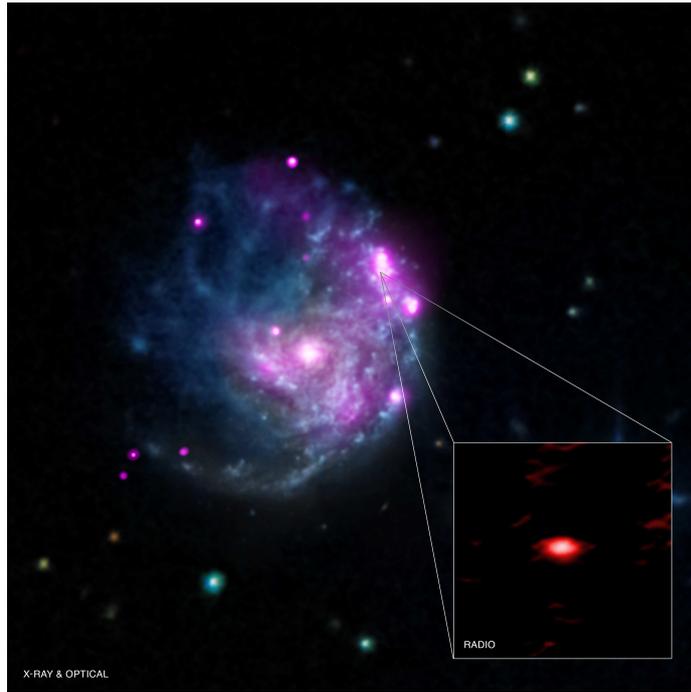


Figura 2.1: NGC 2276-3c. La figura mostra una sovrapposizione delle immagini ottiche (HST) e X (*Chandra*) di NGC 2276 e radio (EVN) della sorgente. L'immagine ha una dimensione di 4.5×4.5 arcmin² (Chandra Press Release 2015).

Il Piano Fondamentale è stato applicato assumendo che l'accrescimento avvenga al di sotto del limite di Eddington. Il rapporto di Eddington è dato da $k_{\text{bol}}L_X/[1.38 \times 10^{38} \times (M_{\text{BH}}/M_{\odot})]$, dove k_{bol} è il fattore di correzione bolometrica (che va da 5 a 30 per un AGN con un rapporto di Eddington ≤ 0.1). Assumendo $k_{\text{bol}} = 5$, usando $M_{\text{BH}} = 5 \times 10^4 M_{\odot}$ e la luminosità X nella banda 2–10 keV si trova un rapporto di Eddington di $\sim 10^{-2}$. Nel caso in cui la sorgente stia accrescendo al limite di Eddington si ottiene una massa di $M_{\text{BH}} \geq 725 M_{\odot}$, mentre nel caso in cui la sorgente emetta tutta la luminosità nella banda 2–10 keV e che non ci sia assorbimento la massa risulta $M_{\text{BH}} \geq 145 M_{\odot}$. Possiamo inoltre ottenere una stima del tasso di accrescimento $\dot{M}_{\text{BH}} = k_{\text{bol}}L_X/(\eta c^2)$. Assumendo un'efficienza tipica di conversione massa-energia di $\eta = 10\%$ e un coefficiente $k_{\text{bol}} = 5$ si trova $\dot{M}_{\text{BH}} = 1.5 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Mezcua et al. 2015). Uno studio successivo ha permesso di stimare la massa del buco nero con maggiore precisione utilizzando il Piano Fondamentale X/radio e osservazioni simultanee di *Chandra* e di VLBI. È stato confermato che $M_{\text{BH}} \sim 5 \times 10^4 M_{\odot}$ (Roberts et al. 2016).

2.2 M 101 ULX-1

M 101 (Fig. 2.2)² è una galassia di tipo SAB(rs)cd (de Vaucouleurs et al. 1991), situata a circa 6 Mpc di distanza, che contiene dieci ULX. Nel 2001 con il satellite ROSAT è stata scoperta la sorgente M 101 ULX-1, con una luminosità nell'intervallo $10^{40} < L_X < 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$. La sorgente ha uno spettro soffice, con una temperatura di corpo nero di

²Disponibile in <http://www.sci-news.com/astronomy/science-ulx1-black-hole-messier101-01582.html>

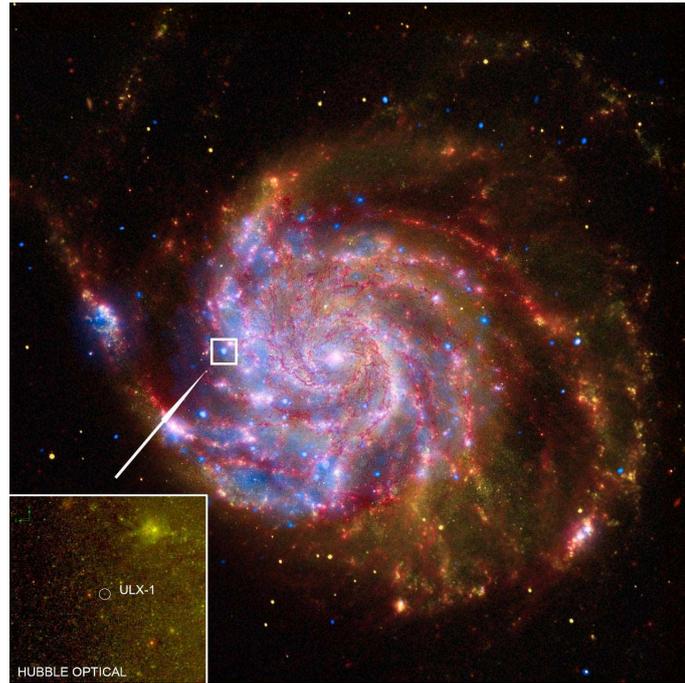


Figura 2.2: M 101 ULX-1. La figura mostra una sovrapposizione delle immagini ottiche (HST), X (*Chandra*), infrarosse (*Spitzer*) e ultraviolette (*GALEX*) della galassia M 101. Nel riquadro in basso a sinistra si vede la controparte ottica della sorgente.

~ 100 eV, e mostra un alternarsi degli stati basso/duro e alto/soffice in periodi di 160 – 190 giorni (Titarchuk & Seifina 2016a). La sorgente presenta uno spettro caratterizzato da righe di emissione dell'elio allargate, tra le quali si trova la riga dell'He II ad una lunghezza d'onda $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ (Liu et al. 2013). L'assenza di righe dell'idrogeno implica che la stella compagna non può essere ricca di idrogeno, quindi deve essere una Wolf-Rayet. Le Wolf-Rayet sono stelle di tipo O, situate in sistemi binari, che hanno perso la maggior parte del loro involucro esterno e del mantello a favore della stella compagna. Queste stelle si dividono in tre categorie (Meier 2012):

1. Stelle WN. Sono stelle che hanno perso la maggior parte o tutto l'involucro di idrogeno. Alla fine della loro vita esplodono in supernove di tipo IIb, che presentano intense righe di elio.
2. Stelle WC. Queste stelle, oltre all'involucro di idrogeno, hanno perso anche il mantello di elio, esponendo il nucleo di carbonio. Alla fine della loro vita esplodono in supernove di tipo Ib.
3. Stelle WO. Sono stelle che hanno perso anche tutto il mantello di carbonio esponendo le regioni centrali ricche di ossigeno. Sono stelle che si trovano nella fase di bruciamento del carbonio, quindi hanno solo qualche centinaio di anni di vita prima che il nucleo collassi. Alla fine della loro vita esplodono in supernove di tipo Ic.

Le righe presenti nello spettro di M 101 ULX-1 hanno permesso di stimare la massa della stella Wolf-Rayet, che è risultata di $\sim 19 M_{\odot}$ (Liu et al. 2013). Durante i tre mesi di campagna osservativa è stata rivelata una variazione di velocità nelle righe di emissione

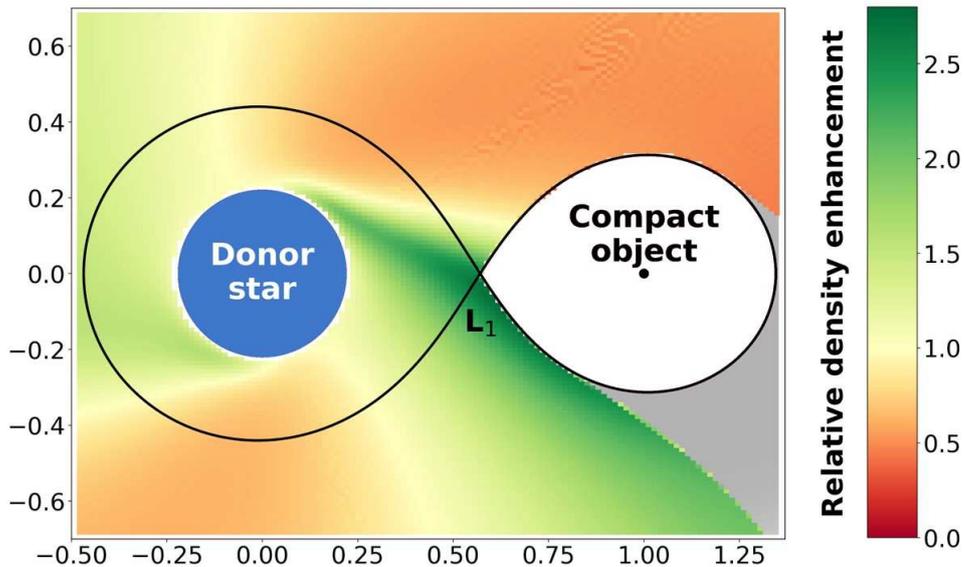


Figura 2.3: Piano orbitale di un sistema binario. La linea nera delimita il potenziale di Roche al punto lagrangiano L_1 . L'area bianca rappresenta la regione in cui il materiale può accrescere, mentre quella grigia è una zona non coperta dalla simulazione. Si nota che il flusso di materia ha una struttura ben definita (El Mellah et al. 2019).

dell'elio di $\Delta v \sim \pm 60 \text{ km s}^{-1}$, da cui è stato possibile stimare il periodo orbitale e la funzione di massa, che risultano rispettivamente di $P = 8.2 \pm 0.1$ giorni e $f(M_*, M_{\text{BH}}, i) = 0.18 \pm 0.03 M_{\odot}$. È stato inoltre possibile calcolare il tasso di perdita di massa della Wolf-Rayet, che è risultato di $\dot{M}_* \sim 2 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Liu et al. 2013). La stella riempie solo il 50% del suo lobo di Roche quindi il trasferimento di massa attraverso il punto lagrangiano L_1 può avvenire solamente tramite vento stellare, in quanto l'involuppo stellare è troppo lontano dal buco nero per essere catturato direttamente dal suo campo gravitazionale (Fig. 2.3). Si trova che il vento stellare ha una velocità di $\sim 1300 \text{ km s}^{-1}$, che è 3–4 volte superiore rispetto alla velocità orbitale (El Mellah et al. 2019). Da questi dati e dalle osservazioni ottiche di HST è stato stimato che la massa del buco nero è $M_{\text{BH}} \sim 5 - 1000 M_{\odot}$ (Liu et al. 2013). Questa stima però è in contraddizione con la temperatura relativamente bassa dei fotoni del disco nella parte dello spettro che si trova nell'intervallo 40–70 keV (Titarchuk & Seifina 2016a), infatti la temperatura effettiva del materiale in accrescimento dovrebbe essere di $kT_{\text{eff}} \propto M_{\text{BH}}^{-1/4}$ (Shakura & Sunyaev 1973).

Un'altra stima della massa del buco nero si può ottenere dalla correlazione tra le proprietà spettrali X e il tasso di accrescimento, scoperta nei buchi neri binari galattici durante le transizioni spettrali (Shaposhnikov & Titarchuk 2009). È possibile applicare questo metodo alla sorgente M 101 ULX-1 in quanto l'emissione X presenta una chiara evoluzione dallo stato basso/duro a quello alto/soffice. In particolare si nota che durante l'*outburst* la sorgente passa dallo stato basso/duro a quello alto/soffice durante la fase di aumento di luminosità, per poi tornare allo stato basso/duro durante la fase di decadimento (Titarchuk & Seifina 2016a). Lo spettro della sorgente è ben rappresentato dal modello di comptonizzazione del moto d'insieme (BMC, dall'inglese *Bulk Motion Comptonization*). Si nota che l'indice spettrale satura con la normalizzazione del modello BMC,

che è proporzionale al tasso di accrescimento. La saturazione è caratteristica di un flusso di materia che converge verso il buco nero. L'indice spettrale cresce monotonicamente da $\Gamma = 1.3$ per poi saturare a $\Gamma = 2.8$ (Titarchuk & Seifina 2016a). Per calcolare la massa del buco nero si usa una relazione di scala basata sulla parametrizzazione della correlazione $\Gamma - N_{\text{BMC}}$. L'assunzione fondamentale di questa tecnica è che diverse sorgenti di riferimento mostrano la stessa forma della correlazione $\Gamma - N_{\text{BMC}}$ e l'unica differenza sta nel rapporto tra la massa del buco nero e la distanza al quadrato (M_{BH}/d^2), quindi per ottenere la massa del buco nero basta utilizzare la relazione:

$$M_{\text{t}} = M_{\text{r}} \frac{N_{\text{t}}}{N_{\text{r}}} \left(\frac{d_{\text{t}}}{d_{\text{r}}} \right)^2 f_{\text{G}} \quad (2.2)$$

dove i pedici t e r indicano rispettivamente il *target* e la sorgente di riferimento, f_{G} è un fattore geometrico, d_{r} e d_{t} sono le distanze della sorgente di riferimento e del *target*.

Assumendo che la sorgente sia vista di faccia si ottiene un limite inferiore per la massa del buco nero di $M_{\text{BH}} > 3.2 \times 10^4 M_{\odot}$ (Titarchuk & Seifina 2016a).

2.3 M 82 X-1

M 82 è una galassia irregolare di tipo non magellanic (de Vaucouleurs et al. 1991) situata a circa 3.5 Mpc di distanza. La galassia è caratterizzata da due getti che partono dal nucleo e vanno verso l'esterno perpendicolarmente al piano galattico, che sembra siano provocati da frequenti esplosioni di supernove e dall'interazione con la galassia a spirale M 81. Nella galassia M 82 sono presenti diverse ULX. Una di queste, chiamata M 82 X-2, è fortemente variabile ed è stata scoperta per caso durante lo studio di una supernova esplosa nella galassia. La sorgente ha una luminosità X compresa tra $\sim 10^{38}$ erg s⁻¹ e 10^{40} erg s⁻¹ e pulsa ogni 1.37 s, con un profilo dell'impulso sinusoidale (Bachetti et al. 2014). M 82 X-2 è risultata essere una pulsar ultraluminosa, che si trova in un sistema binario con una stella compagna di $5.2 M_{\odot}$ e un periodo di 2.5 giorni (Brightman et al. 2019).

L'oggetto più importante per lo scopo di questa Tesi è M 82 X-1 (Fig. 2.4)³ in quanto è uno dei migliori candidati IMBH (Feng & Soria 2011). Questa sorgente ha una luminosità al massimo di $L_{\text{X}} \sim 10^{41}$ erg s⁻¹, che la fa ricadere nella categoria delle HLX. Dalle osservazioni effettuate con il satellite l'RXTE (*Rossi X-ray Timing Explorer*) è stata scoperta una modulazione del segnale con un periodo di ~ 62 giorni, che inizialmente è stata interpretata con il periodo orbitale del sistema binario (Kaaret & Feng 2007).

Osservazioni ed analisi più recenti però indicano che la modulazione potrebbe non essere associata a M 82 X-1, ma sarebbe dovuta alla sovrapposizione dell'emissione di più ULX situate nella galassia (Qiu et al. 2015). Sono state quindi monitorate con il telescopio spaziale *Chandra* M 82 X-1, M 82 X-2 e altre due ULX situate nelle loro vicinanze ed è stato scoperto che solo M 82 X-2 mostra un segnale con variazioni attorno ai 60 giorni (Brightman et al. 2019).

³Disponibile in http://chandra.harvard.edu/press/10_releases/press_042910.html

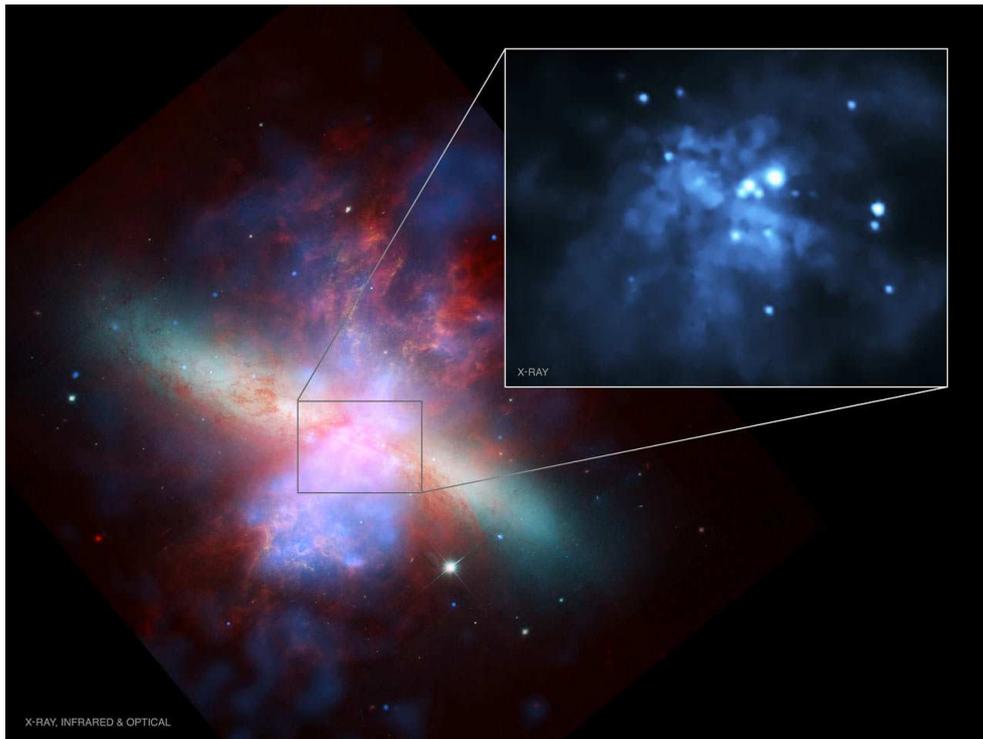


Figura 2.4: M82 X-1. La figura mostra una combinazione delle immagini ottiche e infrarosse di HST e di quelle in banda X di *Chandra* di M82. Il riquadro che mostra la sorgente X ha una dimensione di 1.8×1.8 arcmin² (Chandra Press Release 2005).

Lo spettro della sorgente è a legge di potenza con indice spettrale $\Gamma \sim 1.7$, che sembra cambiare stato passando da uno spettro duro ad uno soffice (Feng & Soria 2011). Nel 2003 è stato scoperto che la sorgente presenta delle QPO a bassa frequenza attorno a 54 mHz (Strohmayer & Mushotzky 2003). Successive osservazioni hanno mostrato QPO a frequenze diverse, 54 mHz e 114 mHz (Mucciarelli et al. 2006), che sono cambiate nuovamente nel 2006 passando da 107 mHz a 120 mHz. In particolare sono state identificate delle oscillazioni quasi periodiche gemelle ad alta frequenza, con un rapporto armonico 3:2 riscontrato anche nelle binarie X galattiche (Pasham et al. 2014). Assumendo che si tratti dello stesso fenomeno osservato nelle binarie galattiche e che le frequenze scalino inversamente alla massa del buco nero, è stato possibile ricavare dei limiti per la massa del buco nero che risulta $130 M_{\odot} < M_{\text{BH}} < 1500 M_{\odot}$. Se si considera la QPO a frequenza più bassa (37 – 210 mHz) si trova un risultato più restrittivo di $140 M_{\odot} < M_{\text{BH}} < 660 M_{\odot}$.

In un'analisi più recente (Brightman et al. 2016) sono state utilizzate osservazioni simultanee svolte dai telescopi *NuSTAR*, *Chandra* e *Swift* durante il picco dell'*outburst* per riprodurre l'emissione di M82 X-1. È stato escluso il modello del disco di accrescimento sottile standard in quanto richiederebbe un accrescimento super-Eddington per riprodurre lo spettro osservato, cosa impossibile. Usando un modello che permette alla temperatura di variare in funzione del raggio è stato trovato un profilo radiale di $T(r) \propto r^{-0.55}$, che corrisponde ad un disco poco spesso (dominato dall'advezione) con un alto rapporto di Eddington. In questo modello la massa del buco nero dipende dallo spin ed è di $M_{\text{BH}} = 26_{-6}^{+9} M_{\odot}$ per un buco nero di Schwarzschild, di $M_{\text{BH}} = 125_{-30}^{+45} M_{\odot}$ per un buco nero di

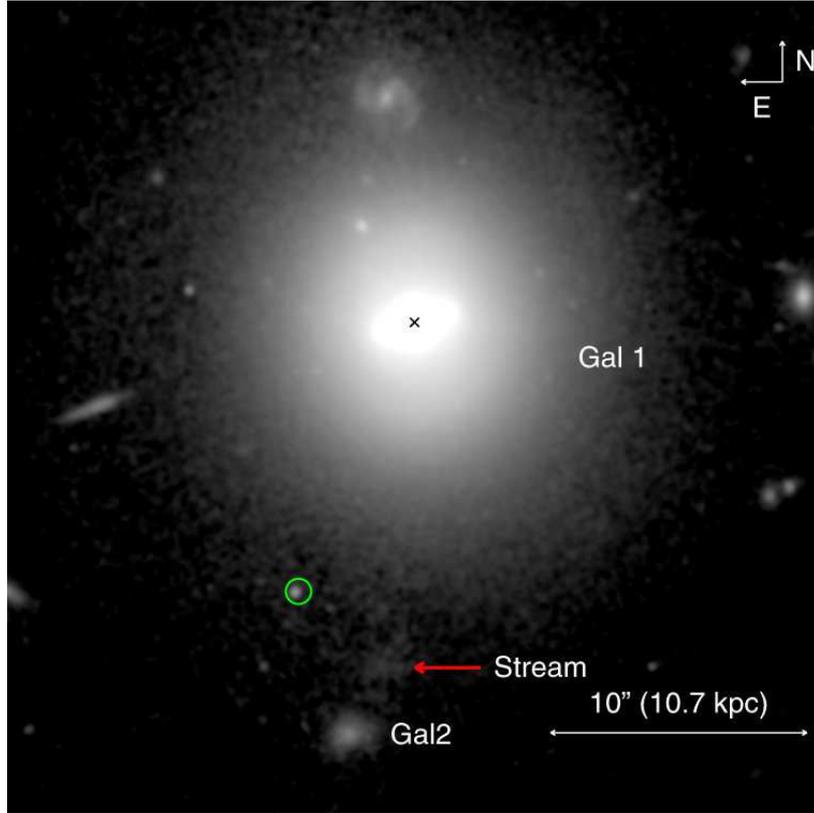


Figura 2.5: Immagine HST della galassia Gal1 (6dFGS gJ215022.2-055059). La posizione della sorgente è indicata dal cerchio verde, mentre la freccia rossa indica il flusso di materia strappato dalla galassia satellite Gal2 che sta fondendosi con Gal1 (Lin et al. 2018).

Schwarzschild visto di faccia o di $M_{\text{BH}} = 140_{-32}^{+46} M_{\odot}$ per un buco nero massimamente rotante.

2.4 J2150-0551

6dFGS gJ215022.2-055059 (indicata come Gal1 per semplicità in Fig. 2.5) è una galassia lenticolare situata a *redshift* $z = 0.055$ o ad una distanza di luminosità $D_L = 247$ Mpc. Attraverso una mappatura realizzata con il telescopio spaziale per l'astronomia X *XMM-Newton* è stata scoperta una sorgente in un ammasso stellare massiccio, situato ad una distanza di 12.5 kpc dal nucleo della galassia (Lin et al. 2018). La sorgente è stata monitorata dal 2006 al 2009 con il telescopio *XMM-Newton*. A queste osservazioni sono seguite quella del 2014 e quella del 2016, realizzate rispettivamente con i telescopi *Swift* e *Chandra*. È stato osservato un *outburst* con un picco di luminosità di $L_X \sim 1.1 \times 10^{43}$ erg s $^{-1}$, che è sistematicamente diminuita nel corso di 10 anni fino ad un valore $L_X \sim 1.1 \times 10^{42}$ erg s $^{-1}$. L'*outburst* è stato provocato da un evento di distruzione mareale, in cui il tasso di accrescimento decade nel tempo dopo la distruzione della stella come $t^{-5/3}$. Nello spettro si nota che la luminosità del disco scala con la temperatura ($L \propto T^4$), come succede nei buchi neri stellari in accrescimento nello stato termico, anche se durante le osservazioni della fase più brillante ci sono state significative deviazioni da questa relazione. Dall'interpolazione dello spettro termico con il modello del disco si è ottenuta una stima per la massa del

buco nero di $5 \times 10^4 M_{\odot} \leq M_{\text{BH}} \leq 10^5 M_{\odot}$ (Lin et al. 2018), che dipende dal valore dello spin. La controparte ottica della sorgente è ben rappresentata da un ammasso stellare con una massa di $\sim 10^7 M_{\odot}$ e una luminosità di $\sim 10^7 L_{\odot}$. Queste proprietà indicano che si potrebbe trattare di un ammasso globulare massiccio o del nucleo di una galassia nana distrutto durante un fenomeno di fusione.

Dato che J2150-0551 è stato scoperto attraverso un programma di mappatura del cielo, è stato possibile stimare il tasso di eventi di distruzione mareale non nucleari che è risultato di $\sim 10^{-8} \text{ Mpc}^{-3} \text{ yr}^{-1}$. Questo implica un numero significativo di IMBH con masse di alcune decine di migliaia di masse solari, con una densità spaziale di $\sim 10^{-5} - 10^{-3} \text{ Mpc}^{-3}$ (Lin et al. 2018).

2.5 NGC 1313 X-1

NGC 1313 è una galassia a spirale barrata di tipo SB(s)d (de Vaucouleurs et al. 1991) situata a $\sim 4.6 \text{ Mpc}$ di distanza. La galassia contiene diverse ULX tra cui NGC 1313 X-1 (Fig. 2.6) e X-2. Quest'ultima sembrerebbe ospitare un buco nero con una massa $M_{\text{BH}} \sim 50 - 100 M_{\odot}$, situato vicino ad un ammasso stellare di $\sim 20 \text{ Myr}$ (Feng & Soria 2011). Per stimare la massa del buco nero in NGC 1313 X-1 è stato interpolato lo spettro X utilizzando il modello BMC. Si costruisce il diagramma $\Gamma - N_{\text{BMC}}$ e lo si confronta con i buchi neri galattici di riferimento. Infine si determina il miglior valore del fattore di normalizzazione e si calcola la massa del buco nero usando l'Eq. 2.2. Con questo metodo si trova una massa per il buco nero $295 M_{\odot} < M_{\text{BH}} < 6166 M_{\odot}$ (Jang et al. 2018).

La sorgente presenta inoltre delle oscillazioni quasi periodiche in rapporto 3:2, alle frequenze di 0.45 e 0.3 Hz. Utilizzando la relazione tra la massa e la frequenza delle oscillazioni è stato possibile stimare la massa del buco nero che è risultata di $M_{\text{BH}} \sim 5000 M_{\odot}$. Per testare questi risultati le oscillazioni quasi periodiche sono state modellate contemporaneamente allo spettro X con un modello di risonanza epiciclica (ERM, dall'inglese *Epicyclic Resonance Model*) e di accoppiamento disco magnetico-corona (Huang 2019). La corona invece viene scaldata dalla riconnessione del campo magnetico su piccola scala generato dall'instabilità del disco. Il disco emette parte della radiazione sotto forma di corpo nero, mentre una parte viene assorbita dalla corona. Nella corona gli elettroni vengono scaldati dalla riconnessione magnetica e vengono raffreddati attraverso il processo di Compton inverso, in cui vengono diffusi dai fotoni soffici provenienti dal disco freddo. Assumendo che per il disco valga la prescrizione α di Shakura-Sunyaev, in cui la viscosità è usualmente descritta dalla seguente formula (Shakura & Sunyaev 1973):

$$\nu = \alpha c_s H \quad (2.3)$$

(dove $\alpha < 1$, c_s è la velocità del suono e H è l'altezza di scala del disco) e che il bilancio energetico della corona sia descritto da

$$Q_{\text{cor}}^+ = Q_{\text{Comp}}^- = \frac{4kT_e}{m_e} \tau U_{\text{rad}} \quad (2.4)$$

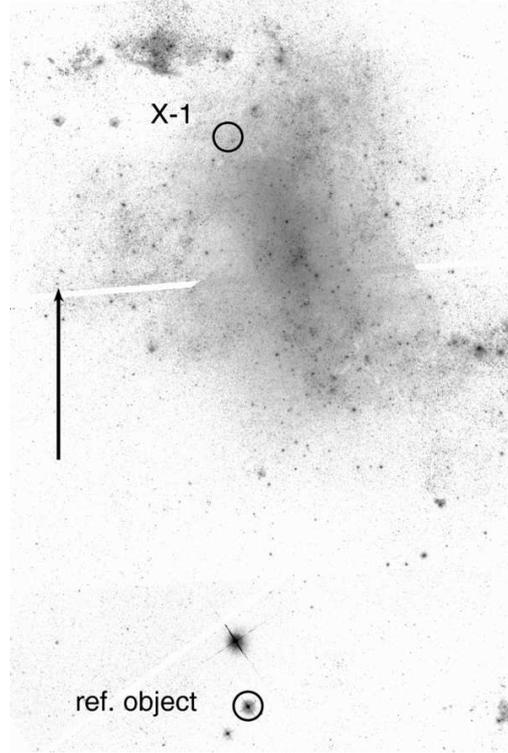


Figura 2.6: Immagine HST della galassia NGC 1313, ripresa nel filtro F555W. Il cerchio in alto indica la posizione della sorgente X-1 (Yang, Feng & Kaaret 2011).

(dove Q_{cor}^+ è l'energia dissipata nella corona, Q_{Comp}^- è l'energia prodotta dal processo di Compton inverso, T_e è la temperatura della corona, m_e è la massa dell'elettrone, τ è la profondità ottica della corona e U_{rad} è la densità di energia del campo di fotoni soffici) allora si possono risolvere le equazioni del disco (Shakura & Sunyaev 1973) per ottenere la soluzione del sistema disco-corona e ricavare lo spettro X dalle simulazioni (Huang 2019). La coppia di QPO è stata interpolata con lo spettro X. Dato che lo spin del buco nero non è noto, sono stati considerati due modelli: un buco nero di Schwarzschild con spin nullo e un buco nero di Kerr con spin $a_\star = 0.998$. Lo spettro è stato quindi interpolato aggiustando i parametri \dot{m} , α e n_{H} , dove $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$, con $\dot{M}_{\text{Edd}} = 1.4 \times 10^{18} m_{\text{BH}} \text{ erg s}^{-1}$, e n_{H} è la densità di colonna dell'idrogeno. La miglior interpolazione si ottiene per grandi valori della massa del buco nero, mentre per valori dello spin $a_\star < 0.3$ lo spettro non può essere interpolato. Sono stati quindi calcolati un limite inferiore e uno superiore per la massa dell'oggetto, che sono risultati rispettivamente di $2024 M_\odot$ e di $6811 M_\odot$ (Huang 2019).

ESO 243-49 HLX-1

In questo capitolo si analizzano le proprietà della sorgente X iperluminosa ESO 243-49 HLX-1, che è uno dei migliori candidati buchi neri di massa intermedia. In particolare si descrivono le proprietà della sorgente (Sez. 3.1), si descrivono le prime ipotesi riguardanti la natura di HLX-1 (Sez. 3.2) e si analizza la scoperta della riga $H\alpha$ che ha permesso di determinare l'appartenenza della sorgente alla galassia ESO 243-49 (Sez. 3.3). Inoltre si confrontano le proprietà osservative della sorgente con quelle delle binarie X di piccola massa transienti (Sez. 3.4). Infine si analizzano le ipotesi sulla natura della controparte ottica di HLX-1 prestando particolare attenzione alla fotometria svolta sulle immagini HST nei periodi successivi ai picchi degli *outburst* del 2010, 2012 e 2013 (Sez. 3.5).

3.1 Caratteristiche fisiche di ESO 243-49 e della sorgente HLX-1

Il più promettente candidato IMBH è la sorgente HLX-1 situata nella galassia ESO 243-49 (Fig. 3.1), di tipo S0/a (Lauberts 1982). La galassia si trova nell'ammasso Abell 2877 ad una distanza di circa 96 Mpc. Dall'analisi della curva di luce, ottenuta dalle immagini HST, si è notato che, oltre alle componenti dello sferoide e del disco visto di taglio, la galassia presenta le caratteristiche tipiche di una barra. Sono state determinate la luminosità dello sferoide e il suo rapporto con la luminosità totale della galassia ($L_{sf}/L_T = 0.25 \pm 0.06$). Inoltre, usando la relazione $M_{BH}-L_{sf}$, è stato possibile stimare la massa del SMBH situato nel nucleo di ESO 243-49, che è risultata $M_{BH} \simeq 2.3 \times 10^7 M_\odot$ (Webb et al. 2017). È stata stimata anche la dispersione di velocità centrale che è risultata di $224 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$. Utilizzando i dati VLT (dall'inglese *Very Large Telescope*) e la relazione per le galassie barrate la massa del buco nero risulta di $M_{BH} \simeq 10.6 \times 10^7 M_\odot$ (Webb et al. 2017). Tenendo conto dello scarto quadratico medio sulla relazione si ottiene una massa nell'intervallo $4.8 \times 10^7 M_\odot < M_{BH} < 23 \times 10^7 M_\odot$ (Webb et al. 2017).

Tramite lo studio degli spettri, in particolare delle righe di emissione $H\alpha$ e $[N II]$ ($\lambda = 6583 \text{ \AA}$), è stato possibile calcolare la velocità di rotazione del gas nel disco galattico, trovando una velocità massima di 300 km s^{-1} , da cui risulta che il raggio del disco interno è di 1.8 kpc (Webb et al. 2017).

La sorgente si trova a $\sim 0.8 \text{ kpc}$ dal piano galattico e a $\sim 3.3 \text{ kpc}$ dal nucleo (Mapelli et al. 2013b). HLX-1 è una sorgente variabile con un picco di luminosità nella banda 0.2 – 10 keV, assumendo emissione isotropa, di $L_X \simeq 1.1 \times 10^{42} \text{ erg s}^{-1}$ (Farrell et al. 2009). Nell'ipotesi che la luminosità massima corrisponda al limite di Eddington la massa del buco nero sarebbe di $\sim 500 M_\odot$ (Farrell et al. 2009). La luminosità derivata è ~ 400 volte maggiore del limite di Eddington per un buco nero di $20 M_\odot$. Le successive osservazioni della sorgente hanno mostrato una variazione di luminosità e della forma

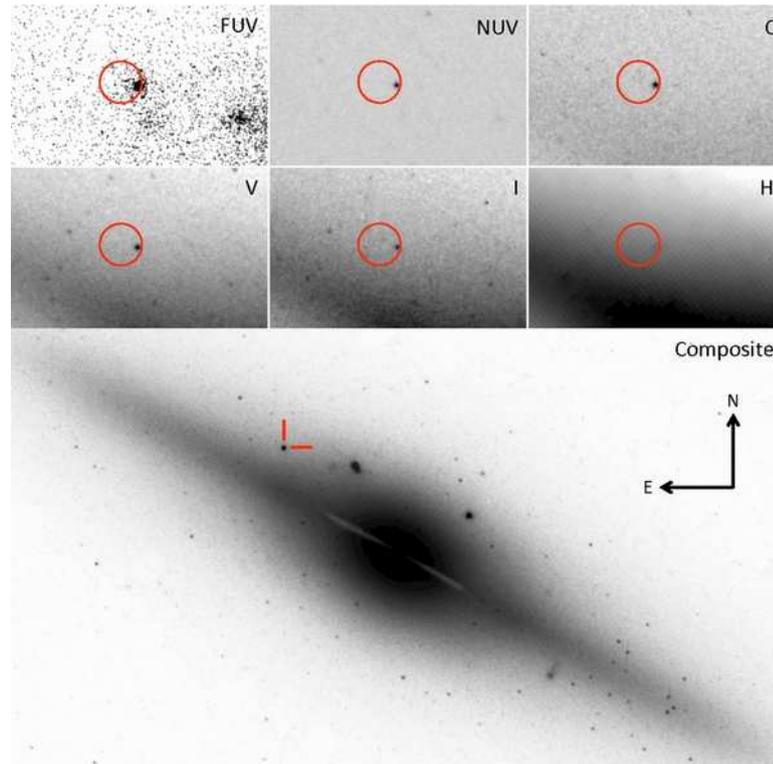


Figura 3.1: ESO 243-49 HLX-1. I pannelli in alto mostrano un ingrandimento della sorgente ripreso da HST in quattro filtri diversi (C , V , I e H) e da GALEX in due filtri (FUV e NUV). Il cerchio indica la posizione dell'emissione X di HLX-1. Il pannello in basso mostra l'immagine della galassia ESO 243-49, realizzata combinando le immagini ottenute nei diversi filtri, e la controparte ottica di HLX-1 indicata dalle righe rosse. (Farrell et al. 2012).

spettrale. Inoltre è stata rivelata un'emissione radio consistente con un getto relativistico, che ha permesso di calcolare un limite inferiore e uno superiore per la massa del buco nero che sono rispettivamente di $\sim 9 \times 10^3 M_{\odot}$ e di $\sim 9 \times 10^4 M_{\odot}$ (Webb et al. 2012).

