



Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA GALILEO GALILEI
Corso di Laurea magistrale in Astronomia

**The first Galactic Ultraluminous X-ray pulsar Swift
J0243.6+6124**

Candidato:
Michele Scalco
Matricola 1185228

Relatore:
Prof. Roberto Turolla
Correlatore:
Prof. Luca Zampieri

Indice

1	Sorgenti X ultraluminose (ULX)	7
1.1	Introduzione	7
1.2	Accrescimento come sorgente di energia	8
1.2.1	Luminosità di Eddington	9
1.2.2	Limite di accrescimento di Eddington	10
1.3	Accrescimento in sistemi binari	11
1.3.1	Sistemi binari interagenti	11
1.3.2	Roche lobe overflow	11
1.3.3	Formazione del disco	14
1.4	Pulsar ultraluminose (ULP)	16
1.4.1	Accrescimento su stelle di neutroni	16
1.5	Osservazione di ULP	21
1.5.1	M82 X-2 (NuSTAR J095551+6940.8)	21
1.5.2	NGC 7793 P13	22
1.5.3	NGC 5907 ULX	23
1.5.4	NGC 300 ULX	23
1.5.5	M51 ULX-7	24
1.5.6	NGC 1313 X-2	24
1.6	Proprietà spettroscopiche delle ULP	25
1.6.1	Analisi spettrale	25
1.6.2	Discussione	28
2	Swift J0243.6+6124	31
2.1	Caratteristiche principali di Swift J0243.6+6124	31
2.2	Stima dei parametri orbitali e del campo magnetico	32
3	Il diagramma luminosità di accrescimento/campo magnetico	37
3.1	Il diagramma luminosità di accrescimento/campo magnetico	37

4	Analisi delle osservazioni IFI+Iqueye di Swift J0243.6+6124	43
4.1	Iqueye	43
4.2	Analisi dei dati	45
5	Risultati delle analisi delle osservazioni ottiche di Swift J0243.6+6124 ottenute con IFI+Iqueye	47
5.1	Risultati dell'analisi delle osservazioni	47
5.2	Stima del limite superiore alla presenza di pulsazioni	50
6	Discussione e conclusioni	55
	Appendice A	i
	Elenco delle figure	xii
	Elenco delle tabelle	xiii

Abstract

La Tesi riporta uno studio della prima pulsar ultra-luminosa Galattica, Swift J0243.6+6124, basato su dati X del gamma ray burst monitor (GBM) di Fermi e sulle osservazioni della controparte ottica della sorgente ottenuti con lo strumento *IFI+Iqueye* montato al telescopio *Galileo* di Asiago. Le osservazioni sono state effettuate durante il recente outburst del 2017-2018. I dati X sono stati analizzati utilizzando modelli standard di accrescimento per cercare di migliorare le misure di alcuni parametri orbitali e della stella di neutroni. Si stima, in particolare, che la sorgente possieda una campo magnetico $B \sim 1.3 \times 10^{13}$ G. Mentre i modelli standard di accrescimento incontrano alcune difficoltà nel giustificare la luminosità X della sorgente ($6.8 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1} \lesssim L_X \lesssim 1.6 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$), l'esistenza di un campo magnetico multipolare alla base della colonna di accrescimento sembra essere in accordo con le proprietà osservate del sistema. Nei dati ottici non è stata trovata nessuna pulsazione associabile inequivocabilmente alla sorgente ma è stato ottenuto un limite superiore alla sua esistenza ($<1\%$).

Sorgenti X ultraluminose (ULX)

1.1 Introduzione

Le sorgenti X ultraluminose o ULX (*ultraluminous X-ray sources*) sono sorgenti extragalattiche con luminosità in banda X, L_X , che supera la luminosità di Eddington, L_{Edd} , per un buco nero di circa $10 M_\odot$, i.e. $L_X \geq 10^{39}$ erg s⁻¹. Si assume che non siano associate con nuclei galattici o quasar di fondo e quindi non possano essere alimentate dall'accrescimento su di un buco nero supermassiccio.

Le prime ULX sono state scoperte con l'osservatorio Einstein [24, 16, 10], il primo strumento ad avere una sufficiente risoluzione angolare in banda X da distinguerle dai nuclei galattici attivi. Al giorno d'oggi si conoscono più di cento ULX [36, 42]. Molte di queste si trovano in galassie ad alto tasso di formazione stellare e sono associate a popolazioni stellari giovani [11, 33, 37, 31].

Si pensa che la maggior parte delle ULXs siano binarie X alimentate da un disco di accrescimento attorno ad un oggetto compatto. Perciò le ULXs offrono una preziosa possibilità di studiare i meccanismi di accrescimento vicino o oltre il limite di Eddington (si veda ad esempio Kaaret et al, 2016 [7]).

Sono stati proposti due modelli per spiegare il fenomeno delle ULX. Il primo coinvolge buchi neri con masse di 100-1000 M_\odot [7], detti IMBH (*intermediate-mass black holes*). Siccome la luminosità di Eddington dipende dalla massa, in questo caso le luminosità osservate sarebbero nell'intervallo $L \sim 0.1 - 0.01 L_{Edd}$.

Un altro scenario ipotizza che le ULX siano composte da un buco nero di massa solare ($\lesssim 20 M_\odot$) [12, 22, 32]. In questo caso le possibilità sono due: la ULX sta emettendo al di sopra del limite di Eddington o la radiazione viene emessa in maniera anisotropa, oppure una combinazione delle due.

Infine, è stata proposta una terza possibilità secondo la quale una por-

zione delle ULX contengono buchi neri con masse comprese tra $\approx 30 - 90 M_{\odot}$ formati in ambienti poco metallici e che superano di poco il limite di Eddington [47, 25, 2].

Tuttavia, recentemente si è scoperto che alcune ULX ospitano una stella di neutroni [1, 14, 17, 5, 35, 34]. Le pulsar ultraluminose o ULP (*ultra-luminous pulsar*) sono di particolare interesse perché la massa dell'oggetto compatto è ben definita ($\sim 1.4 M_{\odot}$). Questo implica che il limite di Eddington può essere superato anche di diverse centinaia di volte.

In questo capitolo vengono riassunte brevemente le caratteristiche principali delle ULX: nel paragrafo 2-3 verrà introdotto il contesto teorico che riguarda le binarie X; nel paragrafo 4-5-6 verrà trattato invece il caso più specifico delle ULP.

1.2 Accrescimento come sorgente di energia

Si pensa che l'estrazione dell'energia potenziale gravitazionale dal materiale che accresce sull'oggetto compatto sia la principale sorgente di energia nelle ULX. Si consideri l'accrescimento di una massa m su di un corpo di massa M e raggio R . Una semplice stima per ordini di grandezza dell'energia gravitazionale rilasciata in questo processo fornisce

$$\Delta E_{acc} = \frac{GMm}{R} \text{ erg}, \quad (1.1)$$

dove G è la costante gravitazionale. Ad esempio per una stella di neutroni ($M \simeq 1 M_{\odot}$, $R \simeq 10^6$ cm) si ottiene

$$\Delta E_{acc} \simeq 10^{20} \left(\frac{m}{1 \text{ g}} \right) \text{ erg}.$$

Ci si aspetta che questa energia sia rilasciata principalmente sotto forma di radiazione elettromagnetica [13]. Per confronto, consideriamo l'energia che può essere estratta dalla massa m da reazioni di fusione nucleare. La massima energia è ottenuta se il materiale è inizialmente idrogeno e il maggiore contributo viene dalla conversione (o bruciamento) dell'idrogeno in elio. Questo processo produce un'energia pari a:

$$\Delta E_{nuc} = \eta_{nuc} mc^2 \simeq 0.007 \cdot mc^2 \simeq 6 \times 10^{18} \left(\frac{m}{1 \text{ g}} \right) \text{ erg} \sim \frac{1}{20} \Delta E_{acc}. \quad (1.2)$$

Da (1.1) è chiaro che l'efficienza dell'accrescimento come meccanismo di rilascio dell'energia dipende fortemente dal rapporto M/R detto *parametro di compattezza*: maggiore è il rapporto M/R , maggiore è l'efficienza.

Sia \dot{M} il tasso di accrescimento di materia (g s^{-1}) sul corpo di massa M . Se tutta l'energia cinetica della materia che accresce viene trasformata

in radiazione sulla superficie della stella, allora da (1.1) la *luminosità di accrescimento* è

$$L_{acc} = \frac{GM\dot{M}}{R} \text{ erg s}^{-1}. \quad (1.3)$$

Per un fissato valore del parametro di compattezza, la luminosità di un sistema in accrescimento dipende da \dot{M} . Ad alte luminosità il tasso di accrescimento può essere ridotto dalla forza esercitata dalla radiazione sul materiale che accresce a causa di processi di scattering e assorbimento.

1.2.1 Luminosità di Eddington

Si assuma per semplicità un accrescimento di materia a simmetria sferica di un gas composto da idrogeno ionizzato sulla superficie di un oggetto di massa M e raggio R . La radiazione eserciterà una forza sul gas in accrescimento, in particolare sugli elettroni liberi, a causa dello scattering Thomson (la sezione d'urto di scattering per i protoni è un fattore $(m_e/m_p)^2$ più piccola, dove $m_e/m_p \simeq 5 \times 10^{-4}$ è il rapporto di massa tra elettroni e protoni). Sia S il flusso di radiazione ($\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) e $\sigma_T = 6.7 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ la sezione d'urto di Thomson; la forza esercitata dalla radiazione su ogni elettrone sarà uguale al tasso al quale essi assorbono momento, $\sigma_T S/c$. La forza elettrostatica tra protoni e elettroni (o forza di Coulomb) fa sì che gli elettroni, durante il loro moto, trascino con sé i protoni. Infatti, la radiazione spinge verso l'esterno le coppie elettrone-protoni contro la forza gravitazionale totale

$$F_{grav} = \frac{GM(m_p + m_e)}{r^2} \simeq \frac{GMm_p}{r^2}, \quad (1.4)$$

che agisce su ogni coppia alla distanza radiale r dal centro. Sia L la luminosità della sorgente in accrescimento (erg s^{-1}); in simmetria sferica si ha che $S = L/4\pi r^2$. La forza netta percepita da ogni coppia elettrone-protoni è:

$$\frac{GMm_p}{r^2} - \frac{\sigma_T}{c} \frac{L}{4\pi r^2}. \quad (1.5)$$

La luminosità limite per la quale questa espressione è uguale a zero, o *luminosità di Eddington*, è data da:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg s}^{-1}. \quad (1.6)$$

A luminosità maggiori la pressione di radiazione supererebbe l'attrazione gravitazionale e l'accrescimento sarebbe interrotto. Se tutta la luminosità della sorgente proveniva dall'accrescimento questo spegnerebbe la sorgente; se invece era prodotta da altri meccanismi, per esempio il bruciamento nucleare, gli strati più esterni di materiale inizierebbero a essere spinti verso l'esterno e la sorgente non sarebbe più in condizioni di stazionarietà. Quindi, è importante richiamare le assunzioni fatte nel derivare l'equazione (1.6):

- simmetria sferica; se l'accrescimento avviene solo su una frazione f della stella, la luminosità limite corrispondente è fL_{edd} . Per geometrie più complicate, l'equazione (1.6) fornisce solo una stima approssimativa;
- accrescimento stazionario;
- gas in accrescimento composto da solo idrogeno e ionizzato;
- scattering Thomson.

1.2.2 Limite di accrescimento di Eddington

Per oggetti alimentati da meccanismi di accrescimento il limite di Eddington impone un limite sul tasso di accrescimento \dot{M} . Innanzitutto, è utile riscrivere l'equazione (1.3) in termini dei tipici ordini di grandezza per una stella di neutroni:

$$L_{acc} \simeq 1.3 \times 10^{36} \dot{M}_{16} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{10 \text{ km}}{R} \right) \text{ erg s}^{-1}, \quad (1.7)$$

dove $\dot{M}_{16} = (\frac{\dot{M}}{10^{16} \text{ g s}^{-1}})$. Confrontando (1.7) e (1.6) è immediato vedere che \dot{M}_{16} è limitato dal valore $\sim 10^2$. Quindi, il tasso di accrescimento deve essere minore di 10^{18} g s^{-1} se le assunzioni fatte nel derivare il limite di Eddington sono valide.

Si supponga ora che un oggetto stia accrescendo materia dall'ambiente circostante ad un tasso \dot{M} . Quindi si assuma che una frazione dell'energia potenziale gravitazionale sia irradiata. Questa frazione può essere parametrizzata con l'introduzione di un termine η_{acc} , detta *efficienza*; la luminosità sarà:

$$L_{acc} = \eta_{acc} \dot{M} c^2. \quad (1.8)$$

L'equazione (1.8) mostra che η_{acc} misura quanto efficacemente l'energia di massa a riposo del materiale in accrescimento è convertita in radiazione. Solitamente si assume $\eta_{acc} \sim 0.1$, valore prossimo a quello che si ottiene dall'equazione 1.3. Uguagliando l'equazione (1.8) con la (1.6) si ha:

$$\eta_{acc} \dot{M} c^2 = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T}, \quad (1.9)$$

da cui si ottiene il limite di accrescimento di Eddington:

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p}{\eta_{acc} c \sigma_T} = \frac{L_{Edd}}{\eta_{acc} c^2} \simeq \frac{L_{Edd}}{0.1 c^2}. \quad (1.10)$$

1.3 Accrescimento in sistemi binari

L'importanza dell'accrescimento come sorgente di energia è stata ampiamente riconosciuta nei sistemi binari, in particolare nelle binarie X. In quest'area sono stati fatti i maggiori progressi nella comprensione dei meccanismi di accrescimento [13].

Lo studio dettagliato dei sistemi binari ha rivelato l'importanza del momento angolare nei meccanismi di accrescimento. In molti casi, il materiale in accrescimento non può cadere nella stella che sta accrescendo se prima non si è liberato di gran parte del suo momento angolare. Questo porta alla formazione di un disco di accrescimento, il quale risulta essere un efficiente meccanismo per trasformare l'energia potenziale gravitazionale in radiazione.

1.3.1 Sistemi binari interagenti

Vi sono due meccanismi attraverso i quali si può verificare un trasferimento di materia in un sistema binario:

- (i) Nel corso della sua evoluzione, una delle stelle del sistema binario aumenta le sue dimensioni o la separazione del sistema binario diminuisce a causa della perdita di momento angolare, fino al punto in cui la forza gravitazionale della compagna rimuove gli strati esterni della stella (*Roche lobe overflow*).
- (ii) Una delle due stelle, ad una certa fase della sua evoluzione, può emettere parte della sua massa sotto forma di vento stellare. Una frazione di questo materiale viene catturato gravitazionalmente dalla compagna (*stellar wind accretion*).

Nel seguito ci concentreremo sul primo meccanismo che è anche il più rilevante per le ULX.

1.3.2 Roche lobe overflow

La situazione descritta in (i) nel paragrafo precedente trova molte analogie in Astronomia. Il problema è stato studiato per la prima volta dal matematico francese Edouard Roche in relazione alla distruzione o alla sopravvivenza dei satelliti planetari, ed è spesso associato al suo nome. In sostanza l'approccio di Roche è quello di considerare l'orbita di una particella di prova in un potenziale gravitazionale dovuto a due corpi massicci che orbitano tra di loro sotto l'influenza dell'attrazione gravitazionale reciproca. Vengono fatte le seguenti assunzioni:

- la massa di questi due corpi (in questo caso le due stelle del sistema binario) è molto grande in modo tale che la particella di prova non perturbi la loro orbita (per questo il problema è spesso chiamato come *problema ai tre corpi ristretto*);

- le due stelle seguono orbite circolari ¹;
- le due stelle sono considerate masse puntiformi.

Dunque, è conveniente scrivere le masse delle due stelle (1) e (2) come $M_1 = m_1 M_\odot$ e $M_2 = m_2 M_\odot$ dove m_1 e m_2 cadono nell'intervallo tra 0.1-100 per tutti i tipi di stelle. La separazione del sistema binario, a , è data in termini del periodo, P , dalla legge di Keplero:

$$4\pi^2 a^3 = GM P^2, \quad (1.11)$$

dove $M = M_1 + M_2 = m M_\odot$. Ogni flusso di gas tra le due stelle è governato dall'equazione di Eulero:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \vec{f} - \frac{1}{\rho} \nabla P. \quad (1.12)$$

Tuttavia, è conveniente scrivere l'equazione (1.12) nel sistema di riferimento del sistema binario, il quale ruota con una velocità angolare ω rispetto ad un osservatore inerziale. Ciò introduce dei termini extra nell'equazione che descrivono la forza centrifuga e la forza di Coriolis. L'equazione di Eulero prende quindi la forma

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla \Phi_R - 2\vec{\omega} \wedge \vec{v} - \frac{1}{\rho} \nabla P, \quad (1.13)$$

dove la velocità angolare del sistema binario, $\vec{\omega}$, data in termini di un vettore unitario, \vec{e} , normale al piano dell'orbita, è

$$\vec{\omega} = \left[\frac{GM}{a^3} \right]^{1/2} \vec{e}. \quad (1.14)$$

Il termine $-2\vec{\omega} \wedge \vec{v}$ è la forza di Coriolis per unità di massa; $-\nabla \Phi_R$ include sia gli effetti delle forze gravitazionali sia quelli della forza centrifuga. Φ_R è conosciuto come *potenziale di Roche* ed è dato da

$$\Phi_R(\vec{r}) = -\frac{GM_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - \frac{1}{2}(\vec{\omega} \wedge \vec{r})^2, \quad (1.15)$$

dove \vec{r}_1 e \vec{r}_2 sono i vettori posizione dei centri delle due stelle. La situazione risulta più chiara disegnando le superfici equipotenziali di Φ_R e, in particolare, le loro sezioni nel piano dell'orbita (figura 1.1). Facendo ciò, occorre prudentemente ricordare che alcune forze che agiscono sul gas in accrescimento non sono rappresentate da Φ_R , come ad esempio la forza di Coriolis.

¹Questa è spesso una buona approssimazione per sistemi binari, visto che gli effetti mareali tendono a "circolarizzare" le orbite inizialmente eccentriche in un tempo-scala più breve dell'intervallo di tempo in cui avviene il trasferimento di massa.

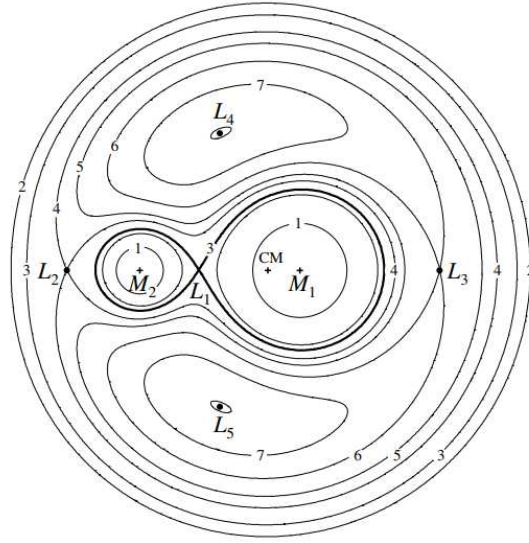


Figura 1.1: Sezioni nel piano orbitale delle superfici equipotenziali di Roche $\Phi_R = \text{cost.}$ per un sistema binario con rapporto di massa $q = M_1/M_2 = 0.25$. Sono mostrati il centro di massa (CM) e i punti lagrangiani $L_1 - L_5$. Le superfici equipotenziali sono contrassegnate con i numeri 1-7 in ordine crescente di Φ_R . Il punto di sella L_1 (il punto lagrangiano interno) si trova in corrispondenza di un passaggio tra i due lobi. Esso forma le due parti dell'equipotenziale a forma di "otto" contrassegnato con il numero 3. I lobi di Roche sono grossomodo superfici di rivoluzione attorno ai centri M_1 - M_2 . L_4 e L_5 (*Troian asteroids point*) sono massimi locali di Φ_R ma le forze di Coriolis stabilizzano delle orbite sincrone per particelle di prova in questi punti.

La forma delle superfici equipotenziali è governata interamente dal rapporto di massa $q = M_1/M_2$, mentre la scala totale è data dalla separazione del sistema binario a . La materia che orbita a grandi distanze ($r \gg a$) vede il sistema binario come un oggetto puntiforme dove la massa è concentrata nel centro di massa del sistema (CM). Similmente, ci sono delle sezioni circolari equipotenziali attorno al centro di ciascuna delle due stelle (r_1, r_2): per questa distanza il moto della materia è governato dalla forza gravitazionale della stella più vicina. Perciò, il potenziale Φ_R ha due profonde buche centrate in r_1 e r_2 . La caratteristica più importante e interessante della figura (1.1) è rappresentata dalla linea in grassetto, che mostra come queste due buche siano connesse. La parte che circonda ciascuna delle due stelle è detto *lobo di Roche*. I due lobi si uniscono nel punto lagrangiano interno L_1 , che è un punto di sella per Φ_R . Questo significa che la materia che si trova all'interno di uno dei due lobi nelle vicinanze di L_1 , trova molto più facile passare attraverso L_1 nell'altro lobo che sfuggire del tutto dalla superficie critica.

Si supponga ora che inizialmente entrambe le stelle siano considerevolmente piccole rispetto al loro lobo di Roche. In questo caso il materiale delle due stelle non viene rimosso dall'attrazione gravitazionale della stella compagna e il trasferimento di massa può avvenire solo tramite il meccanismo (ii) dal vento stellare menzionato in precedenza. Supponiamo che per qualche ragione (e.g. per evoluzione stellare) la stella (2) aumenti le sue dimensioni fino a raggiungere il suo lobo di Roche; ogni piccola perturbazione spingerà il materiale oltre il punto di sella L_1 (punto lagrangiano interno) di Φ_R dove sarà eventualmente catturato dalla stella (1). Queste perturbazioni sono sempre presenti, dovute, per esempio, a forze di pressione. Un sistema di questo tipo trasferirà materia dalla stella (2) alla stella (1) fin tanto che la prima rimane in contatto con il suo lobo di Roche.

