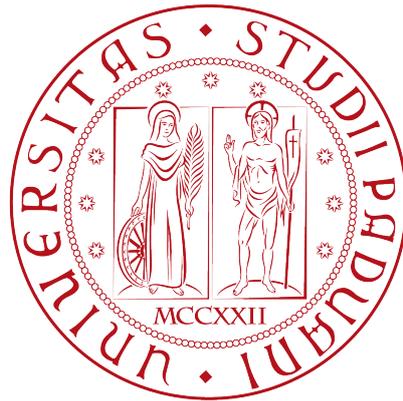


Università degli Studi di Padova

SCUOLA DI SCIENZE
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA
“GALILEO GALILEI”



LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

Spin-down e braking index della pulsar
B0540-69 nella Grande Nube di Magellano
misurato nella banda ottica con IquEye

Relatore: Prof.ssa Paola Marigo
Co-relatore: Dott. Luca Zampieri

Laureanda: ARIANNA MIRAVAL ZANON

A.A. 2014 - 2015

Al mio raggio di sole.

Indice

1	Introduzione	1
2	Scoperta e proprietà delle Pulsars	3
2.1	Storia	3
2.2	Stelle di neutroni	4
2.3	Pulsar	5
2.3.1	Meccanismo di emissione	6
2.3.2	Profili degli impulsi	8
2.3.3	Glitches e Timing noise	10
2.3.4	Diagramma evoluzione $\mathbf{P} - \dot{\mathbf{P}}$	11
2.3.5	Braking index	13
2.4	Cronometria	14
2.4.1	Misura di dispersione	14
2.4.2	Correzione baricentrica dei tempi	15
2.5	Le pulsar al millisecondo	16
2.5.1	PSR B0540-69	17
3	IquEye: Italian Quantum Eye	21
3.1	Caratteristiche ottiche e progettuali	21
3.2	Sistema di acquisizione dati	24
4	Analisi temporale con Xronos	25
4.1	Comandi per l'analisi temporale	26
4.1.1	Calcolo delle curve di luce con lcurve	26
4.1.2	Calcolo dello spettro di potenza con powspec	29
4.1.3	Calcolo della curva del χ^2 con efsearch	32
4.1.4	Calcolo del profilo dell'impulso con efold	35
5	Risultati	37
5.1	Analisi temporale	37
5.2	Timing solution	48

5.3	Calcolo del braking index	55
5.4	Timing noise e glitches	56
6	Conclusioni	59
	Bibliografia	61

Capitolo 1

Introduzione

In questo lavoro di Tesi sono stati analizzati dati ottici relativi alla pulsar B0540-69 acquisiti nel 2009 e 2010 con il fotometro IquEye (Italian Quantum Eye) montato al New Technology Telescope (NTT) a La Silla, Cile. La Tesi è articolata in diverse parti come di seguito descritto.

Nel secondo Capitolo vengono introdotte alcune tematiche fondamentali sulle pulsars: la scoperta risalente al 1967 e le varie ipotesi sulla loro natura; un cenno alla loro formazione, struttura interna e profilo degli impulsi, la loro evoluzione ed il calcolo del braking index (importante strumento per capire il meccanismo di emissione). Si descrive il segnale emesso da queste sorgenti e la correzione che viene effettuata per riferirlo al baricentro del sistema solare. Infine viene presentato l'oggetto di questo studio, la pulsar B0540-69.

Nel terzo capitolo viene brevemente descritto lo strumento con cui sono stati acquisiti i dati: IquEye (Italian Quantum Eye). Vengono presentate le sue caratteristiche ottiche e progettuali confrontandole con quelle di AquEye (Asiago Quantum Eye), montato al telescopio di Cima Ekar, Asiago. Inoltre viene spiegata la procedura di acquisizione dei dati.

Il quarto Capitolo è dedicato alla descrizione dell'analisi dei dati effettuata attraverso il software Xronos. Sono descritte le diverse fasi dell'analisi, dal calcolo della curva di luce e dello spettro di potenza, alla determinazione accurata del periodo e dalla forma dell'impulso. Vengono inoltre presentati in dettaglio i diversi tasks di Xronos utilizzati per questo scopo: *lcurve* e *powspec* per creare curve di luce e spettri di potenza; *efsearch* e *efold* per la ricerca della miglior stima del periodo e per la creazione del profilo dell'impulso.

Nel Capitolo quinto sono discussi i risultati dell'analisi temporale. La curva di luce viene confrontata con quelle pubblicate in letteratura in altre bande dello spettro elettromagnetico. Viene ricavata la *timing solution* dai dati IquEye e viene confrontata con quelle ottenute in lavori precedenti e contemporanei all'epoca in cui sono state prese le nostre misure (2009 e 2010).

Dopo aver calcolato il valore del braking index, viene brevemente discussa la possibile influenza del *timing noise* sui dati IquEye.
Nel sesto capitolo sono riportate le conclusioni.

Capitolo 2

Scoperta e proprietà delle Pulsars

2.1 Storia

Il 24 febbraio 1968 un Astronomo di Cambridge (Antony Hewish) pubblicò sulla rivista *Nature* la scoperta di una radiosorgente celeste rapidamente pulsante. La sorgente inviava con precisissima cadenza un impulso di radio onde ogni 1.33 secondi. Successivamente furono scoperte molte altre sorgenti con rapidi impulsi di radio onde. La scoperta fu resa possibile grazie ad un radio telescopio nelle vicinanze di Cambridge, presso il *Mullar Radio Astronomy Observatory*. Era stato progettato per studiare quasar tramite il fenomeno della scintillazione alla frequenza di 81.5 MHz. La scoperta del segnale fu fatta dalla dottoranda Jocelyn Bell nell'estate del 1967. Dalla prima osservazione il segnale non riapparve per un mese e quindi Hewish e i suoi colleghi conclusero che si era trattato di un fenomeno di interferenza. Ma verso la fine di novembre il segnale ricomparve. Gli impulsi risultavano susseguirsi ad intervalli di 1.3 secondi, ciascuno della durata di due centesimi di secondo. Gli oggetti celesti allora noti erano troppo estesi per dare origine a segnali di così breve durata. La sorgente doveva essere molto piccola, minore della distanza che la luce percorre in tale tempo. L'origine artificiale fu ben presto esclusa poiché ogni sera il segnale anticipava di 3 minuti e 56 secondi sull'ora solare e quindi era sincrono con il moto siderale. Grazie al fenomeno della dispersione fu possibile calcolare la distanza di tale oggetto. Il ritardo del segnale diminuisce all'aumentare della frequenza, a causa della dispersione temporale che si verifica quando le onde radio attraversano un mezzo contenente elettroni liberi (in questo caso quelli del mezzo interstellare). Venne ipotizzato che il segnale provenisse da esseri intelligenti ma la prova

contraria si ebbe dopo pochi mesi quando furono rivelate altre sorgenti simili in altre regioni di cielo. Le caratteristiche del segnale lasciavano aperte solamente due possibilità: una nana bianca o una stella a neutroni. Le nane bianche sono il prodotto finale dell'evoluzione di stelle di piccola massa mentre le stelle di neutroni sono i resti dell'esplosione di supernove. I periodi di oscillazione nei modelli di nane bianche sono nell'intervallo 2-10 s mentre quelli delle stelle di neutroni 1-10 ms. Quando prevalse l'interpretazione in termini di impulsi rotazionali l'ipotesi delle nane bianche fu presto abbandonata in quanto questi oggetti non potevano spiegare le velocità limite di rotazione osservate.

2.2 Stelle di neutroni

Una stella di neutroni è il nucleo residuo dell'esplosione di una stella massiccia di almeno $8-10 M_{\odot}$. Baade e Zwicky furono i primi a prevedere l'esistenza di questi oggetti nel 1934 e in seguito il primo modello fu teorizzato da Oppenheimer e Volkoff nel 1939. Stelle così massicce hanno una vita abbastanza breve, infatti la combustione nucleare procede rapidamente dall'idrogeno fino al ferro nelle regioni centrali mentre negli strati concentrici più esterni si formano elementi via via più leggeri. Uno volta prodotto il al ferro le reazioni nucleari si arrestano, poiché il suo bruciamento richiederebbe energia. A causa delle alte temperature ($T_c \simeq 8 \cdot 10^9 K$) e densità ($\rho_c \simeq 10^{10} gcm^{-3}$) nel nucleo vengono prodotte particelle α che a loro volta subiscono decadimento- β inverso. I neutrini prodotti diffondono attraverso il nucleo. Gli elettroni degeneri fondendosi con i protoni si trasformano in neutroni. Il nucleo si contrae in tempi scala rapidissimi ($< 1s$).

Quando la densità raggiunge $\sim 10^{14} g/cm^3$, la forza nucleare a corto range diventa repulsiva ed impedisce ai neutroni di avvicinarsi tra loro ulteriormente. L'improvviso arresto del collasso produce un'onda d'urto che energizzata dall'energia depositata dai neutrini, fa esplodere la stella. Calcoli teorici prevedono che la stella abbia un raggio di circa 10 km e una massa di circa $1.5 M_{\odot}$. Oltre le $2-3 M_{\odot}$ neppure la forza nucleare riesce più a sostenere il nucleo che collassa formando un buco nero. Le masse misurate delle stelle di neutroni sono comprese tra $\sim 1M_{\odot}$ e $\sim 2M_{\odot}$, con densità medie di $10^{14} gcm^{-3}$ (Thorsett & Chakrabarty, 1999).

In figura (2.1) è mostrato il modello qualitativo di una stella di neutroni (Nobili, 2000):

1. la crosta esterna è composta da nuclei pesanti (probabilmente di ferro) e da elettroni degeneri relativistici. Verso il centro si trovano nuclei sempre più ricchi di neutroni;

2. la crosta interna è formata da un superfluido di neutroni e da elettroni degeneri relativistici. Termina quando la densità è pari a quella dei nuclei atomici;
3. il nucleo esterno consiste di neutroni superfluidi e di elettroni degeneri relativistici;
4. nel nucleo interno potrebbero esserci pioni o altre particelle elementari.

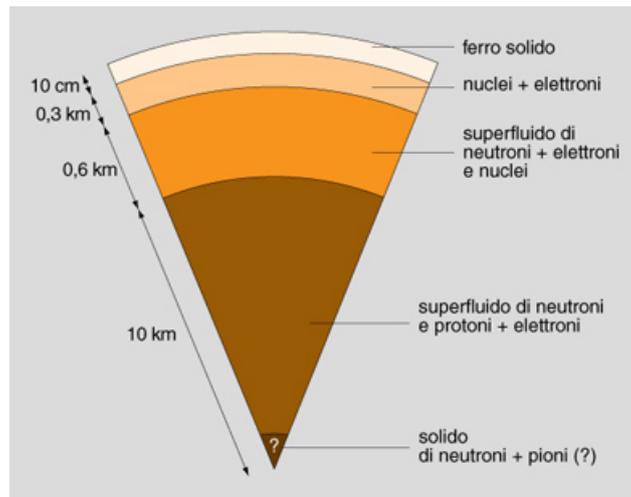


Figura 2.1: Struttura di una stella di neutroni (Nobili, 2000)

2.3 Pulsar

Le pulsar sono stelle di neutroni velocemente rotanti e altamente magnetizzate. Esse si formano come appena descritto, dal collasso del nucleo di una stella massiccia. La diminuzione del raggio del nucleo durante la fase di collasso gravitazionale comporta un aumento della velocità di rotazione della stella e del campo magnetico alla superficie. Per le leggi di conservazione del momento angolare e del flusso del campo magnetico:

$$I_i \Omega_i = I_f \Omega_f \quad (2.1)$$

$$B_i r_i^2 = B_f r_f^2 \quad (2.2)$$

dove $I = mr^2$ è il momento d'inerzia e Ω è la velocità angolare, B è il campo magnetico superficiale e r il raggio della stella. I pedici i ed f si riferiscono alla condizione all'inizio e alla fine del collasso. I valori tipici del

periodo di rotazione $P = 2\pi/\Omega$ e del campo magnetico di una pulsar alla sua nascita sono $P_f \sim 10ms$ e $B \simeq 10^{10\div 11}G$.

Il campo elettrico generato dal campo magnetico rotante è sufficientemente intenso da estrarre gli elettroni che popolano lo strato superficiale della stella. Tali elettroni vengono accelerati nella magnetosfera a energie relativistiche. La gran parte dell'energia rotazionale delle pulsar viene persa a causa di questo fenomeno e dell'emissione di dipolo rotante (l'asse magnetico è disallineato rispetto a quello di rotazione).

2.3.1 Meccanismo di emissione

Il modello adottato è quello del rotatore obliquo in cui la stella di neutroni ha un campo magnetico di dipolo il cui asse è inclinato di un angolo α rispetto all'asse di rotazione.

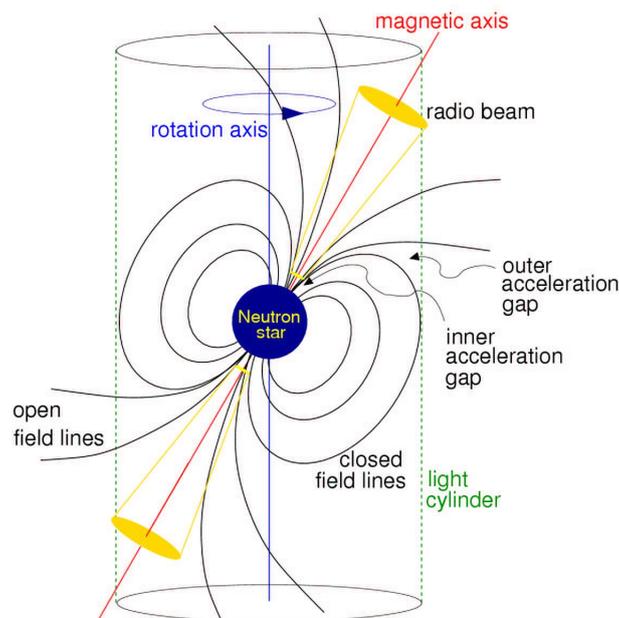


Figura 2.2: Schema del meccanismo di emissione di una pulsar (rotatore obliquo)

<http://www.cv.nrao.edu/course/ast534/Pulsars.html>.