3.2 Prime indagini sulla natura di HLX-1

Sono stati analizzati diversi scenari per cercare di spiegare la natura di HLX-1 (Farrell et al. 2009):

- un AGN situato dietro la galassia ESO 243-49. Questo è stato inizialmente escluso in quanto la probabilità che la galassia sia allineata con un AGN di sfondo è solo del 9%;
- un AGN situato davanti alla galassia ospite. Questo è stato escluso analizzando la forma dello spettro X;
- emissione coronale da una stella che presenta uno spettro termico a diverse temperature. È stata esclusa dal confronto con lo spettro X della sorgente;
- una supernova o un fenomeno di onda d'urto all'interno di un residuo di supernova. Questi oggetti riescono a raggiungere luminosità X di $L_X \sim 10^{37} - 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$,

però l'emissione non termica decade rapidamente dopo l'esplosione in supernova e l'emissione termica domina dopo ~ 100 giorni;

- una nana bianca in accrescimento da una compagna di piccola massa sarebbe visibile in banda X, ma non nell'ottico. Gli spettri di questi oggetti sono consistenti con emissione da plasma non termico con temperatura superiore ai 2 keV e abbondanza non nulla. Lo spettro della sorgente è inconsistente con questi modelli;
- una stella di neutroni in una binaria X di piccola massa avrebbe uno spettro termico con una componente a legge di potenza piatta. Questo non è consistente con lo spettro osservato;
- un *blazar*, cioè una sottoclasse di AGN radio brillanti che presenta un getto radio puntato nella direzione dell'osservatore. Un oggetto simile presenterebbe però un flusso radio che non è stato osservato nella posizione di HLX-1.

3.3 Spettro della controparte ottica di HLX-1

Come visto nella Sez. 3.2 una delle possibili spiegazioni dell'elevata luminosità X osservata è che HLX-1 possa essere un AGN di sfondo. Per escludere questa possibilità sono state necessarie osservazioni in diverse bande spettrali. Grazie alle osservazioni fatte con il VLT durante un *outburst* avvenuto nel 2010 è stata identificata la controparte ottica di HLX-1, che appare come una sorgente puntiforme (Soria et al. 2012). Con osservazioni successive sono stati ottenuti gli spettri di ESO 243-49 e della controparte ottica di HLX-1 (Wiersema et al. 2010). Dagli spettri si nota che lo sferoide della galassia presenta delle forti righe di assorbimento, tipiche di una galassia lenticolare. Dalla riga di assorbimento del sodio è stato possibile calcolarne il *redshift*, $z = 0.0223$, che è consistente con le misure precedenti. Anche la riga di assorbimento dell' $H\alpha$ mostra lo stesso *redshift* e presenta una curva nello spettro bidimensionale dovuta alla rotazione della galassia (Fig. 3.2). Si può notare inoltre una debole traccia nello spettro in corrispondenza della posizione di HLX-1, che indica che la riga $H\alpha$ è presente anche nella sorgente. Per verificare che HLX-1 facesse parte della galassia ESO 243-49 è stato sottratto allo spettro della sorgente quello della galassia. Questo ha permesso di evidenziare la riga in emissione dell' $H\alpha$, avente un profilo approssimativamente gaussiano, situata su un continuo debole (Fig. 3.2). Non ci sono altre tracce di questa riga in emissione nel resto della galassia. Attraverso l'interpolazione con una funzione gaussiana è stata misurata la lunghezza d'onda della riga, che risulta $\lambda = 6721.0 \pm 1.1 \text{ \AA}$ (Wiersema et al. 2010). La lunghezza d'onda calcolata è consistente con la riga $H\alpha$ situata al *redshift* di ESO 243-49, con uno scarto di velocità di $\sim 170 \text{ km s}^{-1}$ rispetto alla velocità di rotazione della galassia. Dunque si è determinato che HLX-1 fa parte della galassia ESO 243-49, escludendo che si potesse trattare di un AGN di sfondo. Conoscendo il *redshift* e la luminosità della riga ($\sim 2 \times 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$) è stato possibile calcolare un limite superiore per la massa del buco nero, che è risultato $M_{\text{BH}} < 1500 M_{\odot}$ (Wiersema et al. 2010). Studi successivi hanno confermato la presenza della riga in emissione dell' $H\alpha$ e hanno permesso di misurarne con precisione la lunghezza d'onda, che

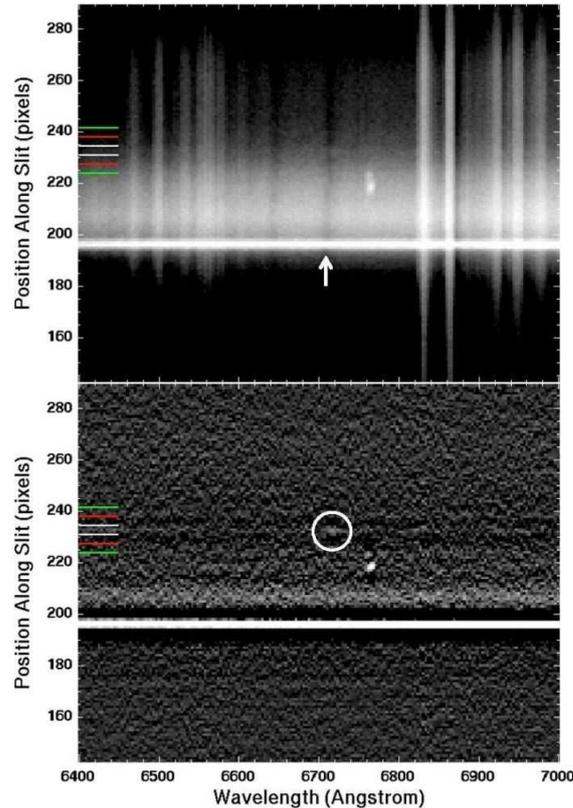


Figura 3.2: In alto: spettro bidimensionale di HLX-1 con la riga $H\alpha$ in assorbimento della galassia ESO 243-49 indicata dalla freccia bianca. In basso: spettro bidimensionale della sorgente dopo che è stato sottratto il contributo della galassia. Il cerchio bianco indica la riga in emissione $H\alpha$ della sorgente. Le righe in emissione vicine provengono da una galassia di sfondo (Wiersema et al. 2010).

è risultata essere $\lambda = 6718.9 \pm 0.5 \pm 0.8 \text{ \AA}$ (Soria et al. 2013). E' stato quindi possibile calcolare la velocità di recessione di HLX-1, che è risultata $v = 7131 \pm 22 \pm 35 \text{ km s}^{-1}$, mentre la velocità di recessione del nucleo di ESO 243-49 riportata in letteratura è $v = 6714 \pm 34 \text{ km s}^{-1}$. Per verificare che la differenza nella velocità di recessione tra la galassia e HLX-1 fosse corretta è stata calcolata la curva di rotazione di ESO 243-49 lungo la fenditura. La velocità di rotazione della galassia è risultata $v = 209 \pm 17 \text{ km s}^{-1}$ (Soria et al. 2013). Con questo metodo è stata confermata una velocità di recessione di $v = 6707 \pm 16 \pm 35 \text{ km s}^{-1}$ per ESO 243-49, consistente con quella dell'ammasso Abell 2877. Si è concluso che lo scarto di velocità tra la sorgente e la galassia è di $\Delta v = 424 \pm 27 \text{ km s}^{-1}$. HLX-1 sta recedendo ad una velocità $\sim 215 \text{ km s}^{-1}$ maggiore rispetto alla massima velocità rotazionale delle stelle e $\sim 270 \text{ km s}^{-1}$ maggiore rispetto alla popolazione stellare che la circonda all'interno dell'isofota D_{25} della galassia, dove con D_{25} si intende il diametro maggiore dell'isofota avente brillantezza superficiale di $25 \text{ mag arcsec}^{-2}$ (Soria et al. 2013). La grande differenza tra la velocità di recessione di HLX-1 e quella della galassia indica che i due oggetti sono cinematicamente disaccoppiati, quindi la sorgente non si è formata *in situ*. È stato quindi suggerito che HLX-1 possa essere il buco nero centrale di una galassia satellite che è andata incontro al fenomeno di fusione (*minor merger*) con la galassia ospite.

Il *minor merger* è la fusione di due galassie in cui la galassia più piccola viene distrutta e le sue stelle vengono inglobate nello sferoide della galassia più grande, mentre il disco di quest'ultima rimane inalterato. Questo processo si verifica quando il rapporto tra le masse dei due oggetti coinvolti è inferiore a 0.3. Se nella galassia è presente gas, questo collassa verso la regione nucleare e dà origine ad una violenta formazione stellare (Longair 2008). La grande differenza tra la velocità della sorgente e quella della galassia suggerisce che HLX-1 possa trovarsi in una galassia satellite o in un ammasso stellare vicino a ESO 243-49. Inoltre la regione HII in cui si trova la sorgente potrebbe essere il residuo di una galassia nana che è stata inglobata dalla galassia ospite. Le osservazioni VLT del 2014 hanno delineato la natura blu dello spettro e hanno evidenziato che le magnitudini erano confrontabili con quelle rivelate durante gli stati basso e duro. Al contrario di quanto trovato precedentemente da Wiersema et al. (2010) e da Soria et al. (2013) non è stata rivelata nessuna riga di emissione significativa alla lunghezza d'onda $\lambda = 6721 \text{ \AA}$, ma è stata rivelata una fluttuazione simile ad una riga di emissione centrata alla lunghezza d'onda $\lambda = 6720.3 \text{ \AA}$, con un flusso di $\sim 3 \times 10^{-18} \text{ erg s}^{-1}$. Questo indica che il flusso della riga è variato di un fattore sei (Webb et al. 2017). La variabilità della riga H α indica che l'emissione non è legata a processi di formazione stellare, in quanto il tempo scala della variazione dovrebbe essere più lungo, e suggerisce che l'emissione provenga da una regione vicina al buco nero, probabilmente dal disco di accrescimento o dalla corona (Webb et al. 2017).

3.4 Outburst ricorrenti e confronto con le binarie X di piccola massa

Lo studio della variabilità X della sorgente è molto importante in quanto può fornire dei limiti per la massa e le dimensioni del buco nero. La variabilità di solito è dovuta alla presenza di un disco di accrescimento irradiato, composto da gas che spiraleggia verso il buco nero. I parametri che descrivono il flusso di gas possono essere calcolati utilizzando le soluzioni di Shakura-Sunyaev. In particolare si trova che la luminosità è legata alla temperatura, mentre quest'ultima è legata alla massa del buco nero. Per un disco di accrescimento che si estende fino all'ultima orbita stabile si ha:

$$L_{\text{disco}} \propto T_{\text{in}}^4 \quad (3.1)$$

$$T_{\text{in}} \propto M_{\text{BH}}^{-\frac{1}{4}}. \quad (3.2)$$

Dal 2008 al 2017 sono stati osservati *outburst* ricorrenti in banda X separati da intervalli di circa un anno e aventi una durata variabile tra i 70 e i 200 giorni. La curva di luce X ha un profilo caratterizzato da una crescita veloce seguita da un decadimento esponenziale (FRED, dall'inglese *Fast Rise and Exponential Decay*) come si può vedere in Fig. 3.3. La curva di luce X mostra le seguenti proprietà (Godet et al. 2014):

- prima del 2012 la curva di luce mostra quattro *outburst* con la caratteristica forma FRED, intervallati da un periodo variabile tra ~ 350 e ~ 370 giorni;

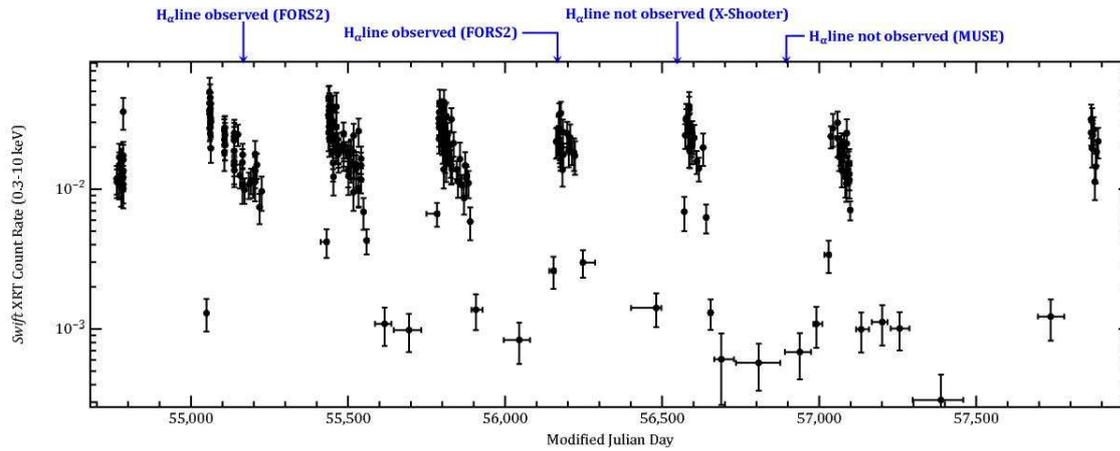


Figura 3.3: Curva di luce X di HLX-1 ottenuta con le osservazioni *Swift* dal 2008 al 2017. Le frecce indicano quando è stata svolta la spettroscopia ottica, specificando in quali osservazioni è stata rivelata la riga $H\alpha$ (Webb et al. 2017).

- la curva presenta una fase piatta di due-tre settimane quando raggiunge il picco;
- quando la sorgente non è in *outburst* rimane nello stato basso/duro;
- la sorgente passa velocemente allo stato basso/duro quando i conteggi nella banda 0.3 – 10 keV sono minori di $\sim 7 \times 10^{-3}$ counts s^{-1} ;
- la durata dell'*outburst* decresce ogni anno. È passata da ~ 170 giorni nel 2009 a ~ 93 giorni nel 2012.

L'*outburst* del 2013 si è presentato con più di un mese di ritardo ed è durato $\sim 65 - 72$ giorni, molto meno dei precedenti. Questo suggerisce che questi eventi possano essere provocati dall'accrescimento da una stella compagna in un'orbita eccentrica attorno al buco nero (Godet et al. 2014).

Possiamo confrontare le caratteristiche della curva di luce X di HLX-1 con quella delle binarie X di piccola massa transienti. Questi sistemi sono composti da un buco nero (o da una stella di neutroni) in accrescimento da una stella compagna di piccola massa, di solito una stella nana di tipo K o M, oppure da un altro tipo di stella con una massa $M_{\star} \leq 1 M_{\odot}$. Il trasferimento di massa avviene tramite il riempimento del lobo di Roche, una superficie critica che circonda la zona di influenza gravitazionale di un oggetto. I lobi di Roche dei due oggetti si uniscono nel punto lagrangiano L1. Quando la stella compagna riempie il suo lobo di Roche, gli strati più esterni del suo involucro possono essere catturati dal potenziale gravitazionale del buco nero e passare attraverso il punto L1. Il gas si dispone quindi in un disco sottile attorno al buco nero e, perdendo momento angolare a favore del materiale che si trova più esternamente, spiraleggia verso il buco nero attraverso una serie di orbite quasi circolari (Frank et al. 2002). Anche questi oggetti presentano degli *outburst* che sembrano essere provocati dall'instabilità termico-viscosa del disco di accrescimento. In questo caso la durata dell'*outburst* è data dal tempo scala viscoso al minimo raggio instabile, cioè al raggio a cui il disco irradiato diventa abbastanza freddo da essere dominato dall'idrogeno neutro. Confrontando lo spettro di HLX-1 con quello delle LMXBT si nota che (Yan et al. 2015):

- la luminosità massima di HLX-1 ($L_X \sim 1.2 \times 10^{42}$ erg s $^{-1}$) supera di più di quattro ordini di grandezza la luminosità di picco delle LMXBT ($\sim 7 \times 10^{37}$ erg s $^{-1}$ nel caso di un buco nero e $\sim 4 \times 10^{37}$ erg s $^{-1}$ nel caso di una stella di neutroni);
- l'energia media totale emessa per *outburst* da HLX-1 ($\sim 5.8 \times 10^{48}$ erg) è cinque ordini di grandezza maggiore di quella emessa dalle LMXBT ($\sim 2 \times 10^{44}$ erg nel caso di un buco nero e $\sim 5 \times 10^{43}$ erg nel caso di una stella di neutroni);
- la durata media degli *outburst* di HLX-1 (~ 113 giorni) è tre volte più lunga di quella delle LMXBT contenenti stelle di neutroni e un po' più lunga di quella delle LMXBT contenenti un buco nero (~ 88 giorni);
- il tempo scala medio di crescita di HLX-1 (~ 7 giorni) è due volte più lungo di quello delle LMXBT contenenti stelle di neutroni, mentre è simile a quelle contenenti buchi neri;
- il tempo scala medio di decadimento di HLX-1 (~ 37 giorni) è più lungo di quello delle LMXBT contenenti stelle di neutroni (~ 11 giorni) e di quelle contenenti buchi neri (~ 26 giorni).

Dal confronto dello spettro X con quello delle LMXBT è stata calcolata una massa per il buco nero di $M_{\text{BH}} = (8 \pm 4) \times 10^4 M_{\odot}$ (Yan et al. 2015).

Lo spettro di HLX-1 è ben interpolato dal modello di comptonizzazione del moto d'insieme (BMC, dall'inglese *Bulk Motion Comptonization*). In particolare si trova che la transizione dello spettro dallo stato basso/duro a quello alto/soffice è legato all'indice fotonico Γ , che cresce monotonicamente con il tasso di accrescimento \dot{M} da ~ 1.3 a 2.8 e poi satura ad un valore $\Gamma_{\text{sat}} = 3.0 \pm 0.1$ per alti valori di \dot{M} (Titarchuk & Seifina 2016b). Si può inoltre calcolare la dimensione della regione emittente:

$$R_{\text{BB}} = \sqrt{\frac{L_{\text{BB}}}{4\pi\sigma T_{\text{BB}}^4}} \quad (3.3)$$

dove σ è la costante di Stefan-Boltzmann, L_{BB} e T_{BB} sono la luminosità e la temperatura di una delle componenti spettrali del modello descritta con un corpo nero. Si trova $R_{\text{BB}} \sim 5 \times 10^6$ km. Questo valore del raggio può essere dovuto solo alla presenza di un IMBH, infatti buchi neri galattici di $10 M_{\odot}$ hanno un raggio di corpo nero di $10 - 30$ km (Titarchuk & Seifina 2016b). Dalla relazione tra l'indice fotonico e il tasso di accrescimento è stato possibile calcolare un limite inferiore per la massa del buco nero $M_{\text{BH}} \geq 7.2 \times 10^4 M_{\odot}$ (Titarchuk & Seifina 2016b). Questo è in accordo con le precedenti stime e con l'ipotesi che la sorgente sia un buco nero di massa intermedia.

Come si può vedere in Tab. 3.1 la durata degli *outburst* è variabile e, mentre i primi erano distanziati da un intervallo di circa un anno, quello del 2015 si è verificato ~ 457 giorni dopo il precedente *outburst*. L'ultimo evento invece è stato ripreso dal telescopio spaziale *Swift* il 19 aprile 2017, circa 2 anni dopo l'*outburst* del 2015 (Yan & Yu 2017).

Data	L_{picco} [10^{42} erg s $^{-1}$]	Durata [giorni]	Δt [giorni]
2009	1.2 ± 0.1	188	?
2010	1.3 ± 0.2	128 ± 8	320
2011	1.4 ± 0.4	110	334
2012	1.2 ± 0.2	96	360
2013	1.0 ± 0.1	84	392
2015	1.4 ± 0.8	69	455
2017	?	?	~ 730

Tabella 3.1: Parametri degli *outburst*. Le colonne riportano l'anno dell'osservazione (Data), la luminosità di picco (L_{picco}), la durata del fenomeno (Durata) e l'intervallo di tempo trascorso dal precedente evento (Δt). I parametri sono stati ottenuti da Yan et al. (2015) e Yan & Yu (2017).

3.5 Natura della controparte ottica di HLX-1

La controparte ottica di HLX-1 è stata osservata dal vicino infrarosso (IR) all'ultravioletto e appare come una sorgente puntiforme. Le osservazioni svolte con il VLT quasi in contemporanea con le osservazioni X di *Swift* hanno mostrato una grande variabilità anche in banda ottica (Webb et al. 2014). Questa caratteristica sembrerebbe dovuta alla presenza di un disco di accrescimento irradiato. Sono tre le possibili sorgenti dell'emissione ottica di HLX-1 (Mapelli et al. 2013a):

- un ammasso stellare;
- un disco di accrescimento irradiato;
- il nucleo di una galassia satellite che è andata incontro al fenomeno del *minor merger* con ESO 243-49.

Al picco dell'*outburst* del 2010 la fotometria è consistente sia con un ammasso stellare giovane (~ 10 Myr) sia con uno vecchio ($\sim 10 - 12$ Gyr), a seconda del contributo del disco di accrescimento. In un ammasso stellare giovane si possono formare IMBH dal collasso di stelle massicce, però risulta difficile spiegare la presenza di un ammasso così giovane in una galassia come ESO 243-49. Inoltre, data la grande variabilità ottica durante l'*outburst*, la maggior parte della radiazione dall'infrarosso all'ultravioletto dovrebbe essere emessa dal disco di accrescimento, quindi l'ammasso non può avere una massa superiore alle $\sim 10^4 M_{\odot}$ (Mapelli et al. 2013b). Questo rende difficile spiegare la presenza di un IMBH. In un ammasso stellare vecchio i buchi neri di massa intermedia si possono formare da fusioni successive di buchi neri di massa stellare. La posizione di HLX-1 è consistente con quella degli ammassi globulari, che di solito si trovano negli aloni delle galassie. Serve però un'elevata emissione da parte del disco di accrescimento per spiegare la luminosità nelle bande blu e UV. L'ipotesi che la controparte ottica di HLX-1 sia un ammasso stellare presenta altri due problemi:

1. è difficile spiegare la differenza di velocità di ~ 400 km s $^{-1}$ tra la controparte ottica di HLX-1 e lo sferoide della galassia;

2. è difficile spiegare la formazione di un IMBH di $\sim 10^4 M_{\odot}$ anche in un ammasso di $\sim 10^6 M_{\odot}$, che è la massa stimata dell'ammasso stellare vecchio.

Nel caso in cui la controparte ottica sia il nucleo di una galassia nana in fusione con ESO 243-49 allora HLX-1 farebbe parte della coda di piccola massa nella distribuzione dei buchi neri supermassicci (Mapelli et al. 2013a). L'ipotesi che la galassia abbia subito un *minor merger* è suggerita dalla presenza di regioni, situate attorno al nucleo, contenenti evidenti tracce di polvere e la presenza di emissione UV nelle regioni centrali, segno tipico che i processi di formazione stellare sono ancora attivi. Per verificare lo scenario del *minor merger* sono state svolte diverse simulazioni della fusione di una galassia avente le caratteristiche di ESO 243-49 con una galassia nana, sia nel caso in cui quest'ultima fosse dotata di sferoide (Mapelli et al. 2013a) sia nel caso contrario (Mapelli et al. 2013b). Le simulazioni sono state poi confrontate con i dati fotometrici. Nel primo caso è stata modellata la fusione di una galassia di tipo S0 con una galassia a disco più piccola dotata di sferoide, in cui il rapporto tra le masse delle due galassie è di 1/20. La galassia S0 non presenta tracce di gas, mentre la galassia nana ha una quantità di gas iniziale pari a $1.38 \times 10^8 M_{\odot}$. La fusione con una galassia nana dotata di sferoide non riesce a spiegare tutta l'emissione della controparte ottica in quanto la popolazione stellare è dominata da stelle vecchie, quindi riesce a riprodurre solo la parte più rossa dell'emissione. Dunque è necessario aggiungere una componente di disco di accrescimento irradiato per spiegare la parte più blu dello spettro. Tuttavia non si riesce a spiegare l'emissione estesa nel lontano ultravioletto. Nel caso in cui quest'emissione sia effettivamente legata ad HLX-1 gli scenari del *minor merger* con una galassia dotata di sferoide e dell'ammasso stellare sono da scartare (Mapelli et al. 2013b). Tale emissione estesa potrebbe però non essere fisicamente associata a HLX-1 o essere un effetto residuo della sottrazione del contributo del cielo e della galassia nelle immagini. Le simulazioni del *minor merger* tra una galassia S0 e una galassia nana non dotata di sferoide mostrano che quest'ultima viene distrutta molto più velocemente. Questo permette di riprodurre la fotometria della controparte ottica di HLX-1 nei filtri più blu e nell'emissione estesa nel lontano UV (Mapelli et al. 2013b). Uno scenario di questo tipo non può però spiegare la significativa variabilità osservata nelle bande blu.

Dalle osservazioni VLT e HST si è notato che durante l'*outburst* la controparte ottica di HLX-1 presenta una grande variabilità. Questo è probabilmente dovuto alla presenza di un disco di accrescimento irradiato. I dischi di accrescimento sono composti da gas che spiraleggia verso il buco nero e sono concavi, con le regioni esterne un po' più spesse rispetto a quelle interne. L'accrescimento su un buco nero può essere descritto dal modello del disco sottile standard (Shakura & Sunyaev 1973), in cui il disco è geometricamente sottile e otticamente spesso nelle regioni in cui il riscaldamento viscoso viene bilanciato dal raffreddamento radiativo. In questo caso la temperatura locale del disco diminuisce con il raggio come $T(r) \propto r^{-0.75}$. Assumendo che il disco si estenda fino all'ultima orbita circolare stabile i modelli spettrali permettono di calcolare la temperatura e, di conseguenza, il raggio. La massa del buco nero è proporzionale al raggio interno, che dipende però anche dallo spin. Per un IMBH le temperature nelle regioni interne possono raggiungere $T_{\text{in}} =$

Data [gg – mm – aaaa]	T_{dp} [giorni]	Filtro	λ [Å]	Tempo Esp. [s]	$\langle m_{AB} \rangle$ [mag]
23 – 09 – 2010	16	F300X	2801.5	1710.0	24.10 ± 0.03
		F390W	3918.9	712.0	24.04 ± 0.03
		F555W	5308.7	742.0	24.02 ± 0.03
		F775W	7655.8	740.0	24.09 ± 0.15
19 – 11 – 2012	72	F300X	2801.5	1001.0	24.77 ± 0.05
		F336W	3353.9	983.0	24.70 ± 0.03
		F390W	3918.9	1068.0	24.54 ± 0.03
		F555W	5308.7	1045.0	24.52 ± 0.05
		F621M	6219.7	1065.0	24.58 ± 0.03
05 – 07 – 2013	300	F775W	7655.8	1040.0	24.53 ± 0.21
		F300X	2801.5	1004.0	25.52 ± 0.04
		F336W	3353.9	980.0	25.24 ± 0.07
		F390W	3918.9	1074.0	25.53 ± 0.05
		F555W	5308.7	1039.0	24.84 ± 0.08
		F621M	6219.7	1077.0	25.14 ± 0.15
		F775W	7655.8	1028.0	25.05 ± 0.03

Tabella 3.2: Fotometria di HLX-1. Le colonne riportano la data dell’osservazione (Data), il tempo trascorso dal picco dell’*outburst* (T_{dp}), il filtro utilizzato (Filtro), la lunghezza d’onda del filtro (λ), il tempo di esposizione (Tempo Esp.) e la magnitudine media ($\langle m_{AB} \rangle$). I dati sono stati ottenuti durante il lavoro di Tesi triennale (Federle 2016).

$3 \times 10^5 - 10^6$ K, in quanto la maggior parte dell’energia viene prodotta nel disco interno (Shakura & Sunyaev 1973). La radiazione emessa in banda X viene parzialmente assorbita dalle regioni esterne, aumentandone la temperatura e la luminosità. La fotometria HST della controparte ottica di HLX-1 effettuata sulle immagini del 2010 può essere riprodotta quasi completamente attraverso l’emissione di un disco di accrescimento irradiato (Mapelli et al. 2013a).

Per determinare quale componente dell’emissione ottica/UV fosse dovuta al disco di accrescimento e quale all’ammasso stellare, alcuni modelli di emissione sono stati confrontati con i dati fotometrici, ottenuti con la *Wide Field Camera 3* (WFC3) di HST, ripresi durante gli *outburst* del 2010, del 2012 e del 2013 (Federle 2016). I dati delle tre osservazioni sono stati ottenuti in momenti diversi durante la fase di decadimento (come riportato in Tab. 3.2). Tramite una tecnica chiamata fotometria di apertura, che consiste nel sommare i conteggi all’interno di una regione di estrazione centrata sulla sorgente sottraendo il contributo della galassia misurato in una regione circostante, è stato misurato il flusso. Confrontando i dati corrispondenti alle tre osservazioni è stata verificata la correlazione tra l’emissione nel vicino ultravioletto e il livello di irraggiamento X. In particolare si nota una netta diminuzione della luminosità nella parte blu e UV dello spettro (Fig. 3.4) durante la transizione tra lo stato alto/soffice e quello basso/duro dello spettro X, mentre nelle bande più rosse la diminuzione è meno evidente (Soria et al. 2017). Di conseguenza l’emissione nel vicino UV durante l’*outburst* non può essere interamente dovuta alla presenza di un ammasso stellare giovane, mentre quella nel vicino infrarosso è dominata da una popolazione stellare vecchia. Tuttavia, un disco di accrescimento irradiato non

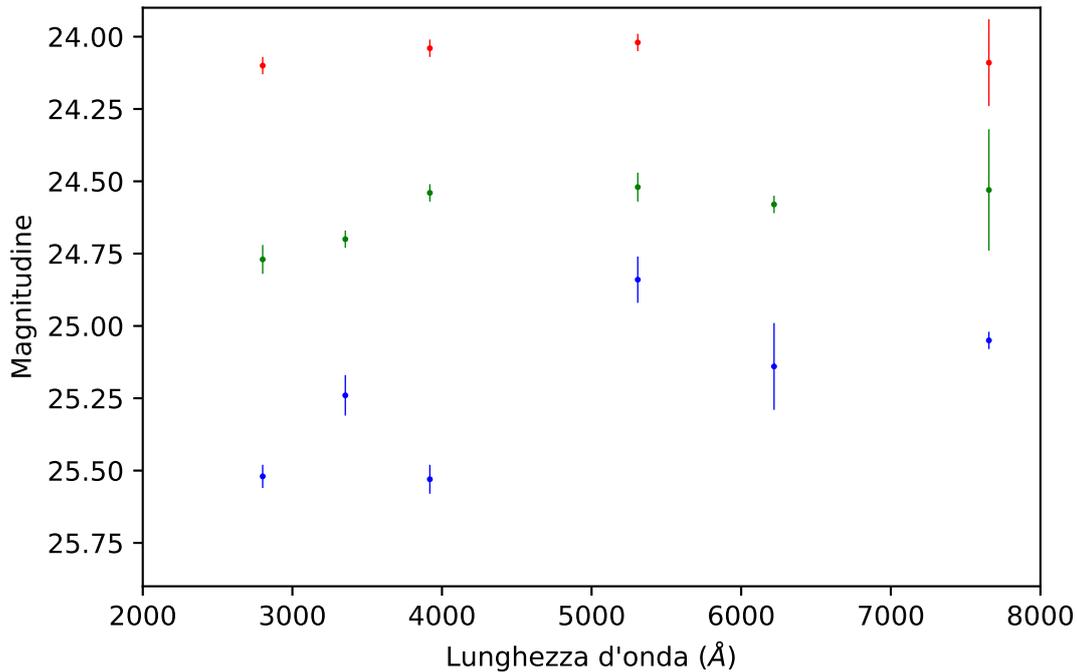


Figura 3.4: Magnitudini AB di ESO 243-49 HLX-1 in funzione della lunghezza d'onda durante le osservazioni del 23 settembre 2010 (rosso), del 19 novembre 2012 (verde) e del 5 luglio 2013 (blu).

è sufficiente a spiegare l'emissione della sorgente. Di conseguenza serve aggiungere una componente stellare vecchia e/o giovane. È importante cercare di distinguere i contributi delle diverse componenti, in modo da definire le dimensioni e la massa del buco nero, del disco di accrescimento, del lobo di Roche e della stella compagna. Per distinguere il contributo delle diverse componenti i dati sono stati interpolati con due modelli (Soria et al. 2017):

- Modello 1: tutta l'emissione nel vicino UV ad ogni epoca è dovuta al disco di accrescimento irradiato. Questo modello è composto da un disco irradiato e da una componente di corpo nero freddo, che domina lo spettro ottico nel 2013 e rappresenta il contributo della popolazione stellare vecchia.
- Modello 2: l'emissione nel vicino UV nel 2013, epoca in cui la luminosità era più bassa rispetto alle precedenti osservazioni, è dovuta ad una popolazione stellare giovane, con una componente di disco di accrescimento irradiato che compare solo nel 2010 e nel 2012. Il modello, per quanto riguarda la parte X dello spettro, è composto da un corpo nero semplice a cui è stata aggiunta la parte che descrive la comptonizzazione. Nell'ottico/UV lo spettro del 2013 è stato interpolato con due componenti di corpo nero, una più blu e una più rossa, senza aggiungere il contributo del disco.

I due modelli sono statisticamente equivalenti in tutte e tre le epoche di osservazione. Non ci sono differenze tra lo scenario in cui l'emissione nel vicino UV deriva solo dal

disco e quello in cui è dovuta ad una popolazione stellare giovane, con l'aggiunta di un disco di accrescimento irradiato. Possiamo usare i due modelli per calcolare la massa e l'età della popolazione stellare vecchia e per porre dei limiti sulle caratteristiche di quella giovane. Nel Modello 1, considerando la componente ottica di bassa temperatura, la miglior interpolazione si ha per una magnitudine, nel sistema di Vega, di $V = (25.56 \pm 0.10)$ mag. Alla distanza della sorgente la magnitudine assoluta risulta $M_V \sim -9.2$ mag. Considerando una formazione stellare istantanea e una metallicità $Z = 0.008$ si trova che i dati sono consistenti con una popolazione stellare di età intermedia, con massa $M_\star \sim 2 \times 10^5 M_\odot$ ed età di $\sim 800 - 900$ Myr, o con un ammasso stellare vecchio, con massa $M_\star \sim 3 \times 10^6 M_\odot$ ed età $\sim 6 - 8$ Gyr. Nel Modello 2 invece la componente ottica ad alta temperatura è consistente con un ammasso stellare molto giovane, con età < 3 Myr e massa $M_\star < 10^4 M_\odot$, che può essere considerata come un limite superiore per la componente stellare giovane associata ad HLX-1.

Dalla normalizzazione della componente di disco misurata negli spettri ottenuti all'inizio dell'*outburst* nei due modelli negli stati alto/soffice e intermedio è possibile calcolare le dimensioni e la massa del buco nero. La miglior interpolazione si ottiene per:

$$R_{\text{in}} \sqrt{\cos \theta} \approx 1.19 r_{\text{in}} \sqrt{\cos \theta} \approx (49.3_{-5.6}^{+12.4}) \times 10^3 \text{ km} \quad (3.4)$$

dove il fattore 1.19 tiene conto dell'indurimento dello spettro e delle condizioni al contorno al raggio interno e θ è l'angolo di inclinazione del disco. Nello stato basso/duro non si riesce a determinare la normalizzazione della componente termica. Tuttavia il modello del disco irradiato suggerisce che $R_{\text{out}}/R_{\text{in}} < 1400$, mentre nello stato alto $R_{\text{out}}/R_{\text{in}} \sim 4000 - 5000$. Se assumiamo che il raggio del disco esterno sia costante, questo significa che il disco interno si sposta verso l'esterno, fino ad arrivare a $R_{\text{in}} > 2 \times 10^5$ km, come previsto per l'evoluzione del disco di accrescimento di un buco nero alla fine di un *outburst* (Soria et al. 2017). Per calcolare la massa del buco nero si assume che R_{in} , misurato nello stato alto, corrisponda al raggio dell'ultima orbita circolare stabile, R_{isco} , che è definita come:

$$R_{\text{isco}} \equiv \frac{\alpha_s GM}{c^2} \quad (3.5)$$

dove $1 < \alpha_s \leq 6$, a seconda dello spin. Se consideriamo un disco di accrescimento standard, sostituendo l'Eq. 3.4 nell'Eq. 3.5, la massa del buco nero è quindi:

$$M_{\text{BH}} \approx \frac{(3.3_{-0.4}^{+0.9})}{\alpha_s \sqrt{\cos \theta}} \times 10^4 M_\odot. \quad (3.6)$$

Le osservazioni del 2012, in cui HLX-1 era in fase di transizione dallo stato soffice a quello duro, mostrano che il disco e la componente comptonizzata davano contributi simili. Assumendo che l'emissione provenisse dal disco, è stata determinata una luminosità $L_X = (4.1_{-0.2}^{+0.3} \times 10^{40}) / \cos \theta \text{ erg s}^{-1}$. Assumendo che in questo stato di transizione la luminosità emessa sia $0.01 - 0.03 L_{\text{Edd}}$ (Maccarone 2003; Kalemci et al. 2013), si ottiene una massa di:

$$M_{\text{BH}} \approx \frac{1.6_{-0.6}^{+1.7}}{\cos \theta} \times 10^4 M_\odot. \quad (3.7)$$

Combinando le Eq. 3.6 e 3.7 si ottiene:

$$\alpha_s \approx (2.1_{-1.1}^{+1.3}) \sqrt{\cos\theta}. \quad (3.8)$$

Non si conosce con precisione il valore di $\cos\theta$, ma è plausibile che la sorgente non sia vista a grandi inclinazioni in quanto il valore della densità di colonna è basso.