In seguito ci si riferirà alla stella (1) come *stella primaria* e alla stella (2) come *stella secondaria*.

1.3.3 Formazione del disco

Dalle considerazioni fatte nel paragrafo precedente si evince come in un sistema binario possa avvenire trasferimento di massa attraverso Roche lobe overflow. Una conseguenza di questo processo è che, in molti casi, il materiale trasferito possiede un momento angolare piuttosto alto, e questo non può accrescere direttamente sulla stella primaria. Infatti, ci si aspetta che il gas inizialmente orbiti attorno alla stella, nel piano del sistema binario, ad un raggio R_{circ} tale che l'orbita kepleriana a R_{circ} abbia lo stesso momento angolare che aveva il gas in L_1 . Dunque, il gas avrà una velocità circolare

$$v(R_{circ}) = \left(\frac{GM_1}{R_{circ}} \right)^{1/2}, \quad (1.16)$$

e

$$R_{circ}v(R_{circ}) = b^2\omega, \quad (1.17)$$

dove b è la distanza tra il centro della stella primaria e il punto lagrangiano interno L_1 . Usando $\omega = 2\pi/P$, dove P è il periodo del sistema binario, si ottiene

$$R_{circ}/a = (4\pi^2/GM_1P^2)a^3(b/a)^4, \quad (1.18)$$

e utilizzando l'equazione (1.11)

$$R_{circ} = (1 + q)a(b/a)^4. \quad (1.19)$$

Il raggio R_{circ} è spesso chiamato *raggio di circolarizzazione*. Si può facilmente dimostrare che R_{circ} è sempre minore del raggio del lobo di Roche R_L della stella primaria. Perciò, il materiale catturato orbiterà la stella all'interno del proprio lobo di Roche. Tuttavia, questo non avviene se la stella

occupa già questo spazio i.e. se il suo raggio $R > R_{circ}$. Per valori tipici dei parametri, R_{circ} può essere riscritto come

$$R_{circ} \simeq 1.2 P_{day}^{2/3} R_{\odot} \text{ per } q = 0.3, \quad (1.20)$$

e

$$R_{circ} \simeq 0.6 P_{day}^{2/3} R_{\odot} \text{ per } q \geq 0.5. \quad (1.21)$$

Perciò, è possibile che $R > R_{circ}$ se il periodo è minore di circa 100 giorni. In questo caso, il gas che fluisce dalla secondaria deve cadere direttamente sulla stella primaria. Come sottolineato nella sezione 2, l'accrescimento è tanto più efficiente come sorgente di energia quanto più è compatto l'oggetto che accresce. Ogni oggetto compatto di massa stellare avrà un raggio R minore di R_{circ} . Per parametri tipici di un sistema binario:

$$R_{circ} \gtrsim 3.5 \times 10^9 P_{hr}^{2/3} \text{ cm}, \quad (1.22)$$

mentre per una stella di neutroni

$$R \simeq 10^6 \text{ cm}.$$

In queste condizioni il gas della stella secondaria, si dispone su di un anello di materia a $R = R_{circ}$ attorno alla stella primaria. Chiaramente, all'interno di questo anello ci saranno dei processi dissipativi (e.g. collisioni tra atomi del gas, shocks, dissipazione viscosa, ecc.) che convertiranno parte dell'energia del moto orbitale della materia in energia termica. Infine, una parte di questa energia è irraggiata e quindi persa dal gas. L'unico modo che ha il gas di sopperire a questa perdita di energia è quello di muoversi lungo il potenziale gravitazionale in direzione dell'oggetto collassato, cioè orbitargli più vicino; questo a sua volta richiede che il gas perda parte del suo momento angolare. Ci si aspetta quindi che il gas "spiraleggi" lentamente verso l'interno con una serie di orbite approssimativamente circolari nel piano del sistema binario, una configurazione nota come *disco di accrescimento*. Questo processo comporta una perdita di momento angolare: in assenza di forze esterne, questo può avvenire solamente tramite il trasferimento di momento angolare verso l'esterno, attraverso il disco, a opera delle forze viscosi. Quindi le parti esterne del disco guadagneranno momento angolare e si muoveranno verso l'esterno. Grazie a questo processo, l'anello iniziale di materia a $R = R_{circ}$, si propaga a piccoli e a grandi raggi.

In molti casi la massa totale del gas nel disco è talmente piccola, e la sua densità talmente bassa rispetto a quella della stella primaria, che è possibile trascurare l'auto-gravità del disco. Le orbite circolari sono quindi kepleriane, con velocità angolare

$$\Omega_K(R) = (GM_1/R^3)^{1/2}. \quad (1.23)$$

Si può dimostrare che la luminosità totale del disco è

$$L_{disc} = \frac{GM_1 \dot{M}}{2R} = \frac{1}{2} L_{acc}, \quad (1.24)$$

dove \dot{M} è il tasso di accrescimento e L_{acc} è la luminosità di accrescimento (1.3). L'altra metà di L_{acc} viene rilasciata in prossimità della stella primaria.

1.4 Pulsar ultraluminose (ULP)

Si ritiene che la maggior parte delle ULXs siano sistemi binari che accrescono per mezzo di un disco alimentato per overflow dal lobo di Roche. A causa della loro enorme luminosità, fino a qualche anno fa si pensava che le ULX contenessero un buco nero. La recente scoperta di una pulsazione nella ULX M82 X-2 [1] e successivamente in NGC 7793 P13 [14], NGC 5907 X-1 [17], NGC 300 ULX-1 [5], NGC 1313 X-2 [35] e M51 ULX-7 [34] ha dimostrato inequivocabilmente che questi sistemi contengono una stella di neutroni. La luminosità X raggiunta da NGC 5907 X-1 ($L = 10^{41}$ erg s⁻¹) prova che l'accrescimento su di una stella di neutroni può raggiungere luminosità maggiori di ~ 500 volte il limite di Eddington (assumendo $M_{NS} \approx 1.4 M_{\odot}$). Queste scoperte indicano che le ULX alimentate da una pulsar potrebbero non essere così rare.

L'obiettivo di questa tesi è lo studio di Swift J0243.6+6124, la prima ULX Galattica alimentata da una stella di neutroni. A questo scopo nel resto di questo capitolo verranno descritte le proprietà fisiche e le caratteristiche principali di questi sistemi.

1.4.1 Accrescimento su stelle di neutroni

Nei capitoli precedenti, si è visto che un disco di accrescimento fornisce un efficiente meccanismo per l'estrazione di metà dell'energia gravitazionale disponibile; tuttavia la nostra comprensione di come la parte restante sia rilasciata vicino all'oggetto centrale è limitata. In molti sistemi l'oggetto centrale possiede un campo magnetico sufficientemente intenso da modificare le regioni interne del disco e incanalare il flusso di accrescimento lungo i poli del campo magnetico. Questo è il caso dell'accrescimento su di una stella di neutroni, la quale possiede un campo magnetico nell'intervallo $10^8 - 10^{13}$ G.

In genere l'interazione del disco con il campo magnetico è estremamente complessa. Si consideri inizialmente il caso semplice in cui il campo magnetico interagisce con un flusso di accrescimento sferico. Inoltre si assuma che la stella di neutroni non sia in rotazione e che possieda un campo magnetico dipolare. Dal punto di vista dinamico, il campo magnetico dell'oggetto compatto inizierà a dominare il flusso ad un raggio r_A , dove la pressione esercitata dal campo magnetico, $B^2/8\pi$, è confrontabile con la pressione del gas in accrescimento², $\sim \rho v^2$. Dunque, una stima approssimativa di r_A è

²La pressione esercitata dal materiale in caduta è dovuta a due termini: *ram pressure* ρv^2 e *gas pressure* ρc_s^2 . Per accrescimento supersonico $v \gg c_s$, come in questo caso, la *ram pressure* ρv^2 domina.

data da

$$\frac{B^2(r_A)}{8\pi} = \rho(r_A)v^2(r_A). \quad (1.25)$$

Assumiamo che il raggio R della stella di neutroni sia piccolo in confronto a r_A . Se il campo magnetico della stella è dipolare allora $B(r) = \mu/r^3$ per $r < r_A$, dove $\mu = B_0 R^3$ è il momento magnetico in termini del campo magnetico superficiale B_0 . La densità ρ del gas è legata al tasso di accrescimento dall'equazione di continuità:

$$\dot{M} = dM/dt = 4\pi r^2 \rho v_r = \text{cost.}, \quad (1.26)$$

dove v_r è la velocità radiale del flusso, che si assume uguale alla velocità di free-fall:

$$v_{ff}(r) = \left(\frac{2GM}{r} \right)^{1/2}. \quad (1.27)$$

Da (1.25), (1.26) e (1.27) si ottiene [17]

$$r_A = \frac{\mu^{4/7}}{\dot{M}^{2/7} (2GM)^{1/7}}. \quad (1.28)$$

Sostituendo a \dot{M} la luminosità di accrescimento (1.3) si ha

$$r_A \simeq 3.7 \times 10^8 B_{0,12}^{4/7} L_{37}^{-2/7} R_6^{10/7} M_{1.4}^{1/7} \text{ cm}, \quad (1.29)$$

dove $M_{1.4} = M/1.4 M_\odot$, $R_6 = R/10^6$, ecc.. Naturalmente la stima (1.29) di r_A è molto grezza. Tuttavia, siccome la pressione esercitata dal campo magnetico varia velocemente al variare del raggio ($\sim r^{-6}$) ci si aspetta che sia accettabile almeno come ordine di grandezza. Le principali incertezze sorgono dalla moltitudine di instabilità a cui è sottoposto un plasma che segue le linee del campo magnetico. Il raggio r_A è chiamato *raggio di Alfvén*. Al raggio di Alfvén le proprietà del flusso di accrescimento cambiano: per raggi $r < r_A$ il gas non si muove più su orbite kepleriane ma accresce seguendo le linee del campo magnetico.

Nel caso di un disco di accrescimento è possibile analizzare l'interazione del campo magnetico con il plasma nel disco confrontando il momento esercitato dalle forze magnetico con quello esercitato dalle forze viscosi. Al raggio $r = r_m$, detto *raggio magnetosferico*, il momento meccanico esercitato dalle linee del campo magnetico sul disco a r_m è dell'ordine di quello esercitato dalle forze viscosi. Diverse stime di r_m sono state fatte, utilizzando diversi modelli³. A causa della significativa dipendenza della pressione magnetica

³La principale difficoltà in questo calcolo è trovare un'espressione per il momento meccanico esercitato dal campo magnetico a r_m , la quale richiede la componente azimutale di B (B_ϕ). Quest'ultima a sua volta dipende da quanto le linee del campo sono distorte dalla configurazione di dipolo dall'interazione con il disco e dagli effetti delle instabilità menzionate precedentemente.

dal raggio ($\sim r^{-6}$), essi danno tutti dei valori simili, dell'ordine del raggio di Alfvén (1.29):

$$r_m \sim 0.5r_A. \quad (1.30)$$

Naturalmente, il risultato preciso deve dipendere dall'inclinazione dell'asse di dipolo rispetto al piano del disco. Combinando (1.29) e (1.30) si nota che per valori tipici dei parametri ($B_{0,12} \sim L_{37} \sim R_6 \sim M_{1.4} \sim 1$) una stella di neutroni magnetizzata avrà $r_A \sim r_m \sim 10^8$ cm, ben maggiore del raggio della stella ($R \sim 10^6$ cm). Assumendo che L_{37} non possa superare il limite di Eddington (1.6), i.e. $L_{37} \lesssim 10$, e dato che $M_{1.4}$ e R_6 sono sempre dell'ordine dell'unità, i raggi r_A e r_m possono essere minori di $R \simeq 10^6$ cm solo per piccoli valori del campo magnetico, $B \lesssim 10^9$ G. Inoltre, per una stella di neutroni r_m è sempre minore del raggio di circolarizzazione R_{circ} nel caso di Roche lobe overflow in sistemi binari con parametri plausibili (equazione 1.20 e 1.21). Dunque la formazione del disco avviene in ogni caso. Tuttavia, nel caso di accrescimento a vento la modellizzazione dell'intero processo di accrescimento è molto complessa.

In determinate circostanze è possibile che il flusso di accrescimento incanalato lungo le linee di campo non raggiunga la superficie della stella. In genere, la stella di neutroni e quindi il suo campo magnetico ruotano con una velocità angolare Ω_s attorno ad un asse perpendicolare al disco, solitamente nello stesso senso della velocità angolare del disco. Siccome all'interno di $r = r_m$ il gas deve fluire lungo le linee del campo magnetico, l'accrescimento sulla superficie della stella di neutroni avviene solo quando $\Omega_s < \Omega(r_m)$, dove $\Omega(r_m) = (GM/r_m^3)^{1/2}$ è la velocità angolare del disco (dovuta al moto kepleriano) a r_m . In questo modo l'accelerazione centrifuga esercitata dalle linee del campo magnetico sul gas è minore della forza gravitazionale della stella di neutroni e il materiale può accrescere sulla superficie. Nel caso contrario, le particelle legate alle linee del campo magnetico a $r = r_m$ inizierebbero a muoversi con un moto a spirale verso grandi raggi, respinte dalla "barriera centrifuga". Un modo conveniente di specificare questo requisito è chiedere che il cosiddetto *fastness parameter*

$$\omega_s = \frac{\Omega_s}{\Omega(r_m)}, \quad (1.31)$$

sia < 1 . Nel caso in cui ω_s sia $\gtrsim 1$, l'accrescimento viene arrestato o è notevolmente rallentato e la stella di neutroni entra in un regime in cui la luminosità è molto bassa. Questo è il cosiddetto *propeller effect* [13].

Accrescimenti controllati dal campo magnetico danno origine a caratteristiche osservative facilmente riconoscibili perché il flusso di accrescimento è incanalato solo entro una piccola frazione della superficie della stella. Per vedere come ciò funziona si consideri la situazione mostrata in figura (1.2), dove il plasma in un disco viene incanalato da un campo magnetico dipolare. Si assuma che al punto A il gas lasci il disco e fluisca seguendo le linee del

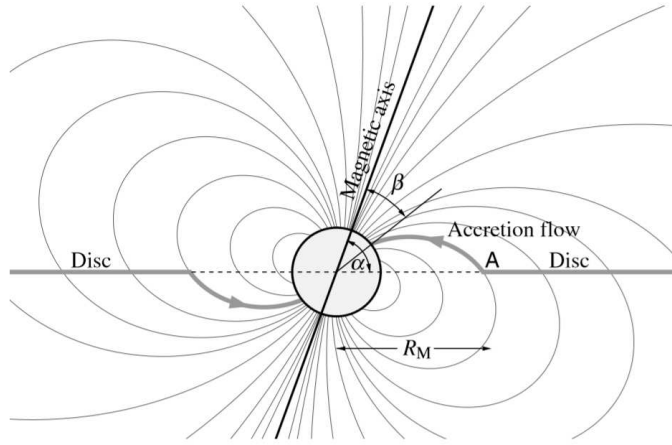


Figura 1.2: Flusso di accrescimento da un disco incompleto verso i poli di una stella di neutroni [13].

campo fino ai poli magnetici della stella che accresce. In coordinate polari (r, θ) con l'origine al centro della stella (di colatitudine), le linee del campo hanno approssimativamente le equazioni del dipolo $r = C \sin^2 \theta$, dove C è una costante che dipende dalla latitudine della stella a cui emerge la linea del campo. In A si ha $r = r_m$ e $\theta = \alpha$ quindi $C = r_m \sin^{-2} \alpha$. Questa linea quindi attraversa la superficie della stella $r = R$ ad una latitudine β data da

$$\sin^2 \beta = R/C = (R/r_m) \sin^2 \alpha. \quad (1.32)$$

Se trascuriamo eventuali effetti legati all'instabilità del plasma, l'accrescimento non può avere luogo per angoli maggiori di β (si veda la figura (1.2)), visto che per colatitudini maggiori la linea di campo magnetico attraversa il piano del disco all'interno di $r = r_m$. L'area di accrescimento attorno ai poli è quindi una frazione

$$f_{disc} \sim \frac{\pi R^2 \sin^2 \beta}{4\pi R^2} \simeq \frac{R \sin^2 \alpha}{4r_m} \quad (1.33)$$

della superficie totale della stella; l'accrescimento può avere luogo anche sul polo opposto. Quindi in generale solo una frazione

$$f_{disc} \sim R/2r_m \quad (1.34)$$

della superficie della stella accresce. Utilizzando le equazioni (1.29) e (1.30) si trova che $f_{disc} \sim (10^{-1} - 10^{-4})$ al variare di L e B_0 . Come molte stime fatte in questa sezione, f_{disc} è soggetta a sostanziali incertezze a causa del complicato ruolo delle instabilità del plasma. Ciò nonostante è chiaro che f_{disc} è in ogni caso certamente minore dell'unità. Dal momento che la maggior parte della luminosità che deriva dall'accrescimento deve essere rilasciata vicino alla superficie della stella e, come abbiamo visto, solo su una

frazione di essa, la rotazione della stella di neutroni produrrà una modulazione periodica del flusso osservato. Modulazioni di questo tipo sono osservate in molte binarie X, generalmente in banda X, ma a volte anche in ottico, con periodi di rotazione P_{spin} nell'intervallo

$$10^{-3} \text{ s} \lesssim P_{spin} \lesssim 10^3 \text{ s}.$$

Attraverso osservazioni ripetute di queste sorgenti è possibile rilevare variazioni significative di P_{spin} . Queste variazioni possono essere di due tipi. Il primo tipo di variazione può essere facilmente spiegato se si considera che nel suo moto attorno alla stella compagna, la frequenza di pulsazione della stella di neutroni, è periodicamente spostata per effetto Doppler proprio come nel caso delle linee spettrali in un sistema binario. Perciò è possibile ricostruire la curva di velocità radiale dall'analisi temporale di questa pulsazione e usarla per determinare il periodo orbitale e la funzione di massa nel modo standard. In molte binarie X, è possibile misurare anche la velocità radiale dalle linee spettrali della compagna: in questi sistemi è possibile determinare le masse delle due stelle e l'inclinazione del sistema. Ogni volta che questo è stato fatto, sono sempre stati trovati valori della massa della stella di neutroni consistenti con $\sim 1.4 M_{\odot}$, come ci si aspetta dallo studio delle ultime fasi dell'evoluzione stellare e della fase esplosive di stelle massicce.

Il secondo tipo di variazione sistematica del periodo è più complicata. In molte binarie X, si osserva che P_{spin} decresce in maniera costante su tempi scala lunghi (10^4 anni), anche se con occasionali incrementi. Presumibilmente, la costante decrescita di P_{spin} (spinup) è causata dal momento meccanico indotto dal processo di accrescimento, mentre gli incrementi occasionali (spindown) sono causati da fluttuazioni nel momento meccanico o da variazioni nella struttura interna della stella di neutroni. Per valori $P_{spin} \gtrsim 1$ s e per tipici valori di r_m e r_A ($\sim 10^8$ cm), il fastness parameter ω_s (1.31) è $\ll 1$. Per ogni "rotatore lento" di questo tipo che accresce da un disco, il momento meccanico dominante a r_m è quello esercitato dalle forze viscoso menzionato precedentemente, pari a $\dot{M}r_m^2\Omega(r_m)$. Per rotatori veloci ($\omega_s \sim 1$), altri effetti possono essere importanti come l'interazione del campo magnetico con parte del disco a $r < r_m$, o la perdita di momento angolare attraverso l'espulsione di un vento di particelle lungo le linee del campo magnetico dalla superficie della stella o ancora l'emissione di onde gravitazionali.

Dunque, nel caso di un rotatore lento che accresce da un disco, se I è il momento d'inerzia della stella si ha

$$I\dot{\Omega}_s = \dot{M}r_m^2\Omega(r_m) = \dot{M}(GMr_m)^{1/2}, \quad (1.35)$$

dove si assume che Ω_s sia nello stesso senso della rotazione del disco (altrimenti avverrebbe uno spindown). Ora, usando le equazioni (1.29) e (1.30) e sostituendo \dot{M} con l'espressione (1.3), si ottiene

$$\dot{\nu} \simeq 2.3 \times 10^{-12} M_{1.4}^{-3/7} R_6^{12/7} L_{37}^{6/7} B_{0,12}^{2/7} I_{45}^{-1} \text{ Hz s}^{-1}, \quad (1.36)$$

dove I_{45} è il momento d'inerzia ($\sim 2/5MR^2$) della stella di neutroni in unità di 10^{45} g cm², e $\nu = 1/P_{spin}$ la frequenza di rotazione.

Una stella in accrescimento che accelera per un tempo sufficientemente lungo entrerà nel regime dei rotatori rapidi ($\omega_s \sim 1$). In questo caso, come menzionato prima, altri momenti meccanici entrano in gioco e P_{spin} raggiunge un valore di equilibrio per cui $\omega_s \sim 1$, valore che viene mantenuto finché le condizioni esterne (e.g. il tasso di accrescimento) non cambiano. Un altro modo per esprimere la condizione $\omega_s < 1$ è imporre che il *raggio di corotazione*

$$r_{cor} = \left(\frac{GMP^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} \simeq 1.7 \times 10^8 P^{2/3} M_{1.4}^{1/3} \text{ cm}, \quad (1.37)$$

ovvero il raggio dove una particella legata ad una linea del campo magnetico ruoterebbe a velocità kepleriana, sia maggiore di r_m . Al periodo di equilibrio P_{eq} si ha $r_{cor} \sim r_m$. Quindi da (1.29) e (1.30)

$$P_{eq} \sim 1.13 M_{1.4}^{-2/7} R_6^{15/7} L_{37}^{-3/7} B_{0,12}^{6/7} \text{ s}, \quad (1.38)$$

da cui si ottiene

$$L_{prop} \sim 1.34 \times 10^{37} M_{1.4}^{-2/3} R_6^5 B_{0,12}^2 P_{eq}^{-7/3} \text{ erg s}^{-1}, \quad (1.39)$$

detta *luminosità di propeller*. Solo una piccola frazione delle binarie X può trovarsi vicino al loro periodo di equilibrio; nella maggior parte dei casi sono o rotatori veloci o rotatori lenti.