L'emissione pulsata avviene ad un certo livello della magnetosfera corotante con la pulsar, in direzione tangente alle linee di forza del campo magnetico (Ghosh, 2007). Queste linee di forza si chiudono entro il *light cylinder*, cioè il cilindro coassiale alla pulsar con raggio pari alla distanza a cui la velocità di rotazione vale c . Il raggio di questo cilindro è $R_{LC} = \frac{c}{\Omega}$, con Ω velocità

di rotazione della stella di neutroni. I fotoni prodotti nella magnetosfera interagiscono con il campo magnetico producendo coppie $e^- - e^+$, che a loro volta producono fotoni di curvatura e di sincrotrone con energie più basse. L'energia irradiata dipende dall'intensità B del campo magnetico, dal raggio R della stella, dal periodo P di rotazione e dall'angolo α tra il campo e l'asse di rotazione. Questa radiazione sottrae energia cinetica di rotazione alla stella che lentamente rallenta e aumenta quindi il suo periodo. L'energia di rotazione è data da:

$$E_{rot} = \frac{1}{2}I\Omega^2 \quad (2.3)$$

Il tasso di variazione dell'energia rotazionale è dato da:

$$\dot{E}_{rot} = I\Omega\dot{\Omega} + \frac{1}{2}I\dot{\Omega}^2 \quad (2.4)$$

Un corpo rigido che rallenta perde una quantità di energia cinetica che dipende dal periodo di rotazione P , dalla sua variazione nel tempo \dot{P} e dal momento d'inerzia. Se I non varia, il secondo termine nel membro di destra dell'equazione 2.4 risulta nullo.

Se il rallentamento della pulsar è causato principalmente dalla perdita di energia per radiazione di dipolo, si può ricavare la seguente espressione per il campo magnetico (Ghosh, 2007):

$$B = \frac{K\sqrt{IP\dot{P}}}{R^3 \sin\alpha} \quad (2.5)$$

dove K è una combinazione di costanti universali. \dot{P} è una quantità positiva perché il periodo si allunga. L'aumentare del periodo può anche essere descritto in termini di diminuzione della velocità angolare:

$$\dot{\Omega} = -K\Omega^n \quad (2.6)$$

dove $n = \frac{\Omega\ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} = \frac{\nu\ddot{\nu}}{\dot{\nu}^2}$ è il *braking index* (indice di frenamento), $\nu = \frac{\Omega}{2\pi}$,

$K \equiv \frac{2\mu^2 \sin^2\alpha}{3Ic^3}$, μ è il momento di dipolo magnetico. Differenti valori di n corrispondono a differenti processi di perdita di energia rotazionale. Si ha $n = 3$ nel caso del modello di rotatore obliquo in cui l'emissione è dominata da quella di dipolo, dalle osservazioni delle pulsar risulta $n \simeq 2 \div 3$.

Integrando l'equazione dello spin-down (equazione 2.6) si può ricavare l'età della pulsar:

$$t = -\frac{\Omega}{(n-1)\dot{\Omega}} \left[1 - \left(\frac{\Omega}{\Omega_i} \right)^{n-1} \right] \quad (2.7)$$

dove Ω_i è la frequenza di rotazione iniziale. Se $\Omega_i \gg \Omega$ il termine tra parentesi quadre di (2.7) è ~ 1 e l'espressione si semplifica in (età caratteristica):

$$\tau = \frac{1}{n-1} \frac{P}{\dot{P}} \quad (2.8)$$

2.3.2 Profili degli impulsi

L'intensità del segnale varia con la frequenza. Il flusso è maggiore a basse frequenze. La durata degli impulsi è variabile e spesso essi presentano dei sotto impulsi che possono precedere o seguire l'impulso principale. I singoli impulsi variano sensibilmente in intensità e per questo i profili vengono mediati su un numero sufficientemente grande di periodi, ottenendo un profilo medio o integrato. Ogni pulsar è caratterizzata da un particolare profilo integrato, che può presentare uno o più picchi (Figura 2.3). La diversità degli impulsi dipende dalle caratteristiche fisico-geometriche della pulsar. La regione di emissione si conserva nel tempo anche se ci possono essere rapide variazioni che giustificano le differenze di profilo dei singoli impulsi. La presenza di due impulsi sembra essere causata dalla quasi ortogonalità fra asse magnetico e asse di rotazione, tale da mostrare la radiazione emessa da entrambi i poli. La forma del profilo degli impulsi può variare a seconda della lunghezza d'onda di osservazione, poiché i meccanismi di emissione variano nei diversi domini spettrali.

Alcune pulsar mostrano fluttuazioni quasi periodiche dell'impulso mentre altre irregolari. Si osservano inoltre fenomeni di: azzeramento dell'impulso (*nulling*), impulsi giganti (*giant pulses*). La prima peculiarità si manifesta con l'apparente spegnimento della pulsar. Ad un certo punto improvvisamente inizia a riemettere. In alcune pulsar gli azzeramenti persistono per diversi minuti. Quando riappaiono gli impulsi sono perfettamente in fase.

Gli impulsi giganti invece sono centinaia e migliaia di volte più intensi di quelli normalmente emessi. Il primo evento di questo tipo fu scoperto nel 1982 nella pulsar PSR B1937+21 (Backer et al., 1982).

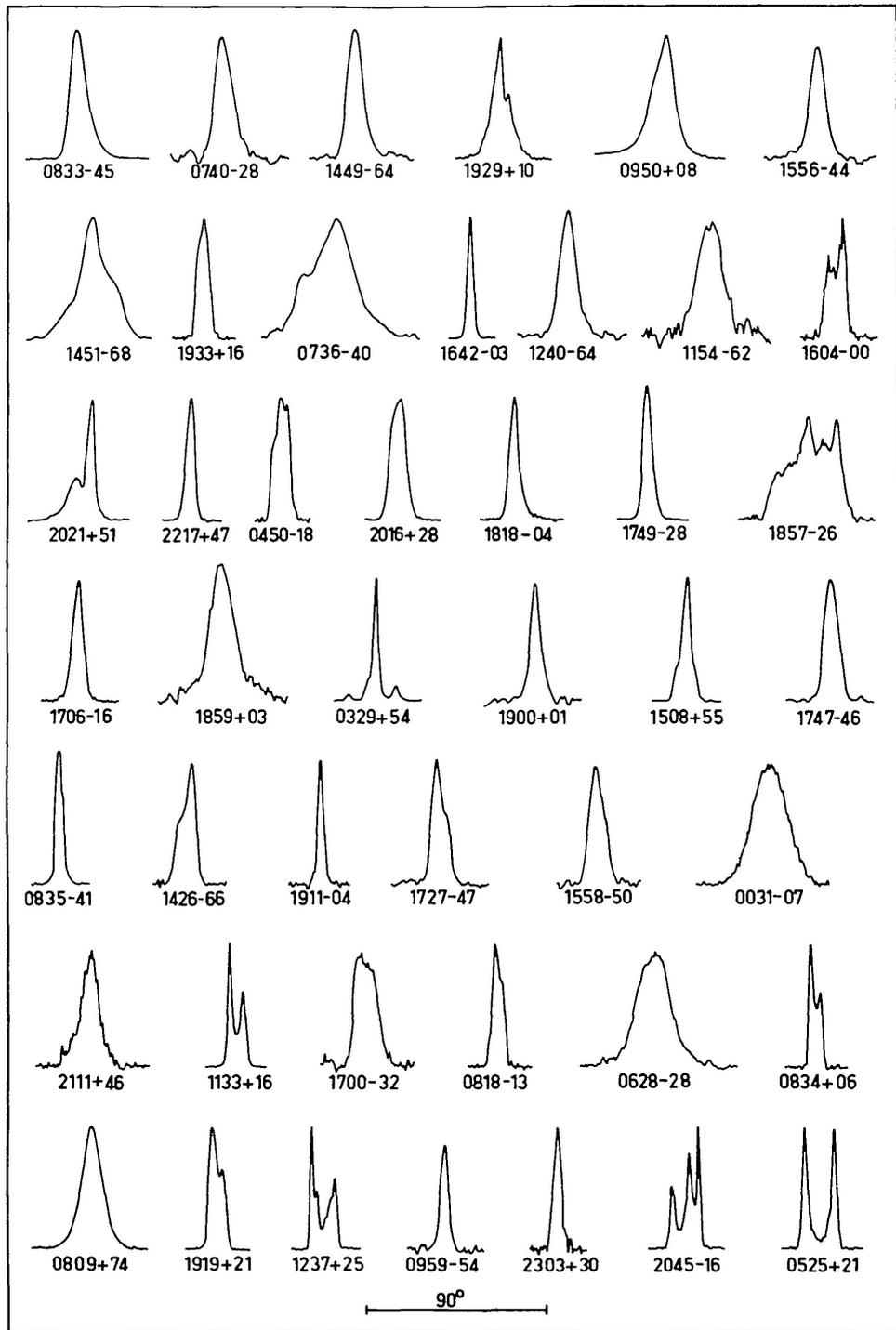


Figura 2.3: Profili integrati dell'impulso di 45 pulsar (Manchester & Taylor, 1977).

2.3.3 Glitches e Timing noise

I *glitches* ed il *timing noise* sono fenomeni che disturbano lo spin-down regolare della pulsar. Si ritiene che i glitches siano generati da improvvisi cambiamenti della struttura rigida della crosta delle stelle di neutroni.

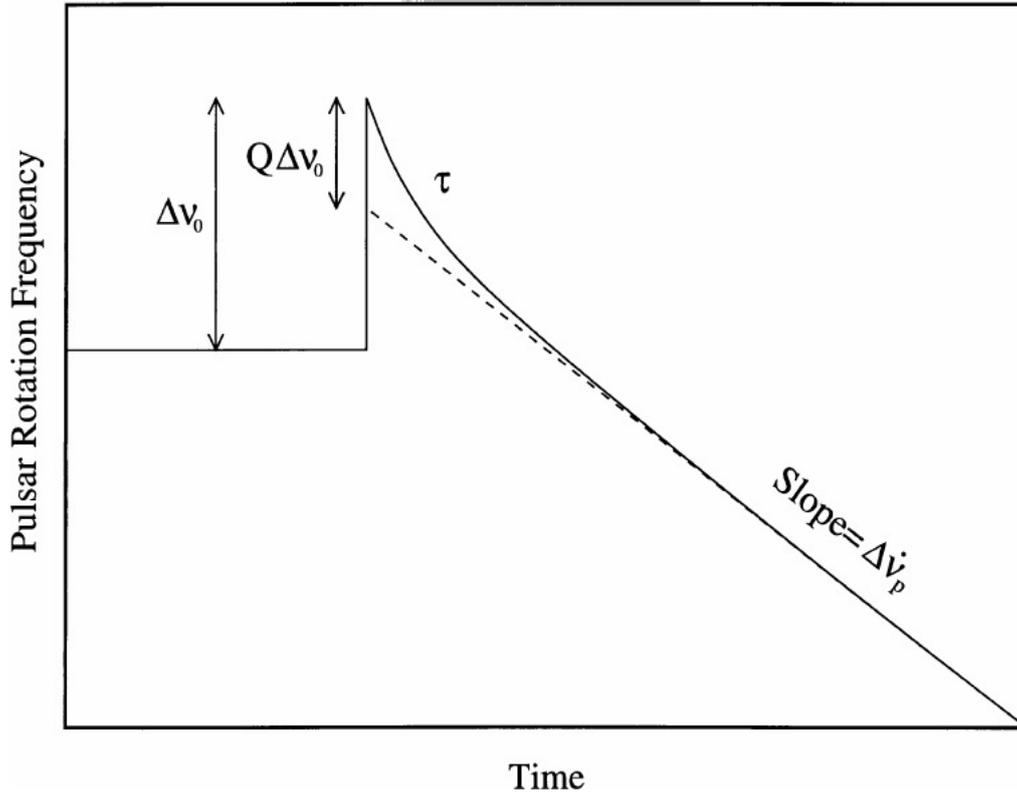


Figura 2.4: Rappresentazione schematica di un *glitch* (Lyne et al., 2000). Alla frequenza di rotazione della pulsar è sottratto l'andamento pre-glitch.

Nella figura (2.4) è rappresentato questo evento: dopo un improvviso aumento della frequenza di rotazione ($\Delta\nu_0$) si ha una successiva rapida diminuzione e l'andamento tende ad avvicinarsi al tasso di rallentamento precedente. Tuttavia lo spin-down subisce un aumento persistente di un fattore $\Delta\dot{\nu}_p$.

I *glitches* sono degli stelle-moti; la stella rallentando tende a diventare più sferica ed avendo una crosta rigida si frattura per adattarsi alla nuova configurazione. In seguito a questo evento il raggio della stella diminuisce e quindi, per la conservazione del momento angolare, la velocità di rotazione aumenta. La fisica di questi eventi può essere spiegata attraverso lo studio della struttura interna delle stelle di neutroni, formate da involucri concentrici di composizione e densità differenti.