Inserendo l'Eq. 3.8 nella 3.6 e assumendo $\theta \sim 45^\circ$ si stima che la massa del buco nero sia di $M_{\text{BH}} \sim (2 \pm 1) \times 10^4 M_\odot$.

Per stimare il raggio esterno del disco di accrescimento si possono utilizzare due metodi:

- Le proprietà della curva di luce X. In particolare si assume che il tempo scala della prima fase del declino esponenziale di luminosità dopo il picco dell'*outburst* sia assimilabile al tempo scala viscoso. In questa fase il tempo scala di decadimento è legato al raggio esterno del disco dalla relazione

$$\tau \approx \frac{R_{\text{out}}^2}{3\nu} \quad (3.9)$$

dove ν è la viscosità cinematica definita dall'Eq. 2.3. Per HLX-1 ci aspettiamo una temperatura nella parte interna del disco di qualche centinaio di migliaia di Kelvin, quindi una velocità del suono $c_s \sim 40 - 60 \text{ km s}^{-1}$ e un raggio $R_{\text{out}} \sim 10^{12} \text{ cm}$, assumendo che l'opacità sia data dallo scattering elettronico. Se usiamo l'opacità di Kramer, definita come $\kappa_{\text{Kr}} \propto \rho T^{-7/2}$ (Frank et al. 2002), nelle equazioni del disco di Shakura-Sunyaev si ottiene un limite superiore per il valore del raggio esterno di $< 10^{12} \text{ cm}$. Un'altra stima del raggio esterno del disco si può ottenere anche nei modi seguenti. Quando il disco è completamente ionizzato la massa contenuta nel disco diminuisce esponenzialmente con il tempo scala viscoso, dopo il picco dell'*outburst*. Si può dimostrare che la luminosità massima, L_{picco} , e il raggio esterno sono legati dalla relazione:

$$R_{\text{out}} \approx 1.0 \times 10^{12} \left(\frac{\eta}{0.1} \right)^{-1/3} \left(\frac{L_{\text{picco}}}{10^{42} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/3} \left(\frac{\tau}{10^6 \text{ s}} \right)^{1/3} \text{ cm} \quad (3.10)$$

dove η è l'efficienza radiativa. Si ottiene un valore del raggio esterno consistente con quello trovato in precedenza. Un terzo metodo consiste nel calcolare l'energia totale rilasciata durante un *outburst*. Considerando le equazioni di Shakura-Sunyaev ed emissione isotropa, l'effetto dell'irradiazione è quello di mantenere il disco esterno caldo, quindi la densità superficiale può essere approssimata da (Shakura & Sunyaev 1973):

$$\Sigma \approx 5.2 \times 10^3 \alpha^{-4/5} \dot{M}_{21}^{7/10} M_4^{1/4} R_{12}^{-3/4} \text{ g cm}^{-3} \quad (3.11)$$

dove M_4 è la massa in unità di $10^4 M_\odot$ e \dot{M}_{21} è il tasso di accrescimento in unità di 10^{21} g s^{-1} . La massa totale del disco al raggio R è data da (Shakura & Sunyaev 1973):

$$M_{\text{tot}} \approx 2\pi \int_0^R \Sigma R dR \approx 2.6 \times 10^{28} \alpha^{-4/5} \dot{M}_{21}^{7/10} M_4^{1/4} R_{12}^{5/4} \text{ g}. \quad (3.12)$$

Si può dimostrare che solo un disco di raggio $< 10^{12}$ cm può essere interamente svuotato durante un *outburst* (Soria et al. 2017).

- Si assume che l'emissione ottica/UV provenga esclusivamente dal disco irradiato. In questo caso dall'interpolazione dei dati delle osservazioni del 2010 si trova una temperatura effettiva nel bordo esterno del disco di $T(R_{\text{out}}) \sim 20000$ K. Da questo valore e dalla luminosità ottica/UV si trova un raggio almeno 20 volte maggiore di quello ottenuto dallo spettro X.

A questo punto si possono stabilire le caratteristiche della stella compagna. Assumendo che riempi il lobo di Roche, il suo raggio sarà $R_{\star} \approx 0.49aq^{1/3}$, dove $q = M_{\star}/M_{\text{BH}}$ è il rapporto di massa e a è la separazione tra i due oggetti, che può essere calcolata dalla terza legge di Keplero ($a = 1.5 \times 10^{13}(M_{\star} + M_{\text{BH}})^{1/3}P_{\text{yr}}^{2/3}$ cm, dove P_{yr} è il periodo del sistema binario in anni). Le dimensioni del disco esterno derivate dalla curva di luce X ($< 10^{12}$ cm) implicano una separazione $a < 1.7 \times 10^{12}$ cm e un periodo $P < 2.3$ h, quindi una stella compagna di $\sim 0.33 R_{\odot}$. Di conseguenza la stella dovrebbe essere di classe spettrale M e trovarsi in sequenza principale. Se invece assumiamo che le dimensioni del disco esterno siano quelle calcolate dal continuo ottico ($\sim 2.5 \times 10^{13}$ cm), si ottiene una separazione $a \sim 4 \times 10^{13}$ cm e un periodo di 12 giorni. In questo caso le dimensioni della stella compagna vanno da $8 R_{\odot}$ a $29 R_{\odot}$ a seconda del rapporto di massa considerato, con una densità $\rho \sim 1.2 \times 10^{-3}$ g cm $^{-3}$, consistente con diversi tipi di stelle. L'unico caso in cui una stella di classe spettrale M può supportare il tasso di trasferimento di massa richiesto è che stia perdendo l'involucro a causa delle forze mareali (Soria et al. 2017). Nel caso del disco di grandi dimensioni ($R_{\text{out}} > 10^{13}$ cm), la grande separazione tra i due corpi implica che la stella compagna può essere molto più massiccia, come una supergigante blu che testimonierebbe la presenza di una popolazione di stelle giovani nelle vicinanze del buco nero.

Un disco di accrescimento di $\sim 10^{13}$ cm ha una massa tipica di $\sim 10^{30}$ g. Durante l'*outburst* la massa riversata sul buco nero è di $\sim 10^{28}$ g. L'*outburst* termina solamente quando la parte più interna del disco viene svuotata. Soria et al. (2017) ipotizzano che l'alternarsi di stati alti e bassi sia dovuta a cambiamenti nel tasso di accrescimento interni al disco, indipendenti dal trasferimento di massa attraverso L1. Il flusso di materia verso le regioni interne del disco oscilla a causa dell'azione di un vento instabile accelerato dalla forza radiativa (Soria et al. 2017).

Analisi fotometrica della controparte ottica di HLX-1

In questo capitolo si descrive la fotometria di apertura utilizzata per analizzare la controparte ottica della sorgente HLX-1, utilizzando le immagini HST riprese nel 2018 e confrontando i dati con quelli ottenuti in precedenza per le osservazioni del 2010, 2012 e 2013. In particolare, si analizza l'acquisizione delle immagini (Sez. 4.1), viene spiegata la fase preliminare di riduzione delle immagini (Sez. 4.2) e si analizzano le tecniche utilizzate per ottenere la distribuzione di brillantezza superficiale della galassia (Sez. 4.3). Infine si analizzano il metodo della fotometria di apertura utilizzato per calcolare le magnitudini della controparte ottica della sorgente HLX-1 e i risultati ottenuti (Sez. 4.4).

4.1 Acquisizione delle immagini di ESO 243-49

In questa Tesi sono state analizzate le immagini di ESO 243-49 HLX-1 ottenute da HST durante le fasi di decadimento degli *outburst* verificatesi nel settembre 2010, novembre 2012 e luglio 2013. Inoltre sono state analizzate le immagini prese durante la fase di quiescenza nell'ottobre 2018.

HST permette di ottenere spettri e immagini ad alta risoluzione spaziale su un grande intervallo di lunghezze d'onda, dall'UV al vicino IR. La WFC3 è stata installata nel maggio 2009 ed è dotata di due canali indipendenti: UVIS che opera nell'UV e nel visibile e quello che opera nel vicino IR, che permettono di ottenere immagini ad alta risoluzione spaziale in un intervallo di lunghezze d'onda che va dai 2000 ai 17000 Å (Dressel 2019). La WFC3 è dotata di filtri a banda larga, intermedia e stretta, tra cui ci sono quelli utilizzati per questa Tesi, le cui caratteristiche sono riassunte in Tab. 4.1. Entrambi i canali possiedono delle sorgenti luminose interne per la calibrazione del *flat field*. Il canale UVIS è dotato di due CCD (dall'inglese *Charge Coupled Device*) da 4096×2051 pixel, che ottengono immagini nell'intervallo 2000 – 10000 Å, con un campo di vista di 162×162 arcsec² e una scala spaziale di 0.03962 arcsec pixel⁻¹. Il canale IR usa un rivelatore HgCdTe da 1014×1014 pixel, che funziona nell'intervallo di lunghezza d'onda 8000 – 17000 Å, con un campo di vista di 136×123 arcsec² e una scala spaziale di 0.12825 arcsec pixel⁻¹. Le osservazioni possono essere svolte utilizzando il canale UVIS o quello IR, grazie ad un meccanismo di selezione che permette di indirizzare la luce verso il canale desiderato (Fig. 4.1). Le osservazioni sono state svolte usando i filtri UVIS e IR della WFC3 di HST. Il quaderno delle osservazioni di ESO 243-49 è riportato in Tab. 4.2. L'immagine IBIX02030 della galassia è visibile in Fig. 4.2. Sono state scaricate le immagini ridotte dall'archivio *Mikulski Archive for Space Telescope* (MAST) di HST¹. Le immagini sono già corrette per

¹Accessibile da <http://archive.stsci.edu/hst/>

Filtro	λ_{eff} [Å]	λ_{picco} [Å]	$\Delta\lambda$ [Å]	Banda
F105W	10431.72	11783.22	2371.86	Y largo
F160W	15279.08	14463.95	2750.20	H (JHKLM)
F300X	2867.36	2490.75	753.19	UV molto largo
F336W	3359.54	3350.96	511.90	U (Johnson-Cousin)
F390W	4020.80	4000.00	827.00	C (Washington)
F555W	5233.83	5161.44	1589.56	V (Johnson-Cousins)
F621M	6208.17	6321.75	596.80	11% (banda passante)
F775W	7613.32	7171.98	1262.10	i (SDSS)

Tabella 4.1: Caratteristiche dei filtri UVIS e IR della WFC3 utilizzati per questa Tesi. Le colonne riportano il nome del filtro (Filtro), la lunghezza d'onda efficace (λ_{eff}), la lunghezza d'onda del picco di trasmissione (λ_{picco}), la larghezza efficace ($\Delta\lambda$) e la banda corrispondente (Banda). I valori riportati sono stati ottenuti da Dressel (2019).

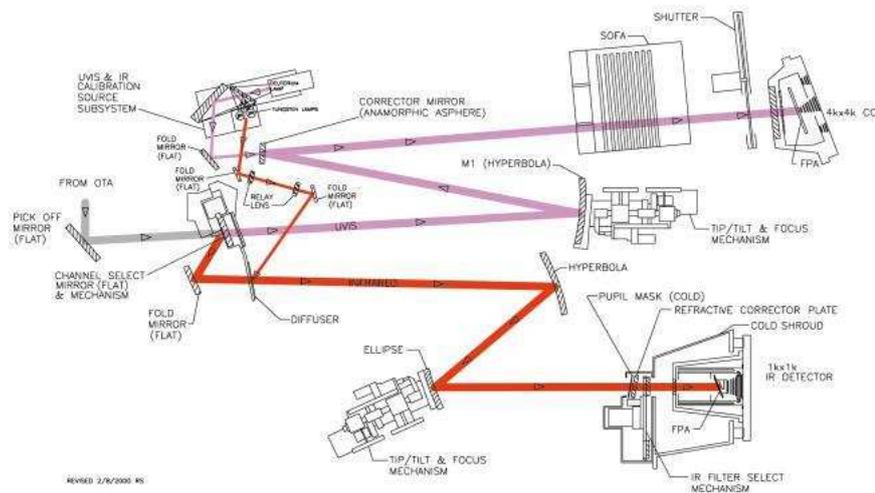


Figura 4.1: Schema ottico della WFC3. La figura (Dressel 2019) mostra il percorso della luce all'interno della camera nel canale IR (linea rossa) e nel canale UVIS (linea violetta).

bias, *flat field*, *dark*, distorsione geometrica e raggi cosmici (Gennaro et al. 2018). Le immagini in formato FITS del canale UVIS contengono tre matrici di dati:

- l'immagine scientifica;
- la matrice degli errori;
- la matrice della qualità dei dati.

Invece nel canale IR le immagini in formato FITS contengono cinque matrici di dati:

- l'immagine scientifica;

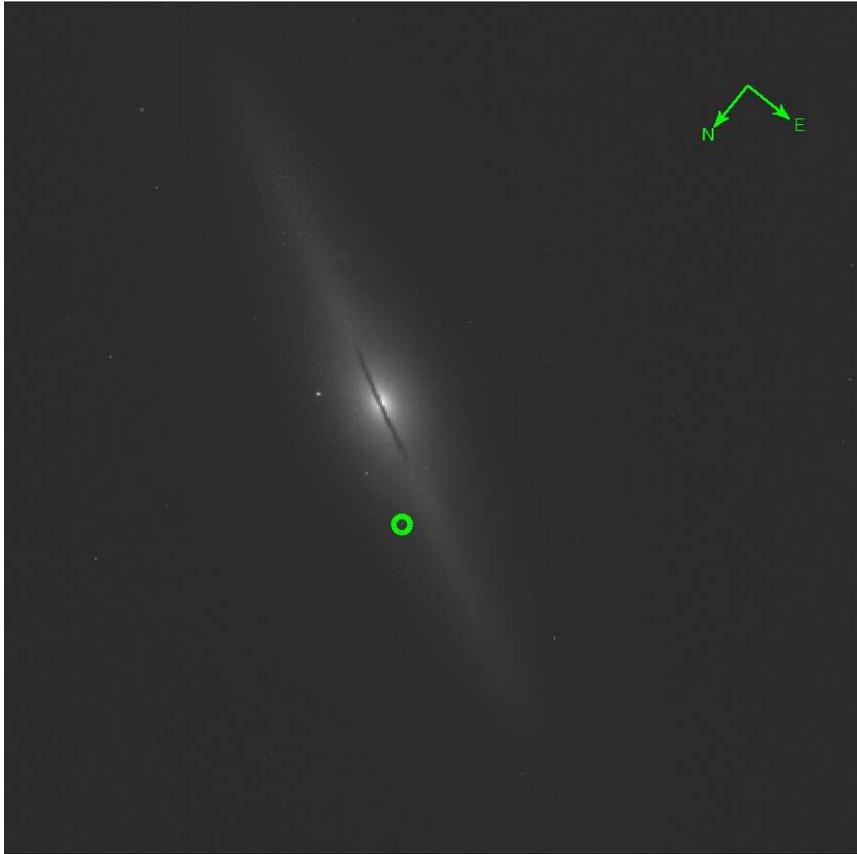


Figura 4.2: Immagine IBIX02030 della galassia ESO 243-49, in cui la posizione della sorgente HLX-1 è indicata dagli anelli verdi. Il campo inquadrato dall'immagine ha dimensioni di 50×51 arcsec².

- la matrice degli errori;
- la matrice della qualità dei dati;
- la matrice del numero di campionamenti;
- la matrice del tempo di integrazione.

4.2 Analisi delle immagini di ESO 243-49

L'analisi delle immagini si divide in diverse parti. Si stimano preliminarmente le misure della posizione del centro della galassia (Sez. 4.2.1), del livello del cielo (Sez. 4.2.2), della funzione di allargamento (Sez. 4.2.3) e dell'angolo di posizione (Sez. 4.2.4). Infine le immagini vengono ruotate, allineate e ritagliate in modo che siano sovrapponibili e che inquadrino la stessa porzione di cielo (Sez. 4.2.5).

4.2.1 Misura della posizione del centro della galassia

Per stimare la posizione del centro della galassia sono stati utilizzati SAOImage DS9², che permette di visualizzare l'immagine, e il comando IMEXAMINE di IRAF (*Image Reduction*

²Disponibile in <http://ds9.si.edu/site/Home.html>

Id. Prop.	PI	Id. Oss.	Data	Filtro	Tempo Esp.	ZP	A_λ
			[gg-mm-aaaa]				
12256	Farrell, S.	IBIX02010	23-09-2010	F300X	1710.0	25.069	0.066
		IBIX02020	23-09-2010	F390W	712.0	25.402	0.049
		IBIX02030	23-09-2010	F555W	742.0	25.807	0.036
		IBIX02040	23-09-2010	F775W	740.0	24.859	0.021
12979	Maccarone, T. J.	IC1802010	19-11-2012	F300X	1001.0	25.069	0.066
		IC1802020	19-11-2012	F336W	983.0	24.734	0.056
		IC1802050	19-11-2012	F390W	1068.0	25.402	0.049
		IC1802060	19-11-2012	F555W	1045.0	25.807	0.036
		IC1802070	19-11-2012	F621M	1065.0	24.611	0.027
		IC1802080	19-11-2012	F775W	1040.0	24.859	0.021
		12979	Maccarone, T. J.	IC1804010	05-07-2013	F300X	1004.0
IC1804020	05-07-2013			F336W	980.0	24.734	0.056
IC1804050	05-07-2013			F390W	1074.0	25.402	0.049
IC1804060	05-07-2013			F555W	1039.0	25.807	0.036
IC1804070	05-07-2013			F621M	1077.0	24.611	0.027
IC1804080	05-07-2013			F775W	1028.0	24.859	0.021
15086	Soria, R.			IDJN01010	29-10-2018	F105W	2611.75
		IDJN01020	29-10-2018	F160W	2811.75	25.9463	0.006
		IDJNA2010	30-10-2018	F300X	1536.0	25.069	0.066
		IDJNA2020	31-10-2018	F336W	1571.0	24.734	0.056
		IDJNA2030	31-10-2018	F390W	1612.0	25.402	0.049
		IDJNA2040	31-10-2018	F555W	1636.0	25.807	0.036
		IDJNA2050	31-10-2018	F621M	1629.0	24.611	0.027
		IDJNA2060	31-10-2018	F775W	1612.0	24.859	0.021

Tabella 4.2: Quaderno delle osservazioni fotometriche di WFC3 di ESO 243-49 HLX-1. Le colonne riportano il codice identificativo della domanda di tempo di osservazione (Id. Prop.), il nome del responsabile scientifico dell'osservazione (PI), il codice identificativo dell'osservazione (Id. Oss.), la data dell'osservazione (Data), il filtro utilizzato (Filtro), il tempo di esposizione (Tempo Esp.), il punto zero fotometrico (Deustua et al. 2017) in magnitudini AB (ZP) e il coefficiente di estinzione (A_λ), basato sulla calibrazione di Schlafly & Finkbeiner (2011).

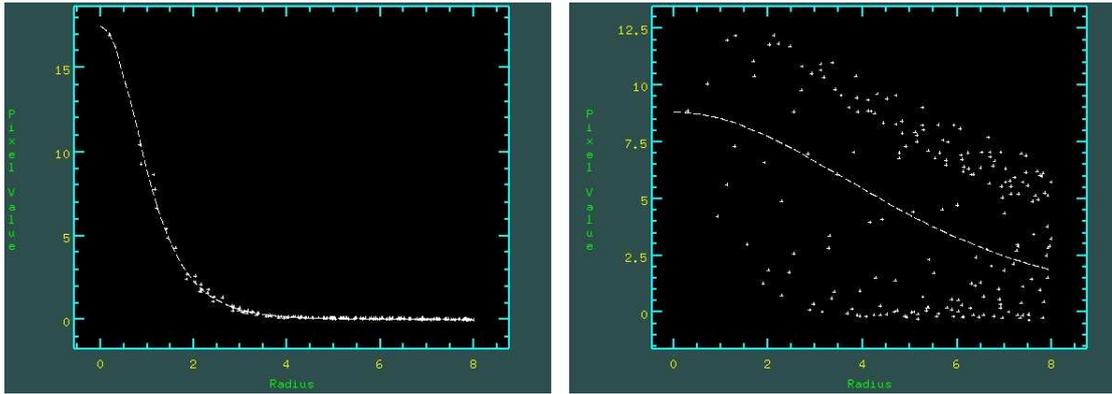


Figura 4.3: Profilo di luminosità di una stella (a sinistra) e della galassia ESO 243-49 (a destra), ottenuti interpolando una moffattiana tramite il comando `IMEXAMINE`.

and Analysis Facility)³. Si visualizza l'immagine della galassia con il DS9, scegliendo una scala di intensità che permetta di vederne le regioni centrali, e si definiscono i parametri di `IMEXAMINE` in modo da interpolare una funzione moffattiana (Moffat 1969), che è stata preferita ad una gaussiana in quanto riesce a riprodurre accuratamente anche le ali della funzione di allargamento (PSF, dall'inglese *Point Spread Function*), in una regione avente un raggio di 100 pixel (Fig. 4.3). È stato scelto un raggio così grande in quanto da una prima ispezione visiva dell'immagine è stata notata la presenza di una banda di polveri che attraversa il nucleo e che rende difficile la stima del centro. Le misure del centro della galassia ESO 243-49 stimate con `IMEXAMINE` per ogni immagine sono riportate in Tab. 4.3.

4.2.2 Misura del livello del cielo

Nelle immagini HST UVIS il livello del cielo è dovuto principalmente a due componenti (Dressel 2019):

- la luce zodiacale, cioè la luce del Sole diffusa dalle polveri interplanetarie, la cui distribuzione è funzione della distanza dall'eclittica. La luce è più intensa sul piano dell'eclittica, in cui presenta due massimi (uno in direzione del Sole e l'altro nella direzione opposta);
- la luce galattica, cioè la luce stellare diffusa da grani di polvere presenti nel mezzo interstellare.

Nell'IR invece il livello del cielo è dato da tre componenti (Dressel 2019):

- la luce zodiacale;
- l'emissione della Terra a lunghezze d'onda IR corte;
- l'emissione termica del telescopio.

³IRAF è distribuito dal *National Optical Astronomy Observatory* (NOAO) che è gestito dalla *Association of University for Research in Astronomy* (AURA) insieme alla *National Science Foundation* (NSF). È disponibile all'indirizzo <http://iraf.noao.edu/>

Il primo passo per elaborare le immagini è quello di stimare il livello del cielo, che costituisce la soglia di fotoni al di sopra della quale le sorgenti vengono considerate tali. Per calcolare correttamente il valore residuo del cielo da sottrarre alla galassia viene utilizzato il comando `ELLIPSE` di `IRAF`, che permette di determinare il profilo di brillantezza superficiale del cielo tramite l'interpolazione delle isofote. Per fare ciò si procede in tre passaggi:

- vengono utilizzati il `DS9` e il comando `IMEXAMINE` di `IRAF`, che permette di calcolare la statistica del segnale nei *pixel* all'interno di una certa area centrata sulla posizione del cursore. Lanciato il comando ci si posiziona su una decina di regioni di 5×5 pixel dell'immagine prive e lontane da sorgenti luminose. Il programma calcola, per ogni regione, il numero di *pixel*, la media, la mediana e la deviazione standard della brillantezza superficiale in $e^- \text{pixel}^{-1}$. Il livello medio del cielo è dato da:

$$\langle I \rangle \pm \frac{rms_I}{\sqrt{N}} \quad (4.1)$$

dove $\langle I \rangle$ è la media dei valori della brillantezza superficiale media calcolati da `IMEXAMINE`, rms_I è la deviazione standard dei valori della brillantezza superficiale media e $N = 10$ è il numero di dati a disposizione. È stata calcolata inoltre la media della deviazione standard del livello del cielo nelle regioni considerate data da `IMEXAMINE`:

$$\langle \sigma \rangle \pm \frac{rms_\sigma}{\sqrt{N}} \quad (4.2)$$

dove $\langle \sigma \rangle$ è la media dei valori della deviazione standard calcolati da `IMEXAMINE`, rms_σ è la deviazione standard dei valori della deviazione standard e $N = 10$ è il numero di dati. Il valore del cielo così calcolato però può risultare impreciso in quanto nelle regioni selezionate possono essere presenti dei difetti dell'immagine o sorgenti spurie sfuggite alla verifica visiva. Serve quindi una stima migliore della brillantezza superficiale del cielo nei pressi della galassia, in modo da avere il giusto contributo da sottrarre alle immagini. La stima preliminare del livello limite del cielo, che viene utilizzato per determinare le isofote appartenenti alla galassia, è data da:

$$I_{\text{lim,cielo}} = 3 \times \langle \sigma \rangle. \quad (4.3)$$

I valori di $\langle I \rangle$, $\langle \sigma \rangle$ e $I_{\text{lim,cielo}}$ per ogni immagine sono riportati in Tab. 4.3.

Id. Oss.	Filtro	x_c [pixel]	y_c [pixel]	$\langle PA \rangle$ [$^\circ$]	$\langle I \rangle$ [$10^{-4} e^- \text{pixel}$]	$\langle \sigma \rangle$ [$10^{-4} e^- \text{pixel}$]	$I_{\text{lim,cielo}}$ [$e^- \text{pixel}^{-1}$]	FWHM [pixel]	FWHM [arcsec]
IBIX02010	F300X	2021	1341	24.63	3 ± 4	19 ± 1	0.006	1.78	0.07
IBIX02020	F390W	2021	1340	23.81	1 ± 5	49 ± 2	0.015	2.13	0.08
IBIX02030	F555W	2020	1340	24.33	-2 ± 6	55 ± 2	0.017	2.03	0.08
IBIX02040	F775W	2021	1341	24.00	14 ± 13	47 ± 6	0.014	2.08	0.08
IC1802010	F300X	2162	1314	-19.10	5.7 ± 5.8	49 ± 2	0.015	2.15	0.09
IC1802020	F336W	2162	1315	-18.68	5.4 ± 4.9	57 ± 2	0.017	2.09	0.08
IC1802050	F390W	2162	1314	-19.84	2 ± 5	48 ± 3	0.014	2.73	0.11
IC1802060	F555W	2162	1314	-18.76	-3 ± 5	46 ± 1	0.014	2.06	0.08
IC1802070	F621M	2162	1314	-19.01	101 ± 4	49 ± 2	0.015	1.70	0.07
IC1802080	F775W	2162	1316	-19.21	9 ± 6	44 ± 2	0.013	2.14	0.08
IC1804010	F300X	1883	1077	-59.63	-2 ± 4	53 ± 2	0.016	2.35	0.09
IC1804020	F336W	1884	1077	-53.03	-5.0 ± 4.8	55 ± 2	0.017	2.12	0.08
IC1804050	F390W	1884	1077	-53.50	-4 ± 5	52 ± 4	0.016	2.15	0.09
IC1804060	F555W	1884	1077	-53.03	5 ± 7	50 ± 4	0.015	2.11	0.08
IC1804070	F621M	1884	1077	-53.48	79 ± 3	52 ± 2	0.015	1.78	0.07
IC1804080	F775W	1884	1078	-52.92	-3 ± 5	52 ± 3	0.016	2.11	0.08
IDJN01010	F105W	611	575	0.33	4850 ± 110	140 ± 10	0.043	1.83	0.234
IDJN01020	F160W	610	573	-0.06	4690 ± 40	114 ± 5	0.034	1.99	0.255
IDJNA2010	F300X	2108	1326	-1.10	7 ± 4	40 ± 2	0.012	2.12	0.08
IDJNA2020	F336W	2108	1326	-1.21	2.6 ± 3.4	42 ± 2	0.013	2.28	0.09
IDJNA2030	F390W	2109	1326	-1.06	-0.50 ± 0.46	42 ± 3	0.013	2.73	0.11
IDJNA2040	F555W	2108	1325	-1.12	6 ± 4	40 ± 1	0.012	1.86	0.07
IDJNA2050	F621M	2109	1325	-1.47	91 ± 4	41 ± 3	0.012	2.78	0.11
IDJNA2060	F775W	2108	1326	-1.07	-0.1 ± 3.9	40 ± 2	0.012	2.11	0.08

Tabella 4.3: Tabella del livello del cielo. Le colonne mostrano il codice identificativo dell'osservazione (Id. Oss.), il filtro (Filtro), le coordinate del centro della galassia ESO 243-49 (x_c e y_c), l'angolo di posizione medio ($\langle PA \rangle$), la brillantezza superficiale media del cielo ($\langle I \rangle$), la media della deviazione standard del cielo ($\langle \sigma \rangle$), la brillantezza superficiale del livello limite del cielo ($I_{\text{lim,cielo}}$) e la FWHM della PSF in pixel e in arcsec.

- Si utilizza ELLIPSE per mascherare le sorgenti esterne alla galassia, come stelle, raggi cosmici residui, ammassi globulari e altre galassie. In questo modo il contributo di questi oggetti viene schermato e il livello residuo calcolato sarà proprio quello del cielo.
- Utilizzando il valore $I_{\text{lim,cielo}}$ si stima il raggio dell'isofota più esterna della galassia e si procede all'interpolazione delle isofote verso l'esterno. In questo modo si riescono ad individuare le isofote in cui $I \simeq \text{cost}$, che sono quelle in cui la galassia non contribuisce. Il valore della brillantezza superficiale del cielo viene calcolato mediando i valori di I calcolati dall'interpolazione (Fig. 4.4).

4.2.3 Misura della funzione di allargamento

La funzione di allargamento descrive la probabilità che un fotone incida sul rivelatore in un punto ad una certa distanza dal punto in cui sarebbe caduto in assenza di effetti strumentali. La PSF è definita come la funzione che riproduce sul piano focale la distribuzione di luce di una sorgente puntiforme. Per calcolarla è stato analizzato il profilo radiale di luminosità di una stella di campo non satura, attraverso l'utilizzo della legge di Moffat (Moffat 1969). Tramite il comando IMEXAMINE è stata interpolata una funzione moffattiana in una regione di raggio 8 pixel centrata sulla stella brillante situata a Nord-Ovest del nucleo, che nell'immagine IBIX02030 si trova nelle coordinate $(x,y) = (1925.84, 1352.86)$ pixel (Fig. 4.3). Il programma fornisce la larghezza a metà altezza (FWHM, dall'inglese *Full Width at Half Maximum*) della PSF. Tutti i valori della FWHM misurati sulle diverse immagini sono riportati in Tab. 4.2 e sono compatibili con i risultati ottenuti da Mapelli et al. (2013a).

4.2.4 Determinazione dell'angolo di posizione della galassia

Uno dei parametri necessari per la descrizione delle caratteristiche di una galassia è l'angolo di posizione (PA, dall'inglese *Position Angle*), definito come l'angolo tra la direzione del Nord e il semiasse maggiore della galassia misurato andando da Nord verso Est. Per determinare il PA si utilizza il comando ELLIPSE (Jedrzejewski 1987) di IRAF, che interpola le isofote della galassia tramite delle ellissi in modo tale da calcolare i parametri fondamentali che ne descrivono la forma. Bisogna però ricordare che l'angolo di posizione fornito dal programma non viene calcolato da Nord verso Est, ma a partire dall'asse y dell'immagine andando in senso antiorario quindi bisognerà opportunamente convertire il risultato fornito da ELLIPSE. Per effettuare la conversione si utilizza il valore ORIENTAT trovato nel descrittore dell'immagine, che fornisce l'angolo dell'asse y rispetto al Nord ed è positivo andando verso Est.

Le isofote sono definite come il luogo dei punti dell'immagine di una galassia che hanno la stessa brillantezza superficiale. Le isofote di forma ellittica sono caratterizzate dai seguenti parametri:

- x_c, y_c : coordinate del centro;

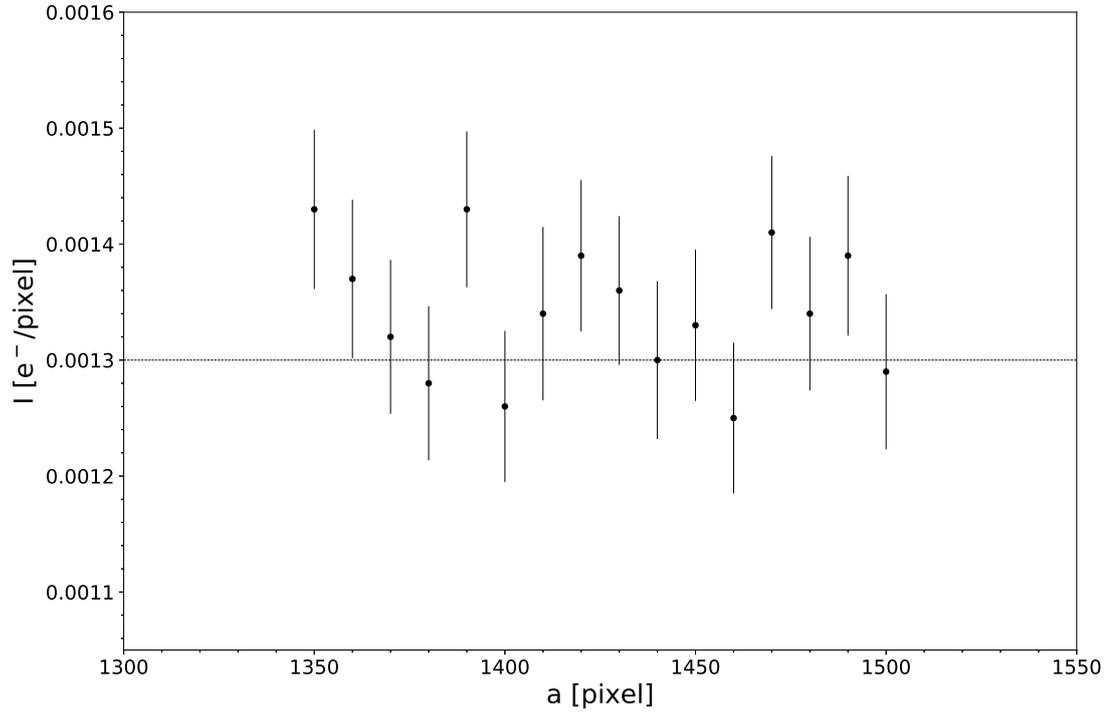


Figura 4.4: Andamento della brillantezza superficiale delle isofote esterne che hanno permesso il calcolo del valore del livello del cielo (linea nera) sull'immagine IBIX02030.

- a : lunghezza del semiasse maggiore;
- e : ellitticità definita come $1 - \frac{b}{a}$, dove b è la lunghezza del semiasse minore;
- ϕ : angolo di posizione;
- I : brillantezza superficiale in unità lineari.