1.5 Osservazione di ULP

Al fine di studiare le caratteristiche della sorgente analizzata in questa tesi, Swift J0243.6+6124 è utile ricordare le proprietà di alcune ULP note. In questo paragrafo verranno riassunte le caratteristiche principali di 6 ULP. Una lista dei periodi di rotazione e della loro derivata prima corretta per moto orbitale è riportata in Tabella 1.1.

1.5.1 M82 X-2 (NuSTAR J095551+6940.8)

Il disco della galassia M82 ($d \approx 3.6$ Mpc [1]) contiene diverse ULX. Le due più brillanti, M82 X-1 e M82 X-2 sono separate da soli 5", e possono essere risolte solamente dal telescopio X Chandra [6]. La missione NuSTAR (Nuclear Spectroscopic Telescope Array [29]) ha osservato la regione contenente le due ULX sette volte tra il 23 gennaio 2014 e il 6 marzo 2014. Un'analisi temporale dei dati ottenuti con NuSTAR [1] ha rilevato la presenza di una pulsazione, con un periodo medio di $P \sim 1.37$ s, e modulato da un periodo orbitale $P_{orb} = 2.53$ giorni (figura (1.3)). In aggiunta alla modulazione orbitale si osserva uno spinup della pulsar con una derivata prima del periodo

$\dot{P} \sim -2 \times 10^{-10} \text{ s s}^{-1}$. La luminosità X della sorgente periodica, NuSTAR J095551+6940.8 raggiunge il valore $L_X(0.3-10 \text{ keV}) \sim 1.8 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$, ben al di sopra della luminosità di Eddington per un buco nero di $10 M_\odot$. Un'analisi accurata ha portato all'identificazione di NuSTAR J095551+6940.8 con M82X-2 [1].

Dato il breve tempo-scala di spinup, $P/\dot{P} \sim 300$ anni, NuSTAR J095551+6940.8 si trova probabilmente in equilibrio ($r_m \sim r_{cor}$). Con questa assunzione, dall'equazione (1.35) e (1.37) possiamo calcolare il tasso di accrescimento di materia sulla pulsar:

$$\dot{M} \simeq 2.2 \times 10^{-8} M_{1.4}^{-1/2} I_{45} M_\odot \text{ anni}^{-1} \sim \dot{M}_{Edd}.$$

Per un periodo di equilibrio $P_{eq} \sim 1.37 \text{ s}$ e $\dot{M} \sim \dot{M}_{Edd}$ si trova un campo magnetico $B \sim 10^{12} \text{ G}$ (equazione (1.38)).

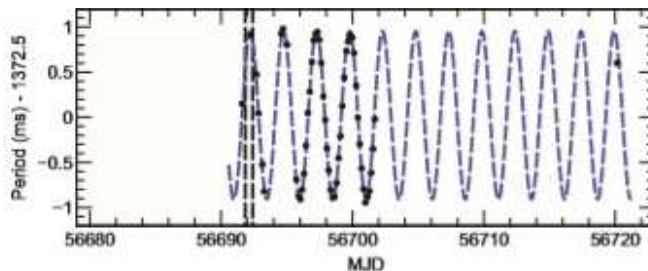


Figura 1.3: Periodo di pulsazione (punti neri) modulato dal periodo orbitale $P_{orb} = 2.53$ giorni. Il periodo di rotazione medio è di 1.3725 s . Le linee tratteggiate verticali delineano l'osservazione contemporanea di Chandra e NuSTAR [1].

1.5.2 NGC 7793 P13

NGC 7793 P13 è una ULX osservata per la prima volta nel 1979 con il satellite Einstein [9] nella galassia NGC 7793 ($d \approx 3.9 \text{ Mpc}$ [14]) del Gruppo dello Scultore. Inizialmente si pensava che la ULX ospitasse un buco nero di $3-15 M_\odot$ in un sistema binario con periodo orbitale $P_{orb} = 64$ giorni ed una stella compagna di tipo spettrale B9Ia di $18-23 M_\odot$ [26]. La scoperta di una pulsazione di periodo $P \sim 0.42 \text{ s}$ durante le osservazioni effettuate con XMM-Newton e NuSTAR nel 2016 [14], ha dimostrato inequivocabilmente che l'oggetto compatto in NGC 7793 P13 è una stella di neutroni. Durante le osservazioni la luminosità X massima è stata $L_X(0.3-10 \text{ keV}) \approx 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$, ben al di sopra della luminosità di Eddington per un buco nero di $10 M_\odot$. Successivamente, è stata trovata una pulsazione anche nei dati di archivio di XMM-Newton presi nel 2013 e nel 2014. Durante i tre anni dal 2013 al 2016 si osserva uno spinup $\dot{P} \sim -3.5 \times 10^{-11} \text{ s s}^{-1}$. Mentre i modelli standard

di accrescimento trovano delle difficoltà nello spiegare l'elevata luminosità X, la presenza di un campo magnetico multipolare $B \sim 10^{13}$ G vicino alla superficie della stella di neutroni sembra essere in accordo con le proprietà del sistema.

1.5.3 NGC 5907 ULX

La missione XMM-Newton ha osservato la galassia a spirale NGC 5907 ($d \approx 17.1$ Mpc [17]) dal 9 al 10 luglio 2014. Durante l'analisi dei dati [17] è stata trovata una pulsazione in banda X proveniente da NGC 5907 ULX con un periodo $P \sim 1.137$ s e una derivata prima del periodo $\dot{P} \sim -5 \times 10^{-9}$ s s⁻¹. Un'analisi dettagliata ha permesso di rilevare il segnale anche in osservazioni precedenti fatte da XMM-Newton nel febbraio del 2003 e da NuSTAR nel luglio del 2014 con periodi di ~ 1.428 nel 2003 e ~ 1.136 nel 2014. Assumendo un'orbita circolare, si deduce un probabile periodo orbitale $P_{orb} = 5.3$ giorni. Lo spinup medio può essere derivato dal rapporto $\Delta P / (T_{14} - T_{03})$, dove ΔP è la differenza tra il periodo misurato nel febbraio 2003 (T_{03}) e quello misurato nel luglio 2014 (T_{14}). Il valore così ottenuto $\dot{P} \sim -8.1 \times 10^{-10}$ s s⁻¹, non è affetto dallo spostamento Doppler (che è presente invece nelle singole misure) e può essere considerato una buona stima della derivata prima del periodo su lungo termine. La luminosità bolometrica della sorgente varia tra 2.6×10^{40} erg s⁻¹ e 2.2×10^{41} erg s⁻¹. Un modello in grado di spiegare le proprietà di NGC 5907 ULX richiede la presenza di un campo magnetico multipolare alla superficie della stella di neutroni con $B_{multi} \sim (0.7 - 3) \times 10^{14}$ G, di cui solo $\sim (0.2 - 3) \times 10^{13}$ G è nella componente di dipolo.

1.5.4 NGC 300 ULX

NGC 300 è una vicina galassia a spirale che si trova nel Gruppo dello Scultore ad una distanza $d \approx 1.88$ Mpc [5]. Nel maggio 2010 una nuova sorgente luminosa è stata osservata in banda ottica in NGC 300, inizialmente classificata come una supernova. Una pulsazione periodica di periodo $P \sim 31.6$ s è stata scoperta durante le osservazioni simultanee con XMM-Newton e NuSTAR effettuate dal 16 al 20 maggio 2016 [5]. Il periodo di spin di NGC 300 ULX decresce linearmente da ~ 31.71 s all'inizio delle osservazioni a ~ 31.54 s alla fine delle osservazioni fatte con XMM-Newton e NuSTAR, con una derivata del periodo $\dot{P} \sim -5.6 \times 10^{-7}$ s s⁻¹, la più grande osservata per una stella di neutroni in accrescimento. La luminosità X della sorgente ottenuta dalle osservazioni è $L_X(0.3 - 10 \text{ keV}) \sim 4.7 \times 10^{39}$ erg s⁻¹. L'evoluzione del periodo segue una funzione esponenziale che si avvicina asintoticamente ad un valore di equilibrio P_{eq} . Il fit del periodo in funzione del tempo con un modello composto da una funzione esponenziale tende asintoticamente a $P_{eq} \sim 8.5 - 14$ s. Assumendo un modello di accrescimento è possibile stima-

re il campo magnetico a partire dalla derivata prima del periodo \dot{P} e dalla luminosità ottenuta dalle osservazioni. Il campo magnetico così stimato è $B \sim 3 \times 10^{12}$ G. D'altra parte il periodo di equilibrio può essere usato per stimare il campo magnetico con la (1.38). Assumendo una luminosità media di $L \sim 2 \times 10^{39}$ erg s⁻¹ il campo magnetico è $B \sim 1 \times 10^{13}$ G e $\sim 2 \times 10^{13}$ G rispettivamente per un periodo di equilibrio di $\sim 8.5 - 14$ s.

1.5.5 M51 ULX-7

Il progetto UNSEeN (Ultraluminous Neutron Star Extragalactic population) è un programma finalizzato alla scoperta di nuove ULP con il telescopio XMM-Newton. In particolare, si basa sull'osservazione di otto galassie nelle vicinanze ($3 \text{ Mpc} \leq d \leq 30 \text{ Mpc}$) che ospitano un numero considerevole di ULX. Durante una di queste osservazioni è stata rilevata una pulsazione di periodo $P = 2.8$ s in banda X proveniente da M51 ULX-7. Si tratta di una sorgente molto variabile, generalmente osservata ad una luminosità X tra 10^{39} erg s⁻¹ e 10^{40} erg s⁻¹ e che si trova ai margini della galassia a spirale M51a ad una distanza $d = 8.6$ Mpc. Questa ULP orbita in un sistema binario con una proiezione del semiasse maggiore $a \sin i \simeq 28$ lt s. Per una stella di neutroni di $1.4 M_{\odot}$, ciò implica un limite inferiore alla massa della stella compagna di $8 M_{\odot}$. Nei dati di archivio di XMM-Newton del 2005, è stato misurato un periodo di spin di ~ 3.3 s, il che indica uno spinup secolare $\dot{P}_{sec} \simeq -10^{-9}$ s s⁻¹, un valore simile a quello di altre ULP. Si pensa che il sistema consista in una gigante di tipo spettrale OB e una stella di neutroni con un campo magnetico moderato (con una componente di dipolo magnetico nell'intervallo $10^{12} \lesssim B_{dip} \lesssim 10^{13}$ G) e con un beaming debole ($1/12 \lesssim b \lesssim 1/4$).

1.5.6 NGC 1313 X-2

Questa ULP si trova ai margini della galassia a spirale barrata NGC 1313, ed è storicamente tra le ULX più studiate in termini delle sue proprietà in banda X e della sua controparte ottica. NGC 1313 è stata osservata con XMM-Newton sette volte tra il 16 giugno 2017 e il 24 settembre 2017 [35], come parte di un programma che comprendeva l'osservazione delle due ULX della galassia: NGC 1313 X-1 e X-2. L'analisi dei dati ha portato alla scoperta di una pulsazione in due di queste osservazioni, con un periodo $P \sim 1.5$ s e una derivata prima del periodo di $\dot{P} \sim -1.3 \times 10^{-8}$ e $\dot{P} \sim -3.2 \times 10^{-8}$ s s⁻¹ rispettivamente. La luminosità della sorgente è $L_X(0.3 - 10 \text{ keV}) \sim 1.99 \times 10^{40}$ erg s⁻¹ per la prima osservazione e $L_X(0.3 - 10 \text{ keV}) \sim 1.44 \times 10^{40}$ erg s⁻¹ per la seconda. A causa del ridotto numero di dati disponibili non si ha ancora una misura precisa dei parametri orbitali della ULP.

	P (s)	\dot{P} (s s ⁻¹)	Autore
M82 X-2	1.37	-2.0×10^{-10}	Bachetti et al. (2014) [1]
NGC 7793 P13	0.42	-3.5×10^{-11}	Fürst et al. (2016) [14]
NGC 5907 ULX	1.14	-8.1×10^{-10}	Israel et al. (2017) [17]
NGC 300 ULX	31.6	-5.6×10^{-7}	Carpano et al. (2018) [5]
M51 ULX-7	2.8	-1.0×10^{-9}	Rodríguez et al. (2019) [34]
NGC 1313 X-2	1.5	$-(1.3 - 3.2) \times 10^{-8}$	Sathyaprakash et al. (2019) [35]

Tabella 1.1: Periodo e derivata prima del periodo corretta per moto orbitale per M82 X-2, NGC 7793 P13, NGC 5907 ULX, NGC 300 ULX, M51 ULX-7, NGC 1313 X-2 e Swift J0243.6+6124.

1.6 Proprietà spettroscopiche delle ULP

Nel paragrafo 1.5 è stata fatta una breve descrizione delle caratteristiche principali delle ULP note. Una particolare attenzione è stata rivolta ai periodi e alle derivate prime dei periodi di pulsazione, elencati in Tabella 1.1. In questo capitolo, invece, verranno brevemente descritte le proprietà spettroscopiche delle ULP.

1.6.1 Analisi spettrale

Lo spettro delle ULP sembra essere ben riprodotto da uno spettro a legge di potenza con un cut-off esponenziale [4, 30, 5, 38]. Questo spettro è caratterizzato da tre parametri: l'indice spettrale Γ , l'energia di *cut-off* E_c (keV) e l'energia di *folding* E_f (keV). Il flusso in funzione dell'energia è dato da

$$F(E) = K \cdot E^{-\Gamma} \cdot \begin{cases} e^{-(E-E_c)/E_f} & \text{per } E \geq E_c, \\ 1 & \text{per } E \leq E_c, \end{cases}$$

dove K è una costante di normalizzazione.

Tuttavia, in alcune ULP, la parte a basse energie dello spettro (< 2 keV) mostra dei residui rispetto al modello a legge di potenza. In questi casi, è necessaria una componente termica aggiuntiva, che viene spesso modellata con uno spettro di corpo nero con temperatura T :

$$A(E) = \frac{C \times 8.0525 E^2 dE}{(kT)^4 [\exp(E/kT) - 1]}, \quad (1.40)$$

dove C è una costante di normalizzazione.

Entrambe le componenti (legge di potenza + corpo nero) sono soggette ad assorbimento interstellare.

Questo modello è stato estesamente applicato in passato agli spettri X delle stelle di neutroni Galattiche in accrescimento super-Eddington. In questi sistemi, si pensa che la componente a legge di potenza, che prevale ad alte

energie, abbia origine da una colonna di materiale in accrescimento vicino alla superficie della stella di neutroni, mentre la componente di corpo nero, che prevale a basse energie, è spesso attribuita all'emissione delle parti più interne del disco di accrescimento, in prossimità del raggio magnetosferico [30].

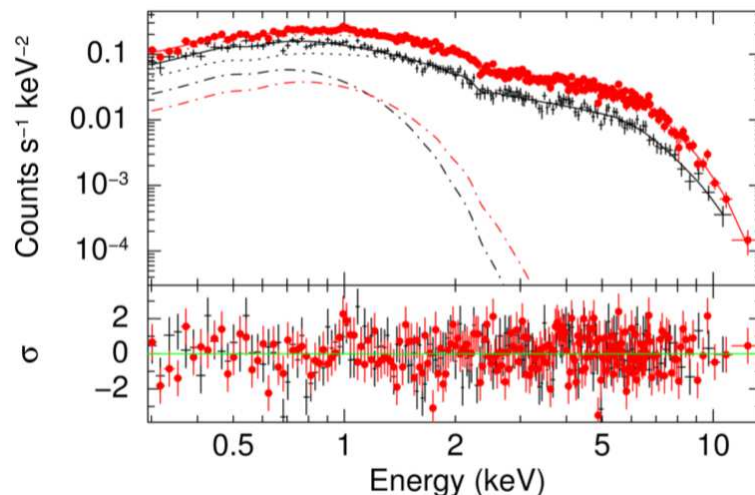


Figura 1.4: Spettro di NGC 7793 P13 ottenuto con XMM-Newton nel 2013 (croci nere) e nel 2014 (pallini rossi), e il relativo fit con il modello a legge di potenza (linea a puntini) più corpo nero (linea tratto punto) [4, 30, 5, 38].

Un secondo modello spesso usato per riprodurre lo spettro delle ULP, divide l'emissione termica in due componenti: un disco di accrescimento freddo sottile, composto da componenti multiple di corpo nero, e una componente calda di corpo nero

$$A(E) = \frac{K \times 1.0344 \times 10^{-3} E^2 dE}{\exp(E/kT) - 1} \quad (1.41)$$

dove K è una costante di normalizzazione.

NGC 5907 X-1 è stata osservata sei volte con XMM-Newton e sono disponibili spettri di buona qualità dalle osservazioni compiute a Febbraio 2003, Febbraio 2012, Novembre 2013 e Luglio 2014 [30]. Inoltre, per le osservazioni del 2013 e 2014, sono disponibili dati simultanei o quasi simultanei ottenuti con NuSTAR. Lo spettro di NGC 5907 X-1 non sembra variare molto da un'epoca all'altra. Dunque, vengono qui riportati solo i risultati dell'analisi delle osservazioni del 2014, che sono quelli di qualità migliore e che possono essere combinati con le osservazioni di NuSTAR. Quello che si ottiene è che per riprodurre lo spettro è sufficiente la componente a legge di potenza con cut-off, con un indice spettrale $\Gamma \sim 1.5$, $E_c = 5.5$ keV e $E_f = 8.3$ keV.

Lo spettro è ben riprodotto anche utilizzando il secondo modello, con una temperatura di $kT \sim 0.4$ keV e $kT \sim 1.3$ keV rispettivamente per la prima e per la seconda componente termica. Lo spettro ottenuto nel 2013, quando la sorgente era 2-3 volte più debole rispetto al 2014, è leggermente più soft ($\Gamma \sim 1.9$), ma è sempre ben riprodotto da una legge di potenza con cut-off senza l'aggiunta di una componente a basse energie.

Per NGC 7793 P13 sono disponibili due osservazioni ottenute con XMM-Newton nel 2013 e 2014 (figura 1.4) [30]. Entrambe danno risultati simili e richiedono una componente termica con temperatura di $kT \sim 0.2$ keV in aggiunta ad una legge di potenza con cut-off con indice spettrale $\Gamma \sim 1.1$, $E_c \sim 6.6$ keV e $E_f = 4.5$ keV. Il secondo modello si applica bene per una temperatura $kT \sim 0.45$ keV per la prima componente termica e $kT \sim 1.5$ keV per la seconda. Un'altra osservazione compiuta con XMM-Newton a Maggio 2012, quando la sorgente era più debole, mostra uno spettro simile a quelli del 2013 e 2014.

NGC 300 ULX è stata osservata simultaneamente con NuSTAR e XMM-Newton a Dicembre 2016. Lo spettro non sembra però ben riprodotto da un modello a sole due componenti. Il fit dello spettro mostra infatti dei residui a energie < 0.5 keV. Questi residui indicano la presenza di un'ulteriore componente spettrale a basse energie, che può essere attribuita al riprocessamento dei fotoni X da parte ad una mezzo in prossimità della superficie della stella di neutroni. Quest'ultimo, ha probabilmente origine dal materiale espulso dalla stella compagna attraverso il vento stellare.

Lo spettro di M82 X-2 ottenuto con NuSTAR in banda 3-50 keV, risulta essere ben riprodotto da un modello a legge di potenza con un cut-off ad alte energie. Si trova un indice spettrale $\Gamma \sim 0.6 \pm 0.3$ e un energia di cut-off $E_c = 14_{-3}^{+5}$ keV [4].

M51 ULX-7 è stata osservata con XMM-Newton nel 2018 durante il programma osservativo UNSEeN, dove è stata ottenuta un osservazione di 78 ks della galassia M51 seguita da altri tre puntamenti (98 ks e altri due da 63 ks). Gli spettri di ciascuna delle quattro osservazioni sono stati fittati con il secondo modello. Il risultato è stato che l'inclusione della componente a legge di potenza migliorava solo marginalmente il fit. Perciò sono stati utilizzati solamente le due componenti termiche, il disco di accrescimento freddo sottile e la componente calda di corpo nero.

Infine, Swift J0243.6+6124 è stata osservata cinque volte con NuSTAR durante l'outburst avvenuto tra il 2017 e il 2018. Quando la sorgente si trova nella fase più luminosa, ovvero nella seconda e nella terza osservazione, lo spettro è ben riprodotto da entrambi i modelli. Tuttavia, il fit mostra alcuni residui attorno a 5-10 keV. I parametri derivati sono consistenti con quelli ottenuti dalle ULP extragalattiche, tranne per l'energia di folding che è maggiore per Swift J0243.6+6124, $E_f \sim 43$ keV [38]. Nel secondo modello, l'alta temperatura del corpo nero potrebbe provenire dalla colonna di accrescimento mentre la componente termica fredda probabilmente ha origine da

un outflow di materiale.

I valori dei parametri spettrali di best-fit delle ULP sono riassunti in tabella 1.2 e 1.3.