L'energia rilasciata da un *glitch* è dell'ordine di 10^{43}ergs per pulsar come la Vela. Questa è una piccola frazione, infatti l'energia rotazionale vale $E_{rot} \sim 10^{49} I_{45} \Omega_2^2 \text{ ergs}$, dove I_{45} è il momento d'inerzia in unità di 10^{45}gcm^2 e Ω_2 è la velocità angolare Ω in unità di 10^2rads^{-1} .

Il *timing noise* è una variazione casuale di alcuni parametri rotazionali della pulsar su tempi scala di mesi o anni (Ghosh, 2007). Solitamente viene osservato in pulsar giovani ma in minor entità anche in pulsar al millisecondo in sistemi binari. Spesso queste variazioni assumono la forma di oscillazioni quasi regolari attorno allo spin-down medio di lungo periodo descritto dall'equazione (Lyne et al. 2013):

$$\nu(t) = \nu(t_0) + \dot{\nu}(t - t_0) + \frac{1}{2} \ddot{\nu}(t - t_0)^2 + o(t^3) \quad (2.9)$$

dove t_0 è un'epoca di riferimento.

Ci sono diversi modelli interpretativi di tale fenomeno: alcuni pensano sia legato ad un eventuale compagno di un sistema binario, altri a cause estrinseche alla sorgente. Ma l'interpretazione attualmente più accreditata è che l'origine sia intrinseca alla sorgente (Lyne et al. 2013).

2.3.4 Diagramma evoluzione $P - \dot{P}$

Si può rappresentare l'evoluzione della pulsar attraverso un diagramma P-B (periodo e intensità del campo magnetico) o equivalentemente $P - \dot{P}$ come in figura (2.5).

Le pulsars giovani si trovano nella regione in alto a sinistra, ma la maggior parte sono più lente ($P \sim 0.1 - 1 \text{s}$) e hanno uno spin-down inferiore ($\dot{P} \sim 10^{-13} - 10^{-16} \text{s/s}$). Al di sotto della *death line* non si osservano pulsar. La posizione precisa di questa linea varia a seconda dei modelli di emissione e in relazione alla sensibilità delle osservazioni. Le pulsar ad un certo punto raggiungono luminosità troppo basse per essere osservate. Questo spegnimento avviene dopo qualche decina di milioni di anni a causa del fatto che la velocità di rotazione ed il campo magnetico sono troppo bassi; tuttavia se la pulsar si trova in un sistema binario in cui la compagna trasferisce materia sulla stella di neutroni, il momento angolare di tale materiale causa una diminuzione del periodo di rotazione. La pulsar si sposta da destra verso sinistra nel diagramma P- \dot{P} fino a raggiungere un periodo di rotazione di circa 1s. A questo punto il meccanismo di emissione torna efficiente e permette nuovamente di rivelarla. Le pulsars che hanno attraversato questa fase sono dette *millisecond pulsars*. Esse hanno un periodo $P \sim 1 - 10 \text{ms}$ e rallentano molto lentamente con $\dot{P} \sim 10^{-19} - 10^{-20} \text{s/s}$.

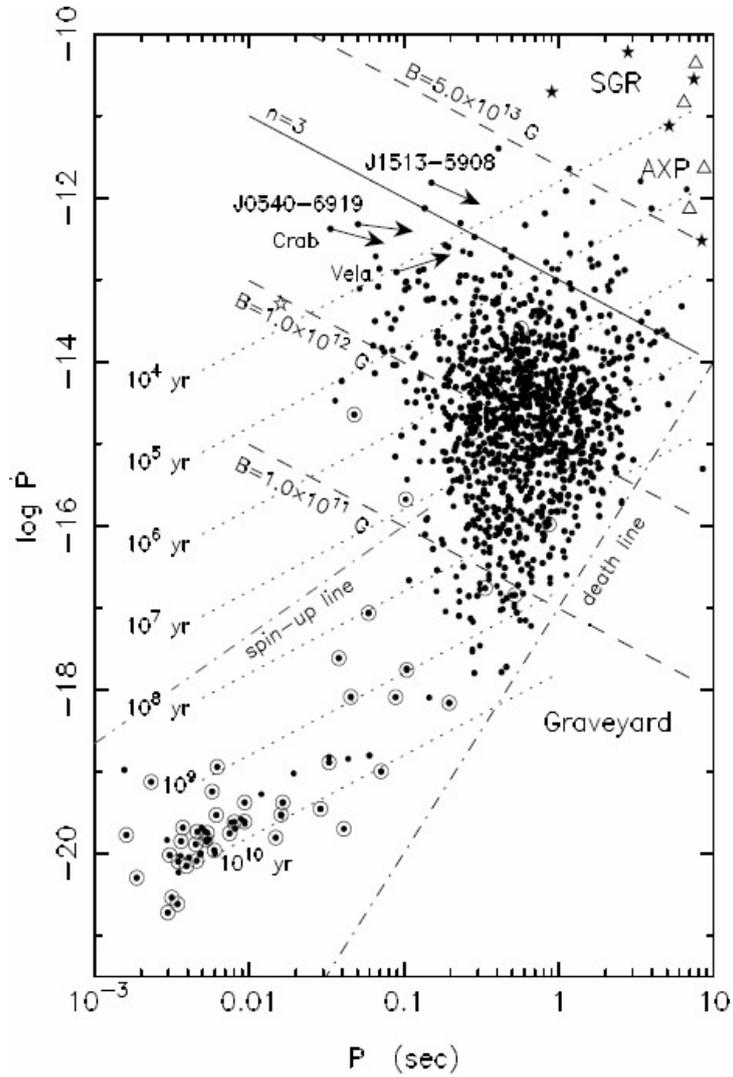


Figura 2.5: Diagramma $P - \dot{P}$. Sono videnziate con un cerchio le pulsar appartenenti a sistemi binari e con un punto le pulsar singole. Da Ghosh, P. 2007, *Rotation and Accretion Powered Pulsars*, Vol. 10 (1st ed.; Singapore)

2.3.5 Braking index

Teoricamente il braking index fornisce importanti informazioni sul meccanismo di rallentamento delle pulsar, ma risulta difficile da misurare. E' necessario che la pulsar abbia uno spin-down elevato e che sia poco contaminata dal *timing noise* e da *glitches*.

Se il campo magnetico della pulsar è dipolare il braking index è uguale a 3. Nel caso in cui i meccanismi che generano la perdita di energia siano la radiazione gravitazionale oppure quella elettromagnetica di multipolo, o se il campo magnetico sta diminuendo e l'asse magnetico tende ad allinearsi con l'asse di rotazione, n è superiore a 3. Se le linee di campo sono deformate o se l'asse magnetico tende a diventare perpendicolare all'asse di rotazione, n è inferiore a 3. Solo per poche pulsar è stato possibile misurare il valore di n , come si può vedere in Tabella 2.1.

I valori di n misurati suggeriscono che la variazione radiale del campo magnetico sia meno pronunciata di quella che caratterizza un dipolo magnetico e che l'asse magnetico tenda a disallinearsi maggiormente con l'asse di rotazione (Taylor & Manchester, 1977). Ad esempio, la presenza di due impulsi nel profilo della Crab suggerisce che i due assi siano quasi perpendicolari.

Se tutte le pulsar seguissero la stessa traccia evolutiva il braking index potrebbe essere calcolato dal diagramma $P - \dot{P}$. Tuttavia le pulsar non evolvono allo stesso modo avendo masse iniziali e campi magnetici superficiali differenti. Inoltre il campo magnetico ha un tempo scala di decadimento dell'ordine di 10^6 anni.

L'esatto meccanismo di emissione che provoca lo spin-down è tutt'ora dibattuto. E' comunemente accettato che contribuisca significativamente la radiazione di dipolo magnetico rotante. Ma ci sono altri processi come l'emissione di radiazione gravitazionale e di particelle relativistiche (pulsar wind) che devono essere considerati.

Hamil et al. (2015) hanno determinato la deviazione dal modello canonico $n = 3$ per stelle in cui il momento d'inerzia può dipendere dalla frequenza. Per capire l'evoluzione della stella di neutroni in aggiunta al semplice modello di dipolo magnetico, sono stati considerati gli effetti della massa barionica M_b della stella e la presenza di un nucleo superfluido. La conclusione è stata che il tasso di variazione della frequenza rotazionale dipende da tre fattori: dal momento d'inerzia (costante o dipendente dalla frequenza), dall'intensità del momento di dipolo magnetico e dall'angolo d'inclinazione tra l'asse magnetico e l'asse di rotazione. Quindi il braking index è in relazione alla variazione di questi parametri.

Tabella 2.1: Valori di n di alcune pulsar isolate.

PSR	ν (Hz)	n	N.
B1509-58	6.633598804	2.839(1)	[1]
J1119-6127	2.4512027814	2.684(2)	[2]
J1846-0258	3.062118502	2.65(10)	[1]
		2.16(13)	[3]
B0531+21(Crab)	30.22543701	2.51(1)	[4]
B0540-69	19.7379764	2.087(7)	[5]
J1833-1034	16.15935711	1.8569(10)	[6]
B0833-45(Vela)	11.2	1.4(2)	[7]
J1734-333	0.855182765	0.9(2)	[8]

NOTE: In parentesi sono riportati gli errori associati alle misure.

[1] Livingstone et al. (2007)

[2] Pacini (1968)

[3] Livingstone et al. (2011)

[4] Lyne et al. (1993)

[5] Gradari et al.(2010)

[6] Roy et al. (2012)

[7] Lyne et al. (1996)

[8] Espinoza et al. (2011)

2.4 Cronometria

2.4.1 Misura di dispersione

Dalla teoria dell'elettromagnetismo il ritardo fra i tempi di arrivo di un impulso radio misurato a due diverse frequenze permette di calcolare la distanza della sorgente. Il ritardo è dovuto alla presenza del mezzo interstellare che causa un rallentamento della velocità di propagazione. La velocità di gruppo delle onde elettromagnetiche è definita dalla relazione:

$$v_g = \left(1 - \frac{(\nu_p)^2}{\nu^2}\right)^{1/2} \quad (2.10)$$

con:

$$\nu_p = \left(\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}\right)^{1/2} \quad (2.11)$$

dove ν è la frequenza dell'onda e ν_p è la *frequenza di plasma*, cioè la frequenza al di sotto della quale la radiazione viene completamente assorbita dal mezzo;

n_e è il numero di elettroni per unità di volume; m_e ed e sono la massa e la carica dell'elettrone. Nel mezzo interstellare tipicamente $\nu_p \simeq 10 \text{kHz}$ e $n_e \simeq 0.03 \text{cm}^{-3}$. La variazione della velocità di gruppo a diverse frequenze è misurabile grazie alla radiazione pulsata. Il tempo di arrivo di un impulso alla frequenza ν da una pulsar a distanza d da noi è $t_a \equiv \int_0^d dl/v_g$. La differenza Δt_a tra due frequenze diverse è data da:

$$\Delta t_a = \left(\frac{\Delta \nu}{\nu} \right) \frac{e^2}{\pi m_e c \nu^2} DM \quad (2.12)$$

dove $DM \equiv \int_0^d n_e dl = \langle n_e \rangle d$ è la *misura di dispersione* e rappresenta la densità di colonna di elettroni liberi in direzione della sorgente. Si misura in $\text{cm}^{-3} \text{pc}$. Conoscendo la densità media di elettroni liberi $\langle n_e \rangle$ si può determinare la distanza d . Nel caso della pulsar PSR B0540-69, che si trova nella Grande Nube di Magellano, la distanza è nota $d = 49 \text{Kpc}$ (Pietrzyński et al., 2013)

2.4.2 Correzione baricentrica dei tempi

Lo studio dello spin-down delle pulsars si effettua attraverso le misure precise dei tempi di arrivo (time of arrival, TOA) degli impulsi.

Per poter misurare tempi di arrivo in ore, giorni e luoghi diversi è necessario effettuare due trasformazioni: la prima permette di avere dati riferiti al centro della terra (*TOAs topocentrici*), mentre la seconda dati riferiti al baricentro del sistema solare (*TOAs baricentrici*). Non è sufficiente trasformarli in eliocentrici poiché la cronometria delle pulsar raggiunge la precisione del decimillesimo di secondo o anche il milionesimo di secondo. E' quindi necessario riferire i dati ad un sistema inerziale e si utilizza il baricentro del sistema solare. Per poter fare questa trasformazione si deve tener conto di diversi effetti relativistici, che in caso di elevata precisione delle misure non sono più trascurabili (Hobbs et al., 2006; Edwards et al., 2006):

1. Ritardo dovuto al *Reshift* gravitazionale, cioè il rallentamento dei tempi causato del campo gravitazionale solare, che aumenta avvicinandosi al Sole. E' una correzione quasi costante che però va effettuata a causa dell'ellitticità dell'orbita terrestre;
2. La dilatazione temporale causata dalla velocità orbitale e rotazionale della Terra. Non è trascurabile per le pulsar più rapide;
3. Ritardo di Shapiro causato dal passaggio della radiazione attraverso il campo gravitazionale del Sole;
4. Dispersione temporale di cui si è già parlato. Fenomeno che causa un ritardo dei tempi d'arrivo a frequenze diverse.