Si consideri un sistema di riferimento centrato nel centro della galassia di coordinate (x_c, y_c) . Assumendo che le isofote siano approssimate da ellissi di ellitticità e , allora la brillantezza superficiale in unità di magnitudini può essere espressa come:

$$\mu = \mu(s) \quad (4.4)$$

dove

$$s^2 = \hat{x}^2 + \frac{\hat{y}^2}{(1-e)^2}, \quad (4.5)$$

in cui \hat{x} e \hat{y} sono definiti come:

$$\hat{x} = (x - x_c) \cos \phi + (y - y_c) \sin \phi \quad (4.6)$$

$$\hat{y} = -(x - x_c) \sin \phi + (y - y_c) \cos \phi \quad (4.7)$$

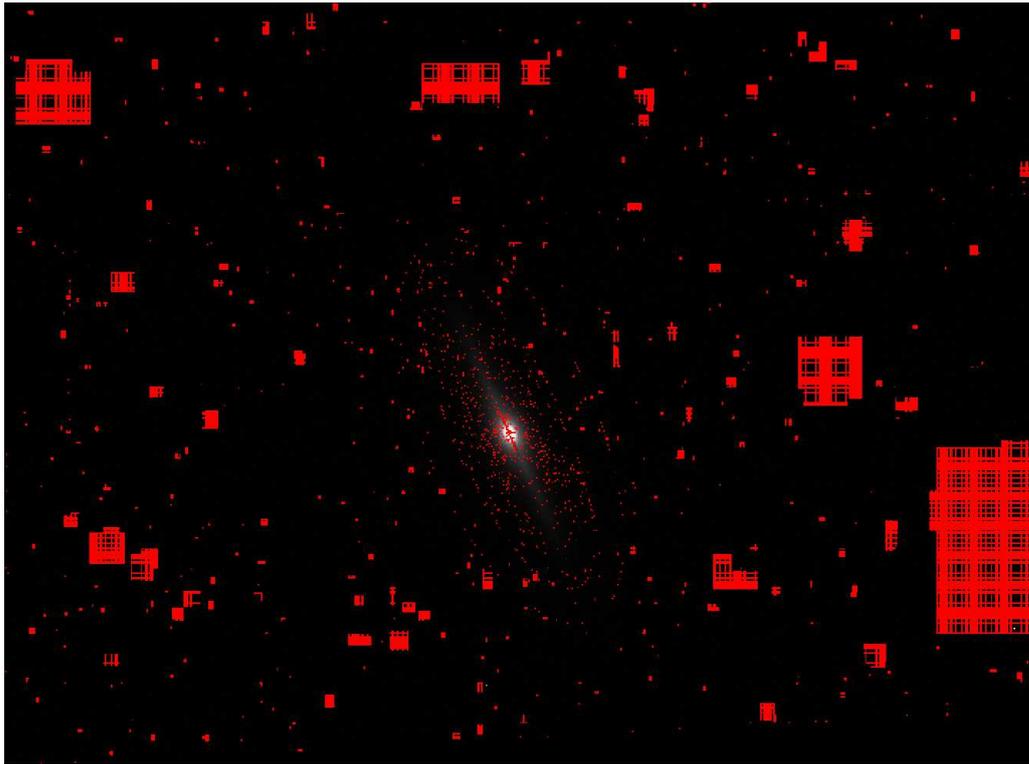


Figura 4.5: Immagine IBIX02030 della galassia ESO 243-49 con la maschera delle sorgenti spurie e le ellissi interpolate dal comando ELLIPSE.

Interpolando le isofote con delle ellissi è possibile ottenere il profilo radiale di brillantezza superficiale e l'andamento radiale del PA, dell'ellitticità e delle coordinate del centro. ELLIPSE si basa su un metodo iterativo che campiona l'immagine, partendo da un'ellisse calcolata utilizzando i valori del centro, dell'ellitticità e del PA calcolati precedentemente. Il campionamento produce la distribuzione di intensità in funzione dell'angolo di posizione, che viene analizzata con il metodo dei minimi quadrati (Jedrzejewski 1987). ELLIPSE permette all'utente di mascherare le sorgenti esterne, come stelle o altre galassie eventualmente presenti nell'immagine. La maschera creata viene caricata prima di cominciare l'interpolazione in modo da ottenere la distribuzione di brillantezza superficiale della galassia eliminando il contributo delle altre sorgenti (Fig. 4.5).

La procedura necessita di molti parametri iniziali, tra cui:

- x_0, y_0 : coordinate del centro (in pixel) dell'isofota di partenza che si assumono uguali a quelle del centro della galassia in esame;
- PA_0 : l'angolo di posizione (in gradi) dell'isofota iniziale;
- sma_0 : il semiasse maggiore di partenza (in pixel). Nel primo ciclo è stato utilizzato un valore di 500 pixel, mentre nei cicli successivi è stato variato per ottenere l'interpolazione migliore;
- $ellip_0$: l'ellitticità dell'ellisse di partenza;
- $min sma$: il semiasse maggiore minimo (in pixel) fino a cui è possibile interpolare ellissi, che è stato posto uguale a 25;

Parametro		Valore
x_0	[pixel]	2020
y_0	[pixel]	1340
PA_0	[°]	24.33
$ellip_0$		0.721
sma_0	[pixel]	500
$maxsma$	[pixel]	850

Tabella 4.4: Parametri iniziali di ELLIPSE per l'immagine IBIX02030. Le righe riportano le coordinate del centro (x_0 e y_0), l'angolo di posizione (PA_0), l'ellitticità ($ellip_0$), il semiasse maggiore iniziale (sma_0) e il semiasse maggiore massimo ($maxsma$).

- **maxsma**: il semiasse maggiore massimo (in pixel) fino a cui si interpolano le ellissi;
- **step**: passo con il quale viene aumentato il semiasse maggiore tra un'ellissi e la successiva. È stato posto uguale a 0.1;
- **linear**: è un parametro, collegato allo **step**, che stabilisce se l'aumento del semiasse maggiore sia lineare o esponenziale. In questo caso è esponenziale;
- **recenter**: parametro che permette il ricentramento dell'oggetto una volta identificato.
- **conver**: criterio di convergenza che stabilisce l'ampiezza del più grande dei coefficienti. È stato posto uguale a 0.05;
- **minit**: numero minimo di iterazioni necessarie per interpolare ciascuna isofota, che in questo caso è 10;
- **maxiter**: numero massimo di iterazioni per interpolare ciascuna isofota, che in questo caso è 100;
- **hcenter**: parametro che permette di tenere il centro fissato;
- **hellip**: parametro che permette di tenere l'ellitticità fissata;
- **hpa**: parametro che permette di tenere l'angolo di posizione fissato;
- **fflag**: parametro che stabilisce il massimo numero di punti utilizzati per l'interpolazione che non soddisfano i criteri di convergenza.

I parametri iniziali utilizzati per l'immagine IBIX02030 sono riportati in Tab. 4.4. La tabella risultante di ELLIPSE contiene i parametri interpolati di ogni ellisse e un valore chiamato **STOP CODE** che stabilisce se l'interpolazione è andata a buon fine. Questo parametro può assumere quattro valori:

- 0 significa che il metodo converge e l'interpolazione è andata a buon fine;
- 1 significa che la frazione di punti disponibili per l'interpolazione è inferiore a quella prestabilita;

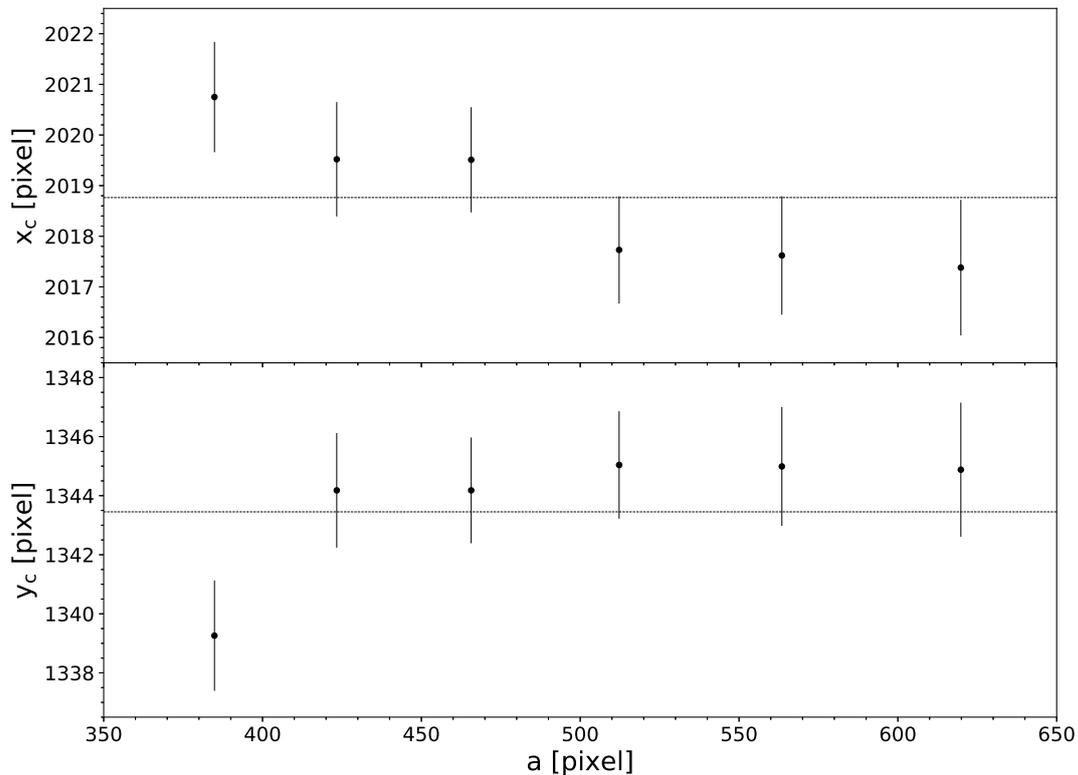


Figura 4.6: Stima delle coordinate del centro della galassia ottenuta dalle isofote più esterne interpolate da `ELLIPSE` sull'immagine `IBIX02030`. Sono riportati i valori delle coordinate del centro delle ultime sei isofote in funzione del loro semiasse maggiore, con le relative barre d'errore, e il loro valore medio (linea nera).

- 2 significa che è stato raggiunto il massimo numero di iterazioni stabilito senza ottenere la convergenza;
- 4 significa che il metodo per calcolare l'interpolazione non converge.

In un primo momento è stato permesso al centro, al PA e all'ellitticità di variare. Le isofote più esterne con `STOP CODE` $\neq 4$ sono state utilizzate per calcolare il valor medio delle coordinate del centro (Fig. 4.6). Le coordinate trovate sono più precise rispetto a quelle calcolate precedentemente. Infatti la stima fatta con `IMEXAMINE` è affetta da errori dovuti alla presenza della banda di polvere che attraversa lo sferoide della galassia, che rende difficile individuare il punto centrale della galassia. Il comando è stato quindi rilanciato sostituendo la posizione del centro calcolata e mantenendola fissa, in modo da riuscire a calcolare con più precisione i valori del PA e dell'ellitticità, le cui medie pesate e i relativi errori serviranno come parametri in entrata per l'interpolazione di MGE (Sez. 4.3.2). I valori del PA e dell'ellitticità sono riportati in Tab. 4.5. Per poter confrontare il risultato ottenuto con i valori presenti in letteratura (Vauglin et al. 1999) il PA ottenuto è

Parametro	Valore
$\langle PA \rangle$	$63^\circ.03 \pm 0^\circ.07$
$\langle e \rangle$	0.710 ± 0.001

Tabella 4.5: Media pesata dell'angolo di posizione ($\langle PA \rangle$) e dell'ellitticità ($\langle e \rangle$) per l'immagine IBIX02030 sui dati ottenuti da ELLIPSE.

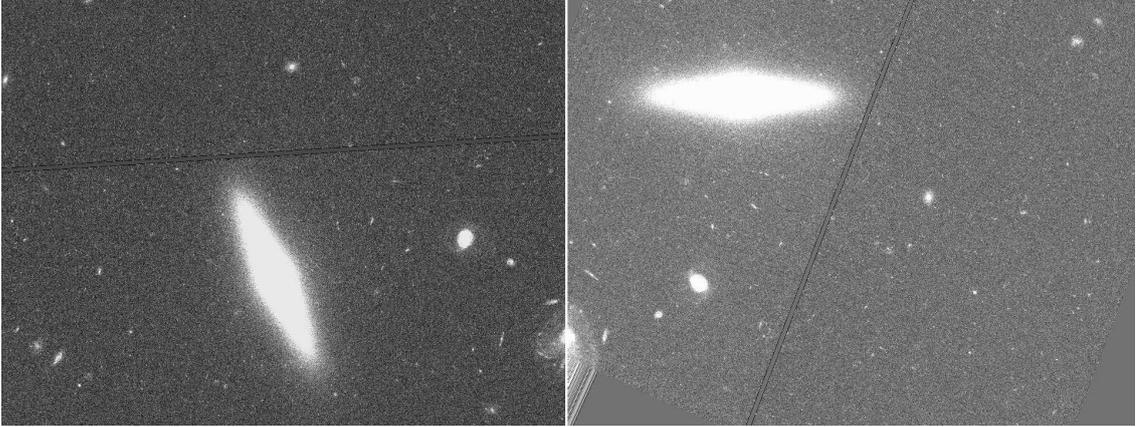


Figura 4.7: Immagine IBIX02030 prima (a sinistra) e dopo (a destra) la rotazione fatta con il comando ROTATE di IRAF. L'immagine è stata ruotata di un angolo $\theta = -PA - 90^\circ = -114.33^\circ$. Le immagini inquadrano un campo di 151×115 arcsec².

stato convertito per il fattore ORIENTAT. La media pesata dell'angolo di posizione corretta nel caso dell'immagine IBIX02030 risulta di $\langle PA \rangle = 63.03^\circ$.

4.2.5 Rotazione, allineamento ed estrazione delle immagini

Dalla visualizzazione delle immagini si nota che sono ruotate l'una rispetto all'altra. É stato quindi utilizzato il comando ROTATE di IRAF per ruotare le immagini in modo che la galassia avesse l'asse maggiore sempre in posizione orizzontale. Per fare ciò bisogna prestare particolare attenzione al fatto che il PA dato da ELLIPSE è un angolo calcolato andando in senso antiorario a partire dall'asse y . L'immagine ruotata IBIX02030 (Fig. 4.7) è stata utilizzata come riferimento per ruotare e allineare le altre immagini. Dato che la galassia era orientata in modo diverso nelle diverse immagini, il processo di rotazione è stato svolto in due passaggi:

- si cerca nel descrittore dell'immagine la voce ORIENTAT, che esprime la posizione dell'asse y rispetto al Nord (l'angolo è positivo andando da Nord verso Est), e si ruota l'immagine in modo che coincida con l'ORIENTAT dell'immagine di riferimento. In questo modo l'angolo di posizione della galassia coincide con quello dell'immagine IBIX02030 prima della rotazione;
- si ruota l'immagine ottenuta dello stesso angolo θ calcolato per l'immagine di riferimento.

I valori dell'angolo θ di cui sono state ruotate le immagini sono riportati in Tab. 4.6

Id. Oss.	x_{shift} [pixel]	y_{shift} [pixel]	θ [°]
IDJN01010	?	?	-90.91
IDJN01020	?	?	-90.91
IBIX02010	-0.22	-1.20	-114.33
IC1802010	41.59	763.11	-71.40
IC1804010	-1587.46	-387.28	-217.41
IDJNA2010	106.04	447.01	-89.22
IC1802020	41.55	763.23	-71.40
IC1804020	-1587.08	-386.80	-217.41
IDJNA2020	105.70	446.03	-89.22
IBIX02020	-1.21	-0.90	-114.33
IC1802050	41.76	762.40	-71.40
IC1804050	-1586.82	-387.78	-217.41
IDJNA2030	106.45	445.36	-89.22
IBIX02030	0.00	0.00	-114.33
IC1802060	42.01	763.54	-71.40
IC1804060	-1586.19	-386.85	-217.41
IDJNA2040	106.81	445.88	-89.22
IC1802070	41.89	763.32	-71.40
IC1804070	-1586.57	-387.60	-217.41
IDJNA2050	107.48	444.95	-89.22
IBIX02040	-1.72	0.05	-114.33
IC1802080	40.62	762.61	-71.40
IC1804080	-1585.69	-385.85	-217.41
IDJNA2060	105.57	444.88	-89.22

Tabella 4.6: Traslazione e rotazione delle immagini. Le colonne riportano il codice identificativo dell'osservazione (Id. Oss.), i valori degli spostamenti medi (x_{shift} e y_{shift}) e dell'angolo di rotazione (θ) utilizzati per traslare e ruotare le immagini rispetto a quella di riferimento.

Id.	x_p [pixel]	y_p [pixel]	x_d [pixel]	y_d [pixel]	F_p [e ^{-s} ⁻¹]	F_d [e ^{-s} ⁻¹]
1	1699	1184	1293	2943	5.768	5.718
2	1586	1263	1411	3013	2.786	2.748
3	1616	1408	1531	2927	8.857	8.775
4	1553	1467	1610	2960	3.298	3.327
5	1038	978	1377	3631	67.07	67.68
6	1397	1301	1524	3170	3.839	3.82
7	2383	1508	1307	2186	2.839	2.825
8	1875	736	812	2968	2.444	2.414
9	1913	436	523	3056	4.703	4.693
10	2932	1729	1282	1594	5.696	5.67

Tabella 4.7: Flussi prima e dopo la rotazione dell'immagine IBIX02030. Le colonne riportano il numero identificativo della stella (Id.), i valori delle coordinate delle stelle prima (x_p, y_p) e dopo (x_d, y_d) la rotazione dell'immagine, il flusso prima (F_p) e dopo (F_d) la rotazione dell'immagine.

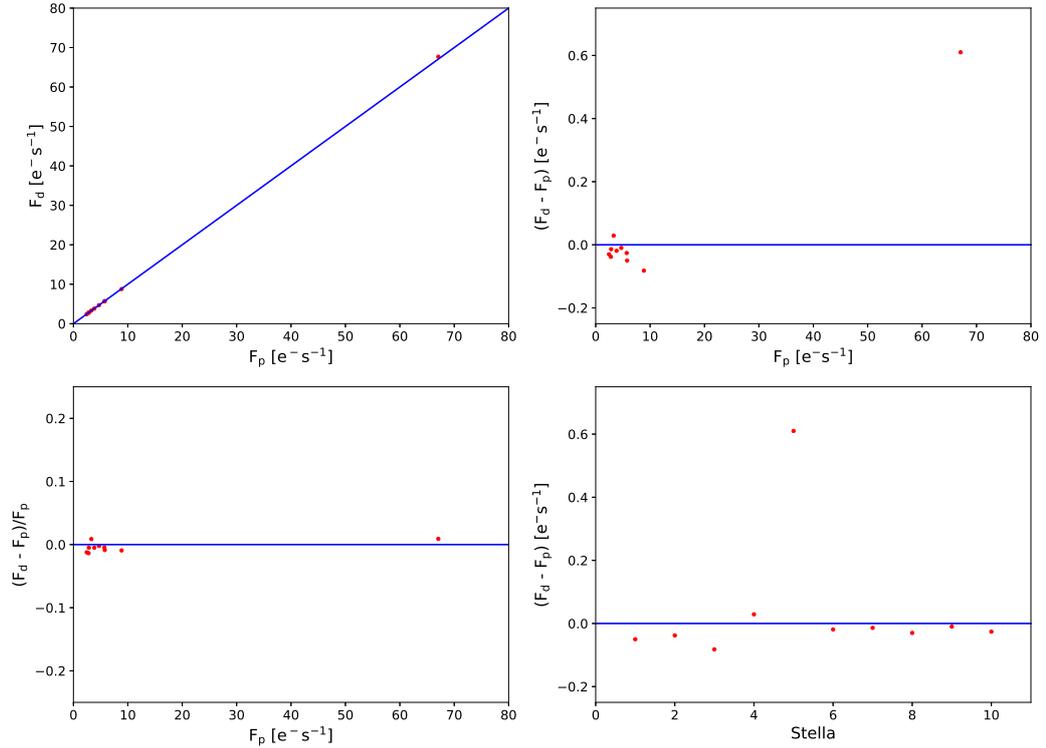


Figura 4.8: Confronto dei flussi delle stelle di riferimento prima e dopo la rotazione dell'immagine. I grafici mostrano il flusso dopo la rotazione F_d in funzione del flusso prima della rotazione F_p (in alto a sinistra), la differenza tra i due flussi in funzione del flusso prima della rotazione (in alto a destra), la differenza tra i due flussi divisa per il flusso prima della rotazione in funzione del flusso prima della rotazione (in basso a sinistra) e la differenza tra i due flussi per ogni sorgente (in basso a destra).

Per verificare che il processo non abbia portato ad un deterioramento delle immagini, è stato calcolato il flusso prima e dopo la rotazione di una decina di sorgenti non risolte (Tab. 4.7), utilizzando il comando `IMEXAMINE`, all'interno di un anello con un raggio di 5 pixel. Nel caso in cui il processo non porti errori ci si aspetta di trovare i punti allineati lungo la bisettrice nel grafico F_p - F_d . Dopo il confronto si è concluso che la differenza tra F_p e F_d è trascurabile quindi la rotazione non porta ad errori sistematici (Fig. 4.8). In particolare si trova un errore percentuale dello 0.7%.

Si nota inoltre che, dopo la rotazione, la galassia è posizionata in punti diversi nelle diverse immagini. È stato quindi utilizzato il comando `IMSHIFT` per traslarle in modo che la galassia si trovasse sempre nella stessa posizione e che, quindi, tutte le immagini fossero perfettamente sovrapponibili. Questa procedura viene utilizzata per fare in modo che la maschera creata con `ELLIPSE` sia applicabile a tutte le immagini. Le coordinate x e y vengono traslate nel seguente modo:

$$x_{\text{out}} = x_{\text{in}} + x_{\text{shift}} \quad (4.8)$$

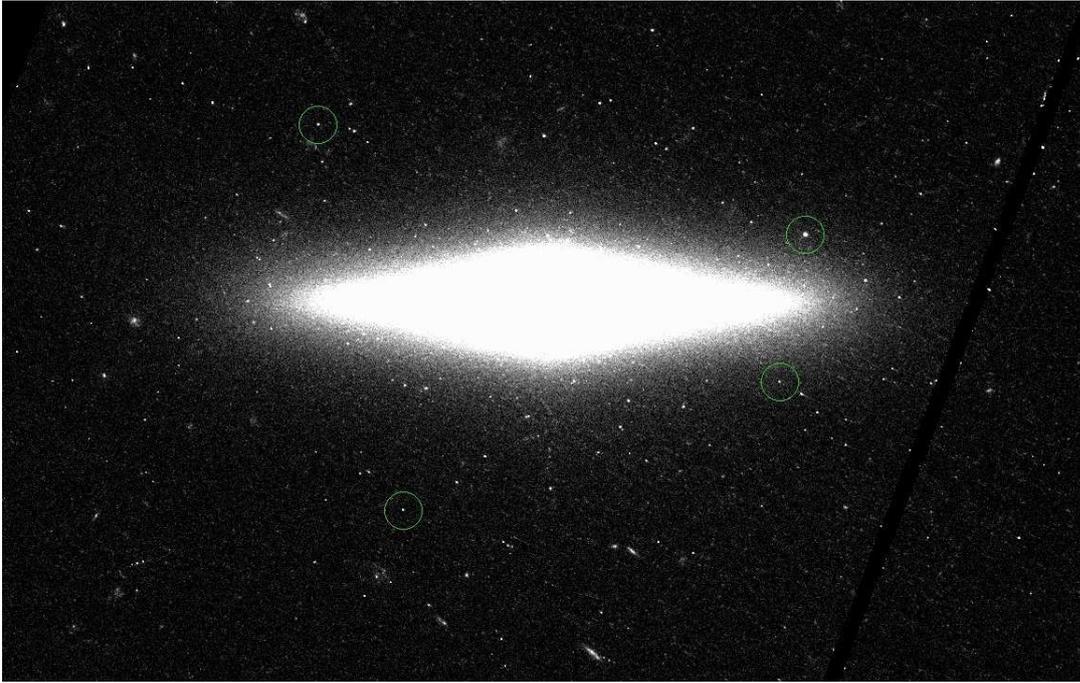


Figura 4.9: Immagine IBIX02030 in cui sono indicate le posizioni (cerchi verdi) delle quattro stelle utilizzate per allineare le immagini di ESO 243-49, ad eccezione di quelle nei filtri F300X e F336W. Il campo dell'immagine ha dimensioni di 91×29 arcsec².

Id.	x [pixel]	y [pixel]
1	1849.89	2731.40
2	812.43	2968.00
3	993.03	2141.00
4	1794.91	2415.51

Tabella 4.8: Coordinate delle quattro sorgenti non risolte nell'immagine IBIX02030 utilizzate come riferimento per allineare tutte le immagini di ESO 243-49, ad eccezione di quelle nei filtri F300X e F336W. Le colonne riportano il numero identificativo della sorgente (Id.), l'ascissa (x) e l'ordinata (y) del suo centro.

$$y_{\text{out}} = y_{\text{in}} + y_{\text{shift}} \quad (4.9)$$

dove x_{out} e y_{out} sono le coordinate dopo la traslazione, x_{in} e y_{in} sono le coordinate di partenza e x_{shift} e y_{shift} sono il numero di pixel di cui viene traslata l'immagine nelle due direzioni. Per calcolare il numero di pixel di cui bisogna traslare le diverse immagini sono state individuate quattro stelle di riferimento situate in prossimità della galassia e poste ognuna in un quadrante diverso dell'immagine (Fig. 4.9), le cui coordinate nell'immagine di riferimento IBIX02030 sono riportate in Tab. 4.8. Nelle immagini nei filtri F300X e F336W le quattro stelle non erano visibili, quindi sono state utilizzate altre due stelle di riferimento situate nelle coordinate $(x_1, y_1) = (1353.57, 2667.77)$ pixel e $(x_2, y_2) = (1124.72, 2632.35)$ pixel (Fig. 4.10).

Le posizioni di queste stelle sono state calcolate utilizzando il comando `IMEXAMINE` di IRAF in tutte le immagini. Per ogni stella sono state calcolate le differenze (Δx e Δy)

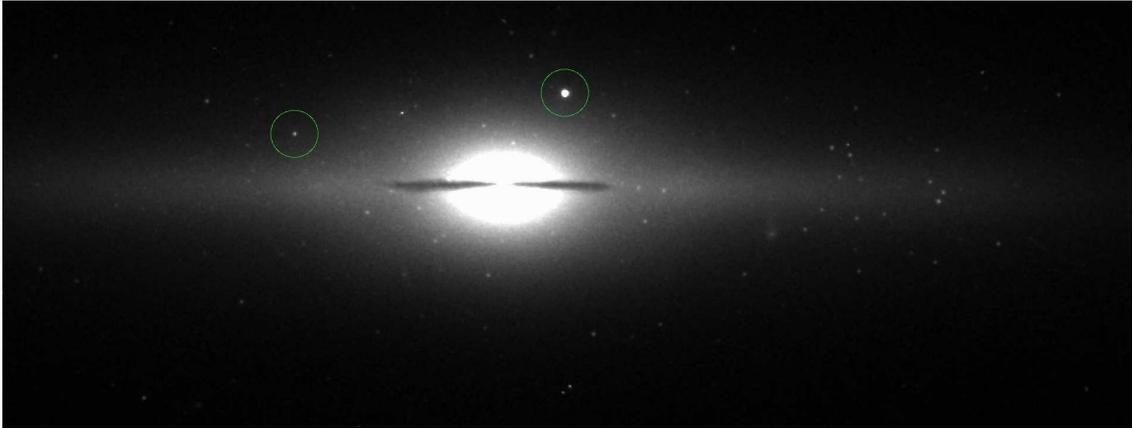


Figura 4.10: Immagine IBIX02030 in cui sono indicate le posizioni delle due stelle utilizzate per allineare le immagini di ESO 243-49 nei filtri F300X e F336W. Il campo inquadrato dall'immagine ha dimensioni di $38 \times 14 \text{ arcsec}^2$.



Figura 4.11: Immagini IC1802080 originale (a sinistra), dopo la rotazione (al centro) e dopo la traslazione (a destra) per essere allineata con l'immagine di riferimento. Il campo delle tre immagini ha dimensioni di $87 \times 115 \text{ arcsec}^2$.

tra le coordinate nell'immagine di riferimento e quelle nell'immagine considerata. I valori x_{shift} e y_{shift} sono le medie rispettivamente di Δx e Δy e sono riportati in Tab. 4.6 per tutte le immagini considerate. Il processo di rotazione e traslazione delle immagini è mostrato in Fig. 4.11.

Per verificare che il processo sia andato a buon fine si visualizzano l'immagine di riferimento ruotata e l'immagine traslata con DS9. Tramite la funzione `Match-Frame` le due immagini vengono visualizzate con le stesse dimensioni e con la stessa scala. Inoltre con la funzione `Blink` è possibile visualizzare alternativamente le due immagini sullo schermo. In questo modo è possibile apprezzare eventuali spostamenti delle stelle. Per le immagini nei filtri F105W e F160W il processo di allineamento non è andato a buon fine in quanto hanno dimensioni e scala del *pixel* diverse da quelle delle altre immagini.

Per poter svolgere la fotometria di apertura sulla sorgente HLX-1 e sui candidati ammassi globulari della galassia, sono state calcolate le immagini dei residui sottraendo dalle

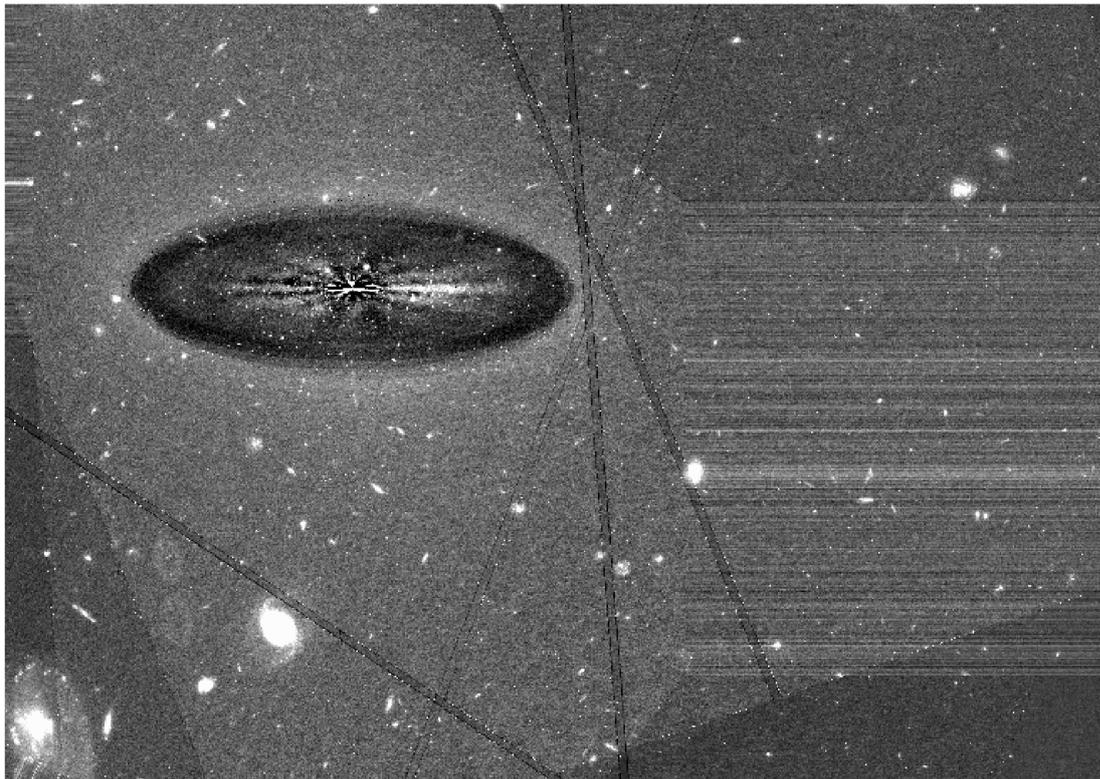


Figura 4.12: Immagine ottenuta con il pacchetto **IMCOMBINE** che mostra l'unione tra tutte le immagini dei residui della galassia. In particolare si notano le regioni in cui non c'è sovrapposizione in quanto sono state riprese a diverse angolazioni. Il campo dell'immagine ha dimensioni di 163×116 arcsec².

immagini originali i modelli della distribuzione di brillantezza superficiale della galassia calcolati con **ISOFIT** (Sez. 4.3.3). Questo procedimento è stato svolto per sottrarre il contributo della galassia dalla sorgente in esame e per determinare in quale regione cercare gli ammassi globulari. Si nota però che le immagini ruotate e allineate mostrano porzioni di campo diverse. È stato quindi necessario ritagliarle in modo che avessero le stesse dimensioni e inquadrassero la stessa porzione di cielo. Per fare ciò sono stati utilizzati i pacchetti **IMALIGN** e **IMCOMBINE** di **IRAF**. **IMALIGN** permette di allineare una lista di immagini utilizzando come riferimento la prima immagine, le coordinate in pixel di alcune sorgenti precedentemente identificate in tutte le immagini e la differenza tra le coordinate delle sorgenti rispetto all'immagine di riferimento. Dato che le immagini erano state precedentemente traslate con **IMSHIFT**, gli spostamenti iniziali sono stati posti uguali a zero. Le immagini ottenute con questa procedura sono poi state sovrapposte con il pacchetto **IMCOMBINE**, che fornisce l'unione delle diverse immagini (Fig. 4.12). L'immagine ottenuta con **IMCOMBINE** è stata ispezionata visualmente e sono state stimate le coordinate degli estremi di una sezione rettangolare contenente la galassia (Tab. 4.9). Queste coordinate sono state utilizzate per ritagliare le immagini con il pacchetto **IMCOPY** in modo che le immagini finali mostrassero sempre la stessa porzione di cielo (Fig. 4.13). Le immagini risultanti hanno una dimensione di 2008×976 pixel², che equivalgono ad un campo di vista di 80×39 arcsec².

Id.	x [pixel]	y [pixel]
1	304	2023
2	2312	2023
3	2312	2999
4	304	2999

Tabella 4.9: Coordinate in pixel degli estremi della sezione rettangolare comune a tutte le immagini utilizzati per ritagliarle. Le colonne riportano il numero identificativo degli estremi della sezione rettangolare (Id.), l'ascissa (x) e l'ordinata (y).

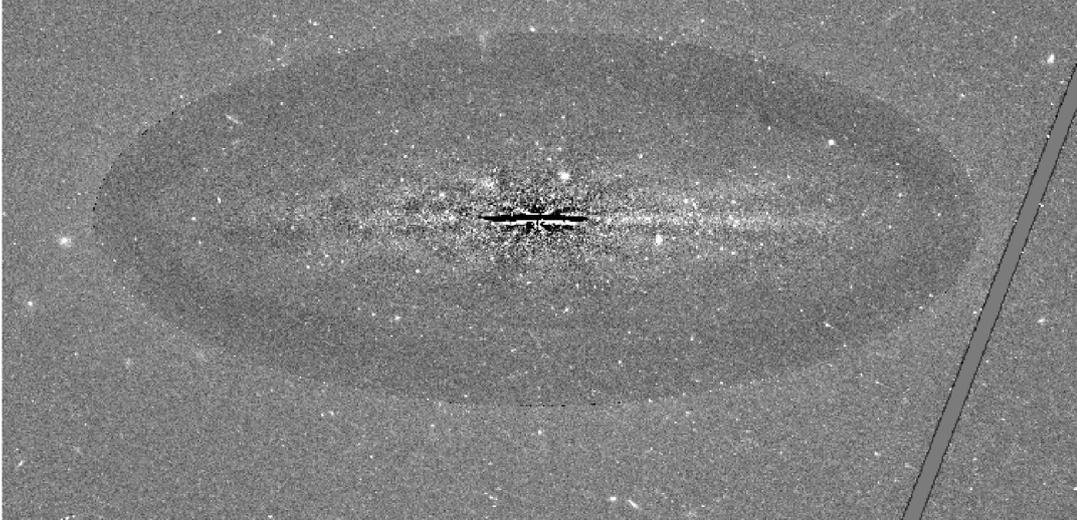


Figura 4.13: Immagine dei residui ottenuta da IBIX02030 dopo essere stata ritagliata con il pacchetto IMCOPY, in modo da ottenere una sezione rettangolare, comune a tutte le immagini, centrata sulla galassia ESO 243-49. Il campo dell'immagine ha dimensioni di 80×39 arcsec².

4.3 Modello fotometrico di ESO 243-49

La sorgente HLX-1 è immersa nell'alone diffuso della galassia ESO 243-49. É quindi necessario ottenere un modello che descriva la distribuzione di brillantezza superficiale della galassia, in modo da poter sottrarre il suo contributo da quello della sorgente in esame. Per ottenere la miglior descrizione fotometrica della galassia sono stati tentati diversi metodi: un modello fotometrico parametrico (Sez. 4.3.1), un modello fotometrico multigaussiano (Sez. 4.3.2) e un modello fotometrico delle isofote ottenuto utilizzando ELLIPSE e ISOFIT (Sez. 4.3.3). Infine il miglior modello ottenuto è stato sottratto dalle immagini originali per ottenere le immagini dei residui (Sez. 4.3.4), in cui risulta evidente la presenza di ammassi globulari nella galassia.