1.6.2 Discussione

Nel paragrafo precedente, si è visto che un modello comunemente usato per il fit dello spettro di stelle di neutroni Galattiche in accrescimento, può essere applicato anche a spettri di ULP ottenuti con XMM-Newton e NuSTAR. Questo modello è composto da una componente a legge di potenza con un cut-off esponenziale, a cui si aggiunge talvolta una componente di corpo nero a basse energie. La forma del cut-off esponenziale è regolata da due parametri (l'energia di cut-off E_c e l'energia di folding E_f), attraverso i quali possono essere ottenuti spettri con diversi andamenti.

In figura 1.5 sono mostrati i valori di Γ e E_c per le ULP note. A parte M82 X-1, le sorgenti si collocano approssimativamente nella stessa regione del grafico, con valori di $\Gamma \sim 1 - 2$ e di $E_c \sim 5 - 7$ keV.

Anche l'energia di folding E_f sembra cadere in un intervallo limitato ($E_f \sim 4 - 9$ keV), tranne per Swift J0243.6+6124 che invece mostra un valore decisamente maggiore (~ 43 keV). Infine, solamente NGC 7793 P13 e NGC 300 ULX sembrano richiedere una componente termica a basse energie, con una temperatura $kT \sim 0.1 - 0.2$ keV.

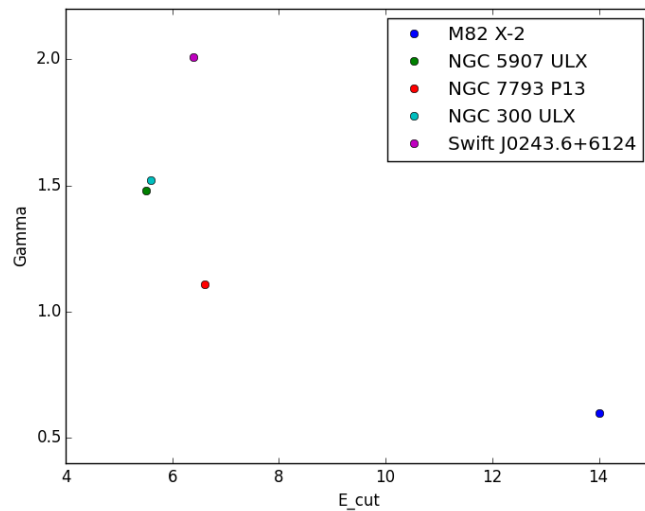


Figura 1.5: Valori di Γ e E_c per le ULP note.

Pure per quanto riguarda il modello a due componenti termiche non sembrano esserci sostanziali differenze tra una sorgente e l'altra. La temperatura si assesta attorno a $kT \sim 0.4 - 0.5$ keV per la componente fredda di disco

Sorgente	TBABS N_H 10^{22} cm^{-2}	PCFABS N_H 10^{22} cm^{-2}	f	POWERLAW Γ	HIGHECUT E_c keV	E_f keV	BBODY kT keV	Autore
M82 X-2	3.0	-	-	0.6 ± 0.3	14_{-3}^{+5}	-	-	Brightman et al. (2016) [4]
NGC 5907 ULX	0.77 ± 0.04	-	-	$1.48_{-0.05}^{+0.04}$	5.5 ± 0.5	$8.3_{-0.7}^{+0.8}$	-	Pintore et al. (2017) [30]
NGC 7793 P13	0.10 ± 0.02	-	-	$1.11_{-0.07}^{+0.04}$	$6.6_{-1.2}^{+0.3}$	$4.5_{-1.1}^{+3.4}$	$0.19^{+0.04}$	Pintore et al. (2017) [30]
NGC 300 ULX	0.11 ± 0.01	0.75 ± 0.07	0.85 ± 0.03	1.52 ± 0.03	5.6 ± 0.2	7.0 ± 0.3	$0.178_{-0.007}^{+0.008}$	Carpano et al. (2018) [5]
Swift J0243.6+6124	6.3 ± 1.3	-	-	2.01 ± 0.10	$6.4_{-0.6}^{+0.8}$	43_{-10}^{+19}	-	Tao et al. (2019) [38]

Tabella 1.2: Parametri spettrali del best-fit dello spettro X M82 X-2, NGC 5907 ULX, NGC 7793 P13, NGC 300 ULX e Swift J0243.6+6124 ottenuti utilizzando un modello di emissione a legge di potenza (POWERLAW) con un cut-off esponenziale (HIGHECUT). In alcuni casi è necessario aggiungere un'emissione di corpo nero (BBODY) per riprodurre la parte dello spettro a più basse energie. Entrambe le componenti sono soggette ad assorbimento interstellare (TBABS), dove N_H indica la densità di colonna di atomi di idrogeno neutro lungo la linea di vista. Inoltre, per NGC 300 ULX è necessaria una componente di assorbimento locale aggiuntiva (PCFABS).

Sorgente	TBABS N_H 10^{22} cm^{-2}	POWERLAW Γ	HIGHECUT E_c keV	DISKBB kT keV	BB kT keV	Autore
NGC 5907 ULX	$0.75_{-0.08}^{+0.14}$	0.7	5.5	0.4 ± 0.1	1.2 ± 0.2	Walton et al. (2018) [41]
NGC 7793 P13	$0.071_{0.007}^{+0.008}$	0.17	4.7	0.45 ± 0.03	1.5 ± 0.1	Walton et al. (2018) [40]
M51 ULX-7	$0.065_{-0.05}^{+0.06}$	-	-	$0.40_{-0.01}^{+0.01}$	$1.33_{-0.03}^{+0.04}$	Rodríguez et al. (2019) [34]
Swift J0243.6+6124	5	-	$12.6_{-0.6}^{+0.7}$	0.47 ± 0.05	1.37 ± 0.04	Tao et al. (2019) [38]

Tabella 1.3: Parametri spettrali di best-fit per NGC 5907 ULX, NGC 7793 P13, M51 ULX-7 e Swift J0243.6+6124 ottenuti utilizzando un modello di emissione a legge di potenza (POWERLAW) con un cut-off esponenziale (HIGHECUT) e un'emissione termica a due componenti: un disco di accrescimento freddo sottile (DISKBB) e un'emissione di corpo nero caldo (BB). Tutte le componenti del modello sono soggette ad assorbimento interstellare (TBABS).

sottile e a $kT \sim 1.2 - 1.5$ keV per la componente calda di corpo nero.

In conclusione, sopra $\gtrsim 1$ keV, le ULP sembrano mostrare tra loro proprietà spettrali simili, anche se ci sono variazioni isolate ma significative di alcuni parametri. Non sembrano però esserci evidenze dell'esistenza di differenti popolazioni. Tuttavia, il numero di oggetti a disposizione è troppo piccolo per poterlo affermare con sicurezza. Per avere una visione generale più chiara occorrerà attendere di avere un campione di ULP più ampio.

Capitolo 2

Swift J0243.6+6124

In questo capitolo vengono riassunte le caratteristiche principali dell'oggetto di studio di questa tesi, Swift J0243.6+6124, e viene fatta una stima di alcuni parametri orbitali e del campo magnetico della sorgente.

2.1 Caratteristiche principali di Swift J0243.6+6124

In generale, lo studio delle ULX è reso difficile dalle loro distanze extragalattiche. Swift J0243.6+6124 è la prima ULX alimentata da un pulsar scoperta all'interno della nostra Galassia, e per questo offre l'opportunità di studiare una ULX da vicino. La sorgente è stata scoperta col telescopio Swift il 3 ottobre 2017 [21]. Una pulsazione di periodo $P \sim 9.86$ s è stata rilevata con Swift e Fermi [3]. Basandosi su osservazioni in banda ottica si ritiene che la stella compagna sia una stella di tipo Be di massa $M_{opt} = 16 \pm 2 M_{\odot}$ e raggio $R_{opt} = 7 \pm 2 R_{\odot}$ [3]. Con un flusso massimo che raggiunge $\sim 7 \times 10^{-7}$ erg s⁻¹ cm⁻², Swift J0243.6+6124 rappresenta una delle sorgenti X più brillanti e la binaria X/Be (BeXRB) più luminosa mai osservata. La distanza della sorgente misurata con il satellite Gaia è $d = 7.3_{-1.2}^{+1.5}$ kpc [39]. Questa distanza implica una luminosità massima $L_X(0.3 - 10 \text{ keV}) \sim 5 \times 10^{39}$ erg s⁻¹, che supera la luminosità di Eddington per un buco nero di $10 M_{\odot}$. L'evoluzione dello spin della pulsar è stato monitorato con Fermi/GBM da MJD 58027 al MJD 58084 e sembra essere per lo più causata dall'effetto Doppler indotto dal movimento orbitale piuttosto che da uno spinup intrinseco [8] (figura 2.1). Un'analisi dettagliata della variazione del periodo di rotazione ha permesso di determinare il periodo orbitale ($P_{orb} = 28$ giorni) e lo spinup intrinseco massimo ($\dot{P} \sim -3.5 \times 10^{-10}$ s s⁻¹). Dalla variazione del periodo Doroshenko et al. (2017) stimano un campo magnetico della stella di neutroni $B \sim 10^{13}$ G. Infine, Tsygankov et al. (2018) [39] utilizzano le osservazioni fatte con il telescopio Swift per misurare il campo magnetico usando la luminosità di transizione al "regime di propeller" (equazione 1.39

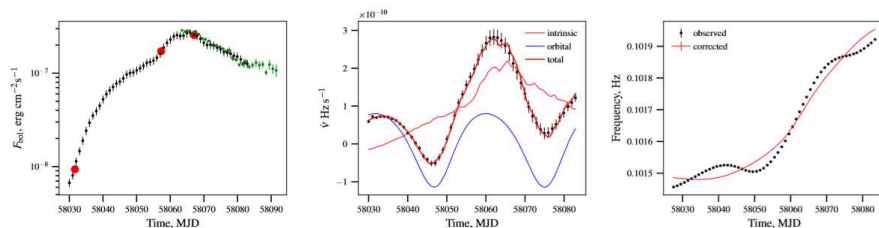


Figura 2.1: *Pannello a sinistra*: curva di luce bolometrica ottenuta scalando i conteggi ottenuti con Swift/BAT (barre di errore nere) in modo da uguagliare i flussi ottenuti con NuSTAR (punti rossi). Anche il flusso ricavato con MAXI è mostrato per riferimento (cerchi verdi). *Pannello centrale*: la derivata del periodo osservata e usata per determinare i parametri orbitali del sistema. Le componenti della derivata del periodo sono quella intrinseca (linea rossa sottile), quella del moto orbitale indotta (linea blu sottile) e quella totale (linea rossa spessa). *Pannello a destra*: la frequenza di rotazione ottenuta con Fermi/GBM (punti neri) e quella corretta per moto orbitale (linea rossa).

e figura 2.2). Il limite ottenuto $L_{prop} < 6.8 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ implica campo magnetico dipolare $B < 10^{13} \text{ G}$.

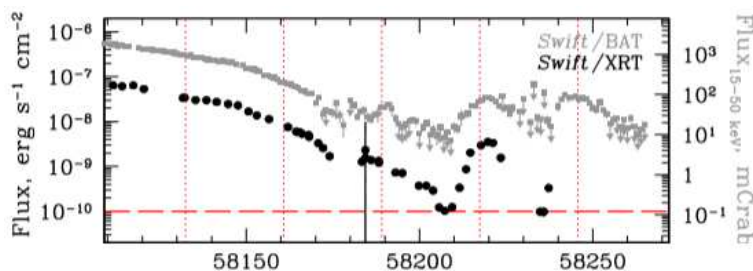


Figura 2.2: La curva di luce bolometrica di Swift J0243.6+6124 basata sui dati del telescopio Swift/XRT (cerchi neri; asse sinistro). Le linee rosse verticali punteggiate rappresentano i momenti di passaggio al periastro. La linea tratteggiata orizzontale mostra la luminosità minima osservata che corrisponde al limite superiore del flusso affinché si attivi l'effetto propeller. I quadrati grigi mostrano l'evoluzione del flusso nella banda 15-50 keV ottenuta con Swift/BAT (asse destro). Le frecce corrispondono a limiti superiori.

2.2 Stima dei parametri orbitali e del campo magnetico

In questo capitolo verrà analizzata l'evoluzione dello spin della sorgente dal MJD 58027 al MJD 58084 utilizzando dati del gamma ray burst monitor

(GBM) del satellite Fermi. In particolare, verrà utilizzata la derivata della frequenza di pulsazione misurata con Fermi (figura 2.4).

Come detto in precedenza, le variazioni del periodo di pulsazione osservate sono causate da una combinazione tra lo spostamento Doppler dovuto al moto orbitale e lo spinup intrinseco della stella di neutroni dovuto all'accrescimento di materia. La velocità radiale e quindi la variazione del periodo dovuta al moto orbitale della pulsar possono essere facilmente ricavate per ogni tipo di orbita. Assumendo un'orbita circolare, il periodo osservato $P_{obs}(t)$ varia in funzione del tempo come

$$P_{obs}(t) = P_{em}[1 + (a \sin i) \cdot \Omega \cdot \sin(\Omega \cdot (t - T_0))] \text{ s}, \quad (2.1)$$

dove P_{em} è il periodo di rotazione misurato nel sistema di riferimento della pulsar (s), $a \sin i$ è la proiezione del semiasse maggiore dell'orbita lungo la linea di vista in secondi luce, $\Omega = 2\pi/P_{orb}$ è la velocità angolare orbitale (rad/s) e T_0 è il tempo di passaggio al periastro (MJD). La derivata del periodo osservato è

$$\dot{P}_{obs}(t) = P_{em} \cdot a \sin i \cdot \Omega^2 \cdot \cos(\Omega \cdot (t - T_0)) \text{ s s}^{-1}, \quad (2.2)$$

e infine la derivata della frequenza

$$\dot{\nu}(t) = -\frac{\dot{P}_{obs}(t)}{P_{obs}^2(t)} \text{ Hz s}^{-1}. \quad (2.3)$$

D'altra parte, lo spinup intrinseco della stella di neutroni è funzione del tasso di accrescimento e può essere calcolato solamente assumendo un modello di trasferimento del momento angolare. Assumendo di utilizzare il modello descritto da Ghosh & Lamb (1979) [15] l'espressione dello spin-up è:

$$-\dot{P} = 1.6 \times 10^{-12} \mu_{30}^{2/7} n(\omega_s, \mu_{30}) (PL_{37}^{3/7})^2 \text{ s s}^{-1}, \quad (2.4)$$

dove μ_{30} è il momento magnetico in unità di 10^{30} G cm^3 e L_{37} è la luminosità in unità di $10^{37} \text{ erg s}^{-1}$. Il momento dovuto all'accrescimento $n(\omega_s, \mu_{30})$ dipende solo debolmente dal campo magnetico e può essere stimato utilizzando l'espressione analitica

$$n(\omega_s) = 1.39\{1 - \omega_s[4.03(1 - \omega_s)^{0.173} - 0.878]\}(1 - \omega_s)^{-1}, \quad (2.5)$$

la quale è accurata fino al 5% per $0 \leq \omega_s \leq 0.9$, dove ω_s è il fastness parameter (equazione 1.31).

I parametri del modello sono dunque la massa, il raggio, il campo magnetico della stella di neutroni, e la sua luminosità. Per la massa e per il raggio di una stella di neutroni assumiamo valori tipici ($R = 10 \text{ km}$, $M = 1.4 M_{\odot}$) mentre il campo magnetico viene tenuto come parametro libero. La luminosità di accrescimento può essere stimata a partire dal flusso misurato

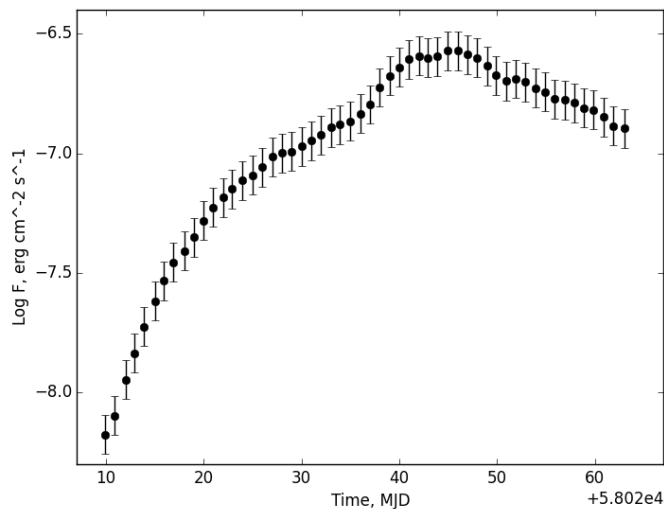


Figura 2.3: Curva di luce bolometrica di Swift J0243.6+6124 misurata con Swift [8].

(figura 2.3) e assumendo per la distanza della sorgente il valor medio della recente misura di Gaia [39] $d = 7.3$ kpc.

Oltre al campo magnetico, gli altri tre parametri liberi del modello finale ottenuto combinando lo spinup intrinseco e quello indotto dal moto orbitale sono i parametri orbitali del sistema i.e. il periodo orbitale P_{orb} (s), la proiezione del semiasse maggiore a (lt s) e il tempo di passaggio al periastro T_0 (MJD).

I risultati del best-fit della derivata della frequenza di rotazione sono mostrati in Tabella 2.1 e in figura 2.4 dove sono visualizzati anche i contributi del moto orbitale e dello spinup intrinseco dovuto all'accrescimento di materia. I parametri ottenuti sono simili a quelli riportati da Doroshenko et al. (2017). Tuttavia, il campo magnetico della stella di neutroni è leggermente maggiore. Questa differenza può essere interpretata con il fatto che i risultati di Doroshenko et al. (2017) sono stati ottenuti considerando la distanza della sorgente come parametro libero e ottenendo un valore di best-fit di $d = 6.6 \pm 0.005$ kpc, mentre in questa Tesi è stato utilizzato il valor medio della recente misura di Gaia $d = 7.3$ kpc¹. L'incertezza statistica su questa distanza, di cui non si è tenuto conto in questa analisi, è di $\sim 19\%$. Inoltre è bene ricordare che è stata fatta l'assunzione di orbite circolari, mentre per un calcolo più accurato occorre tenere conto dell'eccentricità delle orbite. Tuttavia, l'eccentricità dell'orbita di Swift J0243.6+6124 trovata da Doroshenko et al. (2017) è molto piccola, e quindi l'assunzione di orbite circolari

¹Il lavoro di Doroshenko et al. (2017) è stato fatto prima della *release* dei dati di Gaia.

Parametro	Valore
P_{orb} , d	27.4 ± 0.1
$a \sin i$, lt s	$136.2^{+4.2}_{-4.1}$
T_0 , MJD	58019.6 ± 0.1
$B/(10^{13} \text{ G})$	1.33 ± 0.06
χ^2/dof	$49.92/50$

Tabella 2.1: Valori dei parametri di best-fit dell'evoluzione della derivata delle frequenze di rotazione di Swift J0243.6+6124.

è giustificata.

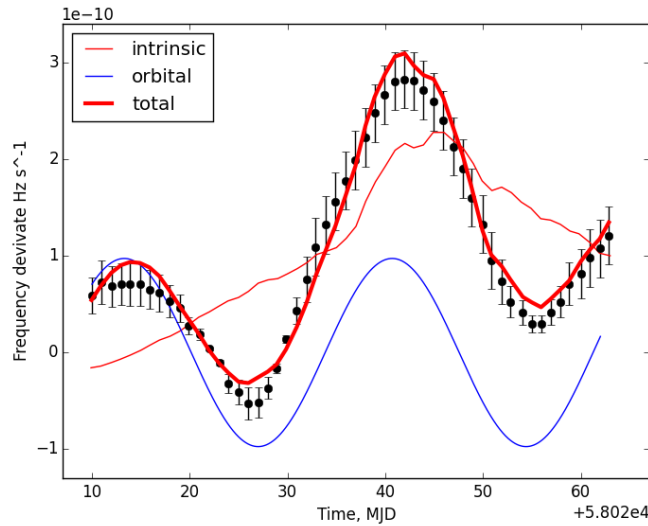


Figura 2.4: Derivata della frequenza osservata (punti neri) usata per determinare i parametri orbitali di Swift J0243.6+6124. Sono mostrati il best-fit della componente intrinseca (linea rossa sottile), orbitale (linea blu sottile) e totale (linea rossa spessa) della derivata della frequenza.

Infine, in figura (2.5) è rappresentata la frequenza in funzione del tempo corretta per moto orbitale utilizzando i valori di best-fit dei parametri. Lo spin-up dovuto al momento esercitato dal materiale in accrescimento risulta evidente.

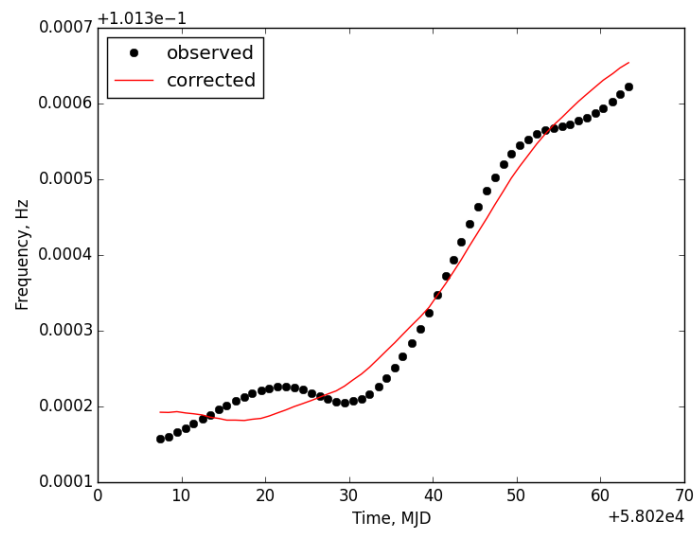


Figura 2.5: Frequenza osservata (punti neri) e corretta per moto orbitale utilizzando i valori di best-fit dei parametri (linea rossa).