La trasformazione da *TOAs topocentrici* a *TOAs baricentrici* è data da:

$$t_b = t + \Delta R_{\odot} - \frac{D}{\nu^2} + \Delta E_{\odot} - \Delta S_{\odot} \quad (2.13)$$

dove t_b è il tempo di arrivo rispetto al baricentro del sistema solare, t è il tempo d'arrivo misurato a Terra, ν è la frequenza centrale della banda di osservazione. Inoltre:

$$\Delta R_{\odot} \equiv \frac{d - |\mathbf{d} - \mathbf{r}|}{c} \quad (2.14)$$

è detto *ritardo di Roemer*, dove d è il vettore distanza tra il baricentro del sistema solare e la pulsar e r è il vettore distanza tra il telescopio e il baricentro.

$$D \equiv DM \left(\frac{e^2}{2\pi m_e c} \right) \quad (2.15)$$

è detta *costante di dispersione*, dove DM è la misura di dispersione.

Gli ultimi due termini dell'equazione (2.13) sono i ritardi di *Einstein* e *Shapiro* (che include il redshift gravitazionale).

2.5 Le pulsar al millisecondo

La prima pulsar al millisecondo fu scoperta nel 1982 con il radio telescopio di Arecibo in una nebulosa nella costellazione della Volpetta. La stella ruotava con una velocità di oltre 600 giri al secondo. Inizialmente si riteneva fosse molto giovane ma la variazione del suo periodo risultava incredibilmente piccola. L'età caratteristica della pulsar ($P/2\dot{P}$) risultava pari a 200 milioni di anni. Furono avanzate diverse proposte per spiegare la natura insolita di questa pulsar. Si pensò che la pulsar si trovasse in un sistema binario e il periodo così breve fosse dovuto al fatto di aver attraversato una fase di accrescimento da una stella compagna. Quindi la stella di neutroni dalla sua nascita aveva rallentato il suo periodo per poi riaccelerare gradualmente grazie al momento angolare della materia ceduta dalla compagna. Queste pulsar vengono dette riciclate. Infatti la stella è molto vecchia, in certi casi anche estinta, e rinasce tramite questo meccanismo.

Oltre alle pulsar appartenenti a sistemi binari ci sono anche pulsar giovanissime, che ruotano con periodo di $\sim 10ms$, associate al residuo nebulare delle supernove da cui hanno avuto origine, ad esempio la Crab e la Vela pulsar. In questo caso il tasso di rallentamento è molto alto e le pulsar possono emettere anche impulsi ad alta frequenza (ottico, X e γ).

Ci sono quindi due tipi di pulsar con periodi di rotazione inferiori a circa 10 ms: le prime attraversano una importante fase di accrescimento e in quella fase sono alimentate dall'accrescimento. Le seconde invece sono alimentate dalla rotazione.

2.5.1 PSR B0540-69

PSR B0540-69 è una pulsar nella Grande Nube di Magellano(LMC), la più luminosa nella banda ottica dopo la Crab pulsar (Seward et al., 1984). Si trova ad una distanza di circa 49 kpc (Pietrzyński et al., 2013). Le coordinate di PSR B0540-69 sono: R.A.= $05^h40^m11^s.221$, DEC= $-69^\circ19'54''.98$ (J2000) (Kaaret et al., 2001). La prima pubblicazione della curva di luce in banda X è del 1984 (Seward & Harnden, 1984), nella quale vengono utilizzati dati ottenuti tra aprile 1979 e dicembre 1980 con l'osservatorio Einstein. Le prime curve di luce nel visibile furono ottenute da Middleditch & Pennypacker (1985) e Middleditch, Pennypacker & Burns (1987) usando i telescopi da 4-m e 1.5-m a Cerro Tololo. Successivamente sono state ottenute altre curve di luce: Gouiffes et al. (1992) con il telescopio ESO da 3.6-m, Boyd et al. (1995) con lo High Speed Photometer montato su HST, Mignani et al. (1998) sempre con il telescopio ESO da 3.6-m, Deeter et al. (1999) con dati presi da Manchester et al. (1989) con il telescopio anglo australiano da 4-m, Ulmer et al.(1999) con Cerro Tololo Inter-American Observatory. La figura 2.6 mostra queste curve di luce. Nel gennaio e dicembre 2009 sono state effettuate osservazioni ottiche attraverso il contatore di fotoni IquEye (Italian Quantum Eye) montato sul telescopio ESO da 3.6-m a La Silla. La curva di luce è mostrata in figura 2.7. Il profilo dell'impulso è caratterizzato da un singolo picco molto largo, con una certa struttura intorno al massimo. Ha una forma simile anche nella banda X (Campana et al., 2008).

Il *braking index* è stato calcolato da diversi autori (Middleditch et al., 1987; Manchester & Peterson, 1989; Ogelman & Hasinger, 1990; Nagase et al., 1990; Gouiffes et al., 1992; Boyd et al., 1995; Eikenberry et al., 1998; Deeter et al., 1999; Mineo et al., 1999; Kaaret et al., 2001; Zhang et al., 2001; Johnston & Romani, 2003; Cusumano et al., 2003; Johnston et al., 2004; Livingstone et al., 2005; Campana et al., 2008; Gradari et al., 2010; Ge et al., 2012; Ferdman et al., 2015). I risultati non sempre sono in accordo, in particolare se la base temporale non è sufficientemente lunga, a causa del *timing noise*.

PSR B0540-69 è una delle più giovani *rotation powered pulsar*, ha un periodo di circa 50 ms e un forte tasso di rallentamento con una derivata del periodo pari a $4,79 \times 10^{-13} \text{ss}^{-1}$. L'età caratteristica è circa 1500 anni. Questa pulsar viene spesso comparata con la Crab pulsar, per la somiglianza dei valori di periodo di rotazione, campo magnetico superficiale e spin-down. Ma hanno

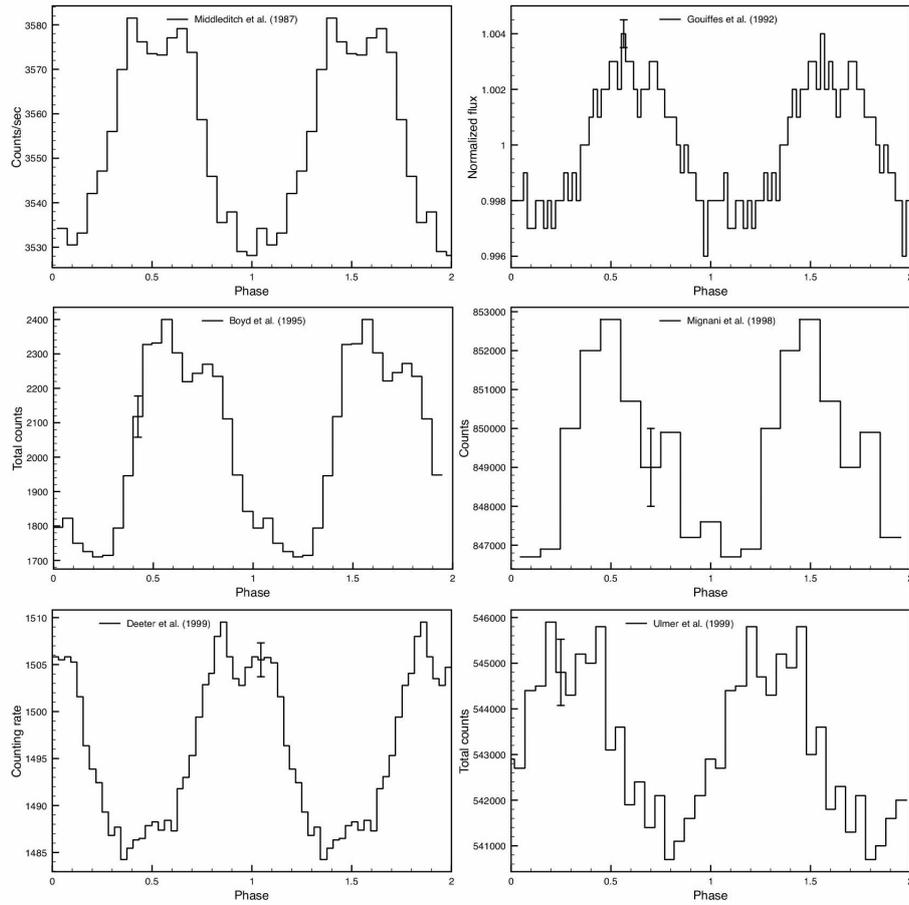


Figura 2.6: Curva di luce di Middleditch et al. (1987), Gouiffets et al. (1992), Boyd et al. (1995), Mignani et al. (1999) e Ulmer et al. (1999). Le barre verticali indicano l'errore associato alla misura. Le curve sono state arbitrariamente traslate in fase.

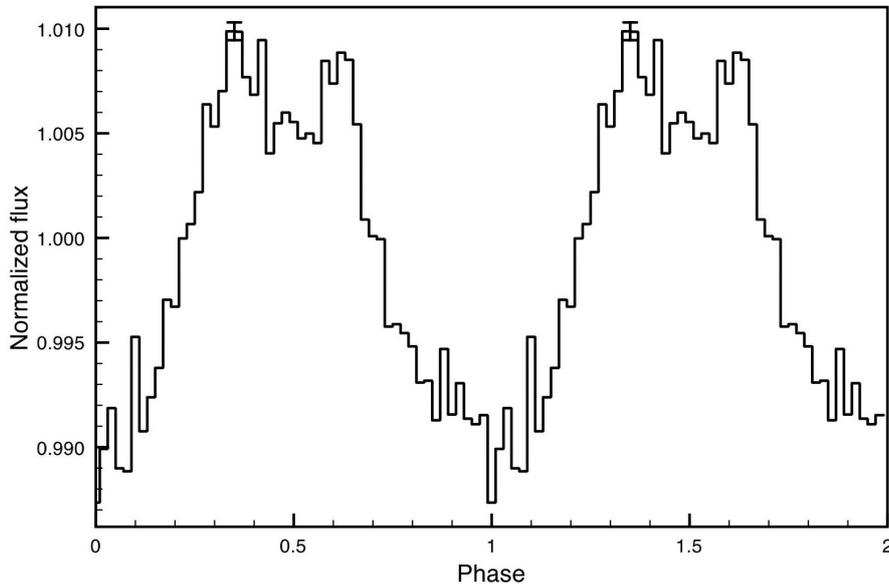


Figura 2.7: Curva di luce ottenuta con IquEye nel gennaio e dicembre 2009 (Gradari et al., 2010).

due profili differenti: nella banda ottica ed X PSR B0540-69 mostra un singolo picco molto largo, mentre la Crab ha un profilo con due picchi stretti (si veda ad esempio Zampieri et al., 2014). Entrambe si trovano vicino al centro dei loro rispettivi resti di supernova.

Queste due pulsar e le loro nebulose presentano notevoli analogie e quindi si pensa che nei due sistemi avvengano processi fisici simili. In tabella 2.2 sono elencate le proprietà principali di queste pulsar gemelle.

Nel 2003 Johnson e Romani scoprirono che anche PSR B0540-69 è caratterizzata da impulsi radio giganti come la Crab. La scoperta fu effettuata con il radio telescopio di Parkes alla frequenza di 1.38 GHz (Johnston & Romani, 2003). Gli impulsi si verificano in due distinti intervalli di fase. A differenza della Crab in cui l'emissione X è in fase con l'emissione in radio, in B0540-69 i due impulsi giganti sono sfasati rispetto agli impulsi X. Un'analisi più approfondita nel 2004 ha permesso di identificare 141 impulsi giganti in sei mesi utilizzando 72 h di osservazione (Johnston et al., 2004). Johnston et al. hanno confrontato osservazioni radio ed X per comprendere l'effetto di questo fenomeno in bande diverse. Si è visto che gli impulsi giganti in radio non provocano un aumento del flusso in X. Nella banda ottica la Crab pulsar mostra invece evidenza di un aumento del flusso in corrispondenza del verificarsi degli impulsi radio giganti (Shearer et al, 2003).

Tabella 2.2: Proprietà di PSR B0540-69 e PSR B0531+21 (Crab pulsar).

Parametro	PSR B0540-69 ^a	PSR B0531+21 ^a
P (s)	0.05035	0.03308
\dot{P} (ss ⁻¹)	4.79×10^{-13}	4.23×10^{-13}
n	2.08	2.51
d (kpc)	49.40	2.0
τ^b (kyr)	1.67	1.24
B^c (G)	4.97×10^{12}	3.78×10^{12}
L^d (ergs ⁻¹)	1.5×10^{38}	4.6×10^{38}
Dimensioni nebulosa (pc)	0.6×0.9	1.5×1.5

NOTE:[a]: Slowikowska et al., 2006;

[b]: Età caratteristica $\tau = \frac{1}{n-1} \frac{P}{\dot{P}}$;

[c]: Campo magnetico superficiale $B = \frac{K\sqrt{I\dot{P}}}{R^3 \sin\alpha}$;

[d]: Luminosità di spin-down $L = -I\Omega\dot{\Omega}$.

Capitolo 3

IquEye: Italian Quantum Eye

Le osservazioni della pulsar PSR B0540-69 analizzate in questa Tesi sono state effettuate con il rivelatore veloce di fotoni IquEye, Italian Quantum Eye (Naletto et al., 2009).

3.1 Caratteristiche ottiche e progettuali

Il progetto IquEye è lo sviluppo del precedente strumento AquEye (Asiago Quantum Eye; Barbieri et al., 2007). Entrambi sono dei fotometri a conteggio di fotoni ad alta risoluzione temporale, prototipi per arrivare in futuro alla costruzione di QuantEye (Dravins et al., 2005) progettato per essere montato sui futuri telescopi di grande apertura (come, ad esempio, l'European Extremely Large Telescope dell'ESO) . IquEye e AquEye sono in grado di misurare il tempo di arrivo di ogni fotone con una precisione dell'ordine dei 10 ps. AquEye è stato costruito per essere montato al telescopio di 182 cm di Cima Ekar ad Asiago, mentre IquEye è stato installato al telescopio NTT (New Technology Telescope) a La Silla, Cile.