4.3.1 Modello fotometrico parametrico (GASP2D)

L'algoritmo *GA*laxy *S*urface *P*hotometry *2* *D*imensional *D*ecomposition (GASP2D) permette di ottenere la decomposizione fotometrica sferoide-disco della distribuzione di brillantezza superficiale di una galassia (Méndez-Abreu et al. 2008). Per ESO 243-49 si assume

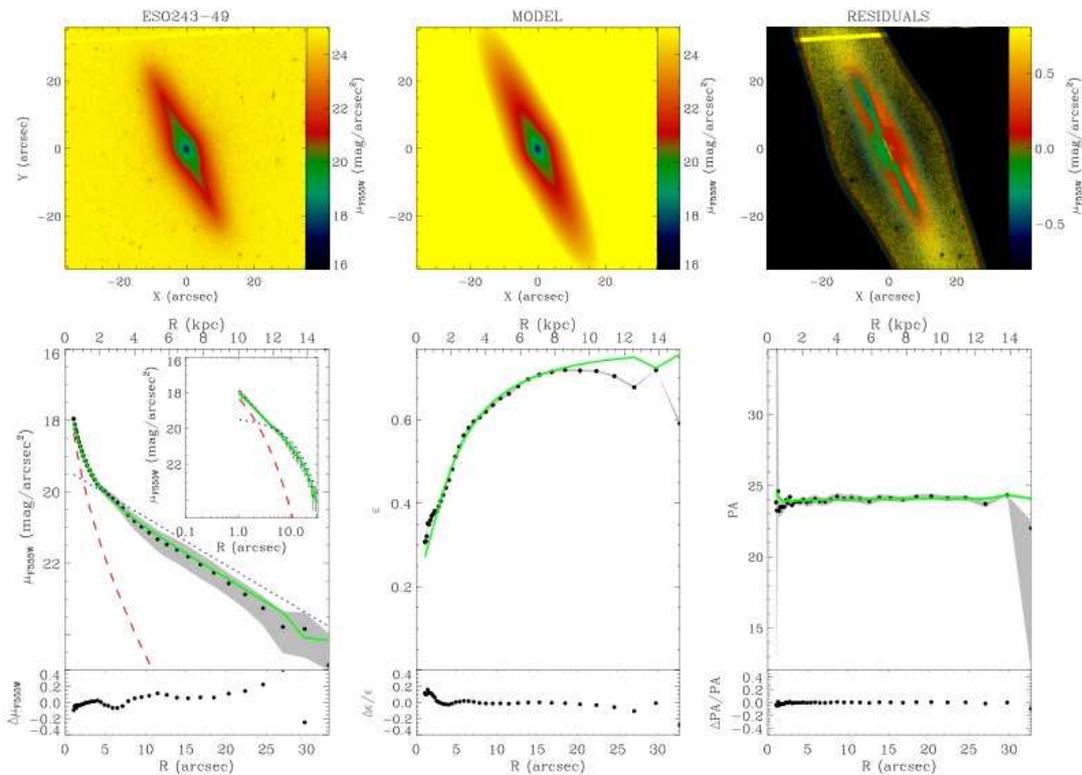


Figura 4.14: Decomposizione fotometrica bidimensionale dell'immagine IBIX02030 in banda F555W della WFC3 della galassia ESO 243-49, ottenuta con GASP2D. I pannelli superiori (da sinistra a destra) mostrano la mappa osservata, il modello e i residui (immagine osservata-modello) della distribuzione di brillantezza superficiale. Il campo di vista è orientato con il Nord verso l'alto e l'Est verso sinistra. Le aree nere nell'immagine dei residui corrispondono ai *pixel* non considerati nel modello. I pannelli inferiori invece riportano (da sinistra a destra) i profili radiali di brillantezza superficiale, ellitticità e angolo di posizione misurati nell'immagine osservata (punti neri con barre d'errore grigie) e nel modello convoluto con la PSF (riga verde continua) e la loro corrispondente differenza. Inoltre, nel primo pannello a sinistra in basso, vengono presentati i profili dello sferoide (riga tratteggiata blu) e del disco (riga punteggiata rossa) che vanno a costruire il modello. Infine viene presentato il profilo di brillantezza superficiale della regione centrale in cui la distanza dal centro è in scala logaritmica.

che la distribuzione di brillantezza superficiale sia data dalla somma delle componenti dello sferoide e del disco, che sono caratterizzate da isofote ellittiche concentriche, aventi ellitticità e angolo di posizione costanti. Siano (ξ, η, ζ) le coordinate cartesiane, aventi origine nel centro della galassia, con l'asse ξ parallelo alla direzione dell'ascensione retta e che punta verso Ovest, l'asse η parallelo alla direzione della declinazione e che punta verso Nord e l'asse ζ lungo la linea di vista e che punta verso l'osservatore. Per descrivere la componente sferoidale si utilizza la legge di Sérsic (Sérsic 1968):

$$I_s(\xi, \eta) = I_e 10^{-b_n \left[\left(\frac{r_s}{r_e} \right)^{\frac{1}{n}} - 1 \right]} \quad (4.10)$$

dove r_e è il raggio efficace, cioè il raggio che contiene metà della luce della galassia, I_e è la brillantezza superficiale ad r_e e n è un parametro che descrive la curvatura del profilo di brillantezza superficiale. Il parametro b_n è legato ad n e può essere descritto dalla relazione $b_n = 0.868n - 0.142$ (Caon et. al 1993). Le isofote dello sferoide sono ellissi centrate in (ξ_0, η_0) , aventi angolo di posizione PA_s ed ellitticità $e_s = 1 - q_s$, con q_s rapporto assiale, costanti. Il raggio dello sferoide r_s è dato da:

$$r_s = \left[\left(-(\xi - \xi_0) \sin PA_s + (\eta - \eta_0) \cos PA_s \right)^2 - \frac{\left((\xi - \xi_0) \cos PA_s + (\eta - \eta_0) \sin PA_s \right)^2}{q_s^2} \right]^{1/2}. \quad (4.11)$$

Per descrivere la brillantezza superficiale del disco si utilizza la legge di Freeman (Freeman 1970):

$$I_d(\xi, \eta) = I_0 e^{-\frac{r_d}{h}} \quad (4.12)$$

dove I_0 è la brillantezza superficiale centrale e h è il raggio di scala del disco. Le isofote del disco sono ellissi con angolo di posizione PA_d ed ellitticità $e_d = 1 - q_d$, con q_d rapporto assiale, costanti. Il raggio del disco è dato da (Méndez-Abreu et al. 2008):

$$r_d = \left[\left(-(\xi - \xi_0) \sin PA_d + (\eta - \eta_0) \cos PA_d \right)^2 - \frac{\left((\xi - \xi_0) \cos PA_d + (\eta - \eta_0) \sin PA_d \right)^2}{q_d^2} \right]^{1/2}. \quad (4.13)$$

Inoltre l'algoritmo permette l'interpolazione di altre componenti eventualmente presenti nella galassia, come anelli, lenti, barre e sorgenti nucleari non risolte. Per calcolare le coordinate del centro e i parametri fotometrici dello sferoide e del disco della galassia si interpola iterativamente un modello della brillantezza superficiale alle osservazioni, usando un metodo non lineare di minimizzazione ai minimi quadrati, basato sul metodo Levenberg-Marquardt (Press et al. 1992). Per ogni *pixel*, i conteggi osservati della galassia $I_g(\xi, \eta)$ vengono confrontati con quelli predetti dal modello $I_m(\xi, \eta)$. Ogni *pixel* viene pesato secondo la varianza del numero di fotoni totale osservato, dovuto ai contributi della galassia e del cielo, e determinato tenendo conto del rumore di lettura del rivelatore (RON, dall'inglese *Readout Noise*). In questo modo il χ^2 da minimizzare può essere scritto come:

$$\chi^2 = \sum_{\xi=1}^N \sum_{\eta=1}^M \frac{[I_m(\xi, \eta) - I_g(\xi, \eta)]^2}{I_g(\xi, \eta) + I_{\text{cielo}}(\xi, \eta) + RON^2} \quad (4.14)$$

Componente	Parametri	Valori	
Sferoide	μ_e	[mag arcsec ⁻²]	19.34
	r_e	[arcsec]	1.9
	$(b/a)_s$		0.77
	n		1.96
	PA_s	[°]	23.2
Disco	μ_0	[mag arcsec ⁻²]	19.37
	h	[arcsec]	8.1
	$(b/a)_d$		0.20
	PA_d	[°]	24.1

Tabella 4.10: Parametri in uscita della decomposizione fotometrica di ESO 243-49 svolta con GASP2D sull'immagine IBIX02030. Le righe riportano per lo sferoide la brillantezza superficiale al raggio efficace (μ_e), il raggio efficace (r_e), il rapporto tra il semiasse minore e quello maggiore ($(b/a)_s$), il coefficiente di curvatura (n) e l'angolo di posizione (PA_s), mentre per il disco riportano la brillantezza superficiale centrale (μ_0), il raggio di scala (h), il rapporto tra il semiasse minore e quello maggiore ($(b/a)_d$) e l'angolo di posizione (PA_d).

con ξ e η che spaziano su tutta l'immagine di $N \times M$ pixel. Dato che l'algoritmo è basato sulla minimizzazione del χ^2 è importante utilizzare dei parametri iniziali che siano il più vicini possibile ai parametri reali della galassia. Questo evita che le iterazioni si fermino in un minimo locale della distribuzione del χ^2 . La procedura di minimizzazione avviene nei seguenti passaggi (Méndez-Abreu et al. 2008):

- si definiscono i parametri iniziali relativi all'immagine (posizione del centro, livello e preliminare deviazione standard del cielo, FWHM della PSF, RON) ottenuti dall'analisi precedente;
- si derivano il profilo radiale di brillantezza superficiale, l'ellitticità e l'angolo di posizione della galassia tramite il pacchetto ELLIPSE;
- si derivano i valori iniziali dei parametri fotometrici dello sferoide e del disco operando una decomposizione fotometrica monodimensionale, che serviranno per il passo successivo;
- si applica il metodo dei minimi quadrati non lineare all'immagine della galassia, in cui viene permesso a tutti i parametri di variare a partire dai valori iniziali precedentemente stimati. Il modello converge quando χ^2 ha un minimo e la variazione di χ^2 tra un'iterazione e l'altra è inferiore a 10^{-7} ;
- il modello della distribuzione di brillantezza superficiale della galassia si ottiene utilizzando i parametri calcolati dall'interpolazione. Questo viene convoluto con la PSF e sottratto dall'immagine originale per ottenere l'immagine dei residui (Fig. 4.14).

I parametri in ingresso utilizzati per l'interpolazione di GASP2D sono gli stessi utilizzati per MGE (Tab. 4.11). Il programma ha fornito in uscita i valori riportati in Tab. 4.10. Questo algoritmo è stato usato con successo per descrivere la distribuzione di luce di diversi campioni di galassie vicine (Méndez-Abreu et al. 2008, Méndez-Abreu et al. 2017;

Costantin et al. 2017). La decomposizione parametrica effettuata da GASP2D (Fig. 4.14) però non risulta adatta a descrivere la galassia ESO 243-49, perchè non riesce a riprodurre correttamente la brillantezza superficiale della galassia a causa della sua forte inclinazione (Méndez-Abreu et al. 2017). Si nota infatti che la sottrazione del modello di distribuzione di brillantezza superficiale dall'immagine IBIX02030 (Fig. 4.14) provoca la comparsa di residui strutturati. In particolare nelle regioni centrali, nei pressi della banda di polvere, il modello sottrae troppa luce da un lato e troppo poca dall'altro.

4.3.2 Modello fotometrico multigaussiano (MGE)

Il secondo metodo tentato per ottenere la distribuzione di brillantezza superficiale della galassia utilizza l'algoritmo di espansione multi gaussiana (MGE, dall'inglese *Multi-Gaussian Expansion*), che consiste nell'espansione in serie di funzioni gaussiane bidimensionali (Cappellari 2002). Il formalismo MGE⁴ ha il vantaggio, rispetto ad altri metodi, di una maggiore flessibilità nel riprodurre in modo realistico la brillantezza superficiale dell'oggetto considerato, ma non riesce a distinguere il contributo delle singole componenti. Sia (x', y', z') un sistema di coordinate centrato nel nucleo della galassia, con l'asse z' puntato in direzione dell'osservatore. La brillantezza superficiale proiettata si può scrivere come:

$$\Sigma(R', \theta') = \sum_{j=1}^N \frac{L_j}{2\pi\sigma_j^2 q_j'} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma_j^2} \left(x_j'^2 + \frac{y_j'^2}{q_j'^2} \right) \right] \quad (4.15)$$

con

$$x_j' = R' \sin(\theta' - \psi_j) \quad (4.16)$$

$$y_j' = R' \cos(\theta' - \psi_j) \quad (4.17)$$

dove (R', θ') sono le coordinate polari sul piano del cielo (x', y') . N è il numero di componenti Gaussiane, con luminosità L_j , rapporto assiale osservato $0 \leq q_j' \leq 1$, dispersione σ_j lungo l'asse maggiore e angolo di posizione ψ_j , misurato in senso antiorario dall'asse y' all'asse maggiore della gaussiana. Il modello MGE si ottiene sommando i contributi di tutte le N gaussiane utilizzate. Per poter confrontare il risultato ottenuto con la brillantezza superficiale osservata bisogna fare la convoluzione con la PSF strumentale, cioè la PSF dovuta all'apertura dello strumento utilizzato. Assumendo che la PSF normalizzata si possa scrivere come somma di M gaussiane circolari:

$$PSF(R') = \sum_{k=1}^M \frac{G_k}{2\pi\sigma_k^2} \exp \left(-\frac{R'^2}{2\sigma_k^2} \right) \quad (4.18)$$

dove $\sum_{k=1}^M G_k = 1$, possiamo scrivere il risultato della convoluzione come:

$$\bar{\Sigma}(R', \theta') = L \sum_{k=1}^M \frac{G_k}{2\pi\bar{\sigma}_k^2 \bar{q}_k'} \exp \left[-\frac{1}{2\bar{\sigma}_k^2} \left(x'^2 + \frac{y'^2}{\bar{q}_k'^2} \right) \right] \quad (4.19)$$

⁴Il pacchetto MGE per IDL è disponibile in <https://www-astro.physics.ox.ac.uk/~mxc/software/>. IDL è distribuito da ITT Visual Information Solution. È disponibile all'indirizzo <http://www.itervis.com>

dove

$$\bar{\sigma}_k^2 = \sigma^2 + \sigma_k^{*2} \quad (4.20)$$

$$\bar{\sigma}_k^2 \bar{q}_k'^2 = \sigma^2 q'^2 + \sigma_k^{*2}. \quad (4.21)$$

Per risolvere il problema della convergenza dell'interpolazione MGE si possono utilizzare due metodi: l'interpolazione monodimensionale (1D) e quella bidimensionale (2D). Nel metodo 1D si campiona logicamente in raggio il profilo di brillantezza superficiale. Questo viene fatto per migliorare il rapporto segnale-rumore (S/N) a grandi raggi, senza deteriorare le informazioni a piccoli raggi. Successivamente si chiede che l'interpolazione ottimizzi l'errore relativo, minimizzando

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^M \left[\frac{C_j - \Sigma(R_j)}{C_j} \right]^2 \quad (4.22)$$

dove M è il numero di punti fotometrici C_j nel profilo, R_j sono i corrispondenti assi maggiori delle isofote e $\Sigma(R)$ è la versione 1D dell'Eq. 4.15. Il metodo si può estendere per interpolare immagini 2D, chiedendo che il risultato sia uguale a quello del caso 1D quando l'algoritmo viene utilizzato su immagini 2D che hanno lo stesso profilo del caso 1D lungo l'asse maggiore, isofote perfettamente ellittiche, con rapporto assiale e angolo di posizione costanti. Per fare ciò si interpolano in parallelo il modello MGE dato dall'Eq. 4.15 in coordinate polari ad un certo numero (N_{sec}) di profili fotometrici misurati in settori spazati uniformemente in angolo, dall'asse maggiore a quello minore. I settori corrispondenti ai quattro quadranti vengono mediati prima dell'interpolazione e tutti i profili includono il *pixel* centrale. A questo punto la fotometria lungo i settori è spaziata logicamente lungo il raggio ellittico $m'^2 = x'^2 + \frac{y'^2}{q'^2}$, dove q' è il rapporto assiale delle isofote della galassia. Il metodo MGE può essere applicato anche a galassie aventi angolo di posizione variabile con il raggio (Cappellari 2002). Assumiamo che q' sia costante. Anche in questo caso σ_j deve essere spaziato logicamente e q'_j può essere assunto uguale al rapporto assiale rappresentativo della galassia, che rappresenta una buona approssimazione del modello con ellitticità variabile. Assumiamo inizialmente che l'angolo di posizione ψ_j della gaussiana G_j sia uguale al PA dell'isofota con semiasse maggiore $a = \sigma_j$. Il PA delle altre isofote può essere misurato prima dell'interpolazione con il pacchetto per la fotometria. Una volta ottenuti i parametri fotometrici con MGE bisogna convertirli dalle unità strumentali in unità fisiche. In particolare, possiamo convertire la luminosità totale (in e^-) di ogni gaussiana nella corrispondente brillantezza superficiale centrale C_0 in $e^- \text{ pixel}^{-1}$ utilizzando la seguente formula:

$$C_0 = \frac{L_j}{2\pi\sigma_j'^2 q_j'} \quad (4.23)$$

La brillantezza superficiale può essere a sua volta convertita in mag arcsec^{-2} tramite la seguente formula:

$$\mu_0 = -2.5 \log \left(\frac{C_0}{A} \right) + \text{ZP} - A_\lambda \quad (4.24)$$

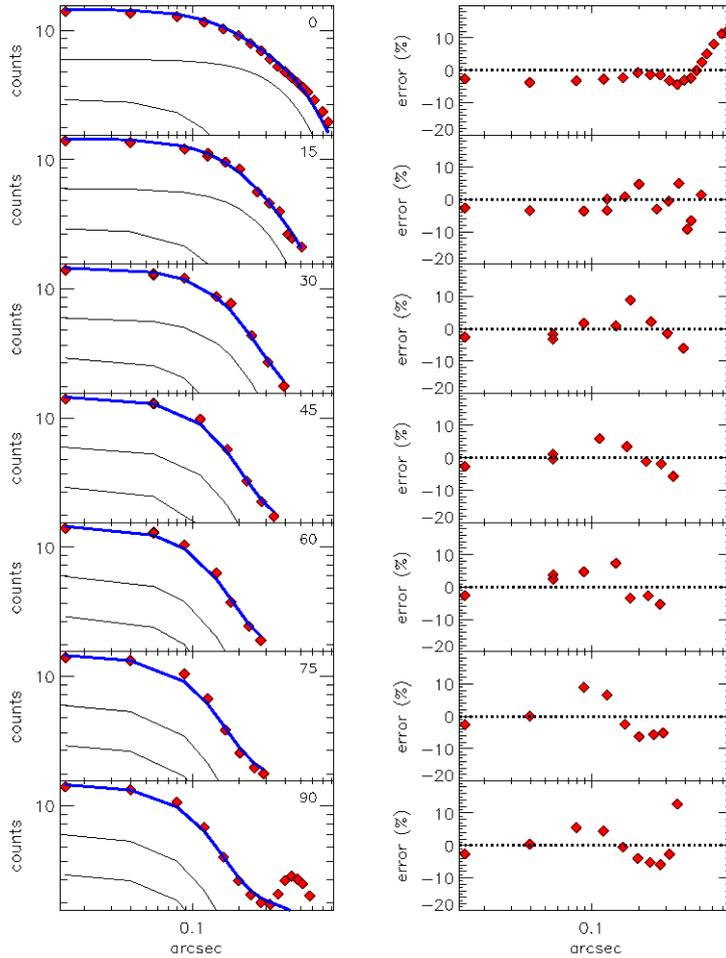


Figura 4.15: Interpolazione di MGE sull'immagine IBIX02030 svolta utilizzando $N = 2$ gaussiane. I grafici a sinistra mostrano le gaussiane interpolate (curve nere) e i profili radiali di brillantezza superficiale (curva blu) calcolati lungo settori di 5° spaziatamente in angolo tra l'asse maggiore (0°) e quello minore (90°). I grafici a destra mostrano la variazione radiale dell'errore percentuale lungo i profili.

dove A è l'area della superficie di un *pixel* in arcsec^2 , ZP è il punto zero fotometrico nel filtro considerato e A_λ è il coefficiente di estinzione (Tab. 4.2). Per ricavare il modello MGE della brillantezza superficiale bisogna fornire al programma l'immagine della galassia e quella della maschera prodotta con ELLIPSE, le medie pesate dell'angolo di posizione, dell'ellitticità e della brillantezza superficiale del cielo, lo scarto quadratico medio del cielo, le coordinate del centro della galassia, la scala dell'immagine e la FWHM. I valori utilizzati sono riportati in Tab. 4.11.

Questo algoritmo è stato usato con successo per descrivere la distribuzione di luce di diversi campioni di galassie (Cappellari 2002, Lablanche et al. 2012). Il programma tuttavia non è riuscito ad interpolare il profilo di brillantezza superficiale di ESO 243-49. In particolare l'interpolazione delle gaussiane non converge e questo si traduce in errori grandi (Fig. 4.15).

Parametro		Valore
x	[pixel]	1302
y	[pixel]	2583
$\langle PA \rangle$	[$^{\circ}$]	90
$\langle e \rangle$		0.710
I_{cielo}	[e^{-} pixel $^{-1}$]	0.0013
rms_{cielo}	[e^{-} pixel $^{-1}$]	0.0055
FWHM	[pixel]	2.03
$scala$	[arcsec pixel $^{-1}$]	0.03962

Tabella 4.11: Parametri iniziali utilizzati per l'interpolazione MGE dell'immagine IBIX02030. Le righe riportano le coordinate del centro della galassia (x e y), l'angolo di posizione ($\langle PA \rangle$), l'ellitticità (e), la brillantezza superficiale (I_{cielo}) e la deviazione standard del cielo (rms_{cielo}), la FWHM della PSF e la scala dell'immagine ($scala$).

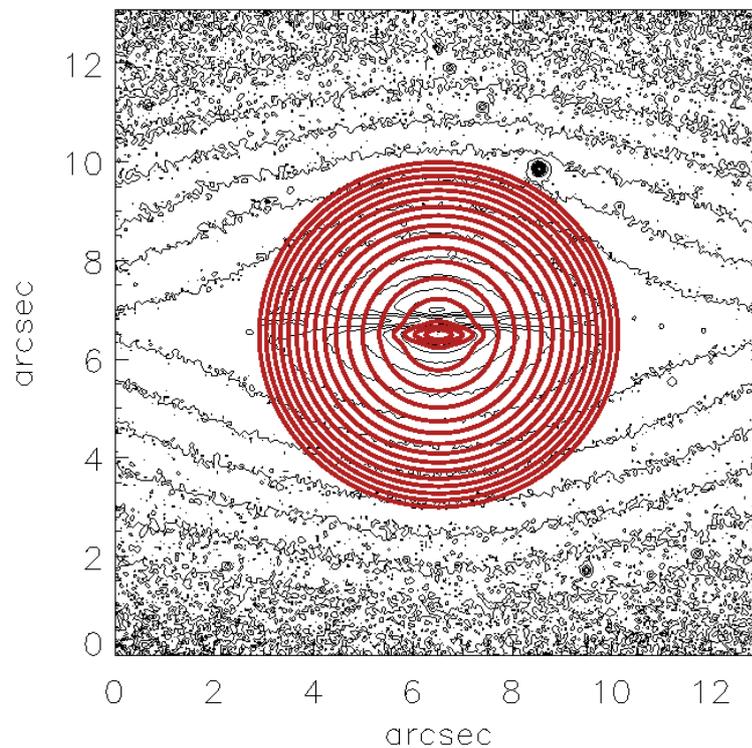


Figura 4.16: Mappa delle isofote (curve nere) della regione centrale della galassia ESO 243-49 e delle corrispondenti isofote ottenute dall'interpolazione di MGE (curve rosse) sull'immagine IBIX02030. Il campo inquadrato dall'immagine è di 13×13 arcsec 2 .

Gli errori si traducono in una mappatura errata della distribuzione di brillantezza superficiale della galassia. Infatti come si può vedere in Fig. 4.16 le isofote interpolate da MGE (curve rosse) non riescono a riprodurre la reale distribuzione di brillantezza superficiale della galassia (curve nere). Questo è dovuto al fatto che la galassia, oltre ad essere vista di taglio, presenta uno sferoide centrale con una forma "a scatola", mentre le regioni esterne presentano una forma "a disco". MGE fallisce nel momento in cui deve passare tra i due tipi di profilo pertanto è stato necessario cercare un altro metodo che fosse in grado di

descrivere questo passaggio.

4.3.3 Modello fotometrico delle isofote (ELLIPSE e ISOFIT)

Dopo aver stabilito che GASP2D e MGE non riescono ad interpolare correttamente la brillantezza superficiale della galassia ESO 243-49 si è passati alla costruzione del modello fotometrico delle isofote. Infatti nel caso in cui le isofote non abbiano la forma di ellissi perfette, è possibile parametrizzare le deviazioni dalla forma ellittica ricorrendo all'analisi di Fourier. Per fare ciò si considera un sistema di riferimento polare, avente l'origine coincidente con il centro dell'ellisse e in cui R e θ sono rispettivamente il raggio vettore e l'anomalia eccentrica misurata in senso antiorario a partire dal semiasse maggiore. In questo caso le coordinate dei punti dell'ellisse possono essere espresse come:

$$x = a_0 \cos \theta \quad (4.25)$$

$$y = a_0(1 - \epsilon_0) \sin \theta. \quad (4.26)$$

Pertanto la brillantezza superficiale può essere espressa tramite un'espansione in serie di Fourier come:

$$\mu(\theta) = \mu_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(n\theta) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos(n\theta) \quad (4.27)$$

dove μ_0 è la brillantezza superficiale media lungo l'ellisse. Il comando **ELLIPSE** di IRAF (Jedrzejewski 1987) fornisce il flusso all'interno delle isofote, la brillantezza superficiale media, il gradiente della brillantezza superficiale, i valori del centro, dell'angolo di posizione, dell'ellitticità e dei coefficienti di Fourier fino ad $n = 4$. Per assicurarsi che l'interpolazione sia andata a buon fine, **ELLIPSE** calcola per ogni coefficiente il gradiente della brillantezza superficiale lungo la direzione dell'asse maggiore, valutato in a_0 . Da questo calcola i fattori di correzione per i diversi coefficienti, che sono definiti come (Jedrzejewski 1987):

$$\Delta x_0 = -\frac{B_1}{\left(\frac{\partial I}{\partial a}\right)_{a_0}} \quad (4.28)$$

$$\Delta y_0 = -\frac{A_1(1-e)}{\left(\frac{\partial I}{\partial a}\right)_{a_0}} \quad (4.29)$$

$$\Delta e = -\frac{2B_2(1-e)}{a_0 \left(\frac{\partial I}{\partial a}\right)_{a_0}} \quad (4.30)$$

$$\Delta PA = \frac{2A_2(1-e)}{a_0 \left(\frac{\partial I}{\partial a}\right)_{a_0} [(1-e)^2 - 1]}. \quad (4.31)$$

I coefficienti A_n e B_n , dati da:

$$A_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} R(\theta) \cos(n\theta) d\theta \quad (4.32)$$

$$B_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} R(\theta) \sin(n\theta) d\theta \quad (4.33)$$

descrivono la deviazione dalla forma ellittica delle isofote (Fig. 4.17). In particolare:

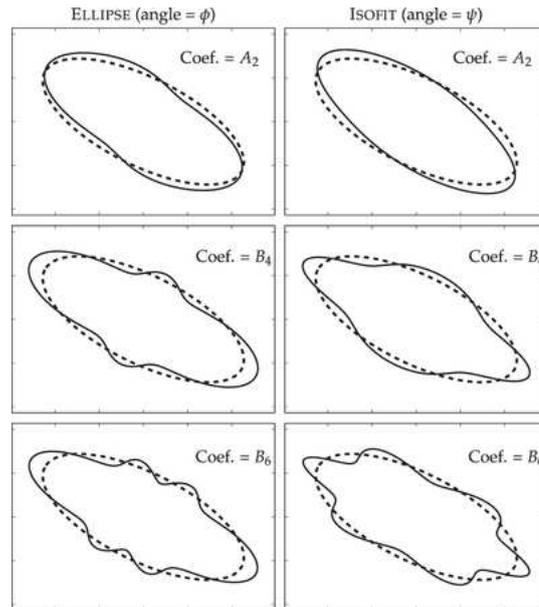


Figura 4.17: Confronto tra le deviazioni dalla forma ellittica delle isofote descritte da tre diversi coefficienti di Fourier ottenuti usando ELLIPSE (a sinistra) e ISOFIT (a destra) (Ciambur 2015).

- A_1 rappresenta la differenza tra l'ordinata del centro dell'ellisse e quella dell'isofota;
- B_1 rappresenta la differenza tra l'ascissa del centro dell'ellisse e quella dell'isofota;
- A_2 rappresenta la differenza tra l'angolo di posizione dell'ellisse e quello dell'isofota;
- B_2 rappresenta la differenza tra l'ellitticità dell'ellisse e quella dell'isofota;
- A_3 rappresenta le deviazioni simmetriche tra l'ellisse e l'isofota rispetto all'asse delle ordinate;
- B_3 rappresenta le deviazioni simmetriche tra l'ellisse e l'isofota rispetto all'asse delle ascisse;
- A_4 rappresenta deviazioni dalla forma ellittica simmetriche rispetto ad entrambi gli assi;
- B_4 rappresenta la forma allungata o schiacciata delle isofote. Valori positivi descrivono isofote con la forma più allungata lungo l'asse maggiore (isofote "a disco" o *disky*), mentre valori negativi descrivono isofote più schiacciate lungo l'asse maggiore (isofote "a scatola" o *boxy*).

ELLIPSE si basa su un metodo iterativo che campiona l'immagine, partendo da un'ellisse di riferimento (Sez. 4.2.4). Il campionamento produce la distribuzione di brillantezza superficiale in funzione dell'angolo di posizione, che viene analizzata utilizzando il metodo dei minimi quadrati. Per valutare le deviazioni dalla forma ellittica delle isofote l'algoritmo calcola per i vari coefficienti il gradiente della brillantezza superficiale lungo il semiasse maggiore, prende il coefficiente più grande, lo aggiorna secondo il fattore di correzione e

campiona nuovamente l'immagine. Questo processo continua finché non viene raggiunta una delle seguenti condizioni:

- l'ampiezza dell'armonica più grande è minore del valore di soglia stabilito in partenza;
- viene raggiunto il numero massimo di iterazioni stabilito in partenza;
- più di una data frazione dei punti campionati non contiene dati validi, ad esempio perché si trovano fuori dall'immagine o fanno parte di sorgenti mascherate.

ELLIPSE permette all'utente di mascherare le sorgenti esterne, come stelle o altre galassie eventualmente presenti nell'immagine. La maschera creata viene caricata prima di cominciare l'interpolazione in modo da ottenere la distribuzione di brillantezza superficiale della galassia eliminando il contributo delle altre sorgenti (Fig. 4.5). ELLIPSE produce una tabella che riporta il valore dei coefficienti a_n/a_0 e b_n/a_0 , definiti come:

$$\frac{a_n}{a_0} = \frac{A_n}{a_0 \left(\frac{\partial I}{\partial a} \right)_{a_0}} \quad (4.34)$$

$$\frac{b_n}{a_0} = \frac{B_n}{a_0 \left(\frac{\partial I}{\partial a} \right)_{a_0}} \quad (4.35)$$

dove a_0 è la lunghezza del semiasse maggiore.

Al termine del procedimento la lunghezza del semiasse maggiore viene aumentata di una quantità prestabilita e il processo viene ripetuto, usando come valori dei parametri di partenza quelli ottenuti dall'ellisse precedente. I dati ottenuti sono stati utilizzati, insieme al valore residuo del cielo precedentemente calcolato, per ottenere la brillantezza superficiale calibrata in magnitudini AB delle varie isofote (Fig. 4.18), data da:

$$\mu = -2.5 \times \log \left(\frac{I - I_{\text{cielo}}}{A^2} \right) + \text{ZP} - A_\lambda \quad (4.36)$$

dove I e I_{cielo} sono le brillanze superficiali misurate dell'isofota e del cielo rispettivamente, A è l'area del pixel espressa in arcsec^2 , ZP è il punto zero fotometrico del filtro utilizzato e A_λ è il coefficiente di estinzione galattica nel filtro considerato (Tab. 4.2). Sono state inoltre calcolate le barre d'errore per la brillantezza superficiale:

$$d\mu_{\text{sup}} = -2.5 \times \log \left(\frac{I - I_{\text{cielo}} + dI + dI_{\text{cielo}}}{A^2} \right) + \text{ZP} - A_\lambda - \mu \quad (4.37)$$

$$d\mu_{\text{inf}} = \mu - 2.5 \times \log \left(\frac{I - I_{\text{cielo}} - dI - dI_{\text{cielo}}}{A^2} \right) + \text{ZP} - A_\lambda \quad (4.38)$$

dove $d\mu_{\text{sup}}$ è la barra d'errore superiore, $d\mu_{\text{inf}}$ è la barra d'errore inferiore, dI è l'errore sul valore della brillantezza superficiale calcolato da ELLIPSE e dI_{cielo} è l'errore sulla brillantezza superficiale del cielo. Il risultato dell'interpolazione è riportato nei grafici in Fig. 4.19. Dai grafici si nota che il coefficiente B_4 è fortemente positivo, indice del fatto che le isofote hanno una forma marcatamente "a disco". Il modello della distribuzione di brillantezza superficiale della galassia si ottiene con il pacchetto BMODEL di IRAF, utilizzando in ingresso la tabella data dall'interpolazione di ELLIPSE. Da una prima analisi si nota però che il

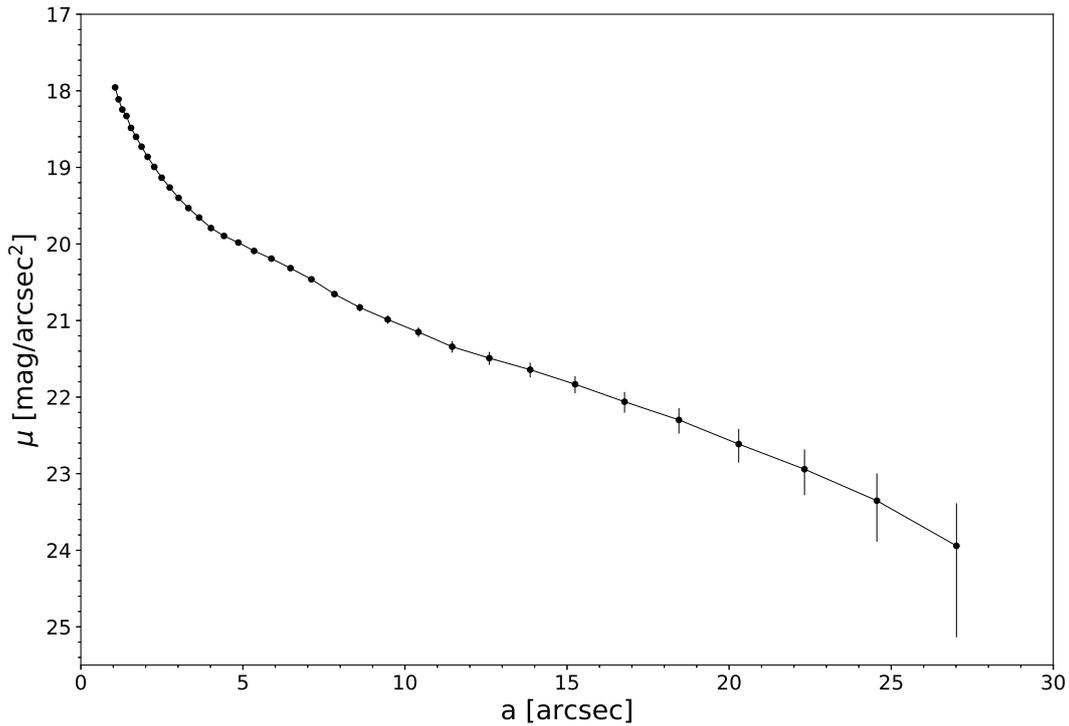


Figura 4.18: Profilo radiale di brillantezza superficiale della galassia ESO 243-49 ottenuto dall'interpolazione di ELLIPSE sull'immagine IBIX02030 utilizzando i coefficienti di Fourier fino a $n = 4$.

modello non descrive bene la galassia, infatti le isofote interpolate hanno tutte la forma di ellissi quasi perfette. Pertanto, per cercare di migliorare il modello, sono stati utilizzati i pacchetti ISOFIT e CMODEL (Ciambur 2015), che implementano ELLIPSE e BMODEL in modo da riprodurre più accuratamente la forma delle isofote. Il formalismo⁵ è stato implementato in IRAF e ha il vantaggio di fornire un modello preciso del profilo di brillantezza superficiale della galassia che può essere sottratto dall'immagine originale per individuare le sorgenti sovrapposte alla galassia, come gli ammassi globulari. ISOFIT permette di modellare galassie con una struttura complicata, che non possono essere descritte usando semplicemente isofote ellittiche, e risulta particolarmente adatto ai casi di galassie viste di taglio, come ESO 243-49. ELLIPSE infatti fallisce quando opera nel regime di grandi ellitticità e ampiezza dei coefficienti di Fourier, in quanto parametrizza in modo scorretto le isofote quasi ellittiche. ELLIPSE divide uniformemente le isofote campionandole secondo angoli polari uguali, come nel caso circolare. Però, al contrario dei cerchi in cui gli archi corrispondenti ad angoli uguali sono uguali, nelle ellissi questo non succede in quanto gli archi risultano più lunghi lungo l'asse maggiore e più corti lungo l'asse minore (Fig. 4.20). Questo si traduce in un campionamento poco accurato delle isofote che si nota soprattutto nel caso in cui la galassia è vista di taglio e porta ad avere dei residui strutturati

⁵L'algoritmo è disponibile in <https://github.com/BogdanCiambur/ISOFIT>

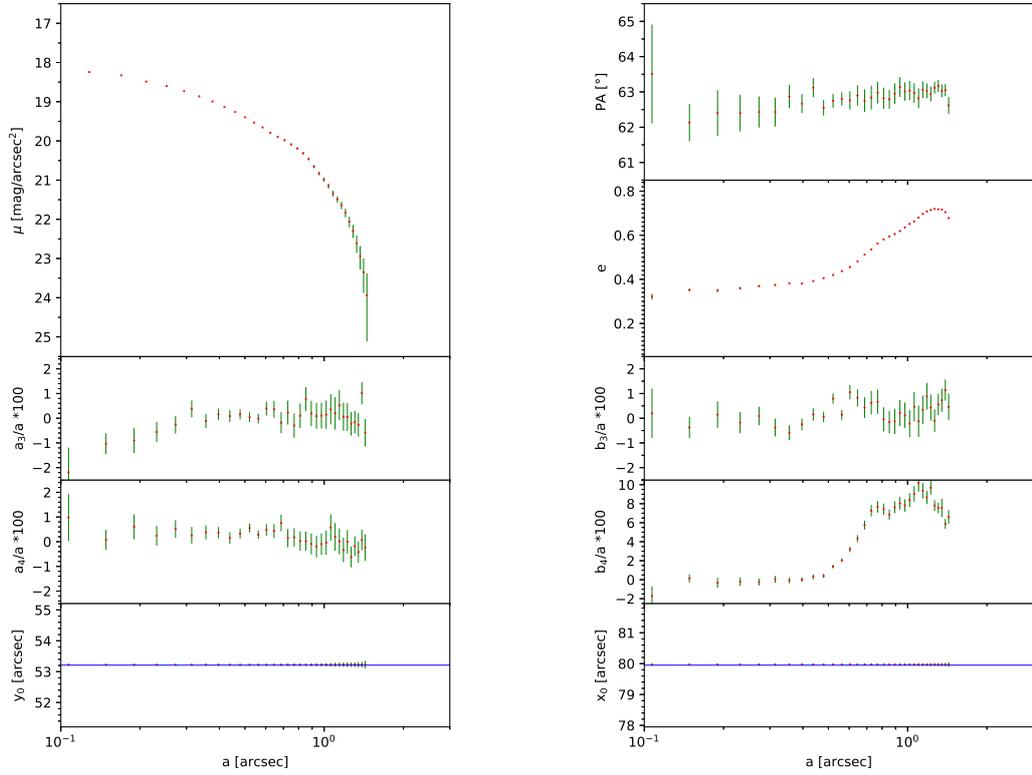


Figura 4.19: I grafici mostrano l'andamento della brillantezza superficiale (μ), dell'angolo di posizione (PA), dell'ellitticit  (ϵ), del centro (x_0, y_0), dei coefficienti di Fourier a_3 , a_4 , b_3 e b_4 in funzione del logaritmo del semiasse maggiore (a) ottenuti dall'interpolazione di ELLIPSE sull'immagine IBIX02030.