Capitolo 3

Il diagramma luminosità di accrescimento/campo magnetico

Uno strumento molto utile per lo studio delle proprietà di una ULP è il diagramma luminosità di accrescimento/campo magnetico [17, 18, 34], dove la sorgente viene posizionata in base all'intervallo di luminosità a cui è stata osservata e al campo magnetico stimato. In questo capitolo viene riportata la posizione sul diagramma di tutte le ULP note (M82 X-2, NGC 7793 P13, NGC 5907 ULX, NGC 300 ULX, M51 ULX-7) e di Swift J0243.6+6124, al fine di confrontarle tra loro.

3.1 Il diagramma luminosità di accrescimento/campo magnetico

Come si è visto nel primo capitolo, le stelle di neutroni in accrescimento emettono una luminosità L_{acc} data dall'equazione (1.3). Il flusso di materiale in accrescimento viene incanalato al raggio magnetosferico dal campo magnetico fino a raggiungere i poli della stella di neutroni. Se L_{acc} è piccola ($L_{acc} \lesssim 10^{37}$ erg s⁻¹), il gas in accrescimento cade direttamente sulla superficie della stella, emettendo radiazione X. Per grandi valori di L_{acc} il materiale in accrescimento forma uno shock al di sopra della superficie della stella di neutroni (Figura 3.1) [20]. Il gas in accrescimento forma la cosiddetta *colonna di accrescimento*. Se il campo magnetico della stella di neutroni è molto elevato ($B > 10^{13}$ G), la sezione d'urto di scattering degli elettroni è ridotta in direzione perpendicolare alle linee del campo magnetico per fotoni di energia minore dell'energia di ciclotrone ($E_c \sim 12B_{12}$ keV, dove $B_{12} = B/10^{12}$ G) [27]. Così facendo, l'enorme flusso di radiazione può sfuggire attraverso le pareti laterali della colonna di accrescimento senza fermare il flusso di accrescimento lungo la colonna. Con questo meccanismo, L_{acc} può superare la

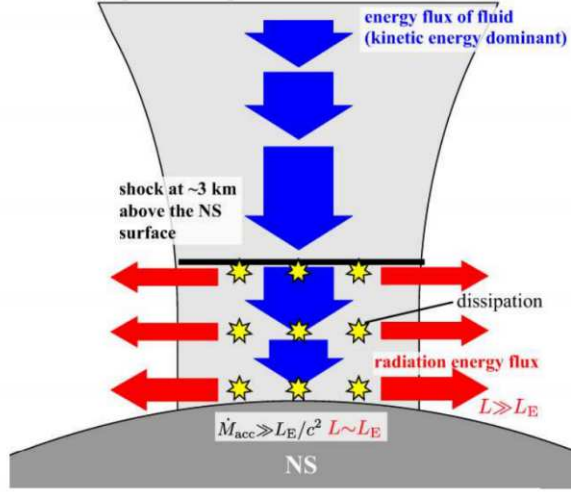


Figura 3.1: Immagine schematica che raffigura l'accrescimento sulla superficie di una stella di neutroni per grandi valori di L_{acc} . Le frecce blu rappresentano il flusso di energia trasportato dal gas; la loro lunghezza e larghezza sono proporzionali al flusso di energia cinetica e al tasso di accrescimento rispettivamente; le frecce rosse rappresentano il flusso di energia trasportato dalla radiazione e la loro larghezza è proporzionale al flusso di energia [20].

luminosità di Eddington, L_{Edd} , di diversi ordini di grandezza. Mushtukov et al. (2015) [27] mostrano che le colonne di accrescimento possono produrre luminosità fino a $10^3 L_{Edd}$ se $B \sim 5 \times 10^{15}$ G. La linea continua in Figura 3.2 mostra la luminosità massima che può raggiungere una colonna di accrescimento ai poli di una stella di neutroni in funzione del campo magnetico: al di sopra di $\sim 10^{13}$ G l'andamento è ben approssimato dalla relazione:

$$L_{39} \sim 0.35 B_{12}^{3/4} \text{ erg s}^{-1}, \quad (3.1)$$

dove $L_{39} = L_{acc}/10^{39} \text{ erg s}^{-1}$.

Assumendo che l'accelerazione secolare della pulsar sia dovuta all'accrescimento, la massima luminosità di accrescimento (quando $r_m \sim r_{cor}$) è legata alla derivata secolare del periodo di rotazione, \dot{P}_{sec} e so ottiene dalle equazioni (1.3), (1.35) e (1.37):

$$L_{acc} = -6.1 \times 10^{48} I_{45} \dot{P} P^{-7/3} M^{1/3} R_6^{-1} \text{ erg s}^{-1}. \quad (3.2)$$

Le linee tratto-punto in figura 3.2 rappresentano la luminosità di accrescimento corrispondente al \dot{P}_{sec} di ciascuna ULP, tranne che per Swift J0243.6+6124 di cui non si ha al momento una stima del suo \dot{P}_{sec} a causa della mancanza di osservazioni su una base temporale sufficientemente lunga.

Nel primo capitolo si è visto anche che l'accrescimento di materia sulla

Sorgente	L_{min}	L_{max}	Autore
M82 X-2	1.0×10^{38}	1.8×10^{40}	Bacchetti et al. (2014) [1]
NGC 5907 ULX-1	2.6×10^{40}	2.2×10^{41}	Israel et al. (2017) [17]
NGC 7793 P13	9.0×10^{38}	1.6×10^{40}	Israel et al. (2017) [18]
NGC 300 ULX	2.0×10^{39}	6.0×10^{39}	Carpano et al. (2018) [5]
M51 ULX-7	3.0×10^{38}	1.0×10^{40}	Rodríguez et al. (2019) [34]
Swift J0243.6+6124	6.8×10^{35}	1.6×10^{39}	Tsygankov et al. (2018) [39]

Tabella 3.1: Valori delle luminosità massime, L_{max} , e minime, L_{min} , di M82 X-2, NGC 5907 ULX-1, NGC 7793 P13, NGC 300 ULX, M51 ULX-7 e Swift J0243.6+6124.

stella di neutroni si verifica solamente quando la velocità angolare del disco di accrescimento al raggio magnetosferico r_m è maggiore della velocità angolare della stella di neutroni Ω_s [17]. Se questa condizione è verificata la forza centrifuga esercitata dalle linee del campo magnetico sulla materia che entra nella magnetosfera è minore della forza di gravità della stella di neutroni e la materia può accrescere sulla superficie. Nel caso contrario, quando la forza centrifuga della magnetosfera a r_m supera la forza di gravità, l'accrescimento è quasi completamente arrestato dal cosiddetto *meccanismo di propeller* e la stella di neutroni entra in un regime nel quale la luminosità emessa è molto bassa (o assente). La luminosità di accrescimento al di sotto della quale la sorgente entra nel regime di propeller è data dall'equazione (1.39). Quest'ultima è rappresentata in Figura 3.2 con una linea tratteggiata per ciascuna ULP.

I valori delle luminosità minime, L_{min} , e massime, L_{max} , delle ULP sono riportate in Tabella 3.1.

Il diagramma luminosità di accrescimento/campo magnetico è mostrato in Figura 3.2. Il campo magnetico delle ULP è stimato a partire dalla corrispondente luminosità massima attraverso l'equazione (3.1). Come si può vedere M82 X-2, NGC 5907 ULX, NGC 7793 P13, M51 ULX-7 e Swift J0243.6+6124 si trovano completamente, o solo in parte, al di sotto della linea che delimita il regime di propeller. Se così fosse, l'accrescimento non avrebbe luogo e le sorgenti non sarebbero visibili. Questa inconsistenza può essere risolta supponendo che l'emissione della sorgente sia "beamed" di un fattore $b < 1$. Di conseguenza, se L è la luminosità effettiva e L_{iso} quella isotropa equivalente, si ha: $L_{iso} = L/b$. Ad esempio, per NGC 5907, un beaming $b \sim 1/170$ e un campo magnetico dipolare $B_{dip} \sim 5 \times 10^{12}$, fanno sì che la sorgente si trovi interamente tra la linea che delimita il regime di propeller e quella che delimita la luminosità massima raggiungibile da una colonna di accrescimento. Tuttavia, un beaming $b \sim 1/170$, corrisponderebbe ad una luminosità minore di quella associata alla derivata prima del periodo della

ULP.

NGC 300 ULX sembra essere l'unica sorgente a trovarsi al di sopra della linea che delimita il regime di propeller. Tuttavia, dall'evoluzione dello spin-up della sorgente si stima un campo magnetico $B \sim 3 \times 10^{12}$ G [5]. Per $B \sim 3 \times 10^{12}$ G, NGC 300 ULX si troverebbe al di sopra della linea che delimita la luminosità massima raggiungibile da una colonna di accrescimento. Il problema si risolve se si assume un beaming $b \sim 1/5$.

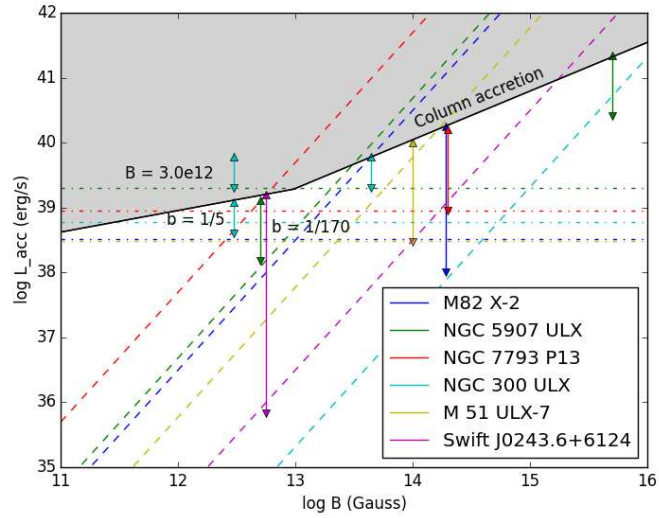


Figura 3.2: Diagramma luminosità di accrescimento/campo magnetico per M82 X-2, NGC 7793 P13, NGC 5907 ULX, NGC 300 ULX, M51 ULX-7 e Swift J0243.6+6124. La linea nera rappresenta la massima luminosità emessa da una colonna di accrescimento su una stella di neutroni [27]. Al di sotto delle linee tratteggiate, la forza centrifuga prodotta dalla rotazione della magnetosfera delle stelle di neutroni supera la forza di gravità e si instaura il regime di propeller. Le linee tratto-punto rappresentano la luminosità di accrescimento associata alla derivata prima del periodo delle ULP, secondo l'equazione (3.2). Al di sotto di questa linea il tasso di accrescimento non sarebbe sufficiente per produrre lo spin-up osservato. I segmenti a doppia freccia rappresentano l'intervallo di luminosità entro cui le sorgenti sono state osservate. Per per NGC 5907, un beaming $b \sim 1/170$ e un campo magnetico dipolare $B_{dip} \sim 5 \times 10^{12}$ G, fanno sì che la sorgente si trovi interamente tra la linea che delimita il regime di propeller e quella che delimita la luminosità massima raggiungibile da una colonna di accrescimento. Per una campo magnetico $B \sim 3 \times 10^{12}$ G stimato dall'evoluzione dello spin-up, NGC 300 ULX richiede un beaming $b \sim 1/5$.

Analogamente a NGC 300 ULX, anche per Swift J0243.6+6124 abbia-

mo ottenuto una stima del campo magnetico dall'evoluzione dello spin-up ($B \sim 1.33 \times 10^{13}$ G). Tuttavia, per un periodo $P = 9.86$ s la sorgente si troverebbe nel regime di propeller quando è poco luminosa ($L \lesssim 5.5 \times 10^{36}$ erg s⁻¹) come mostra la figura 3.3. In questo caso, anche ipotizzando che ci sia beaming il problema permarrrebbe in quanto la sorgente si sposterebbe verso il basso (figura 3.3). Per risolvere questa inconsistenza, in analogia con il caso di NGC 5907 ULX-1 [17] e NGC 7793 P13 [18], è possibile considerare la possibilità che il campo magnetico vicino alla superficie della stella di neutroni (e quindi alla base della colonna di accrescimento) sia dominato da un campo multipolare di intensità più elevata rispetto ad un semplice dipolo. Viceversa, si assume che vicino al raggio magnetosferico ($r_m \sim 10^8$ cm) domini il campo magnetico dipolare in virtù del fatto che esso decade più lentamente con il raggio. Questa configurazione consente un elevato valore del campo magnetico alla superficie della stella di neutroni, rilassando il vincolo sul propeller regime: la condizione che la stella di neutroni si trovi in regime di accrescimento dipende dal valore del campo magnetico a r_m , dove conta solo la componente di dipolo. Assumendo quindi un dipolo magnetico $B_{dip} \sim 4.7 \times 10^{12}$ G e un campo multipolare $B_{multi} \sim 1.33 \times 10^{13}$ G, Swift J0243.6+6124 si trova interamente nella zona permessa del diagramma (Figura 3.3). Inoltre, la presenza di un campo magnetico multipolare permette di spiegare la differenza tra il valore del campo magnetico ottenuto da Doroshenko et al. (2018) [8] ($B = 1.08 \times 10^{13}$ G) studiando l'evoluzione dello spin-up della stella di neutroni, e quello ottenuto da Tsygankov et al. (2018) [39] dalla mancata osservazione dell'effetto propeller ($B < 10^{13}$ G). Il campo magnetico ottenuto in questa tesi ($B = 1.33 \times 10^{13}$ G) è ancora più elevato di quello di Doroshenko et al. (2018) [8], favorendo ulteriormente l'ipotesi dell'esistenza di un campo multipolare.

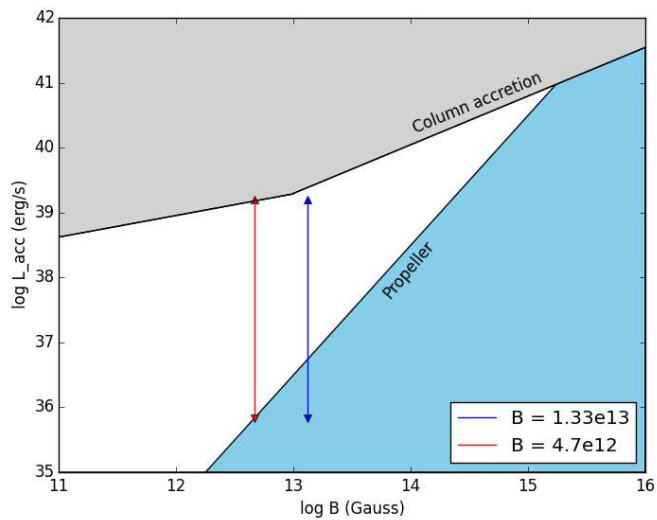


Figura 3.3: Diagramma luminosità di accrescimento/campo magnetico per Swift J0243.6+6124. Nella regione grigia la sorgente supererebbe la luminosità massima prodotta da una colonna di accrescimento nei poli della stella di neutroni. L'accrescimento è inibito nella regione celeste dove la stella di neutroni entra nel propeller regime. Per un campo magnetico $B \sim 1.33 \times 10^{13}$ G come stimato nel paragrafo 2.2, la sorgente si troverebbe nel propeller regime quando è poco luminosa ($L \lesssim 5.5 \times 10^{36}$ erg s^{-1} , segmento a doppia freccia blu). Assumendo un campo magnetico dipolare $B_{dip} \sim 4.7 \times 10^{12}$ la sorgente si trova nella regione permessa del diagramma (segmento a doppia freccia rosso).

Capitolo 4

Analisi delle osservazioni IFI+Iqueye di Swift J0243.6+6124

In questa Tesi sono state analizzate le osservazioni di Swift J0243.6+6124 ottenute nella banda ottica con il fotometro veloce Iqueye [28], montato sul telescopio Galileo di Asiago utilizzando un interfaccia a fibra ottica (Iqueye Fiber Interface) [45]. Il log delle osservazioni è riportato nella Tabella 4.1. In questo capitolo vengono discussi gli strumenti e le tecniche utilizzate per la raccolta e l'analisi dei dati.

4.1 Iqueye

Iqueye (figura 4.1) è un contatore di fotoni singoli in ottico ultra-veloce [28]. E' stato realizzato come prototipo di fotometro quantistico per la futura classe di telescopi da 40 metri, come ad esempio l'E-ELT e rappresenta lo strumento astronomico leader in tutto il mondo per lo studio delle variabilità in tempi scala sotto il millisecondo in banda ottica [46, 45]. Questo strumento unisce l'elevatissima risoluzione temporale dei detectors single photon avalanche photodiodes (SPAD), con un meccanismo di divisione della pupilla ottica e un sofisticato sistema di timing. L'alta efficienza quantistica, la capacità di contrassegnare il tempo di arrivo individuale di ogni fotone con una risoluzione temporale migliore di 500 ps, e la possibilità di "binnare" la curva di luce arbitrariamente in "post-processing" senza perdere i dati originali, fanno di Iqueye uno strumento dalle caratteristiche senza precedenti per studi di timing in banda ottica.

L'apertura di ingresso dello strumento cattura un campo di vista di ~ 10 arcsec. All'interno dello strumento il fascio luminoso attraversa un riduttore focale (figura 4.2), dove possono essere inseriti dei filtri, e viene poi diviso in 4 parti simmetriche da uno specchio piramidale. In ognuna di queste parti possono essere inseriti dei filtri addizionali o dei polarizzatori in una porzione



Figura 4.1: *A sinistra*: Iqueye montato al telescopio NTT di 3.6 m (ESO, La silla, Chile) [28]. *A destra*: IFI montato al telescopio Galileo di 1.2 m (Asiago), che porta la luce ad Iqueye attraverso una fibra ottica [45].

collimata del fascio. Il fascio di luce viene poi rifocalizzato su quattro SPAD del diametro di $100\ \mu\text{m}$. Di fronte allo specchio piramidale possono essere inseriti dei pinhole di diversi diametri (da 3.5" a 8.7") per massimizzare il rapporto segnale-rumore. Sono presenti anche uno SPAD aggiuntivo che monitora il cielo e una camera di campo.

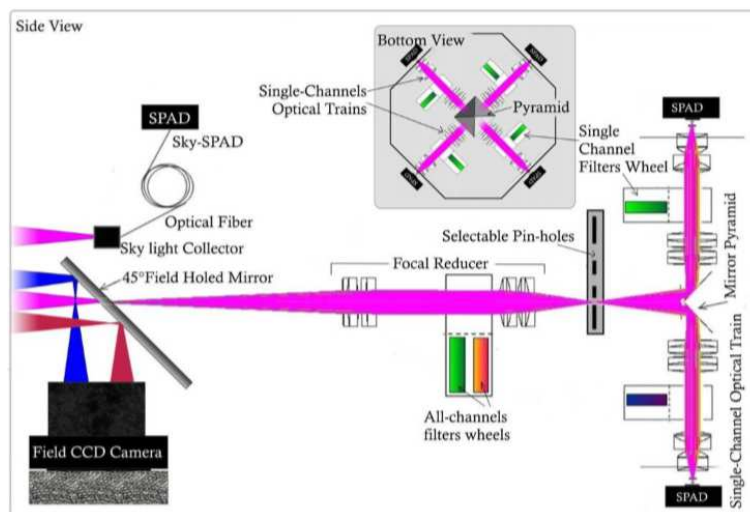


Figura 4.2: Disegno ottico di Iqueye con il suo meccanismo di divisione della pupilla in quattro parti.

Il vantaggio principale di questo sistema di divisione della pupilla è che permette di coprire parzialmente i tempi morti in ogni SPAD, aumentando la rate sostenibile dallo strumento.

Il segnale catturato da ogni SPAD viene inviato ad un *Time to digital converter* (TDC) (figura 4.3), costruito da CAEN (Costruzioni Apparecchiature Elettroniche Nucleari, Italia), e quindi ad un server di acquisizione dedicato. Il TDC fa uso di un orologio a rubidio esterno e di un GPS per controllare

la stabilità a lungo termine dell'orologio. Il TDC contrassegna ogni evento con una risoluzione di 24.4 ps per canale e trasferisce i dati attraverso una fibra ottica ad un computer esterno dove i dati vengono acquisiti. Dopo la fine dell'osservazione, i dati sono immagazzinati in un server esterno.

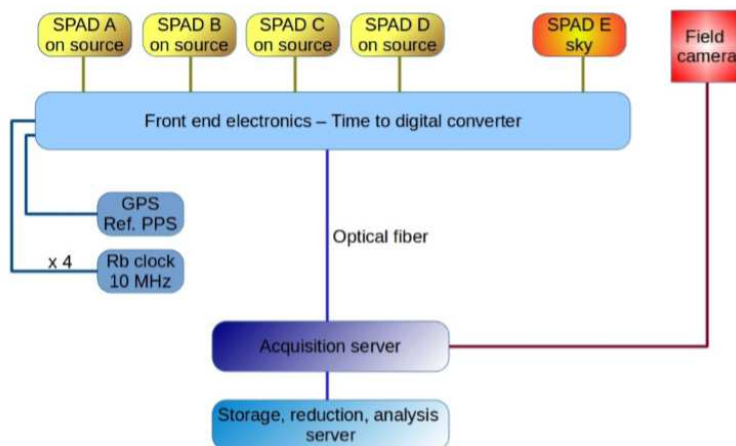


Figura 4.3: Sistema di acquisizione e di timing di Iqueye.