IquEye, come AquEye, divide il fascio in quattro parti grazie ad una piramide specchiata e lo invia agli SPAD (Single Photon Avalanche photoDiode), contatori di fotoni a valanga. Entrambi gli strumenti sono concettualmente dei fotometri che raccolgono la luce proveniente da un campo di vista di alcuni arcosecondi (da 1 a 6). IquEye è dotato di due riduttori di focale che riducono l'immagine di un fattore 3 il primo e di un altro fattore ~ 3 il secondo.

Le prestazioni ottiche sono ottimizzate per l'intervallo di lunghezza d'onda tra il blu (420 nm) e il rosso (720 nm).



Figura 3.1: New Technology Telescope, European Southern Observatory, La Silla, Chile.

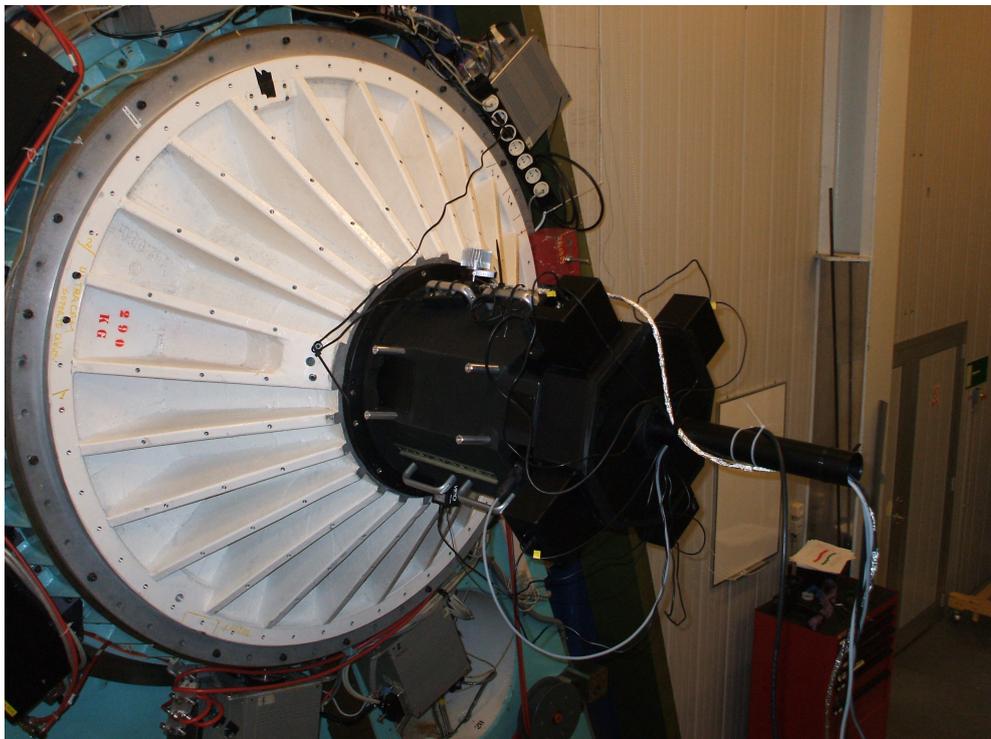


Figura 3.2: IquEye montato sul telescopio NTT, La Silla.

Lo strumento è composto da due parti: nella prima sono contenuti uno specchio forato al centro con una camera di campo, il primo riduttore di focale e due ruote portafiltri, mentre nel secondo si trovano la piramide, i quattro bracci con il secondo riduttore di focale e gli SPAD. Il fascio entrante nel telescopio viene messo a fuoco da uno specchio posto a 45° rispetto all'asse ottico. Al centro dello specchio è presente un foro che consente il passaggio del fascio di luce. Esso viene collimato dalla prima coppia di lenti. Tra la prima e la seconda coppia di lenti ci sono due ruote porta filtri, che permettono l'utilizzo di un singolo filtro o di qualsiasi combinazione. In seguito il fascio viene raccolto da un'altra coppia di lenti che lo focalizza su uno dei tre pinhole disponibili (montanti su una slitta meccanica). I pinhole hanno dimensioni differenti: $500 \mu m$, $300 \mu m$ e $200 \mu m$ di diametro. Poi una piramide suddivide e riflette il fascio in quattro parti, che dopo essere stato collimato da una coppia di lenti arrivano sui rivelatori (SPAD). In figura 3.3 si può vedere il percorso che il fascio di luce deve compiere dal telescopio fino agli SPAD.

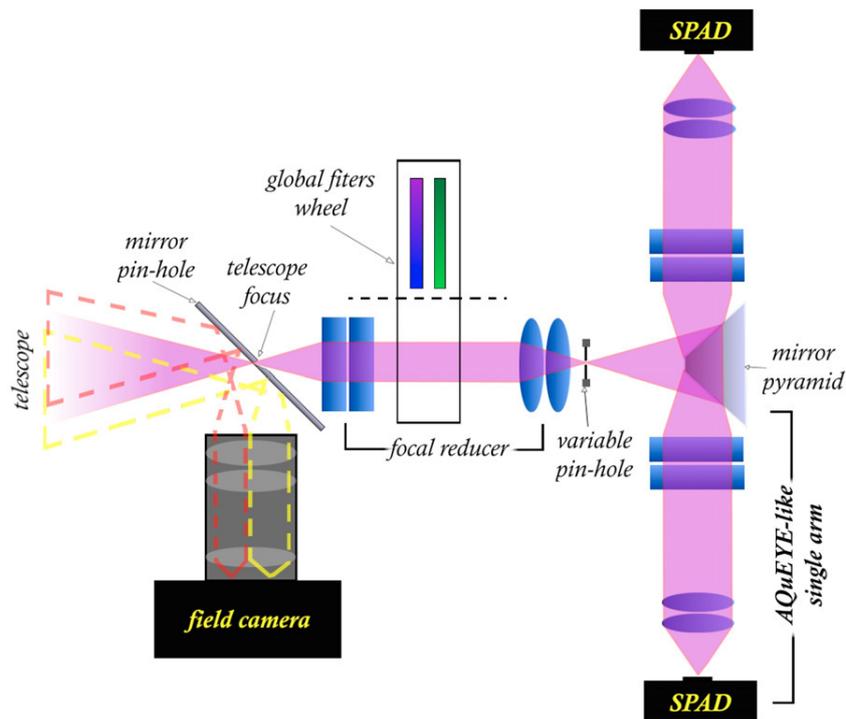


Figura 3.3: Schema ottico di Iqueye (Naletto et al, 2009).

3.2 Sistema di acquisizione dati

Il sistema di acquisizione dati utilizza un oscillatore al rubidio e un ricevitore GPS, che permette di determinare il tempo di arrivo dei fotoni, riferito a UTC, con un'accuratezza superiore a 0.5 ns in un'ora di osservazione. Il sistema raccoglie i segnali prodotti dagli SPAD li immagazzina in una memoria esterna.

Il segnale viene trasferito tramite dei cavi ad un convertitore analogico-digitale (TDC), che è in grado di etichettare gli impulsi che riceve. L'intero sistema di acquisizione è visibile in figura 3.4. Il ricevitore GPS serve per ottenere la sincronizzazione con UTC, mentre l'oscillatore al rubidio produce un accurato segnale di riferimento a 10 MHz, che viene convertito a 40 MHz. I dati uscenti dal TDC vengono immagazzinati e trasferiti tramite fibra ottica al server con una velocità di circa 60 Mb/s.

L'intervallo spettrale operativo è $\Delta\lambda = [350, 925]nm$, con un picco di efficienza a 550 nm. La magnitudine limite a NTT è $m_v = 24$ con un tempo di esposizione di due ore.

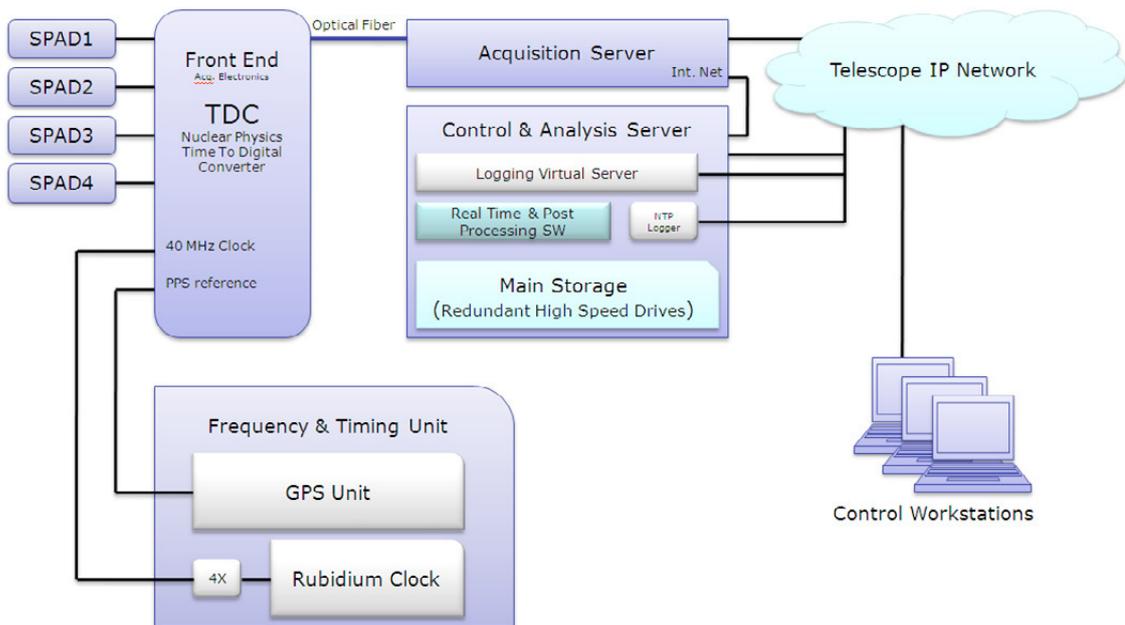


Figura 3.4: Schema del sistema di acquisizione di Iqueye (Naletto et al., 2009).

Capitolo 4

Analisi temporale con Xronos

In questa Tesi sono stati analizzati dati ottici di PSR B0540-69 acquisiti con IqueEye, utilizzando il software Xronos (versione 5.22). Dopo essere state ridotte, le serie temporali delle osservazioni sono state baricentrizzate sia in modalità TEMPO1 che in modalità TEMPO2¹. Per baricentrizzazione si intende il procedimento attraverso il quale i tempi di arrivo dei fotoni vengono riferiti al baricentro del sistema solare (vedi Capitolo 2). Ciò è indispensabile per tenere conto del ritardo temporale e degli effetti relativistici legati alla posizione della Terra intorno al Sole (Hobbs et al., 2006).

L'analisi temporale è stata fatta con Xronos utilizzando file in formato FITS per entrambe le modalità e consiste nel:

- 1) creare curve di luce binnate.
- 2) creare spettri di potenza e determinare la frequenza fondamentale del segnale.
- 3) ricercare il miglior periodo di rotazione.
- 4) creare il profilo dell'impulso.

Xronos è un software per l'analisi di serie temporali, sviluppato principalmente per l'astronomia X. E' stato usato per analizzare dati di numerose missioni spaziali, quali Einstein, EXOSAT, Ginga, ASCA e RTXE. Tuttavia il software è indipendente sia dal tipo di detector sia dalla lunghezza d'onda e si presta ad essere utilizzato per l'analisi di serie temporali generiche.

Xronos è una collezione di programmi ognuno dedicato allo svolgimento di uno specifico task. I tasks da noi utilizzati sono: *lcurve*, *powspec*, *efsearch* e *efold*. Essi verranno descritti in modo dettagliato in questo capitolo.

Ogni task è in grado di leggere contemporaneamente più serie temporali contenute in file diversi. Il formato usato dai tasks è FITS.

¹entrambe le serie sono baricentrizzate con il software TEMPO. La modalità TEMPO2 è più accurata poiché contiene alcune correzioni aggiuntive al tempo di arrivo.

4.1 Comandi per l'analisi temporale

4.1.1 Calcolo delle curve di luce con lcurve

Il primo passo dell'analisi temporale consiste nel calcolare la curva di luce. L'intervallo temporale dell'osservazione viene suddiviso in un certo numero di sotto-intervalli uguali, detti bins. La durata dei bins può variare a seconda del segnale. Se la statistica è sufficiente è possibile ridurre il bin sotto il secondo. In ogni curva di luce si hanno delle fluttuazioni casuali nel numero di fotoni in ciascun bin. Queste fluttuazioni seguono la statistica di Poisson e quindi l'errore associato al numero di conteggi in ciascun bin è pari alla radice quadrata del numero di conteggi. Nel limite di grandi conteggi come nel nostro caso (~ 5000 conteggi al secondo e bins di ~ 1 s) la statistica di Poisson può essere approssimata con quella di Gauss. Alcuni esempi di curve di luce sono riportati nelle figure (4.1) e (4.2). Nella seconda è evidente il fenomeno dell'assorbimento dell'atmosfera (o *air mass*) che provoca una progressiva diminuzione dei conteggi. L'*air mass* indica lo spessore ottico attraverso l'atmosfera. Essa è normalizzata al valore per radiazione incidente in direzione perpendicolare alla superficie terrestre. Nel caso delle osservazioni astronomiche, che possono durare anche diverse ore, si osserva una diminuzione o un aumento dei conteggi a seconda della posizione della sorgente proprio a causa dell'assorbimento della massa d'aria attraversata dalla luce (diminuzione dei conteggi quando aumenta la massa d'aria e aumento dei conteggi quando la massa d'aria diminuisce).