(Ciambur 2015). In ISOFIT i coefficienti che quantificano la deviazione delle isofote dalla forma ellittica sono espressi in funzione dell'anomalia eccentrica, ψ , che generalmente viene utilizzata per ottenere l'equazione parametrica delle ellissi. L'anomalia eccentrica di un punto su un'ellisse   legata alla sua coordinata azimutale, ϕ , attraverso l'ellitticit , secondo la relazione:

$$\psi = -\arctan\left(\frac{\tan(\phi)}{1-e}\right). \quad (4.39)$$

Passando da ϕ a ψ le isofote vengono campionate uniformemente lungo tutto l'intervallo di coordinate azimutali (Fig. 4.20). L'espansione di Fourier pu  essere espressa come (Ciambur 2015):

$$I(\psi) = \langle I_{\text{ell}} \rangle + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin(n\psi) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos(n\psi) \quad (4.40)$$

dove $\langle I_{\text{ell}} \rangle$   la brillantezza superficiale media che avrebbe l'isofota se fosse perfettamente ellittica. Come si pu  vedere in Fig. 4.21, aumentando l'ellitticit , il coseno del coefficiente di Fourier $n = 4$ agisce pi  nettamente lungo l'asse maggiore ($\psi = 0, 2\pi$ e $\psi = \pi$) e pi 

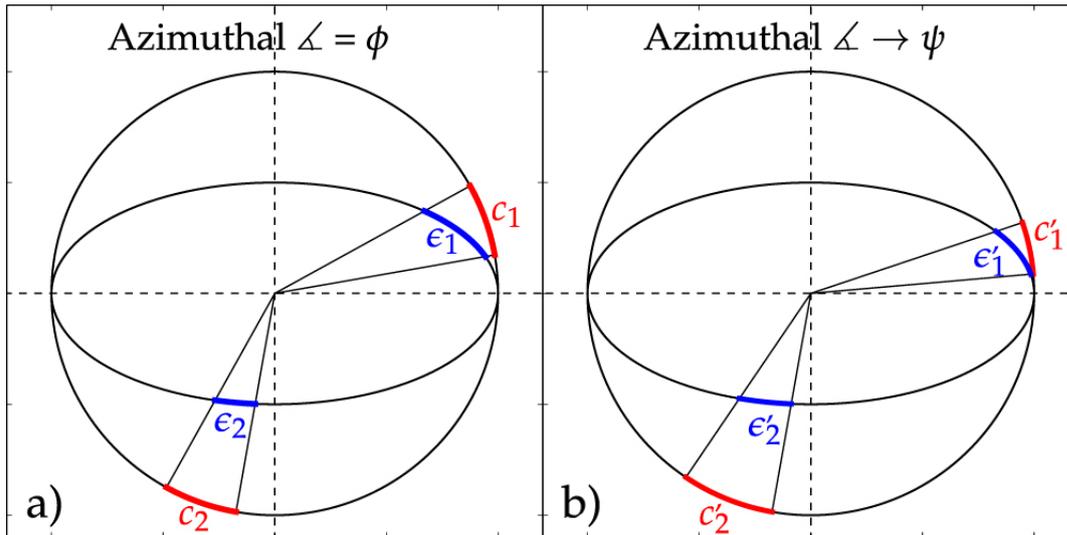


Figura 4.20: Confronto dei campionamenti delle isofote fatti da ELLIPSE e ISOFIT. La figura (Ciambur 2015) mostra come la divisione in angoli polari uguali porta ad ottenere archi uguali sulla circonferenza ma non sull'ellisse (a sinistra), mentre passando all'anomalia eccentrica si ottengono archi uguali sull'ellisse ma diversi sulla circonferenza (a destra).

dolcemente lungo l'asse minore ($\psi = \frac{\pi}{2}$ e $\psi = \frac{3\pi}{2}$). Più l'ellitticità dell'isofota è grande più netta sarà la correzione lungo l'asse maggiore. Questo risulta utile per le galassie viste di taglio in quanto hanno un disco molto luminoso ma sottile che domina lungo l'asse maggiore, mentre l'asse minore è dominato dallo sferoide centrale. I coefficienti di Fourier ottenuti con ISOFIT riproducono in modo più accurato la forma delle isofote rispetto a quelli ottenuti con ELLIPSE (Fig. 4.17). La trasformazione da ϕ a ψ rende la correzione A_2 una rotazione, mentre la correzione B_4 assume una forma "a disco", "a limone" o "a diamante". La correzione B_6 invece risulta utile per descrivere galassie viste di taglio che hanno uno sferoide a forma "di X" o a forma "di arachidi".

ISOFIT aggiunge simultaneamente tutte le correzioni ottenute con i coefficienti di Fourier con $n \geq 2$, mentre ELLIPSE le aggiungeva sequenzialmente. Questo è un vantaggio in quanto tutti i coefficienti contribuiscono insieme alla costruzione delle isofote, mentre in ELLIPSE i coefficienti presi singolarmente rappresentavano il miglior tentativo di descrivere la componente dominante della distribuzione di luce della galassia. In ELLIPSE il numero di coefficienti di Fourier era illimitato e poteva essere scelto dall'utente. ISOFIT ha la stessa flessibilità anche se il numero di coefficienti utili è limitato dal fatto che vengono interpolati simultaneamente. In pratica però i valori dei coefficienti tendono asintoticamente a zero per $n \sim 12$ e superiori. Inoltre, nella maggior parte dei casi, i coefficienti di Fourier dispari portano una correzione piccola o trascurabile alla forma delle isofote, a meno che la galassia non abbia asimmetrie importanti. Quindi limitando il calcolo dei coefficienti di Fourier solo a quelli con n pari si riescono ad interpolare fino a $n = 12$ e ad ottenere modelli accurati (Ciambur 2015).

ELLIPSE e ISOFIT utilizzano rispettivamente i pacchetti BMODEL (dall'inglese *Build Model*) e CMODEL (dall'inglese *Construct Model*) per costruire il modello delle isofote a

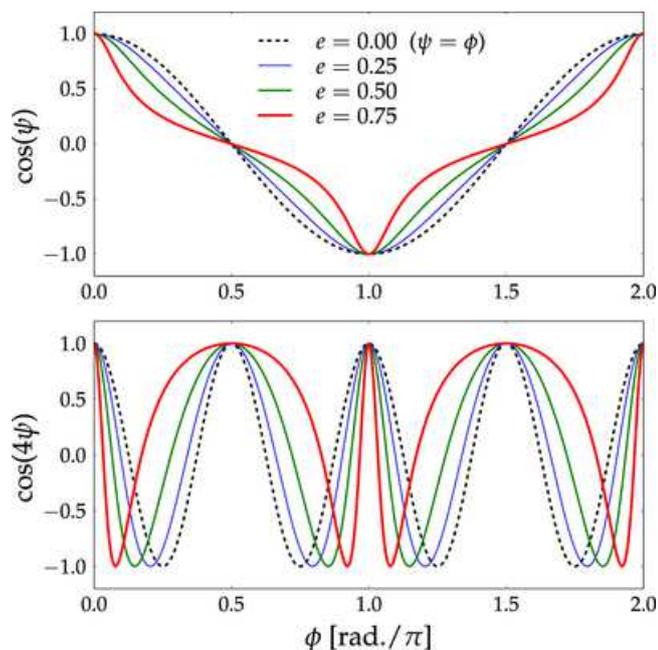


Figura 4.21: Andamento del coseno dell'anomalia eccentrica per diversi valori dell'ellitticità, in funzione dell'angolo polare (in alto) e del coseno di 4ψ (in basso) che determina il profilo "a scatola" o "a disco" delle isofote (Ciambur 2015).

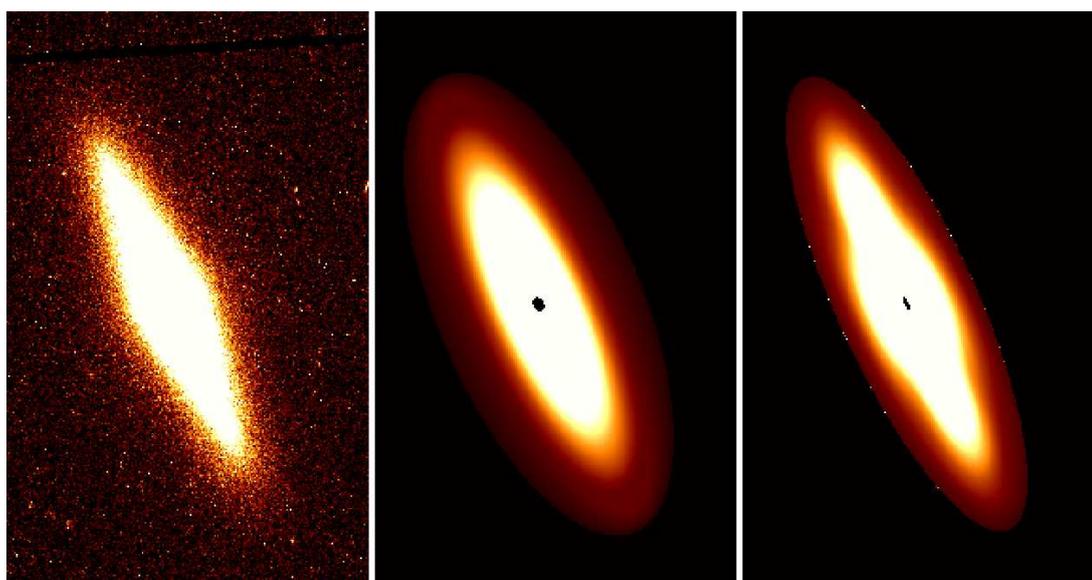


Figura 4.22: Confronto tra l'immagine IBIX02030 (a sinistra), il modello ottenuto con il BMODEL (al centro) e il modello ottenuto con il CMODEL (a destra). Si nota che nel BMODEL le isofote assumono una forma ellittica, mentre nel CMODEL riproducono più fedelmente la distribuzione di luce della galassia. Per entrambe le interpolazioni sono stati aggiunti i coefficienti di Fourier di ordine 6, 8 e 10. Le tre immagini inquadrano un campo di 48×76 arcsec².

partire dalla tabella contenente i valori delle brillanze superficiali, delle coordinate del centro, dell'ellitticità, dell'angolo di posizione e dei coefficienti A_n e B_n . Il CMODEL ha il vantaggio di utilizzare tutte le armoniche selezionate dall'utente per creare il modello della galassia. Il confronto tra i due modelli è riportato in Fig. 4.22. Nel caso di ESO 243-49 sono

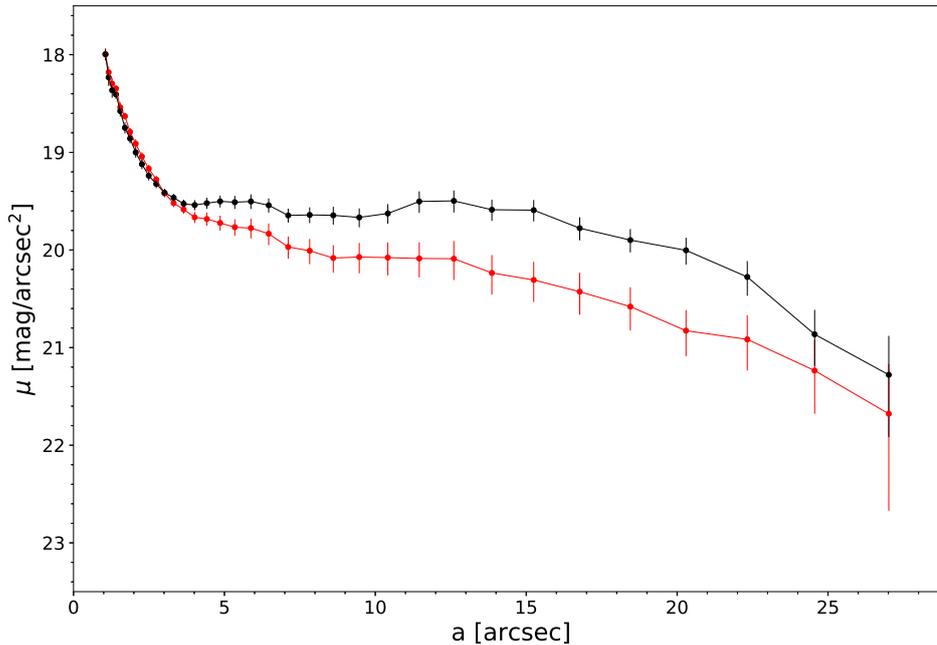


Figura 4.23: Confronto tra i profili radiali di brillantezza superficiale lungo l'asse maggiore della galassia ottenuti con ELLIPSE (punti rossi) e ISOFIT (punti neri) sull'immagine IBIX02030. In entrambi i modelli sono stati aggiunti i coefficienti di Fourier 2, 3, 4, 6, 8 e 10. Si nota come ELLIPSE sottostimi la brillantezza superficiale rispetto ad ISOFIT a causa dell'errata interpolazione delle isofote.

stati utilizzati come valori iniziali delle coordinate del centro, dell'angolo di posizione e dell'ellitticità quelli precedentemente stimati con ELLIPSE e sono stati aggiunti i coefficienti di Fourier di ordine 6, 8 e 10. I parametri sono stati poi lasciati liberi di variare, in quanto nel caso di ESO 243-49 le componenti possono risultare un po' spostate rispetto al centro e, fissando i parametri, si possono riscontrare errori sistematici molto grandi. Il modello di ISOFIT risulta quindi migliore rispetto a quello ottenuto con ELLIPSE, in quanto tiene conto della reale forma delle isofote. Per calcolare il profilo di brillantezza superficiale invece è necessario utilizzare un centro fisso, in modo da evidenziare eventuali asimmetrie che possono risultare interessanti. In questo modo il profilo di brillantezza superficiale di ISOFIT risulta più preciso rispetto a quello ottenuto con ELLIPSE. In particolare, come si può vedere nel grafico, si nota che ELLIPSE sottostima la brillantezza superficiale della galassia con una differenza massima di $\mu = 0.82 \text{ mag arcsec}^{-2}$ rispetto a ISOFIT (Fig. 4.23).

4.3.4 Costruzione dell'immagine dei residui

Le immagini dei modelli della distribuzione di brillantezza superficiale della galassia ottenute con ISOFIT ed ELLIPSE sono state sottratte dalle immagini originali per evidenziare i residui. In Fig. 4.24 è riportato il confronto tra l'immagine IBIX02030 e le immagini dei residui ottenute sottraendo il CMODEL e il BMODEL, in cui si nota che la sottrazione

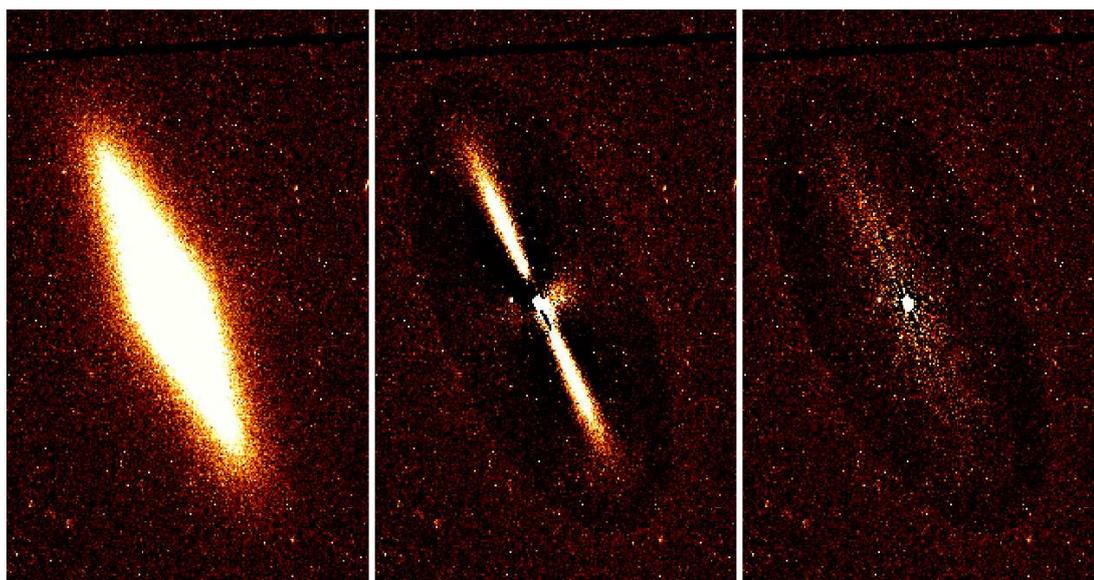


Figura 4.24: Confronto tra l'immagine IBIX02030 (a sinistra), l'immagine dei residui ottenuta sottraendo all'immagine originale il BMODEL (al centro) e quella ottenuta sottraendo il CMODEL (a destra). Si nota che sottraendo il BMODEL rimangono dei residui spuri dovuti al fatto che il modello non riproduce correttamente la distribuzione di luce della galassia. Il campo inquadrato dalle tre immagini ha dimensioni di $48 \times 76 \text{ arcsec}^2$.

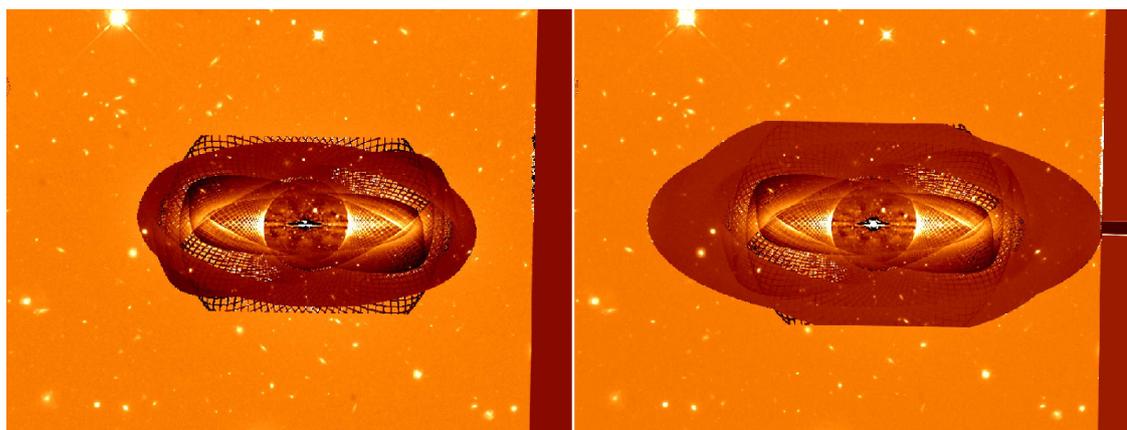


Figura 4.25: Immagini dei residui ottenuti dopo la sottrazione del CMODEL dalle immagini IDJN01010 e IDJN01020, nei filtri F105W (a sinistra) e F160W (a destra). Entrambi i casi sono degli esempi di cattiva interpolazione in quanto si nota che nelle regioni esterne il processo non è andato a buon fine. Il campo inquadrato dalle due immagini ha dimensioni di $105 \times 93 \text{ arcsec}^2$.

del BMODEL lascia dei residui luminosi spuri dovuti al fatto che non riesce a riprodurre correttamente la distribuzione di luce della galassia. Per questo motivo per il calcolo delle immagini dei residui e la successiva fotometria di apertura sono stati utilizzati solo i modelli prodotti con ISOFIT. I modelli ottenuti con il CMODEL sono stati sottratti dalle immagini originali per evidenziarne i residui, come gli ammassi globulari tra cui quello che ospita HLX-1.

Nel caso delle immagini ottenute con i filtri F105W, F160W e F300X il programma non è riuscito a calcolare dei modelli soddisfacenti. In particolare nei primi due filtri si nota che,

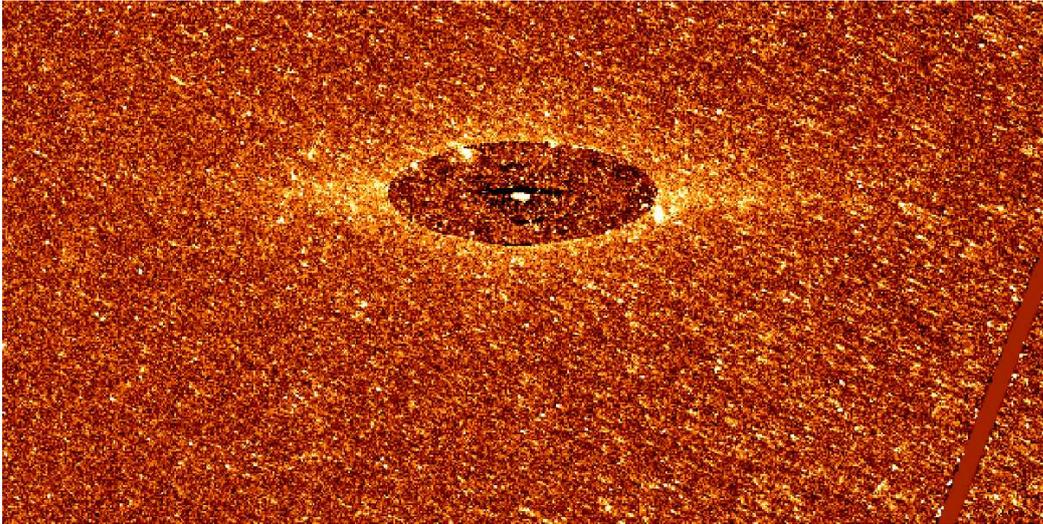


Figura 4.26: Immagine dei residui ottenuti dopo la sottrazione del **CMODEL** dall'immagine IBIX02010, nel filtro F300X. Si nota che il modello copre solo le regioni più interne della galassia, mentre non sono state interpolate le regioni più esterne. Il campo inquadrato dall'immagine ha dimensioni di 65×29 arcsec².

nonostante il programma non segnali errori, vengono interpolate bene solamente le regioni centrali della galassia (Fig. 4.25). Nel terzo filtro (Fig. 4.26), anche variando i parametri relativi al minimo e al massimo semiasse maggiore consentiti, si ottengono poche isofote utili nella regione esterna, mentre nella regione interna l'interpolazione fallisce fornendo solo isofote con `STOP CODE = 4`.

4.4 Fotometria di apertura della controparte ottica di HLX-1

Si presentano la fotometria di apertura di HLX-1 effettuata sulle immagini dei residui ottenute sottraendo i modelli dalle immagini originali (Sez. 4.4.1) e si discutono i risultati ottenuti (Sez. 4.4.2).

4.4.1 Fotometria di apertura

La fotometria di apertura della sorgente e dei candidati ammassi globulari della galassia ESO 243-49 è stata svolta utilizzando il pacchetto *Aperture Photometry* presente in `Photutils`⁶ (Bradley et al. 2019). `Photutils` è un programma in Python che permette di riprodurre alcune funzioni di IRAF, come la fotometria di apertura e quella di PSF. La tecnica della fotometria di apertura ha lo scopo di misurare il flusso della sorgente per determinarne la magnitudine. Per fare ciò si calcola la somma dei conteggi all'interno di una regione di estrazione centrata sulla sorgente, sottraendo il contributo dovuto all'immagine della galassia. Si procede nel modo seguente:

- si identifica la sorgente in base alle coordinate;

⁶Disponibile in <https://photutils.readthedocs.io/en/stable/>

- si creano delle regioni circolari concentriche attorno alla sorgente (Fig. 4.27), che chiameremo regioni 1 e 2;
- si sceglie il raggio dell'anello in cui viene stimato il contributo della galassia in modo che abbia uno spessore di 10 pixel;
- si calcolano i conteggi totali per unità di tempo all'interno delle regioni 1 e 2;
- si sottraggono i conteggi della regione 2 da quelli della regione 1 per eliminare il contributo della galassia e ottenere i conteggi dovuti esclusivamente alla sorgente.

Utilizzando i conteggi netti per unità di tempo si calcola la magnitudine della sorgente nei diversi filtri UVIS utilizzando la seguente formula:

$$m = m_i - 2.5 \times \log EE_r + ZP - A_\lambda \quad (4.41)$$

dove $m_i = -2.5 \log f$ è la magnitudine strumentale, EE_r (dall'inglese *Encircled Energy*) è la frazione del flusso della sorgente all'interno di un cerchio di raggio r calcolata in base alla PSF dell'immagine, ZP è il punto zero fotometrico che dipende dal filtro utilizzato e A_λ è il coefficiente di estinzione (Tab. 4.2). L'Eq. 4.41 fornisce la magnitudine corretta per apertura infinita, per il punto zero fotometrico e per il coefficiente di estinzione. I valori della *Encircled Energy* sono forniti solo per alcuni valori del raggio di estrazione (Deustua et al. 2017), pertanto è stato necessario calcolare tramite un'interpolazione lineare il valore corretto per il raggio di estrazione utilizzato di 8.12 pixel (7.32 pixel nel caso dei filtri F105W e F160W). I valori del coefficiente di estinzione per i filtri utilizzati sono presi da Schlafly & Finkbeiner (2011). Per calcolare il coefficiente di estinzione nel filtro F621M, che non è presente in letteratura, è stato utilizzato il seguente procedimento:

- è stato calcolato l'eccesso di colore, $E(B - V)$, nella direzione della galassia ESO 243-49 utilizzando il *Dust Calculator*⁷, che fornisce i valori aggiornati ottenuti con il metodo di Schlafly & Finkbeiner (2011). Per il calcolo è stato utilizzato il valore medio, $E(B - V) = 0.0108 \pm 0.0007$ mag;
- per calcolare l'estinzione si utilizza l'*Extinction Calculator*⁸, in cui si scelgono la legge dell'arrossamento che si vuole utilizzare (in questo caso è stata utilizzata la legge di Fitzpatrick 1999) e la lunghezza d'onda del filtro utilizzato (in questo caso 6219.7Å);
- il sito fornisce il valore $A_\lambda/E(B - V)$, per cui conoscendo $E(B - V)$ si trova $A_\lambda = 0.027$ mag.

La fotometria di apertura è stata svolta sulle immagini dei residui, ottenute dopo aver sottratto il CMODEL dalle immagini originali, ruotate in modo che l'asse maggiore fosse parallelo all'asse x . Dopo aver aperto l'immagine, con il comando `DaoStarFinder` sono

⁷Disponibile in <https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>

⁸Disponibile in

<http://www.cadc-ccda.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca/community/YorkExtinctionSolver/coefficients.cgi>

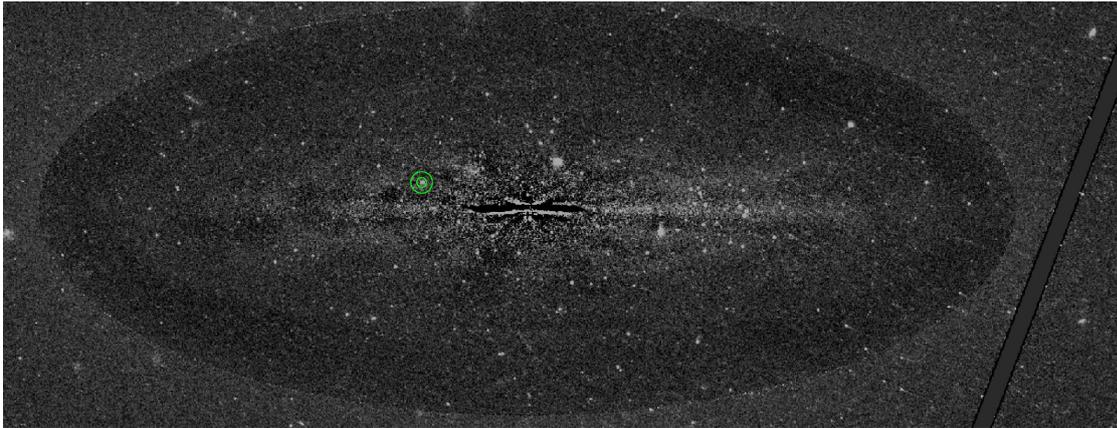


Figura 4.27: Immagine IBIX02030 della galassia ESO 243-49, in cui i cerchi verdi indicano la posizione della sorgente HLX-1. Il campo inquadrato dall'immagine ha dimensioni di 75×29 arcsec².

Parametri		Valori
FWHM	[pixel]	2.03
r_{in}	[pixel]	8.12
r_{out}	[pixel]	18.12

Tabella 4.12: Parametri utilizzati in ingresso per il pacchetto `DaoStarFinder` per tutte le immagini tranne quelle nei filtri F105W e F160W. Le righe riportano la larghezza a metà altezza della PSF (FWHM), il raggio dell'anello interno (r_{in}) e il raggio dell'anello esterno (r_{out}).

state cercate le sorgenti aventi un'intensità superiore al valore di soglia di $5 \times rms_{\text{cielo}}$ calcolato in base al valore del cielo e della sua deviazione standard e alla FWHM della PSF, ottenuti precedentemente con `IMEXAMINE` (Sez. 4.2.3). Il comando fornisce una tabella in cui si possono trovare il codice identificativo della sorgente e le sue coordinate in pixel. Una volta trovate le sorgenti, HLX-1 è stato individuato stimando preliminarmente la sua posizione nel DS9 e confrontandola con quelle presenti nella tabella. Per ottenere la fotometria di apertura è stato utilizzato il comando `aperture_photometry` che utilizza in ingresso il raggio dell'anello interno, che è stato posto uguale a 4 FWHM e quello dell'anello esterno, calcolato in modo che avesse un'ampiezza di 10 pixel. I parametri utilizzati in ingresso per la fotometria di apertura per tutte le immagini tranne quelle nei filtri F105W e F160W sono riportati in Tab. 4.12. Il programma fornisce una tabella contenente il flusso totale nell'anello interno, il flusso nell'anello esterno e la differenza tra i due. Quest'ultima è stata utilizzata per calcolare la magnitudine con l'Eq. 4.41. La tabella delle sorgenti ottenuta con `DaoStarFinder` sull'immagine IBIX02030 è stata applicata a tutte le altre immagini tranne quelle nei filtri F105W e F160W in modo da individuare le stesse sorgenti. Per calcolare la fotometria di apertura sulle immagini dei residui nei filtri F105W e F160W è stato ripetuto l'intero processo utilizzando i valori riportati in Tab. 4.13, in quanto, avendo una dimensione e una scala del pixel diversi dalle altre immagini, non si è potuto applicare la tabella trovata con `DaoStarFinder` nell'immagine di riferimento. Gli errori sulle misure delle magnitudini e dei flussi sono stati calcolati

Parametri		Valori
FWHM	[pixel]	1.83
r_{in}	[pixel]	7.32
r_{out}	[pixel]	17.32

Tabella 4.13: Parametri utilizzati in ingresso per il pacchetto `DaoStarFinder` per le immagini nei filtri F105W e F160W. Le righe riportano la larghezza a metà altezza della PSF (FWHM), il raggio dell’anello interno (r_{in}) e il raggio dell’anello esterno (r_{out}).

usando la teoria della propagazione degli errori:

$$\Delta m = 1.0857 / \sqrt{\Delta I^2 + \sigma_{\text{cielo}}^2 \times A} \quad (4.42)$$

dove ΔI è l’errore sul flusso all’interno dell’apertura, σ_{cielo} è la deviazione standard del cielo e A è l’area dell’apertura circolare.

4.4.2 Risultati

La fotometria di apertura della sorgente HLX-1, svolta sulle immagini WFC3, ottenute in fasi diverse del decadimento dagli *outburst* del 2010, 2012 e 2013 e nella fase di quiescenza del 2018, ha fornito i risultati riportati in Tab. 4.14. Si può vedere, come già notato nell’analisi svolta durante il lavoro di Tesi triennale (Federle 2016), che la sorgente presenta una notevole variabilità (~ 2 mag) nelle bande più blu dello spettro, mentre l’emissione diminuisce molto meno nelle bande rosse (Fig. 4.28). Questo conferma il fatto che l’emissione nelle bande blu è dovuta alla presenza del disco di accrescimento, mentre nelle bande rosse è prevalentemente data dall’ammasso ospite. Inoltre si nota che le magnitudini calcolate sono meno brillanti di quelle ottenute nel lavoro di Tesi triennale. Questo è dovuto al fatto che in questo lavoro è stato sottratto con maggior precisione, grazie alla costruzione dei modelli della distribuzione di brillantezza superficiale, il contributo della galassia.