4.2 Analisi dei dati

Una breve descrizione delle principali tecniche di timing utilizzate in questa tesi è riportata nell'Appendice A. L'analisi dei dati è stata eseguita con Xronos, un pacchetto software utilizzato per le analisi temporali in Astronomia X [43]. Nonostante sia stato progettato principalmente per l'Astronomia X, Xronos è fondamentalmente adatto per lo studio delle variabilità temporali a tutte le lunghezze d'onda. In passato, è stato usato per analizzare dati dall'Einstein Observatory, EXOSAT, Ginga, ASCA e RXTE, come anche per la fotometria ottica. Include programmi per calcolare curve di luce, rapporti di intensità e diagrammi colore-colore, epoch folding, spettro di potenza, autocorrelazione, cross-correlazione, asimmetria temporale e analisi statistiche.

Xronos consiste in una collezione di tools, ciascuna dedicata ad una specifica applicazione. I parametri utilizzati per l'analisi possono essere specificati come argomenti quando il tool viene lanciato o richiesto in input durante l'esecuzione.

I tasks utilizzati per l'analisi dei dati IFI+Iqueye sono *lcurve*, *powspec*, *efsearch* e *efold*:

- **lcurve**: permette di creare curve di luce. Una volta dato in input il file in formato FITS contenente la serie temporale, il tool permette di scegliere la durata di ogni bin ed eventualmente di suddividere la serie

ID Osservazione	Data di inizio (UTC)	Data di fine (UTC)	Durata esposizione (s)
20171005-004027	2017-07-05 22:45:42.9	2017-07-05 23:15:41.0	1799.0
20171007-013307	2017-07-07 23:38:32.2	2017-07-07 23:53:30.2	4498.0
20171119-025235	2017-11-19 01:59:49.4	2017-11-19 02:14:47.5	4498.0
20171119-031847	2017-11-19 02:26:02.2	2017-11-19 02:41:00.2	4498.0
20171119-034336	2017-11-19 02:50:51.7	2017-11-19 03:05:49.5	4498.0
20171120-002758	2017-11-19 23:35:12.8	2017-11-20 00:05:10.7	1798.0
20171120-010705	2017-11-20 00:14:20.7	2017-11-20 00:44:18.6	1798.0
20171120-021459	2017-11-20 01:22:14.7	2017-11-20 01:52:12.7	1798.0
20171120-215524	2017-11-20 21:02:39.0	2017-11-20 21:32:36.9	1798.0
20171120-230307	2017-11-20 22:10:21.9	2017-11-20 22:40:19.8	1798.0
20171120-234101	2017-11-20 22:48:15.9	2017-11-20 23:03:13.6	4498.0
20180418-221116	2018-04-18 20:07:19.9	2018-04-18 20:22:17.9	4498.0

Tabella 4.1: Registro delle osservazioni IFI+Iqueye con istante di inizio e fine e durata di ciascuna osservazione. I tempi si riferiscono al baricentro del sistema solare.

in intervalli multipli. Il plot della curva di luce prodotto in output è in unità di conteggi/s su tempo.

- **powspec**: permette di creare spettri di potenza. Una volta dato in input il file in formato FITS contenente la serie temporale, il tool permette di scegliere la durata di ogni bin ed eventualmente di suddividere la serie in intervalli multipli o di rebinnare la serie. Il plot dello spettro di potenza prodotto in output è in unità di potenza su frequenza.
- **efsearch**: cerca evidenze di periodicità in una serie temporale, sommando in fase (folding) i dati e determinando il χ^2 della curva di luce folded. Il tool richiede in input un periodo folding iniziale. Questo valore viene usato come centro di un intervallo di valori di prova. Stabilendo il numero di phasebin/periodo (i.e. il numero di bin in cui l'intervallo che va dalla fase 0.0 alla fase 1.0 è diviso) si determina la risoluzione della curva di luce folded di prova. Infine, l'incremento del periodo e il numero di periodi da cercare, definiscono, insieme al periodo iniziale, l'intervallo di periodi che viene analizzato. Il tool plotta il valore del χ^2 in funzione del periodo, fornendo il miglior periodo trovato nella ricerca (quello che massimizza il χ^2).
- **efold**: questa tool calcola la curva di luce folded, plottando il risultato in unità di conteggi/s (normalizzati) in funzione della fase.

Capitolo 5

Risultati delle analisi delle osservazioni ottiche di Swift J0243.6+6124 ottenute con IFI+Iqueye

In questo capitolo vengono presentati i risultati dell'analisi delle osservazioni di Swift J0243.6+6124 ottenute in ottico con lo strumento IFI+Iqueye montato sul telescopio Galileo di Asiago. L'obiettivo è quello di cercare evidenza di pulsazioni o determinare un limite superiore alla loro esistenza, in banda ottica.

5.1 Risultati dell'analisi delle osservazioni

Le osservazioni IFI+Iqueye di Swift J0243.6+6124 coprono un intervallo di tempo che va dal giorno 5 luglio 2017 al giorno 18 aprile 2018, come mostrato in Tabella 4.1. La sorgente ha coordinate $RA = 40.91806$, $Dec(J2000) = 61.43412$, o equivalentemente:

$$\begin{aligned} RA(J2000) &= 02h 43m 40.34s, \\ Dec(J2000) &= +61h 26m 02.8s, \end{aligned}$$

con un'incertezza stimata di 1.5 arcosecondi.

Inizialmente, ciascuna serie temporale è stata binnata con bin nell'intervallo tra 1-10 s, al fine di cercare periodicità nella curva di luce. Tuttavia, nonostante Swift J0243.6+6124 abbia un periodo di pulsazione piuttosto lento (~ 9.86 s), non si notano oscillazioni evidenti nelle curve di luce, come si vede dalle figure 5.1 e 5.2.

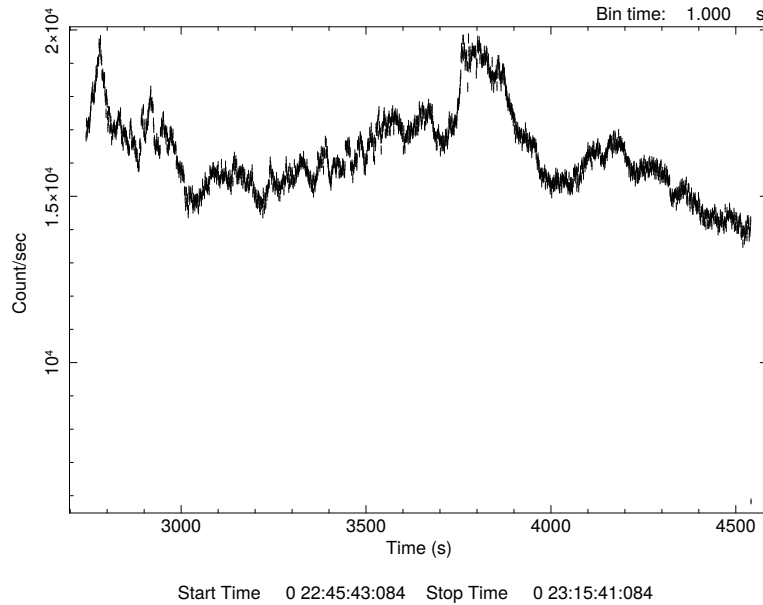


Figura 5.1: Osservazione IFI+Iqeye 20171005-004027 binnata con periodo di 1 s.

Anche lo spettro di potenza delle osservazioni non sembra mostrare delle frequenze caratteristiche che superano altamente il livello del rumore (figura 5.3). La regione dello spettro dove dovrebbe trovarsi la frequenza principale di pulsazione ($\sim 9.86 \text{ s} \simeq 0.1014 \text{ Hz}$) è contaminata dal contributo delle variabilità a bassa frequenza del cielo e da quella indotta dagli effetti dell'apertura e della guida del telescopio, che producono il tipico incremento (red noise) visibile nella zona a basse frequenze dello spettro (figura 5.3).

Dunque, è stata eseguita una dettagliata ricerca di periodicità tramite folding delle serie temporali a partire dai periodi di pulsazione ricavati da Doroshenko et al. (2017) [8]. La ricerca è stata condotta utilizzando 8 o 16 phase bin per periodo. Per bin temporali di questa lunghezza non ci si aspetta uno shift significativo del profilo dell'impulso a causa del moto orbitale della sorgente. Infatti per un tempo di osservazione T_{obs} di mezz'ora e utilizzando i dati riportati in Tabella 2.1 si ha uno shift temporale dell'impulso pari a:

$$\Delta t = \left(\frac{T_{obs}}{P_{orb}} \right) \cdot 4a \sin i \simeq 0.4 \text{ s.} \quad (5.1)$$

dato che, per orbite quasi circolari, il semiasse maggiore proiettato ($a \sin i$) viene descritto in un quarto del periodo orbitale. Siccome per un periodo di rotazione della stella di neutroni ($P = 9.86 \text{ s}$), il rapporto

$$\frac{\Delta t}{P} \simeq 0.04, \quad (5.2)$$

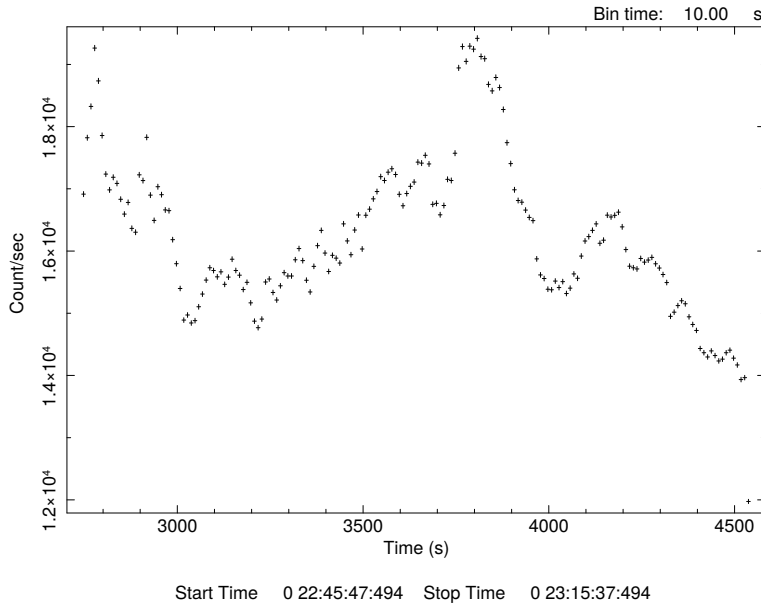


Figura 5.2: Osservazione IFI+Iqeye 20171005-004027 binnata con periodo di 10 s.

è minore della durata di un bin anche utilizzando 16 phase bin per periodo ($1/16 \lesssim 0.06$ s), non ci si aspetta che gli effetti dovuti al moto orbitale influenzino la ricerca tramite folding delle serie temporali.

Non è stata però trovata nessuna pulsazione associabile inequivocabilmente alla sorgente nelle singole acquisizioni. Tuttavia, sono state trovate diverse inaspettate periodicità di origine ignota. In particolare, sono stati trovati dei picchi nel valore del χ^2 fino a $\sim 3 - 4 \times 10^4$ per periodi di 9.6, 10 e 10.4 s e 9.778 s, presenti in tutte le osservazioni. Questi picchi sono mostrati in figura 5.4 e 5.5 per le osservazioni 20171120-002758 e 20171005-004027. Queste periodicità, che cadono a tempi ben definiti (10.0 s) e che si ripetono in tutte le osservazioni con un valore del χ^2 molto grande, fanno pensare ad un'origine strumentale piuttosto che a un segnale di provenienza da una sorgente astrofisica. Il problema è attualmente in fase di studio. Ciò è supportato dal fatto che anche nelle acquisizioni ottenute con la SPAD addizionale (che è puntato sulla sorgente ma effettua un monitoraggio della luce ambientale) sono state trovate le stesse periodicità (figura 5.6).

Restringendo la ricerca di periodicità ad un intervallo centrato intorno al periodo di rotazione atteso (~ 9.8 s) e privo delle periodicità spurie più significative ed utilizzando un numero di phase-bin $N_b = 8$, il valore del χ^2 è ugualmente molto più grande del numero di $\text{dof} = N_b - 1$, come mostrato in figura 5.7) per l'osservazione 20171119-025235. Come accennato in precedenza, questo è dovuto probabilmente al contributo delle variabilità a bassa frequenza del cielo e da quella indotta dagli effetti dell'apertura e della guida

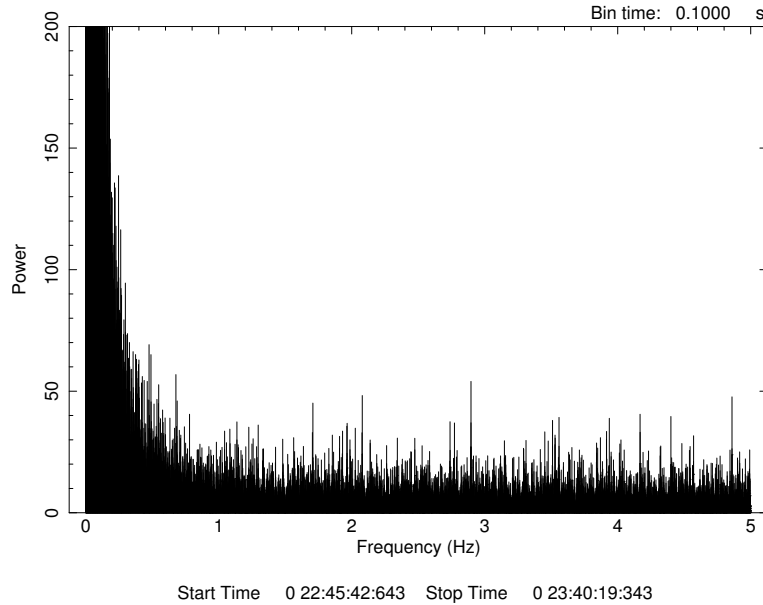


Figura 5.3: Spettro di potenza dell'osservazione IFI+Iqeye 20171005-004027 con bin di 0.1 s.

del telescopio, le quali hanno tempi-scala caratteristici in questo intervallo.

5.2 Stima del limite superiore alla presenza di pulsazioni

Nonostante la ricerca del periodo di pulsazione abbia dato un esito negativo, possiamo tentare di porre un limite superiore alla variabilità intrinseca della sorgente a partire dalla fractional root mean square variability della curva di luce binnata con il corrispondente periodo. Sia α il segnale pulsato della sorgente. Si può dimostrare che il rapporto segnale-rumore

$$\frac{S}{N} = \frac{\alpha}{\sigma_{noise}} = \frac{\alpha/\bar{x}}{f_{rms,n}}, \quad (5.3)$$

dove \bar{x} , σ_{noise} e $f_{rms,n}$ sono dati dalle equazioni (6.3), (6.6) e (6.9). Il rapporto segnale-rumore dell'intera osservazione $(S/N)_T$ è legato al segnale-rumore del singolo ciclo di pulsazione $(S/N)_P$ dalla relazione

$$\left(\frac{S}{N}\right)_T = \left(\frac{S}{N}\right)_P \cdot \left(\sqrt{\frac{T_{obs}}{P}}\right) = \left(\frac{S}{N}\right)_P \cdot \sqrt{N}, \quad (5.4)$$

dove N è il numero di pulsazioni all'interno dell'osservazione. Dato che non c'è evidenza di segnale in un'intera osservazione, possiamo porre:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_T < 3,$$

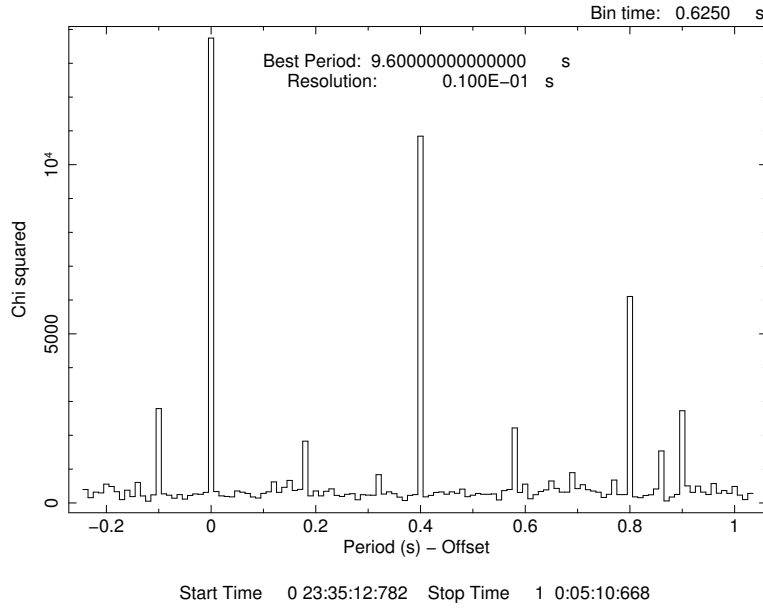


Figura 5.4: Distribuzione del χ^2 in funzione del periodo di folding per l'osservazione IFI+Iqeye 20171120-002758.

e quindi, in un periodo di rotazione:

$$\left(\frac{S}{N}\right)_P < \frac{3}{\sqrt{N}}.$$

Dall'equazione (5.3) si ottiene:

$$\frac{\alpha}{\bar{x}} < 3 \frac{f_{rms,n}}{\sqrt{N}}. \quad (5.5)$$

Dallo studio della curva di luce binnata con un periodo $P = 9.86$ s si ricava $f_{rms,n} \simeq 5\%$. Dunque, per un osservazione di mezzora ($N = T_{obs}/P \simeq 180$) si ha:

$$\frac{\alpha}{\bar{x}} < 1\%. \quad (5.6)$$

Sia ora L_{opt}^{puls} la luminosità ottica pulsata emessa dalla sorgente. Assumendo che l'emissione sia di origine termica:

$$L_{opt}^{puls} = A \cdot \sigma T^4, \quad (5.7)$$

dove A è l'area superficiale entro cui viene emessa la pulsazione e $\sigma = 5.7 \times 10^{-5}$ la costante di Stefan-Boltzmann. Dall'equazione (5.6) si ottiene:

$$\frac{L_{opt}^{puls}}{L_{opt}} < 1\%, \quad (5.8)$$

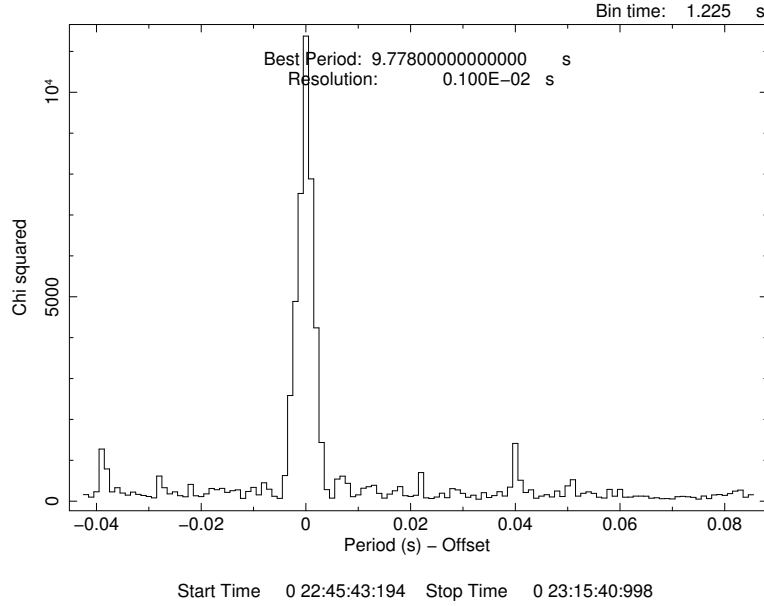


Figura 5.5: Come da figura 5.4 per l'osservazione IFI+Iqeye 20171005-004027.

dove L_{opt} è la luminosità ottica totale della sorgente. Assumendo $L_{opt} \simeq 2 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$, luminosità tipica per una stella di tipo spettrale B e di $16 M_{\odot}$, si ha:

$$L_{opt}^{puls} < 2 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}, \quad (5.9)$$

e quindi, assumendo $T = 10^4 \text{ K}$, si ottiene:

$$A < \frac{L_{opt}^{puls}}{\sigma T^4} = \frac{2 \times 10^{36}}{6 \times 10^{-5} \cdot 10^{16}} \text{ cm}^2 \simeq 3 \times 10^{24} \text{ cm}^2. \quad (5.10)$$

Assumendo infine $A = \pi r_{opt}^2$, si ha:

$$r_{opt} < 10^{12} \text{ cm}. \quad (5.11)$$

Il limite superiore che si ricava imponendo che la regione emittente sia più piccola della distanza percorsa dalla luce in un periodo (per dimensioni maggiori la pulsazione verrebbe diluita al punto da non essere più osservabile) é:

$$r_c < c \cdot P \simeq 3 \times 10^{11} \text{ cm}, \quad (5.12)$$

valore confrontabile con quello sopra riportato (equazione (5.11)).

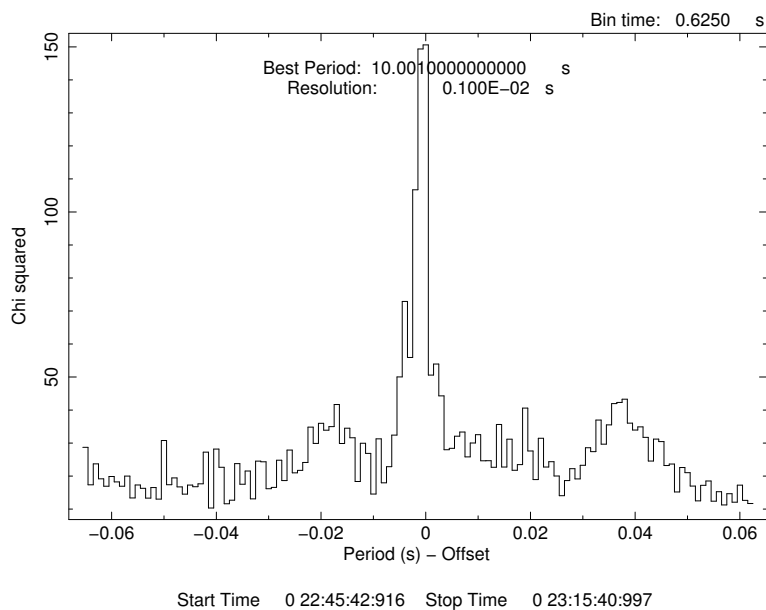


Figura 5.6: Distribuzione del χ^2 in funzione del periodo per la SPAD addizionale dell'osservazione IFI+Iqeye 20171005-004027.