Definiamo x_j il numero di conteggi nel bin j-esimo della curva di luce ed e_j il relativo errore. Per descrivere la variabilità del segnale è necessario calcolare alcune quantità statistiche:

- Media

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N x_j \quad (4.1)$$

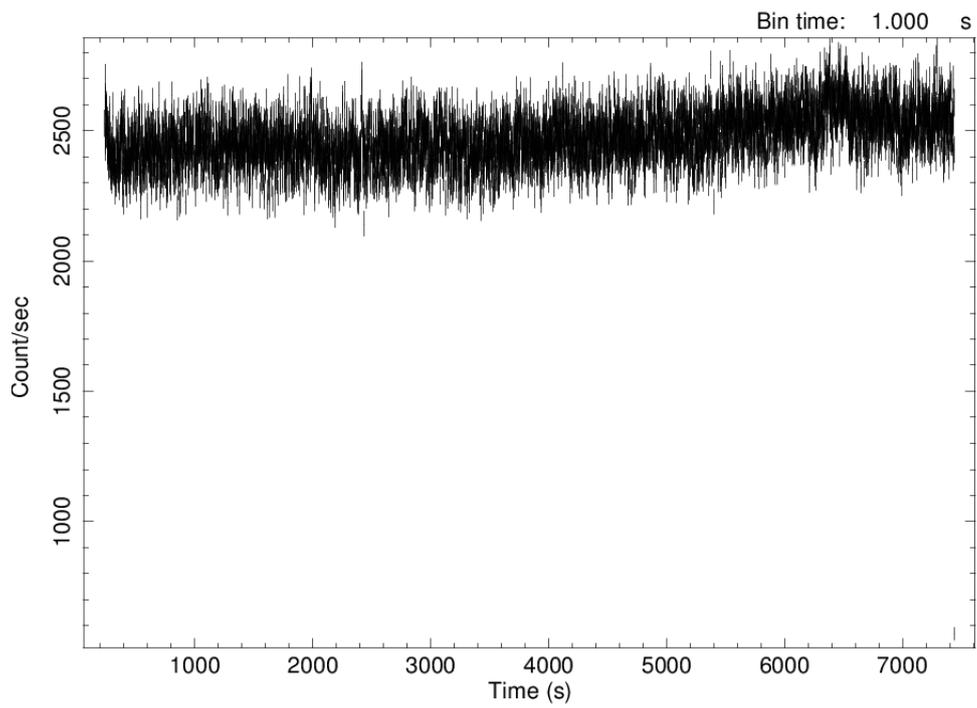
con N numero totale di bins.

- Varianza

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (x_j - \bar{x})^2 \quad (4.2)$$

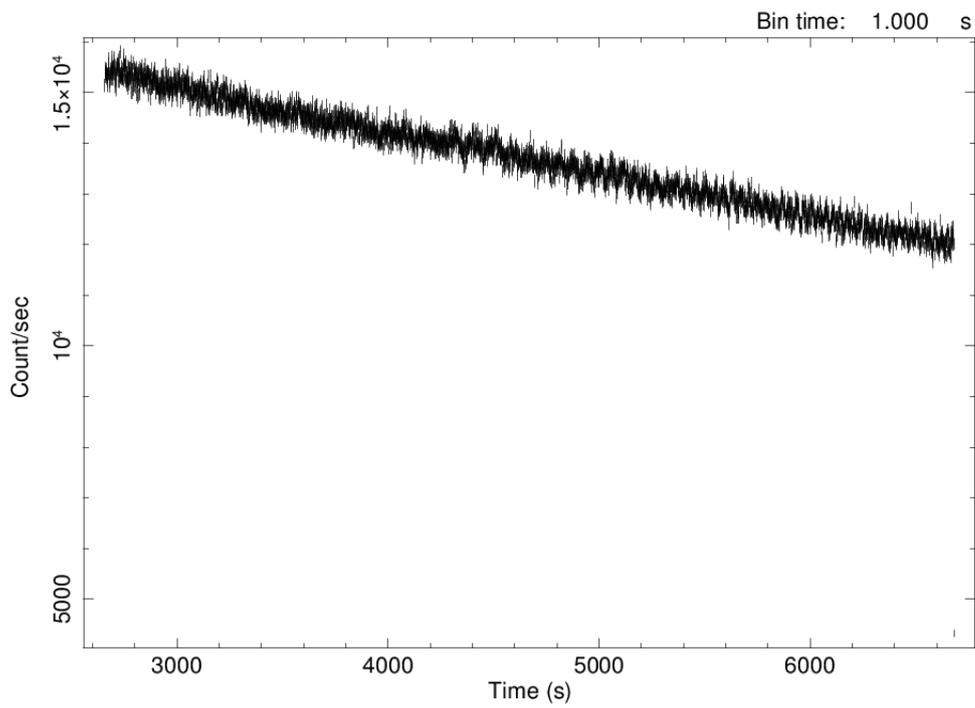
- Deviazione standard (root mean square o rms variation)

$$rms' = \sqrt{\sigma^2} \quad (4.3)$$



Start Time 54851 3:03:58:472 Stop Time 54851 5:03:56:474

Figura 4.1: Curva di luce di una osservazione IquEye della pulsar PSR B0540-69 effettuata il 20 gennaio 2009. La durata dell'osservazione è di 7199 s ed il bin time è 1 s.



Start Time 55403 8:44:18:224 Stop Time 55403 9:51:22:225

Figura 4.2: Curva di luce di una osservazione IquEye della pulsar PSR B0540-69 effettuata il 26 luglio 2010. La durata dell'osservazione è di 4195 s ed il bin time è 1 s.

- Variabilità frazionaria (fractional variability)

$$f'_{rms} = \sigma/\bar{x} \quad (4.4)$$

Quest'ultima fornisce una misura di quanto il segnale sta variando rispetto al valore medio.

Una parte della variabilità del segnale è dovuta alle fluttuazioni poissoniane, ma una variazione superiore a quella casuale è indice della presenza di un segnale vero e proprio. Variazioni rapide del segnale su tempi scala inferiori ad un secondo sono difficili da studiare nel dominio del tempo. Infatti riducendo la durata ad esempio ad un millisecondo i time bins possono contenere pochissimi o nessun fotone e la barra d'errore diventa molto grande. E' quindi necessario passare al dominio delle frequenze.

4.1.2 Calcolo dello spettro di potenza con powspec

Il secondo passo dell'analisi temporale consiste nel calcolare lo spettro di potenza della curva di luce. Il task di Xronos che produce la densità spettrale di potenza di una curva di luce è *powspec*. Lo spettro di potenza viene calcolato attraverso la trasformata di Fourier.

La Trasformata di Fourier di una generica funzione non periodica $f(t)$ è definita dalla relazione:

$$a(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{i\omega t} dt \quad (4.5)$$

dove ω e $\nu = \omega/2\pi$ rappresentano la pulsazione e la frequenza della variabilità. L'antitrasformata consente di ricostruire la funzione $f(t)$ a partire dalla sua trasformata $a(\omega)$:

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a(\omega)e^{-i\omega t} d\omega \quad (4.6)$$

Ciò vale se il dominio di $f(t)$ è continuo ed infinito. Ma le curve di luce sono discretizzate in bins e si estendono per un tempo finito. In tal caso l'antitrasformata e le trasformate discrete di Fourier sono definite da (Van der Klis, 1989):

$$f(t_j) = \frac{1}{N} \sum_{l=1}^N a_l e^{-i\omega_l t_j} \quad (4.7)$$

$$a_l = \sum_{j=1}^N f(t_j) e^{-i\omega_l t_j} \quad (4.8)$$

dove t_j è il tempo del bin j -esimo e N è il numero totale di bins; a_l sono i coefficienti di Fourier.

La curva di luce binnata di un'osservazione può essere vista come il prodotto di una serie temporale infinita per la funzione rettangolo. La trasformata di Fourier di questo prodotto corrisponde ad una convoluzione delle trasformate nello spazio delle frequenze.

Supponiamo di avere un'osservazione di durata T e di suddividerla in intervalli $\Delta t = T/N$. Un segnale periodico per il Teorema di Fourier può essere visto come la sovrapposizione di sinusoidi e cosinusoidi di ampiezza diversa. Nello spettro di potenza dunque comparranno dei picchi corrispondenti a queste funzioni sinusoidali. Ci sono un limite inferiore e uno superiore nella frequenza al di fuori del quale non è possibile identificare una periodicità nello spettro di potenza di una osservazione. Il limite inferiore, detto frequenza minima è $\nu_{min} = 1/T$. Infatti se la periodicità è più lunga della durata dell'osservazione non siamo in grado di rivelarla. ν_{min} rappresenta anche la risoluzione in frequenza dello spettro di potenza ($\Delta\nu$). Il limite superiore o frequenza di Nyquist è $\nu_{max} = 1/(2\Delta t)$. Infatti, per rivelare una periodicità, è necessario poterla risolvere su almeno due bins. La trasformata di una osservazione è dunque vincolata tra ν_{min} e ν_{max} . ν_{min} è limitato dalla durata dell'osservazione mentre ν_{max} può essere aumentato riducendo il bin time delle curve di luce. Il limite sul bin time è dettato dalla statistica e quindi dalla quantità di fotoni disponibili. Diminuendo troppo il bin, l'algoritmo per il calcolo dello spettro di potenza risulta inefficiente a causa dei numerosi bin vuoti.

Lo spettro di potenza è proporzionale al modulo quadro della trasformata di Fourier e viene spesso normalizzato nel modo seguente (Leahy, 1983):

$$P_k = \frac{2}{N_{ph}} |a_k|^2 \quad k = 0, \dots, N/2 \quad (4.9)$$

dove a_k sono i coefficienti di Fourier e N_{ph} è il numero totale di fotoni. Si considerano solo i k positivi, poiché $a_{-k} = a_k^*$. Un esempio di spettro di potenza normalizzato secondo Leahy è mostrato in figura 4.3.

Il teorema di Parseval dice che la somma dei moduli quadri del segnale nel dominio del tempo è uguale alla somma dei moduli quadri dei coefficienti di Fourier nel dominio delle frequenze diviso per il numero di bins:

$$\sum_{j=1}^N |x_j|^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=-N/2}^{N/2-1} |a_k|^2 \quad (4.10)$$

A partire dal teorema di Parseval si può esprimere la variabilità frazionaria

del segnale (equazione 4.4), in funzione della potenza spettrale :

$$f'_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N_{ph}} \left(\sum_{k=1}^{N/2-1} P_k + \frac{1}{2} P_{N/2} \right)} \quad (4.11)$$

Lo spettro di potenza dà dunque informazioni sulla variabilità intrinseca del segnale, sovrapposta a quella dovuta ad eventuali sorgenti di rumore. Se si ha un rumore costante e distribuito uniformemente in frequenza si parla di *white noise*.

Per capire se un picco nello spettro di potenza è significativo la sua ampiezza deve superare significativamente le fluttuazioni dovute al rumore di fondo (vedi Van der Klis, 1989; Zampieri 2013).

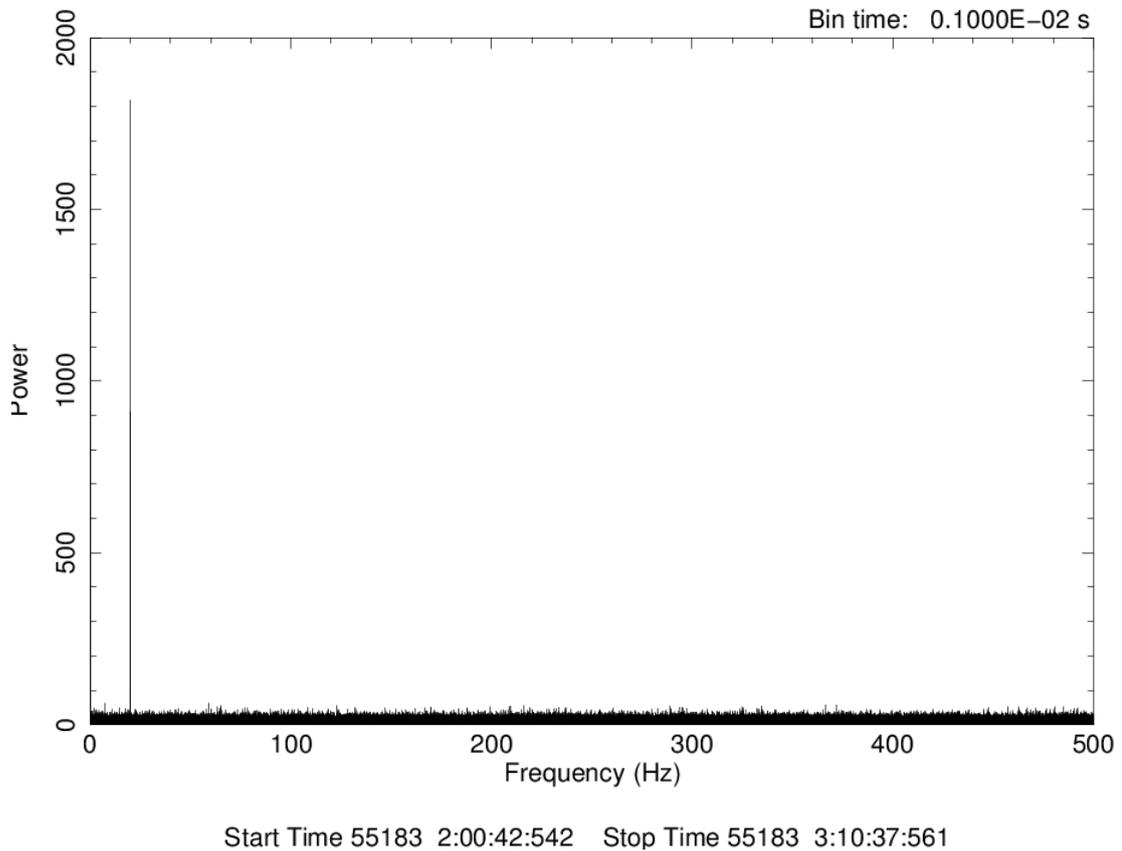


Figura 4.3: Spettro di potenza di una osservazione IquEye della pulsar PSR B0540-69 effettuata il 18 dicembre 2009. La durata dell'osservazione è di 3598 s ed il bin time è 0.001 s.