La tecnica della fotometria di apertura con `Photutils` è stata inoltre applicata in modo preliminare per identificare possibili candidati ammassi globulari presenti nella galassia ESO 243-49. Per selezionare i candidati è stato nuovamente utilizzato `DaoStarFinder`, con gli stessi parametri in ingresso utilizzati per HLX-1, aggiungendo il parametro `roundlo` che è stato posto uguale a 0. `Roundlo` permette di porre dei limiti sulla forma delle sorgenti identificate dal programma. In particolare ponendo questo parametro uguale a 0 il programma fornirà in uscita solo sorgenti circolari, che sono proprio quelle cercate dato che gli ammassi globulari hanno simmetria sferica. `DaoStarFinder` è stato fatto girare inizialmente sull’immagine ruotata dei residui di IBIX02030 in modo da individuare le sorgenti su cui poi è stata svolta la fotometria di apertura. Le posizioni delle sorgenti sono state utilizzate per le misure di fotometria sulle immagini dei residui di IBIX02020, IBIX02030 e IBIX02040. Dalla tabella con le posizioni delle sorgenti, le magnitudini e gli errori sulle magnitudini, sono state tolte tutte le sorgenti per cui la fotometria non riusciva a fornire risultati in tutti e tre i filtri. In questo modo sono stati individuati 108 possibili candidati ammassi globulari (Fig. 4.29). Da un esame visivo dell’immagine si nota che alcune delle sorgenti cadono fuori dal modello della galassia. Le loro posizioni

Id. Oss.	m_{AB} [mag]	F [10^{-7} Jy]
IDJN01010	25.250 ± 0.002	2.880 ± 0.005
IDJN01020	23.670 ± 0.002	12.40 ± 0.02
IBIX02010	24.38 ± 0.43	$6.45^{+3.14}_{-2.11}$
IC1802010	25.22 ± 0.17	$2.95^{+0.49}_{-0.42}$
IC1804010	INDEF	INDEF
IDJNA2010	26.41 ± 0.23	$0.993^{+0.239}_{-0.193}$
IC1802020	25.16 ± 0.42	$3.14^{+1.49}_{-1.01}$
IC1804020	25.80 ± 0.23	$1.74^{+0.40}_{-0.33}$
IDJNA2020	25.36 ± 0.40	$2.60^{+1.15}_{-0.80}$
IBIX02020	24.28 ± 0.26	$7.04^{+1.92}_{-1.51}$
IC1802050	24.88 ± 0.21	$4.06^{+0.86}_{-0.71}$
IC1804050	25.70 ± 0.25	$1.91^{+0.49}_{-0.39}$
IDJNA2030	25.83 ± 0.23	$1.69^{+0.39}_{-0.32}$
IBIX02030	24.01 ± 0.08	$9.08^{+0.66}_{-0.62}$
IC1802060	24.63 ± 0.06	$5.10^{+0.27}_{-0.25}$
IC1804060	24.98 ± 0.05	$3.70^{+0.20}_{-0.19}$
IDJNA2040	25.31 ± 0.05	2.72 ± 0.13
IC1802070	24.30 ± 0.08	$6.92^{+0.50}_{-0.46}$
IC1804070	25.14 ± 0.08	$3.18^{+0.23}_{-0.22}$
IDJNA2050	24.73 ± 0.08	$4.64^{+0.35}_{-0.33}$
IBIX02040	24.24 ± 0.09	$7.33^{+0.64}_{-0.58}$
IC1802080	24.76 ± 0.05	$4.54^{+0.23}_{-0.22}$
IC1804080	24.52 ± 0.07	$5.63^{+0.39}_{-0.36}$
IDJNA2060	24.61 ± 0.07	$5.21^{+0.37}_{-0.34}$

Tabella 4.14: Fotometria di apertura di ESO 243-49 HLX-1 per tutte le immagini riportate in Tab. 4.2. Le diverse colonne riportano il codice identificativo dell'osservazione (Id. Oss.), la magnitudine AB calcolata con la fotometria di apertura (m_{AB}) e il flusso (F).

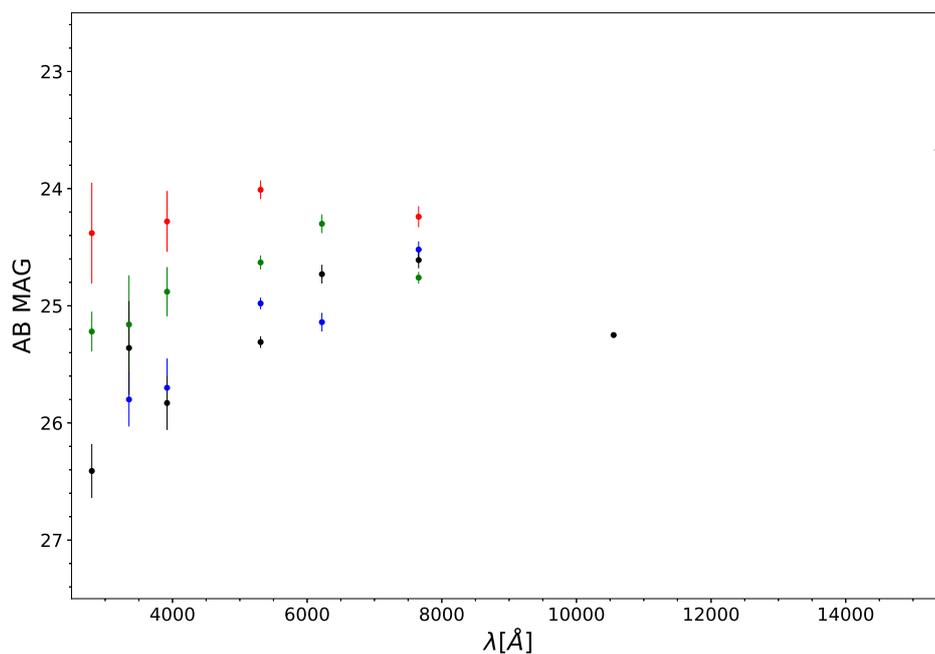


Figura 4.28: Magnitudini AB in funzione della lunghezza d'onda della controparte ottica di HLX-1 nei diversi filtri e per le diverse date di osservazione. Nel grafico si trovano le magnitudini AB del 2010 (in rosso), del 2012 (in verde), del 2013 (in blu) e del 2018 (in nero).

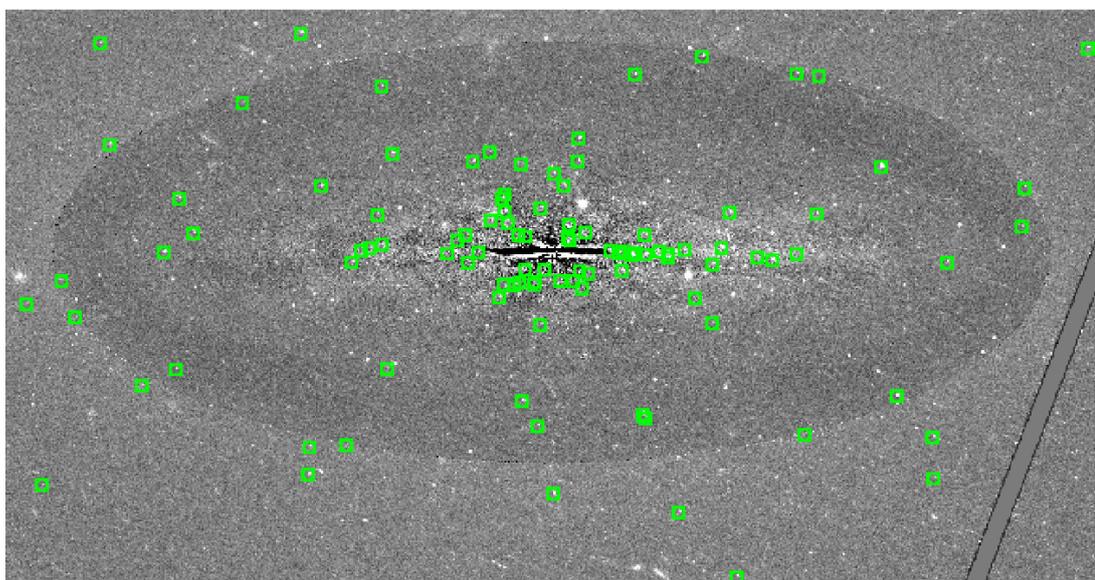


Figura 4.29: Immagine dei residui della galassia ESO 243-49, ottenuta dopo la sottrazione del modello dall'immagine IBIX02030. I cerchi verdi indicano le posizioni delle sorgenti trovate dal programma DaoStarFinder. Il campo inquadrato dall'immagine ha dimensioni di $72 \times 38 \text{ arcsec}^2$.

sono state individuate con il DS9 e sono state eliminate dall'elenco dei potenziali ammassi globulari. Sono rimaste quindi 86 sorgenti le cui posizioni, magnitudini ed errori sulle

magnitudini sono riportate in Tab. 4.15. Queste sorgenti sono state utilizzate per ottenere un diagramma colore-colore (Fig. 4.30) e un diagramma colore-magnitudine (Fig. 4.31).

Id.	x [pixel]	y [pixel]	m_{F555W} [mag]	m_{F775W} [mag]	m_{F390W} [mag]
1	974.98	275.37	26.12 ± 0.10	25.64 ± 0.11	27.01 ± 0.35
2	1154.13	288.98	25.11 ± 0.10	24.75 ± 0.11	26.43 ± 0.35
3	1149.77	294.70	24.98 ± 0.10	24.45 ± 0.11	26.36 ± 0.35
4	949.47	316.84	24.95 ± 0.10	25.39 ± 0.11	26.80 ± 0.35
5	1569.78	325.62	25.43 ± 0.10	24.70 ± 0.11	25.87 ± 0.35
6	376.34	369.74	26.69 ± 0.10	26.70 ± 0.11	26.95 ± 0.35
7	725.85	371.02	26.43 ± 0.10	26.74 ± 0.11	27.50 ± 0.36
8	979.82	443.79	26.31 ± 0.10	25.63 ± 0.11	26.39 ± 0.35
9	1264.08	446.97	27.62 ± 0.10	27.03 ± 0.11	27.75 ± 0.36
10	1236.00	488.23	28.82 ± 0.10	27.01 ± 0.11	28.21 ± 0.36
11	911.47	489.43	25.13 ± 0.10	24.72 ± 0.11	26.73 ± 0.35
12	1048.85	504.98	27.38 ± 0.10	25.86 ± 0.11	29.55 ± 0.36
13	937.00	509.75	25.61 ± 0.10	25.80 ± 0.11	27.13 ± 0.36
14	918.83	511.02	26.96 ± 0.10	25.52 ± 0.11	26.78 ± 0.35
15	969.26	511.83	26.16 ± 0.10	25.71 ± 0.11	27.42 ± 0.36
16	944.79	513.92	25.70 ± 0.10	26.08 ± 0.11	27.71 ± 0.36
17	970.81	515.55	26.30 ± 0.10	25.22 ± 0.11	28.54 ± 0.36
18	22.72	517.49	25.98 ± 0.10	29.00 ± 0.11	27.19 ± 0.36
19	186.93	516.75	27.44 ± 0.10	26.37 ± 0.11	24.38 ± 0.32
20	1034.70	517.00	26.98 ± 0.10	27.31 ± 0.11	27.22 ± 0.36
21	1013.11	517.71	26.70 ± 0.10	26.07 ± 0.11	27.67 ± 0.36
22	1059.02	528.95	25.48 ± 0.10	25.89 ± 0.11	26.60 ± 0.35
23	1045.16	533.98	26.94 ± 0.10	25.17 ± 0.11	26.59 ± 0.35
24	1115.27	534.68	25.07 ± 0.10	24.90 ± 0.11	27.42 ± 0.36
25	986.20	535.45	28.35 ± 0.10	24.32 ± 0.11	25.89 ± 0.35
26	954.32	535.63	25.19 ± 0.10	25.02 ± 0.11	32.12 ± 0.36
27	1264.99	544.59	25.79 ± 0.10	24.80 ± 0.11	26.56 ± 0.35
28	859.80	547.80	26.62 ± 0.10	27.57 ± 0.11	27.57 ± 0.36
29	1653.60	547.87	26.06 ± 0.10	25.55 ± 0.11	27.02 ± 0.35
30	667.61	548.39	26.17 ± 0.10	25.77 ± 0.11	25.30 ± 0.34
31	1363.88	551.61	24.19 ± 0.10	23.08 ± 0.11	25.52 ± 0.34
32	1191.21	556.03	26.80 ± 0.10	26.33 ± 0.11	26.17 ± 0.35
33	1339.00	556.38	28.31 ± 0.10	25.97 ± 0.11	28.13 ± 0.36
34	1131.12	561.07	24.41 ± 0.10	26.08 ± 0.11	28.15 ± 0.36
35	1153.80	561.22	25.67 ± 0.10	24.15 ± 0.11	26.42 ± 0.35
36	1191.73	562.18	25.57 ± 0.10	25.46 ± 0.11	26.13 ± 0.35
37	1109.75	563.26	25.14 ± 0.10	24.60 ± 0.11	28.27 ± 0.36

Id.	x [pixel]	y [pixel]	m_{F555W} [mag]	m_{F775W} [mag]	m_{F390W} [mag]
384	1138.03	563.07	24.97 ± 0.10	25.94 ± 0.11	26.20 ± 0.35
39	1403.97	562.44	27.46 ± 0.10	26.66 ± 0.11	25.39 ± 0.34
40	356.17	564.45	25.48 ± 0.10	24.63 ± 0.11	29.68 ± 0.36
41	825.79	562.79	26.58 ± 0.10	25.21 ± 0.11	26.13 ± 0.35
42	877.15	564.46	26.00 ± 0.10	26.15 ± 0.11	26.90 ± 0.35
43	1177.00	566.06	26.34 ± 0.10	24.93 ± 0.11	25.93 ± 0.35
44	682.91	567.13	27.08 ± 0.10	25.22 ± 0.11	28.49 ± 0.36
45	1095.92	567.31	25.37 ± 0.10	26.13 ± 0.11	28.15 ± 0.36
46	1117.50	567.00	28.34 ± 0.10	25.01 ± 0.11	27.40 ± 0.36
47	1218.97	569.10	27.80 ± 0.10	25.20 ± 0.11	29.49 ± 0.36
48	697.11	571.81	26.43 ± 0.10	26.50 ± 0.11	28.52 ± 0.36
49	1279.80	572.54	25.41 ± 0.10	24.79 ± 0.11	26.75 ± 0.35
50	717.09	577.87	26.88 ± 0.10	26.13 ± 0.11	27.01 ± 0.35
51	842.35	584.47	28.53 ± 0.10	27.13 ± 0.11	27.84 ± 0.36
52	1029.34	584.68	24.90 ± 0.10	24.17 ± 0.11	25.56 ± 0.34
53	1025.16	587.44	25.39 ± 0.10	26.59 ± 0.11	25.41 ± 0.34
54	955.30	591.48	27.26 ± 0.10	24.45 ± 0.11	25.94 ± 0.35
55	1152.74	593.07	26.00 ± 0.10	24.88 ± 0.11	28.78 ± 0.36
56	855.23	593.60	26.31 ± 0.10	26.36 ± 0.11	29.09 ± 0.36
57	943.95	593.98	25.32 ± 0.10	24.16 ± 0.11	26.32 ± 0.35
58	404.99	596.12	24.60 ± 0.10	26.40 ± 0.11	33.22 ± 0.36
59	1054.40	598.07	27.69 ± 0.10	26.53 ± 0.11	27.86 ± 0.36
60	1776.73	607.54	26.21 ± 0.10	25.52 ± 0.11	27.36 ± 0.36
61	1027.23	610.63	25.21 ± 0.10	25.25 ± 0.11	27.18 ± 0.36
62	925.92	613.62	26.53 ± 0.10	26.51 ± 0.11	29.09 ± 0.36
63	898.14	618.04	27.71 ± 0.10	28.17 ± 0.11	27.89 ± 0.36
64	709.81	626.76	27.05 ± 0.10	25.64 ± 0.11	28.57 ± 0.36
65	1437.01	628.91	26.89 ± 0.10	25.69 ± 0.11	27.21 ± 0.36
66	1293.70	631.26	25.34 ± 0.10	25.04 ± 0.11	26.59 ± 0.35
67	921.04	633.02	25.84 ± 0.10	25.60 ± 0.11	30.35 ± 0.36
68	980.10	638.01	25.94 ± 0.10	25.29 ± 0.11	26.37 ± 0.35
69	916.65	654.10	25.71 ± 0.10	25.61 ± 0.11	29.08 ± 0.36
70	381.51	654.48	25.47 ± 0.10	25.04 ± 0.11	26.52 ± 0.35
71	920.40	660.99	25.92 ± 0.10	25.92 ± 0.11	26.29 ± 0.35
72	616.12	675.48	25.59 ± 0.10	24.80 ± 0.11	27.07 ± 0.36
73	1018.81	675.61	25.07 ± 0.10	24.20 ± 0.11	26.18 ± 0.35
74	1002.19	695.54	25.58 ± 0.10	25.40 ± 0.11	27.49 ± 0.36
75	1543.97	707.38	23.04 ± 0.09	22.31 ± 0.11	24.53 ± 0.32
76	947.78	712.26	26.16 ± 0.10	25.84 ± 0.11	29.91 ± 0.36
77	868.02	716.62	26.07 ± 0.10	26.13 ± 0.11	27.03 ± 0.35

Id.	x [pixel]	y [pixel]	m_{F555W} [mag]	m_{F775W} [mag]	m_{F390W} [mag]
78	1042.13	716.56	25.75 ± 0.10	27.00 ± 0.11	28.38 ± 0.36
79	735.16	728.68	25.39 ± 0.10	25.18 ± 0.11	26.70 ± 0.35
80	895.51	731.96	26.76 ± 0.10	26.07 ± 0.11	27.51 ± 0.36
81	1043.34	754.35	25.71 ± 0.10	25.62 ± 0.11	26.22 ± 0.35
82	486.32	813.66	26.80 ± 0.10	24.78 ± 0.11	26.20 ± 0.35
83	716.78	841.32	26.89 ± 0.10	26.00 ± 0.11	26.29 ± 0.35
84	1135.96	861.11	26.21 ± 0.10	26.70 ± 0.11	26.46 ± 0.35
85	1403.79	862.27	26.23 ± 0.10	25.28 ± 0.11	27.48 ± 0.36
86	1247.86	891.00	25.29 ± 0.10	24.70 ± 0.11	27.52 ± 0.36

Tabella 4.15: Tabella dei candidati ammassi globulari trovati con DaoStarFinder. Le colonne mostrano il numero della sorgente (Id.), le coordinate (x e y), le magnitudini AB e i relativi errori nei filtri F555W (m_{F555W}), F775W (m_{F775W}) e F390W (m_{F390W}).

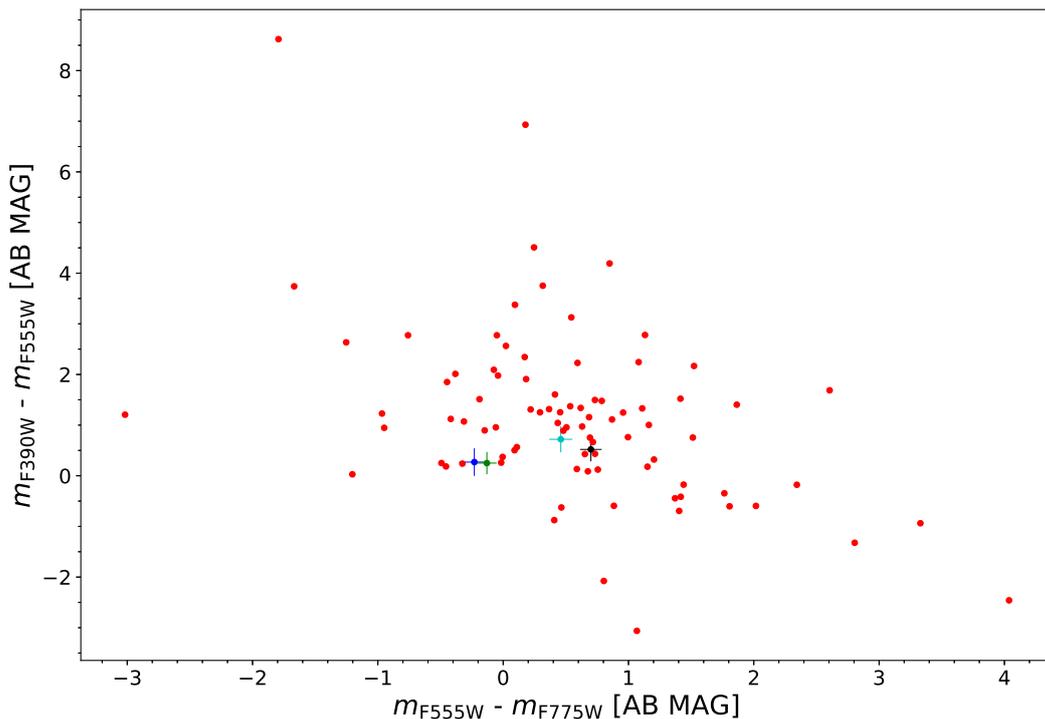


Figura 4.30: Diagramma colore-colore dei candidati ammassi globulari della galassia ESO 243-49. L'ammasso che ospita HLX-1 nelle diverse osservazioni è indicato con il punto blu (2010), il punto verde (2012), il punto azzurro (2013) e quello nero (2018). Le mediane degli errori in ascissa e ordinata per i candidati ammassi globulari (punti rossi) sono rispettivamente di 0.15 mag e 0.37 mag.

Il diagrammi sono stati ottenuti utilizzando i filtri F390W, F555W e F775W che sono simili rispettivamente alle bande UB , V e I di Johnson-Cousins. In entrambi i casi i

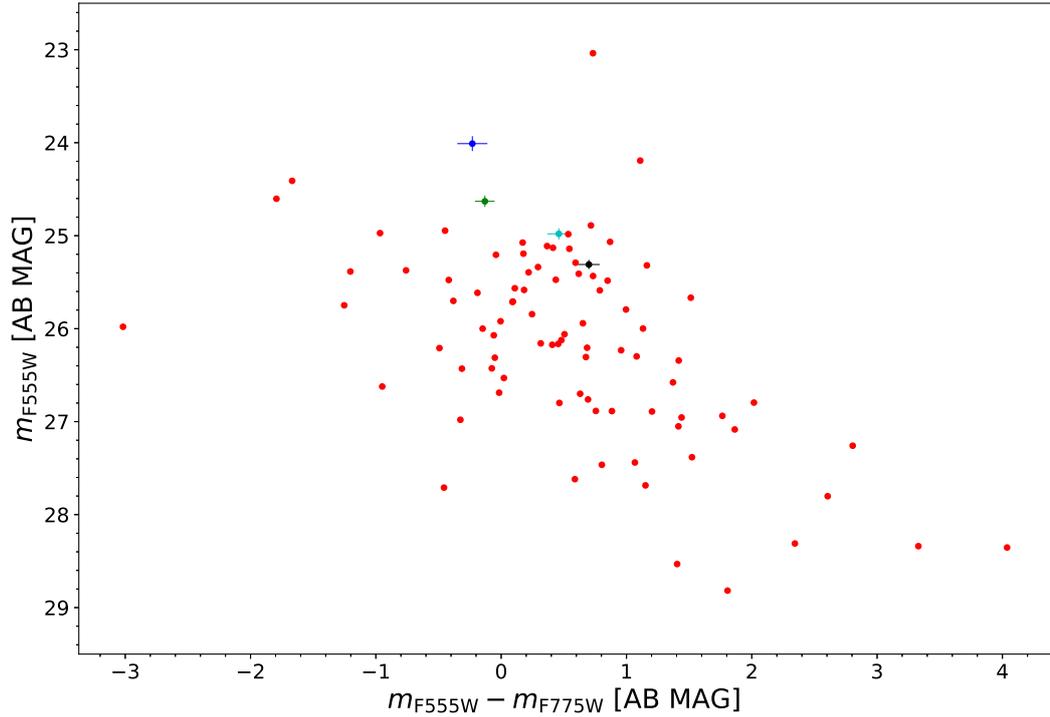


Figura 4.31: Diagramma colore-magnitudine preliminare dei candidati ammassi globulari di ESO 243-49. I punti rossi rappresentano le sorgenti trovate con `DaoStarFinder`. L'ammasso che ospita HLX-1 nelle diverse osservazioni è indicato con il punto blu (2010), il punto verde (2012), il punto azzurro (2013) e quello nero (2018). Gli errori sulle magnitudini delle sorgenti sono riportati in Tab. 4.15, mentre la mediana dell'errore sul colore è di 0.15 mag.

potenziali ammassi sono rappresentati dai punti rossi. I punti blu, verde, azzurro e nero mostrano la posizione dell'ammasso ospite di HLX-1 nelle diverse date di osservazione. Si nota che durante le osservazioni del 2010 e del 2012 la sorgente si trovava a magnitudini più brillanti e a colori più blu. Questi grafici forniscono un'idea preliminare delle proprietà dell'ammasso ospite di HLX-1 rispetto agli altri ammassi. Il prossimo passo nell'analisi di queste sorgenti sarà di determinare i limiti in colore e magnitudine per riconoscere gli ammassi globulari in base alla funzione di luminosità, ai filtri utilizzati e alla metallicità (Jordán et al. 2004). Nonostante i limiti in colore e magnitudine per i filtri utilizzati non siano ancora stati calcolati e non sia stata eseguita l'analisi della completezza del campione di ammassi globulari si nota comunque che l'ammasso ospite di HLX-1 si discosta dalle altre sorgenti analizzate solo nelle osservazioni del 2010 e del 2012. Questo è visibile in modo particolare nel diagramma colore-magnitudine dei candidati ammassi globulari. La differenza con le ultime due osservazioni è dovuta al fatto che il contributo del disco di accrescimento irradiato è molto forte nelle prime fasi di decadimento dagli *outburst*. Nel 2018, quando la sorgente si trovava in fase quiescente, il contributo del disco, pur essendoci ancora, è trascurabile rispetto alla componente dell'ammasso stellare. Si può

quindi concludere che l'ammasso che ospita HLX-1 non presenta caratteristiche peculiari rispetto agli altri ammassi della galassia.

Evoluzione fotometrica di HLX-1

In questo capitolo viene descritto il confronto tra la distribuzione di energia spettrale ottenuta dalla fotometria e il modello dell'evoluzione fotometrica di HLX-1 (Sez. 5.1). Si discutono i risultati dell'analisi nel contesto di quanto precedentemente ottenuto in letteratura (Sez. 5.2) e infine si espongono le conclusioni (Sez. 5.3).

5.1 Modello dell'evoluzione fotometrica di HLX-1

I flussi della sorgente HLX-1, calcolati attraverso la tecnica della fotometria di apertura, sono stati confrontati con il modello dell'evoluzione fotometrica multiepoca. Il modello è stato ottenuto con il programma implementato da Mucciarelli et al. (2007) e Patruno & Zampieri (2008). Il modello calcola lo spettro ottico di un sistema binario contenente un BH tenendo conto degli effetti prodotti dall'irraggiamento (Mucciarelli et al. 2007). L'emissione ottica complessiva è la somma del flusso emesso dal disco di accrescimento e di quello prodotto dalla stella compagna. Se l'accrescimento avviene tramite la cattura diretta del materiale della stella compagna che riempie completamente il suo lobo di Roche si forma un disco di accrescimento. La luminosità bolometrica della sorgente X risulta

$$L = \eta \dot{M} c^2 \quad (5.1)$$

dove η è l'efficienza di trasformazione dell'energia potenziale gravitazionale in radiazione e \dot{M} esprime il tasso di trasferimento di massa dalla stella compagna. Nel caso in cui l'accrescimento avvenga tramite il vento stellare della stella compagna si nota che, a parità di separazione tra l'oggetto compatto e la stella, un IMBH riesce a catturare più materia rispetto ad un BH, in quanto possiede un potenziale gravitazionale maggiore. Inoltre una grande frazione delle particelle catturate ha un momento angolare orbitale significativo, che può risultare sufficiente per la formazione di un disco di accrescimento (Patruno & Zampieri 2008). L'evoluzione del sistema binario contenente l'IMBH dipende dalla separazione orbitale iniziale. La stella compagna può trovarsi in tre regioni diverse, definite in base al rapporto tra i raggi all'inizio e alla fine della sequenza principale (R_i/R_f), al raggio mareale (R_m) e al raggio del lobo di Roche (R_l). I quattro raggi sono dati dalle seguenti espressioni:

$$R_i = \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{0.57} R_\odot \quad (5.2)$$

$$R_f = 1.6 \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{0.83} R_\odot \quad (5.3)$$

$$R_m = \left(\frac{M_{\text{BH}}}{M_\star} \right)^{1/3} R_\star \quad (5.4)$$

$$R_l = \frac{0.49q^{2/3}a}{0.6q^{2/3} + \ln(1+q^{1/3})} \quad (5.5)$$

dove M_\star e R_\star sono la massa e il raggio della stella compagna, M_{BH} è la massa del buco nero, $q = M_\star/M_{\text{BH}}$ è il rapporto di massa e a è la separazione orbitale. Le tre regioni in cui si può trovare la stella compagna, se consideriamo un sistema di riferimento centrato sul buco nero, sono (Patruno & Zampieri 2008):

- la prima regione tra $a \sim 0$ e $a \sim R_m$. In questo caso la stella viene distrutta dalle forze mareali del buco nero e produce un *outburst* di breve durata;
- la seconda regione è definita dall'intervallo di separazioni orbitali per cui la superficie della stella riesce a toccare il lobo di Roche ad un certo punto della fase di sequenza principale;
- la terza regione coincide con la zona in cui la separazione orbitale iniziale a è tale che $R_l > R_f$. In questo caso il trasferimento di massa può avvenire solo attraverso la cattura delle particelle per vento stellare. Queste sorgenti riescono comunque ad essere ultraluminose in X se contengono un IMBH, anche se la separazione è di qualche unità astronomica.

Il disco di accrescimento è alimentato in modo stazionario se il tasso di trasferimento di massa dalla stella compagna supera il tasso di trasferimento critico:

$$\dot{M}_{\text{cr}} = 2.4 \times 10^{-6} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10^2 M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{M_\star}{15 M_\odot} \right)^{-0.2} \left(\frac{M_{\text{BH}} + M_\star}{10^2 M_\odot} \right)^{-0.7} \left(\frac{a}{1 \text{ AU}} \right)^{2.1} M_\odot \text{ yr}^{-1}. \quad (5.6)$$

Il tasso di accrescimento critico tiene già in considerazione gli effetti di innalzamento della temperatura dovuti all'irraggiamento del disco. Nel caso di accrescimento tramite il vento stellare il disco può andare incontro ad instabilità termica (Patruno & Zampieri 2008).

Dato che la sorgente HLX-1 si trova in un ammasso stellare, per poter riprodurre in modo preciso la sua emissione ottica è stato incluso un modello di emissione per l'ammasso, oltre a quello per la stella compagna e il disco di accrescimento (Tab. 5.1). I valori del tasso di accrescimento \dot{M} sono stati calcolati dalla luminosità X

$$\dot{M} = \frac{L_X}{\eta c^2} \quad (5.7)$$

assumendo un'efficienza $\eta = 0.1$. Il raggio del disco R_d , ottenuto da Soria et al. (2017), è stato utilizzato per calcolare la separazione a del sistema binario tramite le Eq. 5.8 e 5.9. I parametri delle componenti del sistema binario sono stati fissati in base al modello di accrescimento, assumendo cattura diretta del materiale della stella compagna attraverso il lobo di Roche.

5.2 Risultati

La distribuzione di energia spettrale (SED, dall'inglese *Spectral Energy Distribution*) ricavata dal modello dell'evoluzione fotometrica della sorgente HLX-1 è stata confrontata

Data	M_{BH}	M_{\star}	L_{acc}	L_X	\dot{M}	R_{d}	a	t_{amm}	M_{amm}
[aaaa]	[M_{\odot}]	[M_{\odot}]	[10^{41} erg s^{-1}]	[10^{41} erg s^{-1}]	[10^{25} g s^{-1}]	[10^{13} cm]	[10^{16} cm]	[10^9 yr]	[10^{10} M_{\odot}]
2010	10^4	1	10	10	11.1	2.0	2.54	5	2.4
2012	10^4	1	3.0	3.0	3.33	2.0	2.54	5	2.4
2013	10^4	1	0.4	0.4	0.44	2.0	2.54	5	2.4
2018	10^4	1	0.4	0.4	0.44	2.0	2.54	5	2.4

Tabella 5.1: Parametri iniziali utilizzati per calcolare il modello di distribuzione di energia spettrale. Le colonne riportano l'anno dell'osservazione (Data), la massa del buco nero (M_{BH}), la massa della stella compagna (M_{\star}), la luminosità di accrescimento (L_{acc}), la luminosità X (L_X), il tasso di accrescimento (\dot{M}), il raggio del disco di accrescimento (R_{d}), la separazione del sistema binario (a), l'età (t_{amm}) e la massa (M_{amm}) dell'ammasso stellare. I valori di L_X derivano dalle misure della curva di luce e dello spettro in banda X (Soria et al. 2012; Soria et al. 2017).

Data	θ	Albedo
[gg – mm – aaaa]	[$^{\circ}$]	
23 – 09 – 2010	10 – 60	0.5 – 0.95
19 – 11 – 2012	10 – 30	0.9 – 0.95
05 – 07 – 2013	10 – 20	0.5 – 0.65
(29 – 30 – 31) – 10 – 2018	30	0.5

Tabella 5.2: Parametri del disco di accrescimento ottenuti dall'interpolazione della SED. Le colonne riportano la data di osservazione (Data), l'inclinazione (θ) e l'albedo del disco di accrescimento.

con i dati ottenuti dalla fotometria di apertura riportati in Tab. 4.14. Il confronto è stato fatto interpolando i dati con il modello utilizzando il metodo del χ^2 . I grafici ottenuti che riportano i risultati dell'interpolazione (Fig. 5.1, Fig. 5.2, Fig. 5.3 e Fig. 5.4) mostrano le magnitudini misurate grazie alla fotometria di apertura e le SED dei modelli con il χ^2 più piccolo. L'emissione dell'ammasso deriva dal modello del *minor merger* proposto da Mapelli et al. (2013a). All'emissione della popolazione stellare è stata sommata la componente dovuta al disco di accrescimento e alla stella compagna irradiate. Le caratteristiche dell'ammasso utilizzato per effettuare l'interpolazione sono riportate in Tab. 5.1. L'ammasso viene considerato rappresentativo per descrivere l'emissione di una popolazione stellare evoluta. I parametri dell'ammasso non sono inclusi nell'interpolazione (lo studio dettagliato delle proprietà dell'ammasso non è tra gli scopi di questa Tesi).

I parametri liberi dell'interpolazione sono l'angolo di inclinazione θ del disco rispetto al piano del cielo e l'albedo ai raggi X del disco e della stella compagna, cioè la riflettività definita come il rapporto tra la quantità di energia riflessa in tutte le direzioni e la quantità di energia ricevuta (Rosino 1979). Gli altri parametri del sistema (massa del BH e della stella compagna, tasso di accrescimento, separazione orbitale e raggio del disco) sono fissati (Tab. 5.1). L'esplorazione sistematica e completa dello spazio dei parametri non è tra gli scopi di questa Tesi e verrà effettuata in seguito.