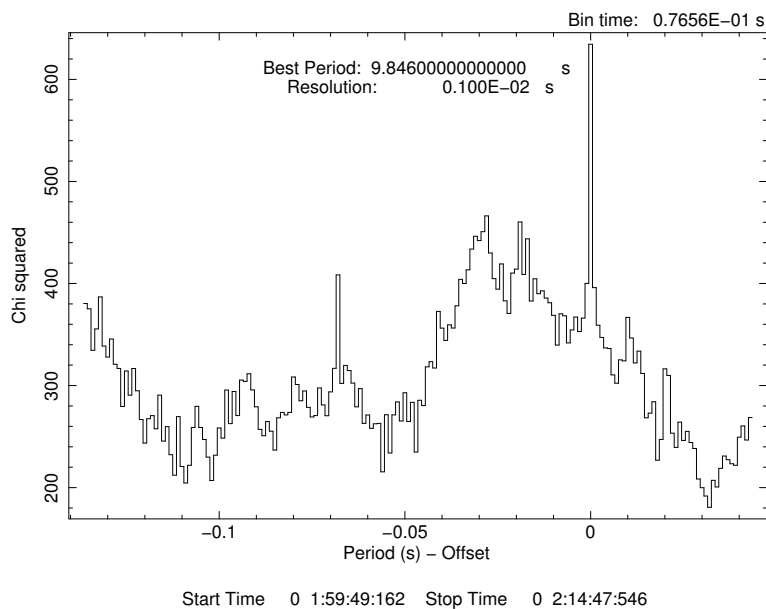


Figura 5.7: Distribuzione del χ^2 in funzione del periodo per l'osservazione IFI+Iqeye 20171119-025235. Il livello del rumore è molto maggiore del numero di dof ~ 8 . L'intervallo di periodicità considerato è tra 9.7 s e 9.9 s.

Capitolo 6

Discussione e conclusioni

Lo scopo di questa Tesi è lo studio delle pulsar ultra-luminose (ULP) e in particolare della prima ULP galattica, Swift J0243.6+6124. Si pensa che queste sorgenti siano sistemi binari alimentati da un disco di accrescimento su una stella di neutroni. La stella compagna, durante una fase della sua evoluzione, riempie il proprio lobo di Roche e il materiale più esterno viene attirato gravitazionalmente dalla stella di neutroni. Le ULP sono di particolare interesse perché la loro luminosità può superare il limite di Eddington anche di diverse centinaia di volte. Swift J0243.6+6124 è di fondamentale importanza per lo studio delle ULP perché permette per la prima volta di studiare le caratteristiche di questi oggetti da vicino.

I risultati di questa tesi possono essere riassunti in tre punti. Innanzitutto, ripetendo l'analisi temporale dei dati del gamma ray burst monitor a bordo del satellite Fermi in un modo simile a quanto fatto da Doroshenko et al. (2018) [8], abbiamo aggiornato la stima del campo magnetico di Swift J0243.6+6124 utilizzando per la distanza della sorgente il valor medio misurato dal satellite Gaia [39] $d = 7.3$ kpc. Il campo magnetico ottenuto ($B = (1.33 \pm 0.06) \times 10^{13}$ G) è maggiore di quello derivato da Doroshenko et al. (2018) [8] ($B = (1.08 \pm 0.006) \times 10^{13}$ G) e di quello ottenuto da Tsygankov et al. (2018) [39] ($B < 10^{13}$ G) dalla mancata osservazione dell'effetto propeller.

Successivamente, abbiamo studiato la posizione sul diagramma luminosità di accrescimento/campo magnetico di Swift J0243.6+6124. Swift J0243.6+6124 è stata osservata a luminosità comprese nell'intervallo tra $L \sim 6.8 \times 10^{35}$ erg s⁻¹ e $L \sim 1.6 \times 10^{39}$ erg s⁻¹. Tuttavia, per un periodo di rotazione $P = 9.86$ s e un campo magnetico $B \sim 1.33 \times 10^{13}$ G, la sorgente si troverebbe nel regime di propeller quando è poco luminosa ($L \lesssim 5.5 \times 10^{36}$ erg s⁻¹). Se così fosse, l'accrescimento non avrebbe luogo e la sorgente non dovrebbe essere visibile. Questa inconsistenza può essere risolta assumendo che il campo magnetico vicino alla superficie della stella di neutroni (e quindi alla base della colonna

di accrescimento) sia dominato da un campo multipolare con intensità maggiore di quella della componente di dipolo. Viceversa, si è assunto che vicino al raggio magnetosferico ($r_m \sim 10^8$ cm) domini il campo magnetico dipolare in virtù del fatto che esso decade più lentamente con la distanza dalla stella di neutroni. In particolare, un dipolo magnetico $B_{dip} = 4.7 \times 10^{13}$ G al raggio magnetosferico e un campo magnetico multipolare $B_{multi} = 1.33 \times 10^{12}$ G alla base della colonna di accrescimento sembrano riprodurre al meglio le caratteristiche della sorgente. La presenza di un campo magnetico multipolare permette di spiegare la differenza tra il valore del campo magnetico ottenuto da Doroshenko et al. (2018) [8] ($B = 1.08 \times 10^{13}$ G) studiando l'evoluzione dello spin-up della stella di neutroni, e quello ottenuto da Tsygankov et al. (2018) [39] dalla mancata osservazione dell'effetto propeller ($B < 10^{13}$ G). Il campo magnetico ottenuto in questa tesi ($B = 1.33 \times 10^{13}$ G) è ancora più elevato di quello di Doroshenko et al. (2018) [8], favorendo ulteriormente l'ipotesi dell'esistenza di un campo multipolare.

Infine, sono state analizzate le osservazioni di Swift J0243.6+6124 ottenute nella banda ottica con il fotometro veloce IFI+Iqueye [28], montato sul telescopio Galileo di Asiago, con l'obiettivo di cercare evidenza di pulsazioni. Purtroppo non sono state trovate delle pulsazioni associabili inequivocabilmente alla sorgente. Tuttavia, sono state trovate alcune inaspettate periodicità di probabile origine strumentale, per periodi di 10 s e 9.778 s, presenti in tutte le osservazioni. E' stato comunque possibile ottenere una stima del limite superiore della variabilità intrinseca della sorgente. In particolare si è ottenuto un rapporto tra la luminosità ottica pulsata L_{opt}^{puls} e la luminosità ottica totale L_{opt} pari a: $\frac{L_{opt}^{puls}}{L_{opt}} < 1\%$.

In conclusione, Swift J0243.6+6124 ha fornito un'opportunità unica di osservare da vicino il processo di accrescimento in una ULP.

Appendice A

Tecniche di timing in ottico e in X

La descrizione in questa Appendice è tratta in larga parte da van der Klis (1989) [44] e Zampieri et al. (2013) [48].

Gli attuali telescopi, che raccolgono la radiazione elettromagnetica a tutte le lunghezze d'onda, sono principalmente rivolti a misurare la direzione di arrivo dei fotoni (e.g. camere) o l'energia dei fotoni incidenti (e.g. spettrometri), oppure una combinazione di queste proprietà. Tuttavia, la radiazione elettromagnetica trasmette informazioni in diversi modi: oltre ad ottenere immagini e spettri è possibile studiare la polarizzazione, la variabilità, le statistiche sui tempi di arrivo e il momento angolare orbitale dei fotoni. In particolare, la variabilità permette di esaminare il tempo-scala caratteristico di un processo fisico che avviene in una sorgente, come un sistema binario o un corpo in rotazione. Il segnale ricevuto dalla sorgente può essere infatti raccolto in una curva di luce, che viene definita come il numero di fotoni rilevati in una certa banda spettrale in intervalli temporali (o *bin*) di uguale durata. Per strumenti che effettuano *photon counting*, il calcolo della curva di luce è diretto poiché i tempi di arrivo dei singoli fotoni vengono registrati e viene prodotta una *serie temporale*. Successivamente, la serie temporale viene "binnata": l'intervallo di osservazione è diviso in bin temporali (solitamente uguali) e i fotoni raccolti in ogni bin vengono sommati (figura 6.1). Detto t_i il tempo di arrivo dell' i -esimo fotone e Δt la durata temporale di ogni bin, allora l'under j del bin temporale del fotone è:

$$j = \text{int}(t_i/\Delta t) + 1, \quad (6.1)$$

con $i = 1, \dots, N_{ph}$, dove N_{ph} è il numero di fotoni totali. La variabilità a lungo termine ($> 1 - 10$ s) può essere facilmente studiata utilizzando direttamente le curve di luce o serie temporali binnate.

Si assuma ora di avere una serie temporale binnata:

$$x_j \pm e_j \quad j = 1, \dots, N, \quad (6.2)$$

dove x_j è il numero di fotoni nel j -esimo bin e e_j il corrispondente errore¹. La statistica fornisce delle quantità appropriate per descrivere la sua variabilità:

¹Ci si aspetta una variabilità statistica intrinseca causata da tempi di arrivo casuali dei fotoni (Poisson counting noise) anche se la sorgente ha un'intensità costante.

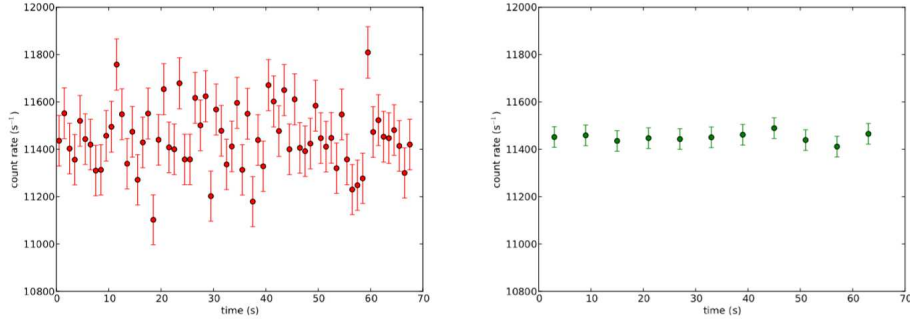


Figura 6.1: Serie temporale binnata con bin di 1 s (a sinistra) e 6 s (a destra) della Crab pulsar osservata il 6 gennaio 2012 con lo strumento Aqueye montato sul telescopio Copernico di Asiago [48].

- Media: stima del valore atteso della serie temporale binnata:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N x_j. \quad (6.3)$$

- Varianza, varianza totale e deviazione standard: stime della dispersione attorno alla media:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (x_j - \bar{x})^2, \quad (6.4)$$

$$V = N\sigma^2, \quad (6.5)$$

$$\sigma = \sqrt{\sigma^2}. \quad (6.6)$$

- Media dei valori al quadrato, radice quadratica media o rms (root mean square) e fractional root mean square variability: come per la varianza, sono misure statistiche della variabilità della curva di luce:

$$\psi^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N x_j^2, \quad (6.7)$$

$$rms = \sqrt{\psi^2}, \quad (6.8)$$

$$f_{rms} = \psi/\bar{x}. \quad (6.9)$$

Media, varianza e media dei valori al quadrato sono legati tra loro dalla relazione

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N x_j^2 - \bar{x}^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N x_j^2 - 2\bar{x}^2 + \bar{x}^2 = \psi^2 - \bar{x}^2. \quad (6.10)$$

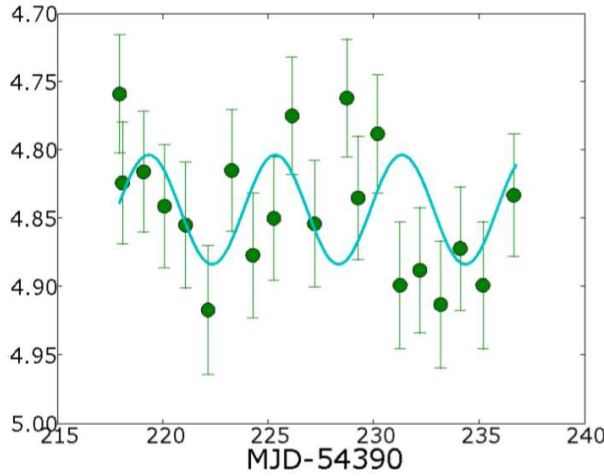


Figura 6.2: Fit sinusoidale di una serie temporale binnata.

La variabilità a lungo termine di un sorgente può essere ulteriormente studiata fittando la serie temporale binnata con un modello che tenta di descriverla (figura 6.2).

In questo contesto viene spesso usata la minimizzazione della funzione χ^2 (assumendo una distribuzione gaussiana degli errori)

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{\nu} \left(\frac{x_j - f_j}{e_j} \right)^2, \quad (6.11)$$

dove $\nu = N - N_p$ è il numero di gradi di libertà o *dof* (degree of freedom, numero di punti meno numero di parametri che vengono usati per riprodurre i dati minimizzando il χ^2), f_j il valore della funzione del modello nel j -esimo bin e N_p il numero di parametri liberi. Se per una serie temporale binnata e una data funzione si ha $\chi_{min}^2 \gg \nu$, allora la probabilità che il modello fornisca una consistente descrizione dei dati è molto bassa e può essere scartato.

Nonostante sia molto utile per l'analisi statistica dei dati, la radice quadratica media non fornisce però informazioni complete sulla variabilità di una sorgente (ad esempio non dà nessun indizio sui tempi-scala caratteristici). Inoltre, la variabilità veloce (< 1 s) è difficile da rilevare, specialmente quando le ampiezze sono piccole. Questi tempi-scala, che caratterizzano una grande varietà di fenomeni nell'Universo (vedi figura ??), necessitano adeguate tecniche di *timing*. Una di queste è l'analisi di Fourier, che permette di ricavare informazioni su come la variabilità di una sorgente è distribuita in frequenza (i.e. i tempi-scala di variabilità della sorgente).

Dato un segnale periodico $f(t)$, questo può essere rappresentato mediante

una combinazione lineare di funzioni sinusoidali detta *serie di Fourier*

$$f(t) = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^N (A_l \cos \omega_l t + B_l \sin \omega_l t). \quad (6.12)$$

I *coefficienti di Fourier* A_l e B_l possono essere facilmente calcolati da [44]:

$$A_l = \sum_{j=1}^N f(t_j) \cos \omega_l t_j, \quad (6.13)$$

$$B_l = \sum_{j=1}^N f(t_j) \sin \omega_l t_j. \quad (6.14)$$

Dalle espressioni (6.13) e (6.14) si nota che A_l e B_l rappresentano semplicemente le correlazioni del segnale $f(t_j)$ con una funzione sinusoidale di frequenza ω_l : se c'è una buona correlazione, il coefficiente di Fourier corrispondente sarà alto e darà una grande contributo alla somma in (6.12). Analogamente, è possibile rappresentare la serie di Fourier in termini di numeri complessi:

$$f(t) = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^N a_l e^{-i\omega_l t}, \quad (6.15)$$

$$a_l = \sum_{j=1}^N f(t_j) e^{i\omega_l t_j}. \quad (6.16)$$

I numeri complessi a_l vengono detti *ampiezze (complesse) di Fourier*; insieme formano la *trasformata di Fourier* di $f(t)$. Viceversa, gli $f(t_j)$ formano la *trasformata di Fourier inversa* degli a_l . L'insieme degli ω_l , oppure $\nu_l = \omega_l/2\pi$, rappresentano il *dominio delle frequenze*.

Si supponga ora di avere un segnale composto da una serie di N numeri $x_j = x(t_j)$ ($j = 0, \dots, N-1$) che, in questo caso, corrispondono al numero di fotoni che si trovano nel j -esimo bin di una serie temporale binata. Se il segnale ha una durata temporale T , la dimensione di ciascun bin sarà $\Delta t = T/N$ e il bin j -esimo ($j = 0, \dots, N-1$) si troverà al tempo $t_j = j\Delta T = jT/N$. Variando l'indice della sommatoria da $l = 1, \dots, N$ a $k = -N/2, \dots, N/2 - 1$ la coppia segnale-trasformata prende la forma

$$x_j = \frac{1}{N} \sum_{k=-N/2}^{N/2-1} a_k e^{-2\pi i j k / N} \quad j = 0, \dots, N-1, \quad (6.17)$$

$$a_k = \sum_{j=0}^{N-1} x_j e^{2\pi i j k / N} \quad k = -N/2, \dots, N/2 - 1, \quad (6.18)$$

dove essendo gli $x_j \in \mathbb{R}$, $a_{-k} = a_k^*$. Inoltre, $a_0 = \sum_j x_j = N_{ph}$, il numero totale dei fotoni, $\nu_{-N/2} = -\nu_{N/2}$ e infine $a_{-N/2} = a_{N/2} = \sum_j x_j (-1)^j$.

La trasformata discreta di Fourier a_k ($k = -N/2, \dots, N/2-1$) decompone il segnale in N onde sinusoidali dando una completa descrizione del segnale discreto; si definiscono alcune importanti frequenze:

- $\nu_{min} = \Delta\nu = 1/T$: *frequenza di risoluzione* cioè la più piccola frequenza risolvibile (nessuna periodicità maggiore di T può essere rilevata);
- $\nu_s = 1/\Delta t = N/T$: *frequenza di campionamento*;
- $\nu_{max} = 1/(2\Delta t) = N/(2T) = \nu_s/2$: *frequenza di Nyquist* (indicata anche con ν_N) cioè la più grande frequenza risolvibile. Infatti, sono necessari almeno 2 bin per rilevare una periodicità (variabilità su tempi scala più piccoli di un singolo bin non sono misurabili);
- $\nu_k = k/T$, $\omega_k = 2\pi k/T$: *frequenze della griglia* (dominio delle frequenze).

Per comprendere pienamente le proprietà della trasformata di Fourier discreta, è necessario fare riferimento alle proprietà della corrispondente trasformata continua. La trasformata continua di Fourier decompone una funzione continua $f(t)$ ($-\infty < t < +\infty$) in un infinito numero di onde sinusoidali:

$$a(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{i\omega t} dt \quad -\infty < \omega < +\infty, \quad (6.19)$$

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a(\omega)e^{-i\omega t} d\omega \quad -\infty < t < +\infty. \quad (6.20)$$

Per il teorema della convoluzione, la trasformata di Fourier del prodotto di due funzioni è la convoluzione della trasformata di Fourier di queste due funzioni. Si supponga, quindi che $a(\omega)$ ($-\infty < \omega < +\infty$) sia la trasformata di Fourier di una funzione continua $x(t)$ ($-\infty < t < +\infty$). Si supponga, inoltre, che x_j ($j = 0, \dots, N-1$) sia una serie temporale discreta, definita come $x_j = x(t_j)$, dove $t_j = jT/N$, i.e. x_j è un campionamento discreto di $x(t)$. Dunque, la relazione di $x(t)$ con x_j è data da una doppia moltiplicazione: $x(t)$ deve essere moltiplicata ad una *funzione finestra* (*window function*; figura 6.3):

$$w(t) = \text{rect}(at) = \begin{cases} 0 & \text{se } |t| > \frac{1}{2a} \\ \frac{1}{2} & \text{se } |t| = \frac{1}{2a} \\ 1 & \text{se } |t| < \frac{1}{2a} \end{cases} \quad \text{con } a \in \mathbb{R}^+, \quad (6.21)$$

e ad una *funzione di campionamento* (*sampling function*)

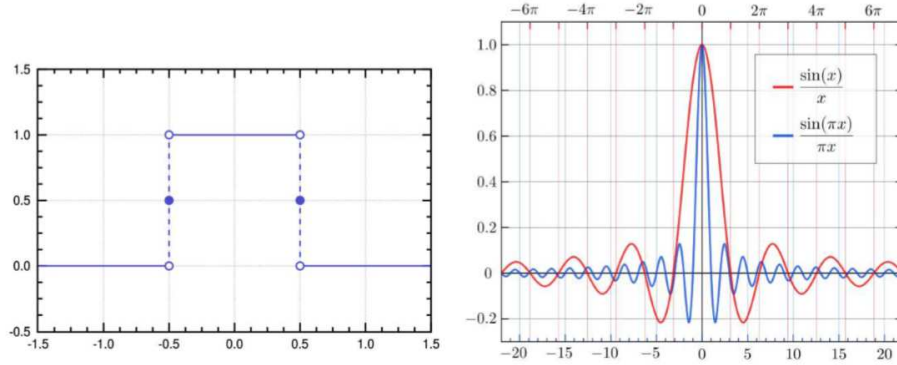


Figura 6.3: Funzioni rect con $a = 1$ (a sinistra) e sinc (a destra).

$$i(t) = \sum_{j=-\infty}^{\infty} \delta\left(t - \frac{jT}{N}\right), \quad (6.22)$$

dove $\delta(t)$ è la funzione delta di Dirac. Dunque, si ha (figura 6.4)

$$x_j = f(t_j) = x(t) \cdot w(t) \cdot i(t). \quad (6.23)$$

Di conseguenza, la relazione tra $a(\omega)$ e a_k è data da una doppia convoluzione: $a(\omega)$ deve essere convoluta con la trasformata di Fourier della funzione finestra

$$W(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} w(t)e^{i\omega t} dt = \frac{1}{\sqrt{2\pi a^2}} \operatorname{sinc}\left(\frac{\omega}{2\pi a}\right), \quad (6.24)$$

(figura 6.3) e della funzione di campionamento

$$I(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} i(t)e^{i\omega t} dt = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta\left(\frac{\omega}{2\pi} - \frac{kN}{T}\right), \quad (6.25)$$

ovvero

$$a_k = \int_{-\infty}^{+\infty} x_j e^{i\omega t} dt = a(\omega) * W(\omega) * I(\omega). \quad (6.26)$$

Una proprietà fondamentale dei coefficienti di Fourier è che la media dei loro valori quadrati dà essenzialmente la varianza totale V della serie temporale. Dal teorema di Parseval si ha:

$$\sum_j |x_j|^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=-N/2}^{N/2-1} |a_k|^2. \quad (6.27)$$

Dall'equazione (6.10) e ricordando che $a_0 = \sum_j x_j$, si ottiene:

$$N\sigma^2 + \frac{1}{N} \left(\sum_j x_j\right)^2 = \frac{1}{N} \sum_{k \neq 0} |a_k|^2 + \frac{1}{N} \left(\sum_j x_j\right)^2,$$

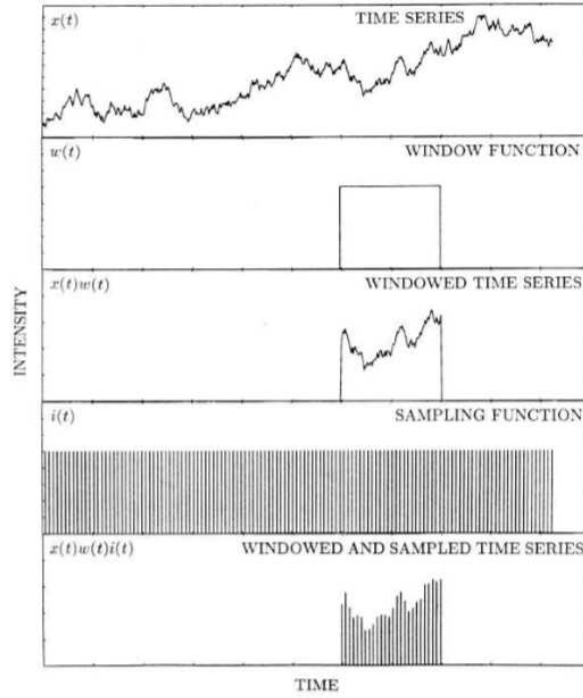


Figura 6.4: La serie temporale discreta x_j si ottiene attraverso una doppia moltiplicazione [44].

ed infine utilizzando l'equazione (6.5):

$$V = \frac{1}{N} \sum_{k \neq 0} |a_k|^2. \quad (6.28)$$

Adottando la normalizzazione usata da Leahy *et al.* (1983) [23], si definisce lo spettro di potenza come (figura 6.29):

$$P_k = \frac{2}{N_{ph}} |a_k|^2 \quad k = 0, \dots, N/2, \quad (6.29)$$

dove N_{ph} è nuovamente il numero totale di fotoni, $a_0 = \sum_j x_j = N_{ph}$, e gli a_k sono dati dall'equazione (6.18).