Nello spettro di figura 4.3 si nota un picco a $\nu \sim 20Hz$, che rappresenta la frequenza fondamentale di oscillazione della pulsar PSR B0540-69. Non si

notano altre componenti armoniche.

La Trasformata di Fourier di una funzione sinusoidale è una delta di Dirac. Ma nel caso discreto, la trasformata è il prodotto del segnale con la funzione rettangolo nel dominio temporale, che diventa una convoluzione della trasformata del segnale con la funzione sinc nel dominio delle frequenze. Inoltre è presente un picco in zero che non rappresenta periodicità nel segnale, ma il numero totale di fotoni (si veda la definizione di a_0 e P_0 nelle equazioni 4.8 e 4.9).

4.1.3 Calcolo della curva del χ^2 con *efsearch*

Il terzo passo dell'analisi temporale consiste nella determinazione accurata del valore del periodo di oscillazione. Il task di Xronos che esegue questa funzione è *efsearch*. Esso effettua la ricerca di una periodicità all'interno di una serie temporale suddivisa in intervalli e determina il χ^2 della curva di luce *folded* in funzione del periodo come spiegato qui di seguito.

Supponiamo di aver rivelato un segnale statisticamente significativo nello spettro di potenza. La risoluzione fornita dal *power spectrum* non è usualmente sufficiente per effettuare un folding accurato della curva di luce nel caso di una pulsar ($\Delta\nu = \frac{1}{T}$, limitata dalla durata dell'osservazione). La risoluzione migliore che si riesce ad ottenere è di circa 10^{-4} Hz (10^{-6} s), per osservazioni di qualche ora.

Per determinare il periodo in modo più accurato è necessario applicare la tecnica del *folding*. Essa consiste nel dividere la serie temporale in intervalli che poi vengono sommati in fase. La durata dell'intervallo è nell'intorno del periodo ottenuto con il *power spectrum*. Dopo aver effettuato il *folding* con un determinato valore del periodo si calcola il valore della seguente funzione:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{\nu} \left(\frac{y_j - \bar{y}}{e_j} \right)^2 \quad (4.12)$$

dove y_j sono i conteggi per bin del profilo *folded*, \bar{y} è il valor medio dei conteggi per bin, e_j è l'errore associato ad ogni y_j , $\nu = N_b - 1$ con N_b numero totale di bins in fase.

Il χ^2 obbedisce a certe proprietà statistiche, attraverso le quali si è in grado di calcolare in maniera più accurata il valore del periodo:

- Se il periodo utilizzato in partenza è lontano da quello corretto, si ottiene $\chi^2 \simeq N_b - 1$.
- Se la stima del periodo è corretta, $\chi^2 \gg N_b - 1$.

La stima del miglior periodo si ha quindi in corrispondenza del valore massimo del χ^2 . Questo procedimento viene iterato più volte fino arrivare ad una

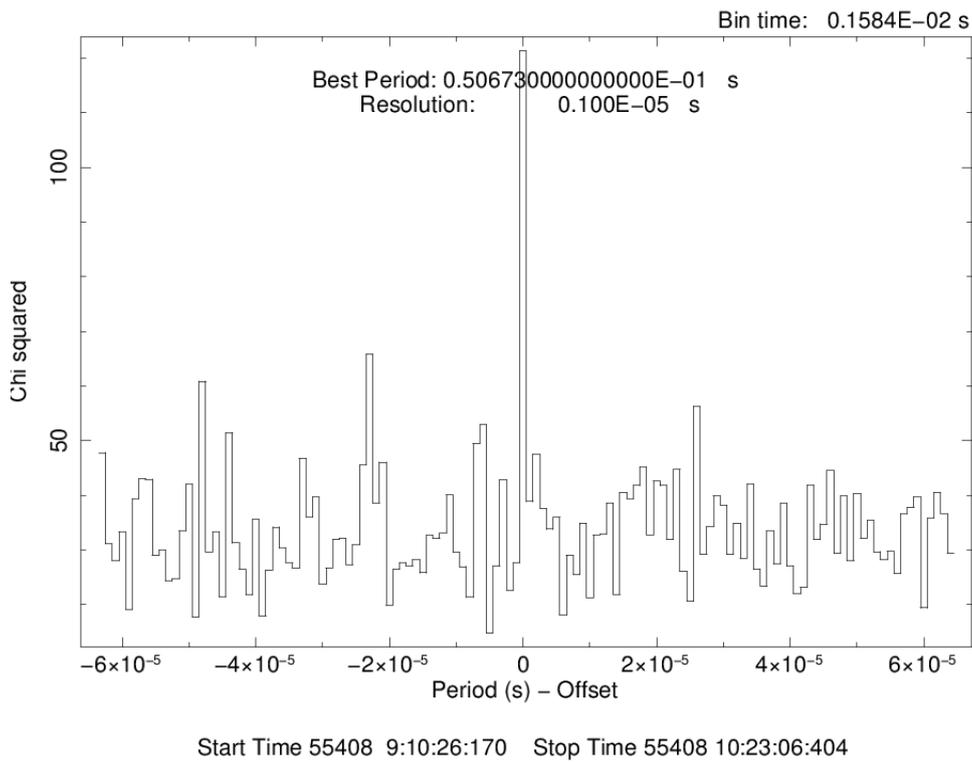
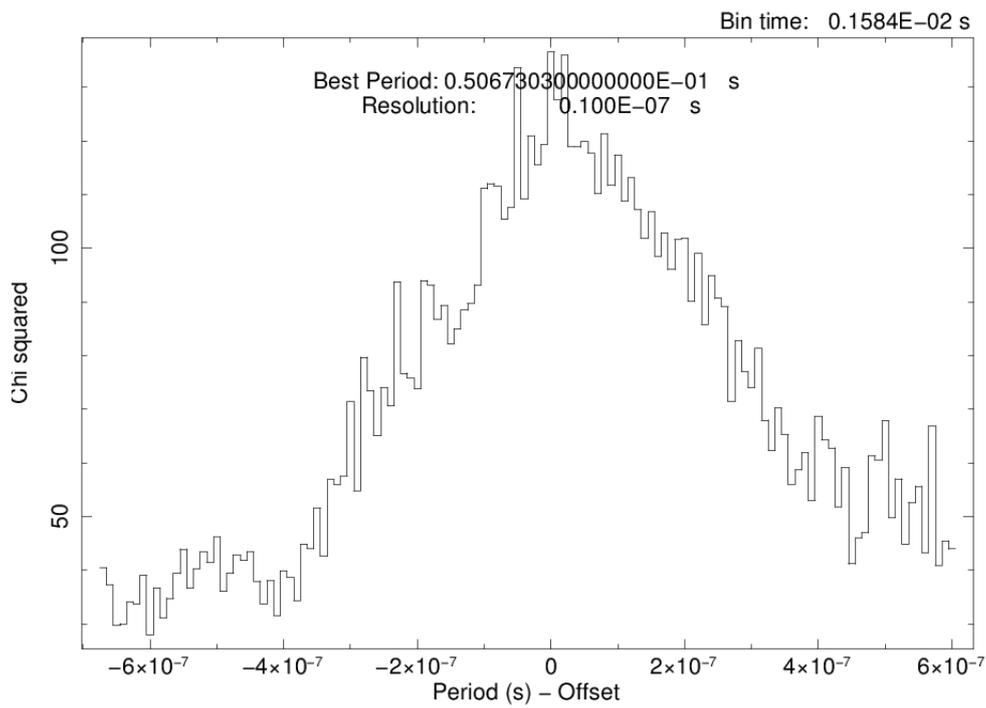


Figura 4.4: Esempio di distribuzione del χ^2 in funzione del periodo di rotazione per una osservazione IquEye della pulsar PSR B0540-69 effettuata il 31 luglio 2010. La durata dell'osservazione è di 4360 s. La risoluzione per la ricerca del periodo è pari a 10^{-6} s e il picco che indica la miglior stima del periodo è evidente e ben definito.



Start Time 55408 9:10:26:170 Stop Time 55408 10:23:06:404

Figura 4.5: Esempio di distribuzione del χ^2 in funzione del periodo di rotazione per una osservazione IquEye della pulsar PSR B0540-69 effettuata il 31 luglio 2010. La durata dell'osservazione è di 4360 s. La risoluzione per la ricerca del periodo è pari a 10^{-8} s. Il picco è significativamente largo.

precisione pari a 10^{-9} s (si vedano le figure 4.4 e 4.5).

Da queste curve è possibile rilevare il valore massimo del χ^2 utile per capire la qualità dei dati, e una stima dell'errore associato al periodo (dalla larghezza della curva). Aumentando ulteriormente la risoluzione, il picco risulta dominato da fluttuazioni statistiche.

4.1.4 Calcolo del profilo dell'impulso con efold

Il quarto passo dell'analisi temporale consiste nella creazione del profilo dell'impulso. Esso viene ottenuto dividendo la curva di luce in intervalli uguali al miglior periodo stimato dal massimo della curva del χ^2 e sommandoli in fase. Il corrispondente task di Xronos è *efold*. Il grafico risultante è la curva di luce *folded* su tutta l'osservazione con in ascissa la fase ed in ordinata il numero di fotoni per bin. Ad ogni valore del grafico viene associata una barra d'errore, pari alla radice del numero di conteggi nel bin (nell'ipotesi di statistica Poissoniana). Lo studio del profilo dell'impulso (*folded*) di una pulsar è molto importante per comprenderne la struttura e i meccanismi di emissione. Da esso si può capire se e come il profilo della pulsar si è evoluto nel corso del tempo, quali sono le sue caratteristiche (uno o più picchi) e se è confrontabile con quello ottenuto in altre bande.

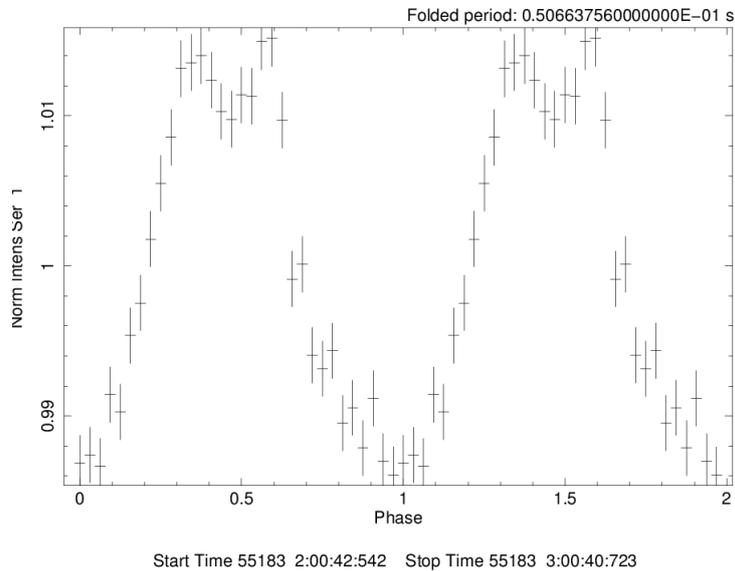


Figura 4.6: Curva di luce *folded* di una osservazione IquEye della pulsar PSR B0540-69 effettuata il 18 dicembre 2009. La durata dell'osservazione è di 3598 s.

Capitolo 5

Risultati

In questo capitolo verranno presentati i risultati dell'analisi temporale delle osservazioni della pulsar PSR B0540-69 effettuate nel 2009 e 2010 con IquEye montato al New Technology Telescope a La Silla (Cile).

5.1 Analisi temporale

Il *log* delle osservazioni analizzate in questo lavoro di Tesi è riportato in tabella 5.1.

I dati del 2009 rappresentano un selezione di quelli pubblicati nel Gradari et al. 2010 e contengono un segnale significativo, mentre quelli di luglio 2010 sono analizzati qui per la prima volta e presentano un segnale più debole. Dopo aver calcolato la curva di luce e lo spettro di potenza con Xronos, sono state selezionate solamente tre osservazioni di luglio 2010 (contrassegnate dal valore del χ^2 riportato in tabella 5.1). Si tratta delle osservazioni con un picco nello spettro di potenza con una significatività sufficientemente elevata (al di sopra di 3σ , calcolata come descritto in Zampieri 2013). Il resto dell'analisi è stata fatta solamente con questi dati.

L'analisi temporale che segue ha una baseline di 18 mesi con dati coerenti, acquisiti con il medesimo strumento e analizzati da un unico software.