Dai dati ottenuti (Tab. 5.2) si nota che esiste un intervallo di angoli di inclinazione del disco di accrescimento comune a tre delle quattro osservazioni e pari a $\theta = 10^{\circ} - 20^{\circ}$. L'aumento nell'angolo di inclinazione nell'osservazione del 2018 non significa che il modello non sia consistente con i dati, ma è probabilmente conseguenza del fatto che il flusso

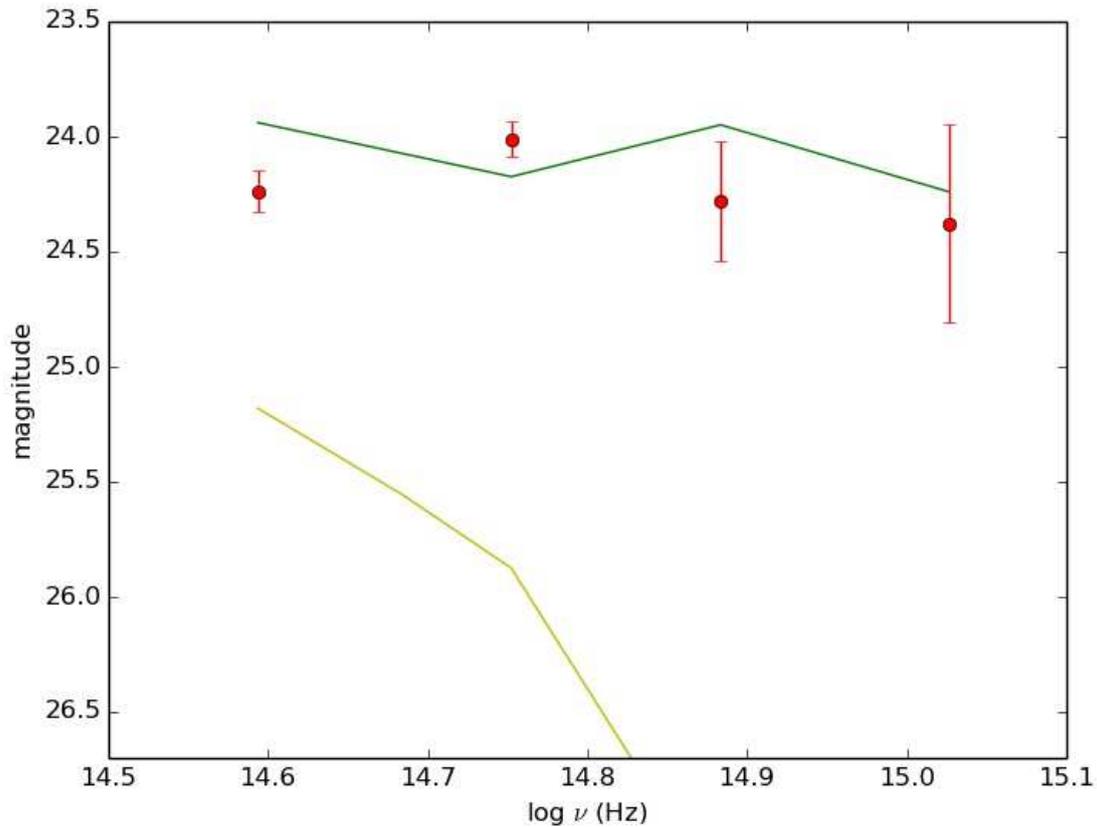


Figura 5.1: Distribuzione di energia spettrale della sorgente HLX-1 durante l’osservazione del 2010. Il grafico riporta la magnitudine in funzione del logaritmo della frequenza ($\log \nu$) dei dati ottenuti dalla fotometria (punti rossi), dell’emissione della componente stellare vecchia (curva gialla) e dell’emissione totale che include il contributo del disco di accrescimento e della stella compagna irradiati (curva verde).

della sorgente è diminuito. Si nota inoltre che l’albedo presenta valori elevati nelle prime osservazioni, che indicano una grande riflettività ai raggi X durante le fasi di *outburst*. Nelle osservazioni del 2013 e del 2018 invece la sorgente presenta una bassa riflettività indice del fatto che si trovava rispettivamente in fase di decadimento dall’*outburst* e di quiescenza, quindi le proprietà fisiche del disco di accrescimento sono diverse. Come già notato in base alla fotometria di apertura la sorgente risulta variabile. Tra il 2010 e il 2018 la variabilità risulta marcata nelle bande blu, mentre nelle bande rosse la variazione è piccola. Tra il 2013 e il 2018 la diminuzione di luminosità, pur non essendo molto grande, è stata confermata dall’interpolazione con il modello e indica che l’accrescimento sta ancora contribuendo all’emissione, che però risulta dominata dalla componente dell’ammasso. Nonostante le interpolazioni non siano statisticamente accettabili (in quanto sarebbe necessario costruire una griglia più fitta di curve e/o variare altri parametri) in generale si nota che la fotometria della sorgente è ben riprodotta da un modello composto da una popolazione stellare vecchia, data dall’ammasso che ospita HLX-1, sommata ad un disco di accrescimento irradiato (il contributo della stella compagna è piccolo). In parti-

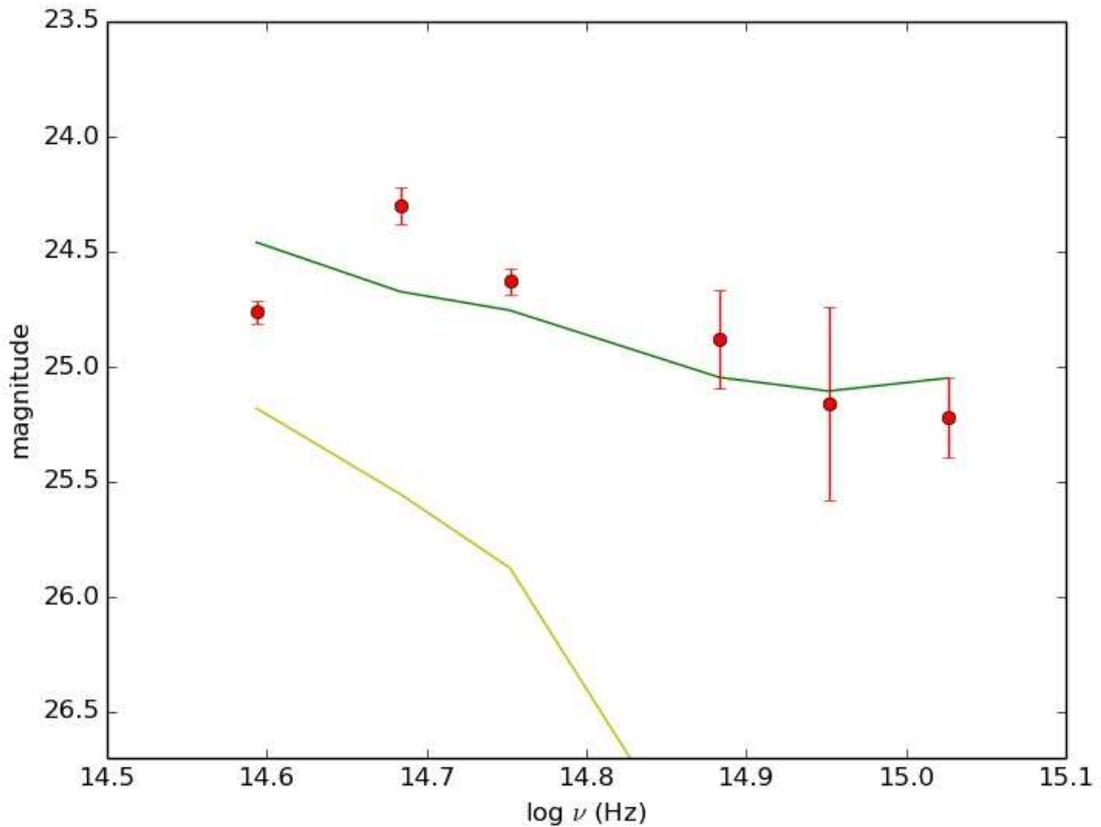


Figura 5.2: Come in Fig. 5.1 ma per l'osservazione del 2012.

colare, nel caso dell'osservazione del 2018, dato che l'angolo di inclinazione è aumentato, per ottenere un'interpolazione migliore bisognerà calcolare un nuovo modello utilizzando un tasso di accrescimento inferiore.

Dal confronto dei dati ottenuti in questo lavoro (Tab. 4.14) con quelli della fotometria di apertura della sorgente HLX-1 ricavati nel lavoro di Tesi triennale (Federle 2016) si nota che le magnitudini ottenute sono meno brillanti in tutti i filtri, tranne per alcune immagini. Questo è dovuto alla sottrazione del contributo della galassia grazie al CMODEL ottenuto con ISOFIT.

Sono stati pubblicati molti articoli che analizzano gli *outburst* della sorgente HLX-1. Uno dei problemi principali affrontati è quello riguardante l'origine della variabilità ottica di HLX-1. In particolare l'emissione ottica della sorgente è stata seguita in fasi diverse del decadimento dagli *outburst* del 2010, del 2012 e del 2013 grazie ai dati raccolti da HST e VLT. Per quanto riguarda l'*outburst* del 2010 le immagini VLT sono state riprese ~ 2 mesi dopo le immagini HST (Soria et al. 2012). In questa serie di immagini si nota che la luminosità in ogni banda è ~ 1 mag inferiore rispetto a quella ottenuta con HST, come previsto dal modello del disco di accrescimento irradiato (Soria et al. 2012). Tuttavia le magnitudini ottenute in questo caso sono affette da errori dovuti al fatto che il contributo della galassia non è stato sottratto in modo corretto. Infatti è stato utilizzato l'algoritmo GALFIT (Peng et al. 2002), che si basa sulla decomposizione fotometrica della galassia con

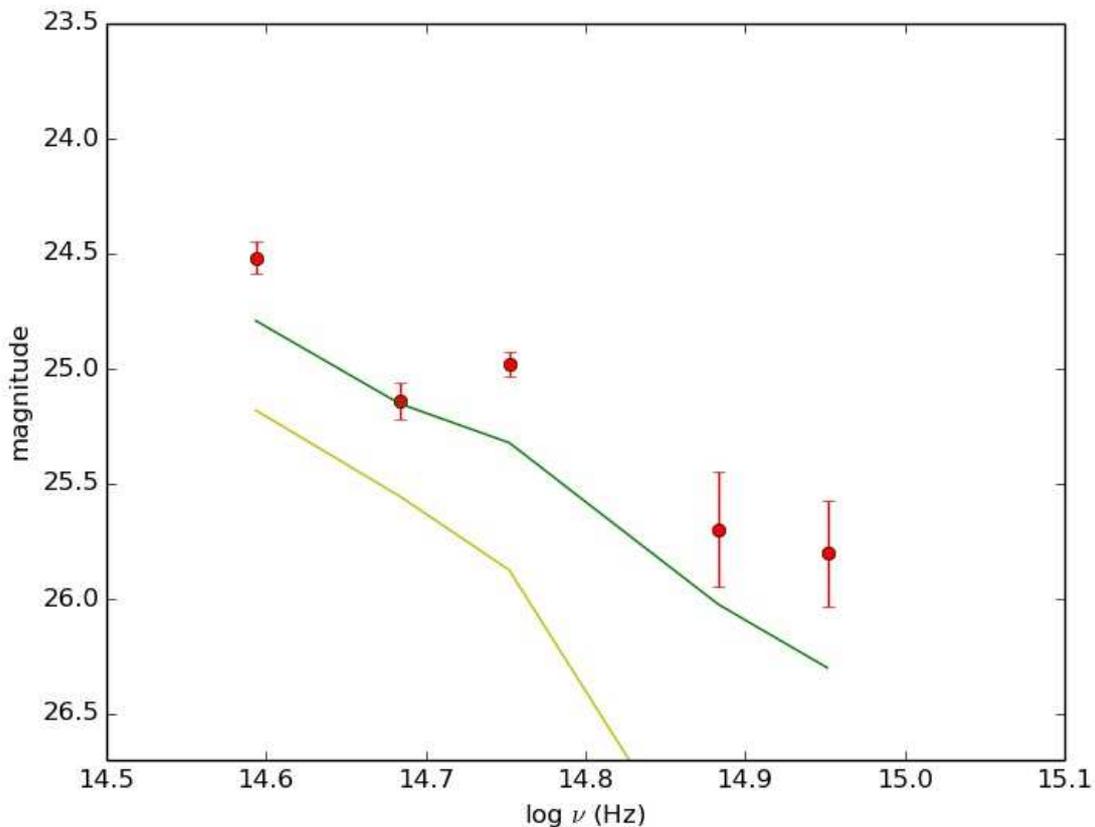


Figura 5.3: Come in Fig. 5.1 ma per l'osservazione del 2013.

la possibilità di utilizzare cinque componenti che però porta ad ottenere un modello non del tutto preciso che si traduce nella presenza di residui strutturati nell'immagine, che viene utilizzata per l'analisi fotometrica di HLX-1 (Soria et al. 2012). I dati ripresi in banda V in seguito agli *outburst* del 2010 e del 2012 sono stati confrontati con quelli riportati in Webb et al. (2014). Anche in questo caso però gli autori, nonostante abbiano tentato diversi metodi per la costruzione del modello della distribuzione di brillantezza superficiale della galassia, non sono riusciti ad ottenere dei residui soddisfacenti. Si nota che la magnitudine ottenuta in banda V in questo lavoro per l'*outburst* del 2010 è meno brillante di ~ 0.2 mag rispetto a quella ottenuta dalle immagini HST da Webb et al. (2014). Nel caso dell'osservazione del 2012 i dati ottenuti con VLT da Webb et al. (2014) sono stati ripresi in una fase successiva del decadimento dall'*outburst* rispetto alle immagini HST utilizzate in questo lavoro. Mostrano quindi una magnitudine meno brillante, come ci si aspetta, ma che è stata probabilmente sovrastimata a causa dell'imprecisione del modello della galassia.

Per spiegare l'origine della controparte ottica di HLX-1 nel corso degli anni sono state proposte diverse ipotesi:

- un ammasso stellare (Farrell et al. 2012);
- un disco di accrescimento irradiato (Soria et al. 2012);

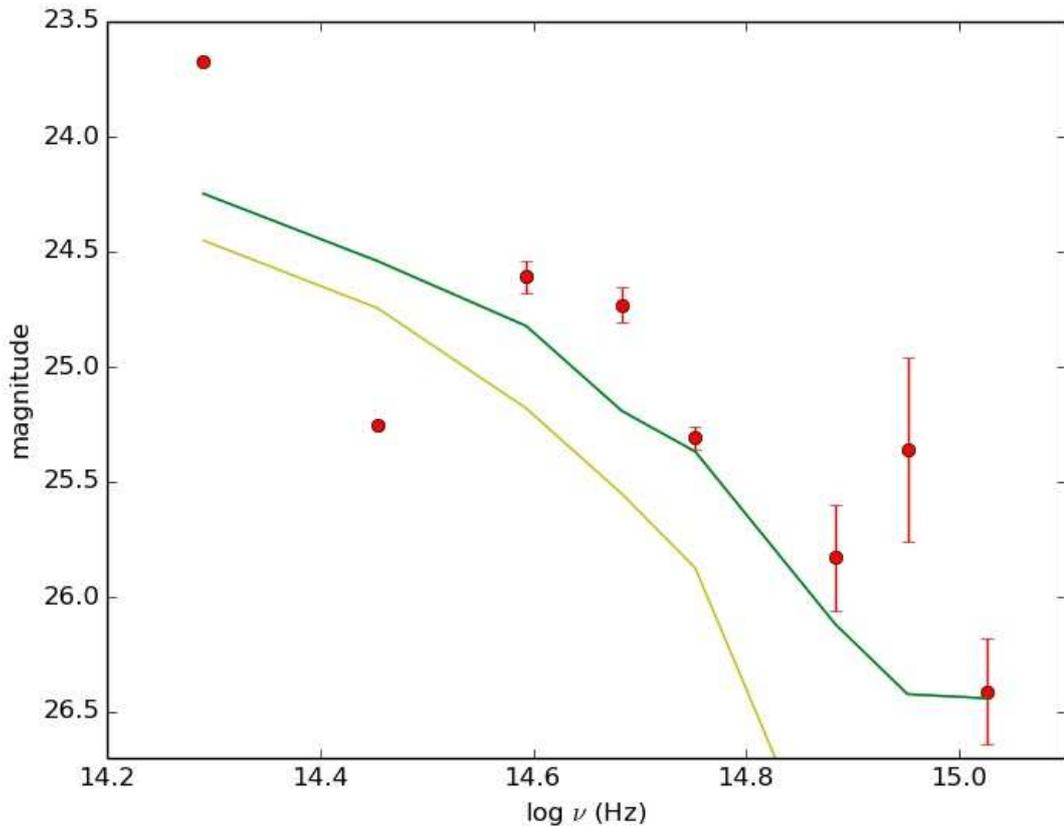


Figura 5.4: Come in Fig. 5.1 ma per l'osservazione del 2018.

- il nucleo di una galassia satellite andata incontro al fenomeno del *minor merger* con ESO 243-49 (Mapelli et al. 2013a).

L'ipotesi del *minor merger* è confermata dalla presenza della banda di polvere che attraversa le regioni centrali della galassia e dalle simulazioni del fenomeno (Mapelli et al. 2013a). Infatti nelle galassie lenticolari la polvere dovrebbe essere distribuita in modo più uniforme. Inoltre il modello che prevede la formazione di polvere tramite la perdita di massa delle stelle non è consistente con le galassie lenticolari e la cinematica risulta disaccoppiata da quella delle stelle (Mapelli et al. 2013a). Grazie alle simulazioni della fusione di una galassia lenticolare con una galassia più piccola, a disco, dotata di sferoide e ricca di gas, è possibile ricavare le magnitudini sintetiche della controparte ottica di HLX-1. I profili simulati mostrano che una popolazione stellare iniziale avente un'età di 12 Gyr non è sufficiente a spiegare l'emissione della sorgente nelle bande più blu, ma è necessario aggiungere una componente di disco di accrescimento irradiato (Mapelli et al. 2013a). Utilizzando lo stesso modello di emissione ottica qui adattato, si trovano delle magnitudini in accordo, entro le barre d'errore, con i dati osservativi (Mapelli et al. 2013a). I dati ottenuti in questa Tesi, che sono stati interpolati con il modello della SED composta dalla componente del disco di accrescimento irradiato sommato ad una popolazione stellare vecchia, portano a risultati compatibili con le simulazioni svolte da Mapelli et al. (2013a).

Dalla fotometria si possono determinare le dimensioni del disco di accrescimento, che nel modello sono fissate a

$$R_d = 2R_{\text{circ}} \quad (5.8)$$

dove R_{circ} è il raggio di circolarizzazione, definito come il raggio dell'orbita per cui il gas possiede lo stesso momento angolare che aveva quando ha attraversato il punto lagrangiano L1, dato da (Frank et al. 2002)

$$\frac{R_{\text{circ}}}{a} = (1+q)[0.500 - 0.227 \log q]^4 \quad (5.9)$$

in cui a è la separazione del sistema binario e q è il rapporto di massa. In particolare i limiti migliori sul raggio del disco di accrescimento si possono calcolare dalle osservazioni del 2010 e del 2012, in cui la sorgente si trovava nelle prime fasi di decadimento dagli *outburst*. In questi casi il contributo del disco di accrescimento risulta maggiore in quanto l'irraggiamento è alto. Il raggio del disco di accrescimento risulta di $\sim 2 \times 10^{13}$ cm (Soria et al. 2017). Il valore del disco di accrescimento che si ricava dal tempo caratteristico di crescita e decadimento della curva di luce X è molto più piccolo (inferiore a 10^{-12} cm; Soria et al. 2013). Questa discrepanza è nota in letteratura e sono stati discussi diversi scenari per risolverla, tra cui quello di un sistema in cui il tasso di accrescimento è modulato da una instabilità prodotta da un vento proveniente dalle regioni interne del disco e accelerato dalla forza radiativa (Soria et al. 2017). Le due diverse misure dei raggi corrisponderebbero quindi alla dimensione del disco interno (dove si origina l'instabilità) e di quello esterno imperturbato (che termina al raggio di circolarizzazione).

La massa e l'età della stella compagna sono di difficile determinazione in quanto l'emissione è dominata dalla componente del disco di accrescimento irradiato nel blu e dalla popolazione stellare nel rosso. Lasota et al. (2011) avevano proposto che si potesse trattare di una stella in un'orbita eccentrica attorno al buco nero soggetta a perdita di massa a causa delle forze di marea ad ogni passaggio in prossimità del buco nero. In questo caso la stella potrebbe trovarsi nella fase principale e avere una massa piccola. Gli *outburst* sarebbero il risultato della cattura del materiale della stella da parte del buco nero durante il passaggio al periastro. Il problema di questo scenario è che il sistema tenderebbe ad essere instabile e la stella sarebbe distrutta dopo pochi passaggi. Sono stati cercati quindi degli scenari diversi per spiegare le caratteristiche del sistema. Dalle luminosità osservate in banda X si deduce che la stella si deve trovare nella seconda o nella terza regione (Sez. 5.1) per poter garantire un tasso di accrescimento medio sufficiente. Potrebbe quindi trattarsi di una supergigante blu o di una stella in fase post sequenza principale (Soria et al. 2017). In questo caso il tasso di accrescimento potrebbe essere modulato dal vento del disco di accrescimento accelerato dalla radiazione X (Soria et al. 2017). Si ipotizza che la stella compagna possa avere una massa $1 M_{\odot} \leq M_{\star} \leq 10 M_{\odot}$.

5.3 Conclusioni

HLX-1 è una sorgente X iperluminosa non nucleare che raggiunge una luminosità massima, assumendo un'emissione isotropa, di 1.4×10^{42} erg s⁻¹. HLX-1, situata in un ammasso stellare posto 0.8 kpc fuori dal piano galattico e a 3.3 kpc di distanza dal nucleo della galassia ESO 243-49, è probabilmente il buco nero centrale di una galassia di piccola massa andata incontro al fenomeno di fusione con la galassia ospite (Mapelli et al. 2013a). In questa Tesi sono state analizzate le immagini HST di HLX-1, ottenute in quattro epoche diverse, con lo scopo di studiarne l'evoluzione fotometrica e compararla con quella della popolazione di ammassi globulari della galassia.

Per prima cosa è stato creato il modello della brillantezza superficiale della galassia ESO 243-49 in modo da ottenere il contributo corretto da sottrarre alla sorgente. ESO 243-49 è una galassia di tipo S0/a situata nell'ammasso Abell 2877 a circa 96 Mpc di distanza. La galassia non è semplice da modellare in quanto è vista di taglio, ha una banda di polvere che ne attraversa le regioni centrali ed è composta da uno sferoide con isofote "a scatola" mentre il resto della galassia ha isofote fortemente "a disco". Per creare il modello della distribuzione di brillantezza superficiale sono stati tentati diversi metodi:

- modello fotometrico parametrico (GASP2D). In questo caso la galassia viene decomposta nelle sue componenti (sferoide e disco) utilizzando delle ellissi concentriche. Il programma si è rivelato inadatto a descrivere la galassia a causa della sua grande inclinazione;
- modello fotometrico multigaussiano (MGE). In questo caso la brillantezza superficiale della galassia viene descritta tramite l'espansione in serie di funzioni gaussiane. Il programma si è rivelato inadatto a descrivere la galassia a causa della sua forte inclinazione e del fatto che non riesce a descrivere il passaggio dalla forma "a scatola" dello sferoide a quella "a disco" del resto della galassia;
- modello fotometrico delle isofote (ELLIPSE e ISOFIT). Il modello della distribuzione di brillantezza superficiale della galassia viene descritto tramite l'interpolazione di isofote dalla forma ellittica e tramite il calcolo delle deviazioni dalla forma ellittica delle isofote attraverso l'analisi di Fourier. Le deviazioni sono espresse tramite i coefficienti di Fourier. ELLIPSE però non è adatto a descrivere la galassia in quanto parametrizza in modo scorretto le isofote quasi ellittiche, attraverso un campionamento secondo angoli polari uguali. In questo modo gli archi corrispondenti ad angoli uguali risultano diversi e questo si traduce nella comparsa di residui spuri nell'immagine dopo la sottrazione del modello. ISOFIT implementa ELLIPSE e risolve il problema passando all'anomalia eccentrica.

In questo lavoro di Tesi è stato verificato che le immagini dei residui ottenute sottraendo all'immagine della galassia il modello prodotto da ISOFIT sono migliori rispetto a quelle ottenute con ELLIPSE, in quanto sono assenti i residui spuri. É stato inoltre confermato che il profilo radiale di brillantezza superficiale ottenuto con ELLIPSE sottostima la brillantezza superficiale rispetto ad ISOFIT (Ciambur 2015). In particolare nell'immagine IBIX02030

nel filtro F555W si è trovata una differenza massima di $\mu = 0.82 \text{ mag arcsec}^{-2}$ tra il profilo radiale di brillantezza superficiale ottenuto con ELLIPSE e quello ottenuto con ISOFIT.

Le immagini dei residui ottenute tramite la sottrazione del modello della distribuzione di brillantezza superficiale della galassia sono state utilizzate per fare la fotometria di apertura della sorgente. La fotometria di apertura della sorgente HLX-1, svolta sulle immagini HST ottenute durante le fasi di decadimento dagli *outburst* del 2010, 2012 e 2013 e durante la fase di quiescenza del 2018, conferma che l'emissione della sorgente è variabile. La variabilità è molto marcata nelle bande più blu, con una diminuzione nella magnitudine tra l'osservazione del 2010 e quella del 2018 di $\sim 2 \text{ mag}$, mentre nelle bande più rosse la variabilità è meno evidente. Questo conferma che nelle bande blu prevale il contributo del disco di accrescimento irradiato, mentre nelle bande rosse quello dell'ammasso stellare.

Il modello della SED utilizzato per interpolare i dati fotometrici deriva dal programma implementato da Mucciarelli et al. (2007) e Patruno & Zampieri (2008). Il modello considera che l'accrescimento avvenga in stato stazionario, con un disco di accrescimento standard, tramite la cattura di materiale attraverso il lobo di Roche da una stella di $1 M_{\odot}$ da parte di un IMBH di $10^4 M_{\odot}$. L'emissione ottica è dovuta ad un disco di accrescimento e ad una stella compagna irradiati e ad una popolazione stellare vecchia. Si nota che le interpolazioni, pur non essendo statisticamente accettabili in quanto richiederebbero un'interpolazione con una griglia più fitta e/o la variazione di altri parametri del modello (oltre all'angolo di inclinazione del disco di accrescimento e all'albedo X), riescono a riprodurre bene l'andamento della fotometria. Si trovano valori comuni dell'angolo di inclinazione del disco per tutte le epoche tranne il 2018, in cui l'angolo risulta più grande. Questo non significa che i dati fotometrici siano incompatibili con il modello, ma che, vista l'ulteriore diminuzione del flusso della sorgente, bisognerebbe calcolare un nuovo modello con un tasso di accrescimento inferiore (attualmente non disponibile). I modelli confermano comunque la diminuzione dell'emissione della sorgente, con un albedo che passa da valori elevati nelle prime due osservazioni in cui l'irraggiamento era alto a valori bassi nella fase di quiescenza.

I dati ottenuti tramite la fotometria e l'interpolazione dei modelli risultano compatibili con le simulazioni del *minor merger* presentate da Mapelli et al. (2013a). Sono stati inoltre confrontati con i dati presenti in letteratura e si nota che l'andamento della variabilità della sorgente è confermato. Rispetto ai valori presenti in alcuni articoli (Soria et al. 2012; Webb et al. 2014), in cui i programmi utilizzati per calcolare i modelli di distribuzione di brillantezza superficiale della galassia hanno prodotto residui spuri, i valori ottenuti sono più accurati in quanto il contributo della galassia è stato modellato in modo corretto.

È stata svolta inoltre l'analisi dei possibili candidati ammassi globulari della galassia, individuati tramite il pacchetto `DaoStarFinder` di `Photutils`. Sono state individuate 86 sorgenti all'interno della regione definita dal modello della galassia. Pur non avendo per i filtri utilizzati i limiti in colore e magnitudine necessari per distinguere gli ammassi globulari da altre sorgenti non risolte, i risultati ottenuti suggeriscono che l'ammasso ospite di HLX-1 si trova all'interno della distribuzione dei candidati ammassi nei diagrammi colore-colore e colore-magnitudine. Si nota che nell'ultima epoca, quando il contributo del disco

di accrescimento irradiato è minimo, l'ammasso che ospita la sorgente non mostra caratteristiche particolari rispetto alla distribuzione dei candidati ammassi. Uno degli scenari proposti per spiegare la sorgente HLX-1 è che si tratti del nucleo di una galassia satellite andata incontro al fenomeno del *minor merger* con ESO 243-49 (Mapelli et al. 2013b). Il caso in cui nell'osservazione del 2018, in cui la sorgente si trovava in fase di quiescenza, l'ammasso si fosse discostato dalla distribuzione di candidati ammassi globulari nei diagrammi colore-colore e colore-magnitudine sarebbe stato un forte indizio a sostegno della teoria del *minor merger*. Tuttavia il fatto che l'ammasso ospite di HLX-1 nell'osservazione del 2018 non presenti caratteristiche peculiari rispetto ai candidati ammassi non è necessariamente inconsistente con lo scenario del *minor merger*. Infatti si nota che i dati fotometrici ottenuti in questa Tesi sono compatibili con quelli ottenuti da Mapelli et al. (2013a) dalle simulazioni del fenomeno del *minor merger*. In questo caso quindi il residuo della fusione potrebbe essere un ammasso stellare dominato da una popolazione stellare vecchia contenente la sorgente HLX-1, che sarebbe il buco nero centrale della galassia satellite.

Bibliografia

- Abbott, B. P., et al. 2016, PRL, 116, 241102
- Abolmasov, P. 2011, NewA, 16, 138
- Arp, H., Gutiérrez, C. M. & López-Corredoira, M. 2004, A&A, 418, 877
- Bachetti, M., Harrison, F. A., Walton, D. J., et al. 2014, Nat, 514, 7521
- Berghea, C. T., Weaver, K. A., Colbert, E. J. M. & Roberts, T. P. 2008, ApJ, 687, 481
- Bertin, E. & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
- Bradley, L., Sipocz, B., Robitaille, T., et al. 2019, astropy/photutils: v0.7.2, Zenodo, doi: 10.5281/zenodo.3568287
- Brightman, M., Harrison, F. A., Barret, D., et al. 2016, ApJ, 829, 28
- Brightman, M., Harrison, F. A., Bachetti, M., et al. 2019, ApJ, 873, 115
- Caon, N., Capaccioli, M. & D’Onofrio, M. 1993, MNRAS, 265, 1013
- Cappellari, M. 2002, MNRAS, 333, 400
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C. & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245
- Carpano, S., Haberl, F., Maitra, C. & Vasilopoulos, G. 2018, MNRAS, 476, L45
- Ciambur, B. C. 2015, ApJ, 810, 120
- Costantin, L., Méndez-Abreu, J., Corsini, E. M., et al. 2017, A&A, 601, A84
- Cseh, D., Lang, C., Corbel, S., et al. 2011, in IAU Symposium, Vol. 275, ed. G. E. Romero, R. A. Sunyaev, & T. Belloni (Cambridge, UK: Cambridge University Press), 325
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H. G., Jr., et al. 1991, Third Reference Catalogue of Bright Galaxies (New York, NY: Springer)
- Deustua, S. E., Mack, J., Bajaj, V. & Khandrika, H. 2017, Instrument Science Report WFC3 2017-14 (Baltimore, MD: STScI)
- Dressel, L., 2019, Wide Field Camera 3 Instrument Handbook, Version 12.0 (Baltimore, MD: STScI)
- El Mellah, I., Sundqvist, J. O. & Keppens, R. 2019, A&A, 622, L3
- Fabian, A. C. & Ward, M. J. 1993, MNRAS, 263, L51
- Farrell, S. A., Webb, N. A., Barret, D., Godet, O. & Rodrigues, J. M. 2009, Nat, 460, 73
- Farrell, S. A., Servillat, M., Pforr, J., et al. 2012, ApJL, 747, L13

Federle, S. 2016, Tesi triennale, Università di Padova

Feng, H. & Kaaret, P. 2006, *ApJ*, 653, 536

Feng, H. & Soria, R., 2011, *NewAR*, 55, 166

Finke, J. D. & Razzaque, S. 2017, *MNRAS*, 472, 3683

Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, 111, 63

Frank, J., King, A. & Raine, D. J. 2002, *Accretion Power in Astrophysics* (Cambridge, UK: Cambridge University Press)

Freeman, K. C. 1970, *ApJ*, 160, 811

Fürst, F., Walton, D. J., Harrison, F. A., et al. 2016, *ApJ*, 831, L14

Gennaro, M., et al. 2018, *WFC3 Data Handbook, Version 4.0* (Baltimore, MD: STScI)

Godet, O., Lombardi, J. C., Antonini, F., et al. 2014, *ApJ*, 793, 105

Greene J. E., Strader J., Ho L. C., 2019, *ARA&A*, in stampa, arXiv:1911.09678

Huang, C. Y. 2019, *Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 49, 7

Inoue, Y., Tanaka, Y. T. & Isobe, N. 2016, *MNRAS*, 461, 4329

Israel, G. L., Belfiore, A., Stella, L., et al. 2017, *Sci*, 355, 6327

Israel, G. L., Papitto, A., Esposito, P., et al. 2017, *MNRAS*, 466, L48

Jang, I., Gliozzi, M., Satyapal, S. & Titarchuk, L. 2018, *MNRAS*, 473, 136

Jedrzejewski, R. I. 1987, *MNRAS*, 226, 747

Jordán, A., Blakelee, J. P., Peng, E. W., Mei, S., et al. 2004, *ApJ*, 154, 509

Kaaret, P. & Feng, H. 2007, *ApJ*, 669, 106

Kaaret, P., Simet, M. G. & Lang, C. C. 2006, *ApJ*, 646, 174

Kalemci, E., Dincer, T., Tomsick, J. A., et al. 2013, *ApJ*, 779, 95

King, A. R. & Dehnen, W. 2005, *MNRAS*, 357, 275

Koliopanos, F., Vasilopoulos, G., Godet, O., et al. 2017, *A&A*, 608, A47

Kong, A. K. H. & Di Stefano, R. 2005, *ApJ*, 632, L107

Lablanche, P., Cappellari, M., Emsellem, E., et al. 2012, *MNRAS*, 424, 1495

Lasota, J. P., Alexander, T., Dubus, G., et al. 2011, *ApJ*, 735, 89

Lauberts, A. 1982, *ESO/Uppsala Survey of the ESO(B) Atlas* (Garching, Germany: European Southern Observatory)

- Lin, D., Strader, J., Carrasco, E. R., et al. 2018, *NatAs*, 2, 656
- Liu, J.-F. 2008, *ApJS*, 177, 181
- Liu, J., Bregman, J. N., Bai, Y., et al. 2013, *Nat*, 503, 500
- Longair, M. J. 2008, *Galaxy Formation* (Berlin, Germany: Springer)
- Maccarone, T. J. 2003, *A&A*, 409, 697
- Madau, P. & Rees, M. J. 2001, *ApJ*, 551, L27
- Mapelli, M., Colpi, M. & Zampieri, L. 2009, *MNRAS*, 395, L71
- Mapelli, M. 2013, arXiv:1302.2238
- Mapelli, M., Annibali, F., Zampieri, L., & Soria, R. 2013a, *MNRAS*, 433, 849
- Mapelli, M., Annibali, F., Zampieri, L. & Soria, R. 2013b, *A&A*, 559, A124
- Meier, D. L. 2012, *Black Hole Astrophysics: The Engine Paradigm* (Berlin, Germany: Springer)
- Méndez-Abreu, J., Aguerri, J. A. L., Corsini, E. M. & Simonneau, E. 2008, *A&A*, 478, 353
- Méndez-Abreu, J. Ruiz-Lara, T., Sánchez-Menguiano, L., et al. 2017, *A&A*, 598, A32
- Mezcua, M., Roberts, T. P., Lobanov, A. P. & Sutton, A. D. 2015, *MNRAS*, 448, 1893
- Miller, J. M., Fabbiano, G., Miller, M. C. & Fabian, A. C. 2003, *ApJ*, 585, L37
- Miller, M. C. & Hamilton, D. P. 2002, *ApJ*, 576, 894
- Mineshige, S., Hirano, A., Kitamoto, S., et al. 1994, *ApJ*, 426, 308
- Moffat, A. F. J. 1969, *A&A*, 3, 455
- Mucciarelli, P., Casella, P., Belloni, T., et al. 2006, *MNRAS*, 365, 1123
- Mucciarelli, P., Zampieri, L., Treves, A., et al. 2007, *ApJ*, 658, 999
- Pasham, D. R. R., Strohmayer, T. E. & Mushotzsky, R. 2014, *AAS*, 14, 122.25
- Patruno, A. & Zampieri, L. 2008, *MNRAS*, 386, 543
- Peng, C. Y., Ho, L. C., Impey, C. D. & Rix, H. 2002, *ApJ*, 124, 266
- Portegies Zwart, S. F. & McMillan, S. L. W. 2002, *ApJ*, 576, 899
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery B. P. 1992, *Numerical Recipes in FORTRAN. The Art of Scientific Computing* (Cambridge, UK: Cambridge University Press)

- Prialnik, D. 2010, *An Introduction to the Theory of Stellar Structure and Evolution - Second Edition* (Cambridge, UK: Cambridge University Press)
- Qiu, Y., Liu, J., Guo, J. & Wang, J. 2015, *ApJ*, 809, L28
- Roberts, T. P., Middleton, M. J., Sutton, A. D., et al. 2016, *AN* 337, No. 4/5, 534
- Rodríguez Castillo, G. A., Israel, G. L., Belfiore, A., et al. 2019, *ApJ*, in stampa, arXiv:1906.04791
- Rosino, L. 1979, *Lezioni di Astronomia* (Padova, Italy: Edizioni Cedam)
- Sathyaprakash, R., Roberts, T. P., Walton, D. J., et al. 2019, *MNRAS*, 488, L35
- Schlafly, E. F. & Finkbeiner, D. P. 2011, *ApJ*, 737, 103
- Sérsic, J. L. 1968, *Atlas de Galaxias Australes* (Cordoba, Argentina: Observatorio Astronomico)
- Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Shaposhnikov, N. & Titarchuk, L. 2009, *ApJ*, 699, 453
- Soria, R. & Ghosh, K. K. 2009, *ApJ*, 696, 287
- Soria, R., Hakala, P. J., Hau, G. K. T., et al. 2012, *MNRAS*, 420, 3599
- Soria, R., Hau, G. K. T., & Pakull, M. W. 2013, *ApJ*, 768, L22
- Soria, R., Musaeva, A., Wu, K., et al. 2017, *MNRAS*, 469, 886
- Stobbs, A.-M., Roberts, T. P. & Wilms, J. 2006, *MNRAS*, 368, 397
- Strohmayer, T. E. & Mushotzky, R. F. 2003, *ApJ*, 660, 580
- Šubr, L., Fragione, G. & Dabringhausen, J. 2019, *MNRAS*, 484, 2974
- Swartz, D. A., Ghosh, K. K., Tennant, A. F. & Wu, K. 2004, *ApJS*, 154, 519
- Terashima, Y., & Wilson, A. S. 2003, *ApJ*, 583, 145
- Titarchuk, L. & Seifina, E. 2016, *A&A*, 585, A94
- Titarchuk, L. & Seifina, E. 2016, *A&A*, 595, A101
- Vauglin, I., Paturel, G., Borsenberger, J., et al. 1999, *A&AS*, 135, 133
- Vesperini, E., McMillan, S. L. W., D'Ercole, A. & D'Antona, F. 2010, *ApJ*, 713, L41
- Webb, N., Cseh, D., Lenc, E., et al. 2012, *Science*, 337, 554
- Webb, N. A., Godet, O., Wiersema, K., et al. 2014, *ApJ*, 780, L9
- Webb, N. A., Guérou, A., Ciambur, B., et al. 2017, *A&A*, 602, A103

- Wiersema, K., Farrell, S. A., Webb, N. A., et al. 2010, ApJ, 721, L102
- Yan, Z., Zhang, W., Soria, R., et al. 2015, ApJ, 811, 23
- Yan Z., Yu W. 2017, ATel, 10289, 1
- Yang, L., Feng, H. & Kaaret, P. 2011, ApJ, 733, 118
- Zampieri, L. & Roberts, T. P. 2009, MNRAS, 400, 677
- Zolotukhin, I., Webb, N. A., Godet, O., et al. 2016, ApJ, 817, 88