Lo spettro di potenza fornisce una misura delle frequenze fondamentali che caratterizzano la variabilità di una sorgente (si veda, ad esempio, il caso della Crab pulsar in figura 6.29). Spesso, queste misure hanno bisogno di essere rifinite. A questo scopo può essere utilizzata la tecnica del *folding*, che si basa sul ripiegamento di una serie temporale non binnata lungo un periodo temporale predefinito T_f . L' i -esimo fotone, con tempo di arrivo t_i , dopo il ripiegamento sarà contrassegnato dal tempo:

$$\tau_i = t_i - \text{int}(t_i/T_f)T_f \quad 0 \leq \tau_i \leq T_f, \quad (6.30)$$

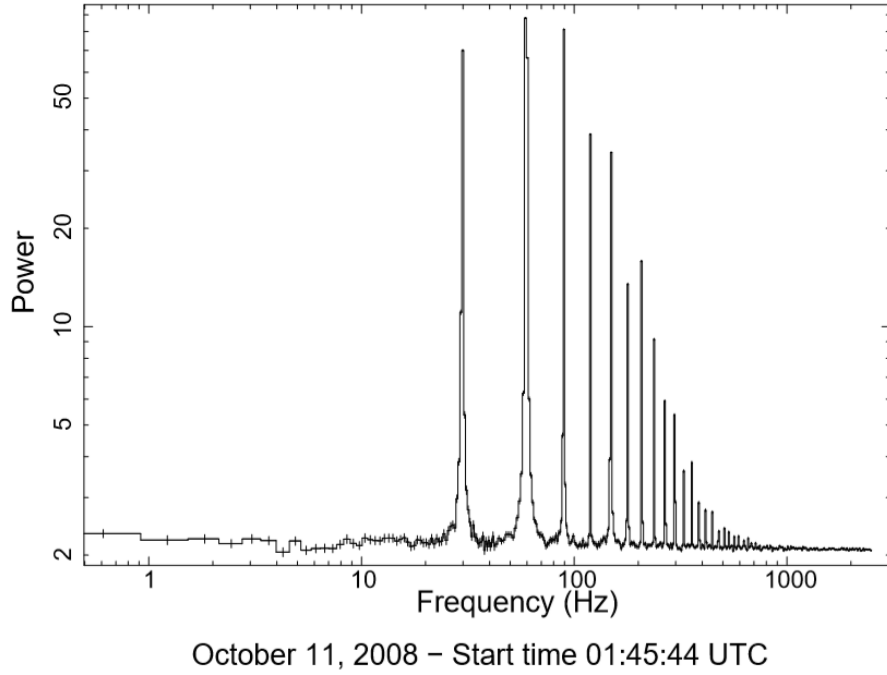


Figura 6.5: Spettro di potenza di un osservazione della Crab pulsar ottenuta con lo strumento Aqueye e con $\Delta t = 2 \times 10^{-4}$ s, $\nu_s = 5000$ Hz e $\nu_N = 2500$ Hz.

e la sua fase sarà

$$\phi_i = \tau_i/T_f \quad 0 \leq \phi_i \leq T_f. \quad (6.31)$$

Sia y_j una serie temporale binnata e folded (con N_b bin per fase) usando diversi valori di T_f . La presenza di eventuali periodicità nella serie temporale viene verificata analizzando la distribuzione del χ^2 della curva di luce in funzione del periodo di folding T_f , dove il χ^2 è definito dalla relazione:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{\nu} \left(\frac{y_j - \bar{y}}{e_j} \right)^2, \quad (6.32)$$

con $\nu = N_b - 1$ dof. In particolare

- se T_f non è il periodo corretto, $\chi^2 \simeq N_b - 1$ poiché i valori y_j non si sommano in fase
- se T_f è corretto, $\chi^2 \gg N_b - 1$ poiché i valori y_j si sommano in fase e la serie temporale folded risultante devia significativamente da una costante.

Il miglior periodo $T_{f,max}$ corrisponde al valore massimo di $\chi^2(T_f)$ (figura 6.6).

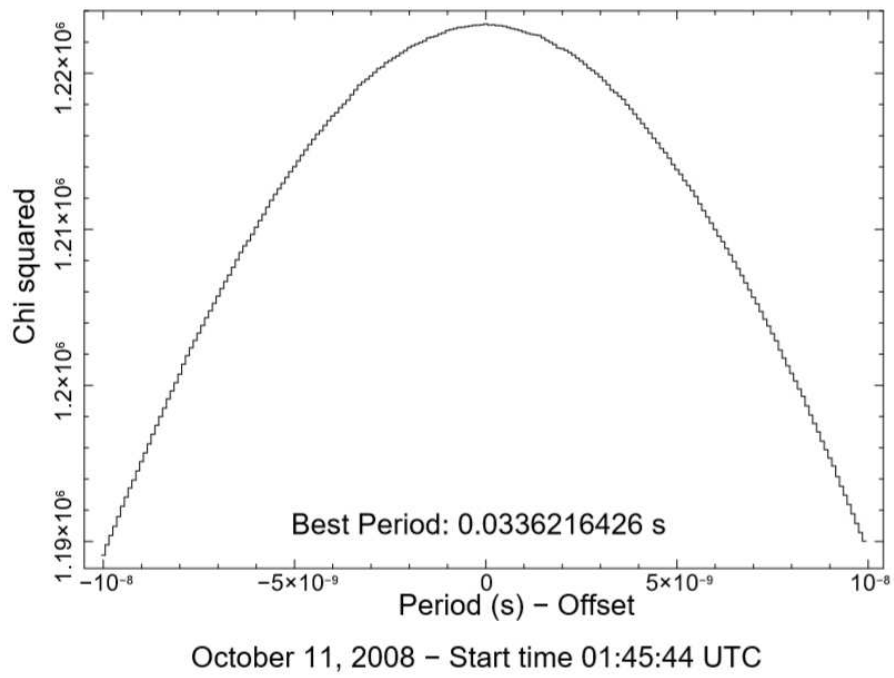


Figura 6.6: $\chi^2(T_f)$ per un'osservazione della Crab pulsar.

Elenco delle figure

1.1	Superfici equipotenziali di Roche	13
1.2	Flusso di accrescimento da un disco incompleto	19
1.3	Periodo in funzione del tempo di M82	22
1.4	Spettro di NGC 7793 P13	26
1.5	Valori di Γ e E_c per le ULP note.	28
2.1	Curva di luce, derivata della frequenza e frequenza in funzione del tempo di Swift J0243.6+6124	32
2.2	Curva di luce e limite di propeller di Swift J0243.6+6124	32
2.3	Curva di luce di Swift J0243.6+6124	34
2.4	Derivata della frequenza usata per determinare i parametri orbitali e il campo magnetico di Swift J0243.6+6124	35
2.5	Frequenza in funzione del tempo corretta per moto orbitale di Swift J0243.6+6124	36
3.1	Accrescimento sulla superficie di una stella di neutroni	38
3.2	Diagramma luminosità di accrescimento/campo magnetico	40
3.3	Diagramma luminosità di accrescimento/campo magnetico per Swift J0243.6+6124	42
4.1	IFI+Iqueye	44
4.2	Disegno ottico di Iqueye	44
4.3	Sistema di acquisizione e di timing di Iqueye.	45
5.1	Osservazione IFI+Iqeye 20171005-004027 binnata con periodo di 1 s.	48
5.2	Osservazione IFI+Iqeye 20171005-004027 binnata con periodo di 10 s.	49
5.3	Spettro di potenza dell'osservazione IFI+Iqeye 20171005-004027 con bin di 0.1 s.	50
5.4	Distribuzione del χ^2 in funzione del periodo di folding per l'osservazione IFI+Iqeye 20171120-002758.	51

5.5	Distribuzione del χ^2 in funzione del periodo di folding per l'osservazione IFI+Iqeye 20171120-002758	52
5.6	Distribuzione del χ^2 in funzione del periodo per la SPAD addizionale dell'osservazione IFI+Iqeye 20171005-004027.	53
5.7	Distribuzione del χ^2 in funzione del periodo per l'osservazione IFI+Iqeye 20171119-025235	53
6.1	Serie temporale binnata della Crab pulsar	ii
6.2	Fit sinusoidale di una serie temporale binnata.	iii
6.3	Funzioni rect e sinc	vi
6.4	Serie temporale finestrata e campionata	vii
6.5	Spettro di potenza della Crab pulsar	viii
6.6	$\chi^2(T_f)$ per un osservazione della Crab pulsar.	ix

Elenco delle tabelle

1.1	Periodo e derivata prima del periodo corretta per moto orbitale per le ULP note	25
1.2	Parametri spettrali ottenuti con il primo modello	29
1.3	Parametri spettrali ottenuti con il secondo modello	29
2.1	Valori dei parametri di best-fit dell'evoluzione della derivata delle frequenze di rotazione di Swift J0243.6+6124.	35
3.1	Valori delle luminosità massime, L_{max} , e minime, L_{min} , delle ULP	39
4.1	Registro delle osservazioni IFI+Iqueye	46

Bibliografia

- [1] M. Bachetti, F. A. Harrison, D. J. Walton, B. W. Grefenstette, D. Chakrabarty, F. Fürst et al. 2014, *An ultraluminous X-ray source powered by an accreting neutron star*, Nature **514** 202
- [2] K. Belczynski, M. Dominik, T. Bulik, R. O’Shaughnessy, C. Fryer and D. E. Holz 2010, *The Effect of Metallicity on the Detection Prospects for Gravitational Waves*, ApJ **715L** 138B
- [3] I. Bikmaev, V. Shimansky, E. Irtuganov, M. Glushkov, N. Sakhibullin, I. Khamitov et al. 2017, *Determination of the distance to SWIFT J0243.6+6124*, ATe **110968** 1B
- [4] M. Brightman, F. Harrison, D. J. Walton, F. Fuerst, A. Hornschemeier, A. Zezas et al. 2016, *Spectral and Temporal Properties of the Ultraluminous X-Ray Pulsar in M82 from 15 years of Chandra Observations and Analysis of the Pulsed Emission Using NuSTAR*, ApJ **816** 60B
- [5] S. Carpano, F. Haberl, C. Maitra and G. Vasilopoulos 2018, *Discovery of pulsations from NGC 300 ULX1 and its fast period evolution*, MNRAS **476** L45
- [6] Chandra web site, <https://chandra.harvard.edu/>
- [7] P. Kaaret, I. F. Mirabel, M. Brorby and A. Prestwich 2016, *X-Ray Binaries and Low-Metallicity Galaxies*, cosp **41E** 909K
- [8] V. Doroshenko, S. Tsygankov and A. Santangelo 2018, *Orbit and intrinsic spin-up of the newly discovered transient X-ray pulsar Swift J0243.6+6124*, A&A **613A** 19D
- [9] Einstein observatory web page, <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/einstein/heao2.html>
- [10] G. Fabbiano 1989, *X rays from normal galaxies*, ARA&A **27** 87.

- [11] G. Fabbiano, A. Zezas and S. S. Murray 2001, *Chandra Observations of “The Antennae” Galaxies (NGC4038/9)*, ApJ **554** 1035
- [12] S. Fabrika and A. Mescheryakov 2001, *Face-on SS 433 stars as a possible new type of extragalactic X-ray sources*, IAUS **205** 268F
- [13] J. Frank, A. King and D. Raine 2002, *Accretion power in astrophysics*
- [14] F. Fürst, D. J. Walton, F. A. Harrison, D. Stern, D. Barret, M. Brightman et al. 2016, *Discovery of Coherent Pulsations from the Ultraluminous X-Ray Source NGC 7793 P13*, ApJL **831** L14
- [15] P. Ghosh and F. K. Lamb 1979, *Accretion by rotating magnetic neutron stars. III. Accretion torques and period changes in pulsating X-ray sources*, ApJ **234** 296G
- [16] D. J. Helfand, *Endpoints of stellar evolution - X-ray surveys of the Local Group* 1984, PASP **96** 913.
- [17] G. L. Israel, A. Belfiore, L. Stella, P. Esposito, P. Casella, A. De Luca et al. 2017, *An accreting pulsar with extreme properties drives an ultraluminous x-ray source in NGC 5907*, Sci **355** 817I
- [18] G. L. Israel, A. Papitto, P. Esposito, L. Stella, L. Zampieri and A. Belfiore 2017, *Discovery of a 0.42-s pulsar in the ultraluminous X-ray source NGC 7793 P13*, MNRAS **466L** 48I
- [19] P. Jenke and C. A. Wilson-Hodge 2017, *Fermi GBM detects pulsations from Swift J0243.6+6124*, ATe **110812** 1J
- [20] T. Kawashima, S. Mineshige, R. Ohsuga and T. Ogawa 2016, *A radiation-hydrodynamics model of accretion columns for ultra-luminous X-ray pulsars*, PASJ **68** 83K
- [21] J. A. Kennea, A. Y. Lien, H. A. Krimm, S. B. Cenko and M. H. Siegel 2017, *Swift J0243.6+6124: Swift discovery of an accreting NS transient*, ATe **110809** 1K
- [22] A. R. King, M. B. Davies, M. J. Ward, G. Fabbiano and M. Elvis 2001, *Ultraluminous X-Ray Sources in External Galaxies*, ApJL **552** L109
- [23] D. A. Leahy, W. Darbro, R. F. Elsner, M. C. Weisskopf, P. G. Sutherland, S. Kahn et al. 1983, *On searches for pulsed emission with application to four globular cluster X-ray sources : NGC 1851, 6441, 6624 and 6712.*, ApJ **266** 160L
- [24] K. S. Long, S. Dodorico, P. A. Charles and M. A. Dopita 1981, *Observations of the X-ray sources in the nearby SC galaxy M33*, ApJL **246** L61.

- [25] M. Mapelli, M. Colpi and L. Zampieri 2009, *Low metallicity and ultraluminous X-ray sources in the Cartwheel galaxy*, MNRAS **395L** 71M
- [26] C. Motch, M. W. Pakull, R. Soria, F. Grisé and G. Pietrzyński 2014, *A mass of less than 15 solar masses for the black hole in an ultraluminous X-ray source*, Natur **514** 198M
- [27] A. A. Mushtukov, F. V. Suleimanov, S. S. Tsygankov and J. Poutanen 2015, *On the maximum accretion luminosity of magnetized neutron stars: connecting X-ray pulsars and ultraluminous X-ray sources*, MNRAS **454** 2539M
- [28] G. Naletto, C. Barbieri, T. Occhipinti, I. Capraro, A. di Paola, C. Facchinetti et al. 2009, *Iqueye, a single photon-counting photometer applied to the ESO new technology telescope*, A& A **508** 531N
- [29] NUSTAR web site, <https://www.nustar.caltech.edu/>
- [30] F. Pintore, L. Zampieri, L. Stella, A. Wolter, S. Mereghetti, G. L. Israel 2017, *Pulsator-like Spectra from Ultraluminous X-Ray Sources and the Search for More Ultraluminous Pulsars*, ApJ **836** 113P
- [31] J. Poutanen, S. Fabrika, A. F. Valeev, O. Sholukhova and J. Greiner 2013, *On the association of the ultraluminous X-ray sources in the Antennae galaxies with young stellar clusters*, MNRAS **432** 506
- [32] J. Poutanen, G. Lipunova, S. Fabrika, A. G. Butkevich and P. Abolmasov 2007, *Supercritically accreting stellar mass black holes as ultraluminous X-ray sources*, MNRAS **377** 1187
- [33] T. P. Roberts, R. S. Warwick, M. J. Ward and S. S. Murray 2002, *A Chandra observation of the interacting pair of galaxies NGC 4485/4490*, MNRAS **337** 677
- [34] G. A. Rodríguez Castillo, G. L. Israel, A. Belfiore, F. Bernardini, P. Esposito, F. Pintore et al. 2019, *Discovery of a 2.8 s pulsar in a 2 d orbit High-Mass X-ray Binary powering the Ultraluminous X-ray source ULX-7 in M51*, arXiv **1906** 04791R
- [35] R. Sathyaprakash, T. P. Roberts, D. J. Walton, F. Fuerst, M. Bachetti, C. Pinto et al. 2019, *The discovery of weak coherent pulsations in the ultraluminous X-ray source NGC 1313 X-2* arXiv **1906** 00640S
- [36] D. A. Swartz, K. K. Ghosh, A. F. Tennant and K. Wu 2004, *The Ultraluminous X-Ray Source Population from the Chandra Archive of Galaxies*, ApJS **154** 519
- [37] D. A. Swartz, A. F. Tennant and R. Soria 2009, *Ultraluminous X-Ray Source Correlations with Star-Forming Regions*, ApJ **703** 159

- [38] L. Tao, H. Feng, S. Zhang, Q. Bu, S. Zhang et al. 2019, *Super-Eddington Accretion onto the Galactic Ultraluminous X-Ray Pulsar Swift J0243.6+6124*, ApJ **873** 19T
- [39] S. Tsygankov, V. Doroshenko, A. Mushtukov, A. Lutovinov and J. Poutanen 2018, *On the magnetic field of the first Galactic ultraluminous X-ray pulsar Swift J0243.6+6124*, MNRAS **479L** 134T
- [40] D. J. Walton, F. Fürst, F. A. Harrison, D. Stern, M. Bachetti et al. 2018, *Super-Eddington accretion on to the neutron star NGC 7793 P13: Broad-band X-ray spectroscopy and ultraluminous X-ray sources*, MNRAS **473** 4360W
- [41] D. J. Walton, F. Fürst, M. Heida, F. A. Harrison, D. Barret et al. 2018, *Evidence for Pulsar-like Emission Components in the Broadband ULX Sample*, ApJ **856** 128W
- [42] D. J. Walton, T. P. Roberts, S. Mateos and V. Heard 2011, *2XMM ultraluminous X-ray source candidates in nearby galaxies*, MNRAS **416** 1844
- [43] Xronos web site, <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xronos/xronos.html>
- [44] M. van der Klis 1989, *Fourier techniques in X-ray timing*
- [45] L. Zampieri, G. Naletto, C. Barbieri, A. Burtovoi, M. Fiori, A. Spolon et al. 2019, *(Very) Fast astronomical photometry for meter-class telescopes*, CoSka **49** 85Z
- [46] L. Zampieri, G. Naletto, C. Barbieri, E. Verroi, M. Barbieri, G. Ceribella et al. 2015, *Aqueye+: a new ultrafast single photon counter for optical high time resolution astrophysics*, SPIE **9504E** 0CZ
- [47] L. Zampieri and T. P. Roberts 2009, *Low-metallicity natal environments and black hole masses in ultraluminous X-ray sources*, MNRAS **400** 677Z
- [48] L. Zampieri, E. Verroi, G. Naletto, R. Mignani, C. Sigismondi and C. Barbieri 2013, *Optical Observations of the Crab pulsar from March 2 through 4, 2013, with Aqueye at the Copernico telescope in Asiago (Cima Ekar Observatory)*, ATel **4878** 1Z