Il primo passo nell'analisi è la creazione della curva di luce. In alcune osservazioni (ad esempio quella del 26 luglio 2010) è evidente l'attenuazione dovuta all'*air mass* crescente. Nelle figure 5.1 e 5.2 sono messe a confronto le curve di luce del 2009 e del 2010 per i dati con segnale. La curva del 16 dicembre presenta un repentino aumento dei conteggi, causato dal progressivo aumento della luce diffusa dal crepuscolo mattutino. Le altre osservazioni invece mostrano un andamento pressoché costante.

Tabella 5.1: Log delle osservazioni Iqueye della pulsar PSR B0540-69.

N.	Data	Inizio oss. (MJD)	Metà oss. (MJD)	UTC inizio (hh mm ss)	UTC fine (hh mm ss)	T* (s)	Numero fotoni	χ^2_{**}
1	2009 01 20	54851,12775	54851,16941	03 03 58	05 03 56	7199	17776449	489
2	2009 12 13	55178,20582	55178,21722	04 56 23	05 29 12	1969	9346031	300
3	2009 12 13	55178,22905	55178,24988	05 29 50	06 29 48	3598	17912685	507
4	2009 12 14	55179,29044	55179,31127	06 58 14	07 58 13	3599	9778831	402
5	2009 12 15	55180,09217	55180,11300	02 12 44	03 12 43	3599	9632035	965
6	2009 12 16	55181,05337	55181,06973	01 16 52	02 03 57	2825	13123817	449
7	2009 12 16	55181,33209	55181,34327	07 58 13	08 32 24	2051	5511438	306
8	2009 12 18	55183,08382	55183,10465	02 00 43	03 00 41	3598	9381473	1016
9	2010 07 19	55396,33304	55396,34641	07 59 35	08 38 04	2309	5443711	105 (+)
10	2010 07 19	55396,36434	55396,37043	08 44 39	09 02 12	2098	7138550	-
11	2010 07 19	55396,37679	55396,38267	09 02 35	09 19 29	1049	6999121	-
12	2010 07 19	55396,38959	55396,39309	09 21 01	09 31 04	1049	4161912	-
13	2010 07 19	55396,39835	55396,40039	09 33 38	09 39 29	525	2481542	-
14	2010 07 26	55403,36390	55403,38719	08 44 01	09 51 06	4195	55052557	114 (+)
15	2010 07 31	55408,38225	55408,40748	09 10 26	10 23 06	4360	21124713	136 (+)

NOTE: Dati del 2009 pubblicati da Gradari et al.(2009). [*]: Durata dell'osservazione. [**]:
 Massimo valore del χ^2 ottenuto con efssearch. [+]: Serie temporali con segnale utilizzate
 nella successiva fase dell'analisi.

Tabella 5.2: Periodi e frequenze di rotazione di PSR B0540-69 ottenuti da dati Iqueye del 2009 e 2010, baricentrizzati in modalità TEMPO 1.

N.	Metà oss.(MJD)	P (s) ^a	ν (Hz) ^b
1	54851,16941	0,050650017	19,7433300
2	55178,21722	0,050663487	19,7380808
3	55178,24988	0,050663573	19,7380473
4	55179,31127	0,050663540	19,7380602
5	55180,11300	0,050663597	19,7380379
6	55181,06973	0,050663690	19,7380017
7	55181,34327	0,050663565	19,7380504
8	55183,10465	0,050663756	19,7379760
9	55396,34641	0,050672690	19,7344960
14	55403,38719	0,050672713	19,7344871
15	55408,40748	0,050673039	19,7343601

NOTE: [a] Errore stimato per le osservazioni 1,3,4,5,6 e 8: 20 *ns*; per le osservazioni 9 e 14: 200 *ns*; per le osservazioni 2,7 e 15: 100 *ns*. [b] Errore stimato per le osservazioni 1,3,4,5,6 e 8: 7.8×10^{-6} Hz; per l'osservazione 9 e 14: 7.8×10^{-5} Hz; per le osservazioni 2,7 e 15: 3.9×10^{-5} Hz.

Tabella 5.3: Periodi e frequenze di rotazione di PSR B0540-69 ottenuti da dati Iqueye del 2009 e 2010, baricentrizzati in modalità TEMPO 2.

N.	Metà oss.(MJD)	P (s) ^a	ν (Hz) ^b
1	54851,16941	0,050650004	19,7433351
2	55178,21722	0,050663473	19,7380863
3	55178,24988	0,050663543	19,7380590
4	55179,31127	0,050663547	19,7380574
5	55180,11300	0,050663610	19,7380329
6	55181,06973	0,050663681	19,7380052
7	55181,34327	0,050663565	19,7380504
8	55183,10465	0,050663734	19,7379846
9	55396,34641	0,050672661	19,7345073
14	55403,38719	0,050672661	19,7345073
15	55408,40748	0,050673041	19,7343593

NOTE: [a] Errore stimato per le osservazioni 1,3,4,5,6 e 8: 20 *ns*; per le osservazioni 9 e 14: 200 *ns*; per le osservazioni 2,7 e 15: 100 *ns*. [b] Errore stimato per le osservazioni 1,3,4,5,6 e 8: 7.8×10^{-6} Hz; per l'osservazione 9 e 14: 7.8×10^{-5} Hz; per le osservazioni 2,7 e 15: 3.9×10^{-5} Hz.

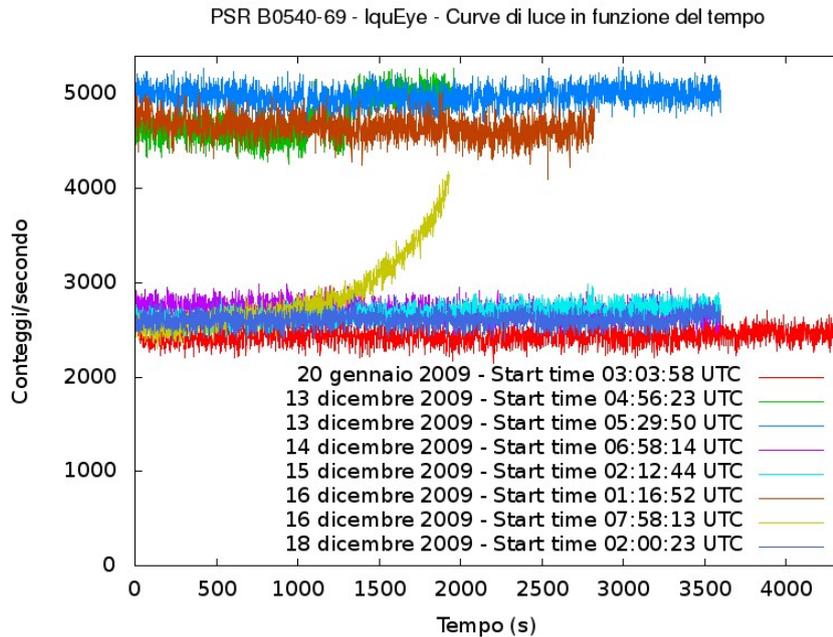


Figura 5.1: Curve di luce delle osservazioni IquEye della pulsar PSR B0540-69 ottenute in gennaio e dicembre 2009. Il bin time è 1 s.

Successivamente abbiamo calcolato gli spettri di potenza di tutte le osservazioni con segnale, utilizzando bins temporali di diversa durata. Nelle figure 5.3 e 5.4 sono riportati gli spettri relativi ad una osservazione di gennaio e una di dicembre 2009 entrambe con forte segnale, mentre nelle figure 5.5, 5.6 e 5.7 quello delle osservazioni del 19, 26 e 31 luglio con segnale molto più debole.

Lo spettro di potenza è d'importanza fondamentale perché rappresenta l'impronta digitale dell'oggetto considerato. Ogni sorgente mostra un segnale diverso. Nel caso di PSR B0540-69 è presente un solo picco a ~ 20 Hz, ma altri oggetti come la Crab ne presentano di più e in proporzione diversa tra loro. Con la qualità dei dati disponibili, possiamo quindi concludere che il segnale di PSR B0540-69 manca di significative componenti armoniche e quindi sarà approssimativamente sinusoidale.

Dallo spettro di potenza è possibile effettuare una stima approssimativa della frequenza fondamentale di oscillazione e del suo periodo. Questa stima è il punto di partenza per cercare un valore più preciso attraverso *efsearch*. Si procede come descritto nel Capitolo 4, partendo dalla stima iniziale ed aumentando via via la risoluzione temporale.

Le curve del χ^2 per alcune osservazioni sono riportate nelle figure 5.8 e 5.9. Se il segnale è intenso si riesce a distinguere chiaramente il picco come in

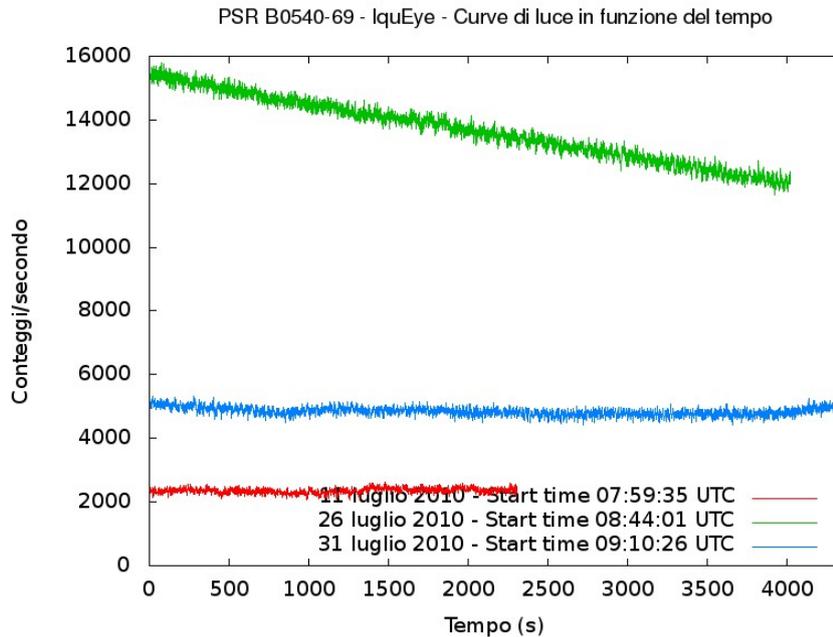


Figura 5.2: Curve di luce di alcune osservazioni IquEye della pulsar PSR B0540-69 ottenute il 19,26 e 31 luglio 2010. Il bin time è 1 s.

figura 5.8, mentre nel caso in cui la misura sia affetta da un forte rumore il picco è meno definito e più frastagliato, come si vede nella figura 5.9. Con la statistica di queste osservazioni si può arrivare sino ad una risoluzione di circa 10 ns, valore al di sotto del quale il picco non è più ben definito. I valori delle frequenze e del periodo di rotazione sono riportati nelle tabelle 5.2 e 5.3. La larghezza della curva del χ^2 permette anche di stimare l'errore associato ad ogni misura (dall'errore del centroide della gaussiana utilizzata per effettuare un fit della curva intorno al picco).

I profili *folded* di alcune osservazioni IquEye sono mostrati nelle figure 5.10 e 5.11. Si può notare che la curva di luce è caratterizzata da un solo picco molto largo. Nella migliore osservazione del 18 dicembre intorno al massimo è identificabile una doppia struttura che può essere interpolata con due gaussiane della stessa ampiezza. E' evidente le qualità diverse di queste curve: quelle di luglio sono decisamente più rumorose. Questo risultato è in accordo con i valori del χ^2 ottenuti con *efsearch* e riportati in tabella 5.1, che mostrano un valore di ~ 1016 per il 18 dicembre 2009 e ~ 114 per 19 luglio 2010.

E' interessante fare un confronto con le curve di luce ottenute in altre ban-

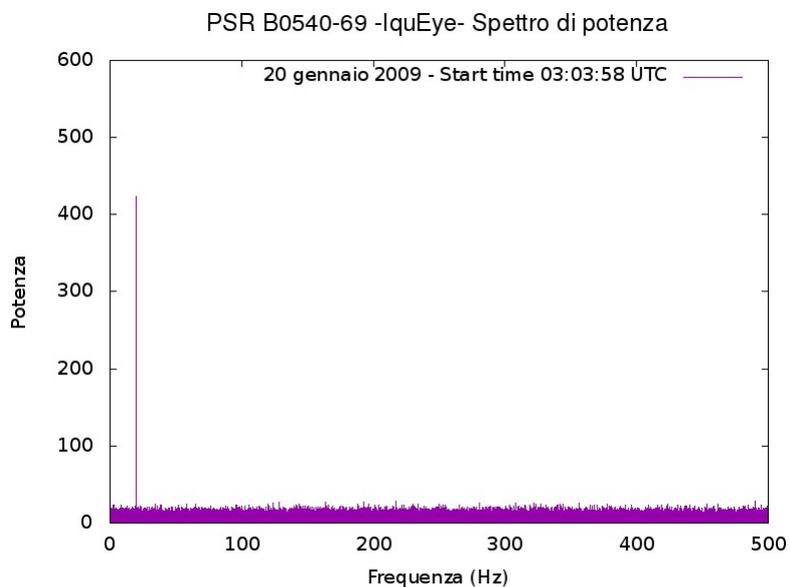


Figura 5.3: Spettro di potenza dell'osservazione IquEye della pulsar PSR B0540-69 del 20 gennaio 2009. Il bin time è 0.001 s e la frequenza di Nyquist è 500 Hz.

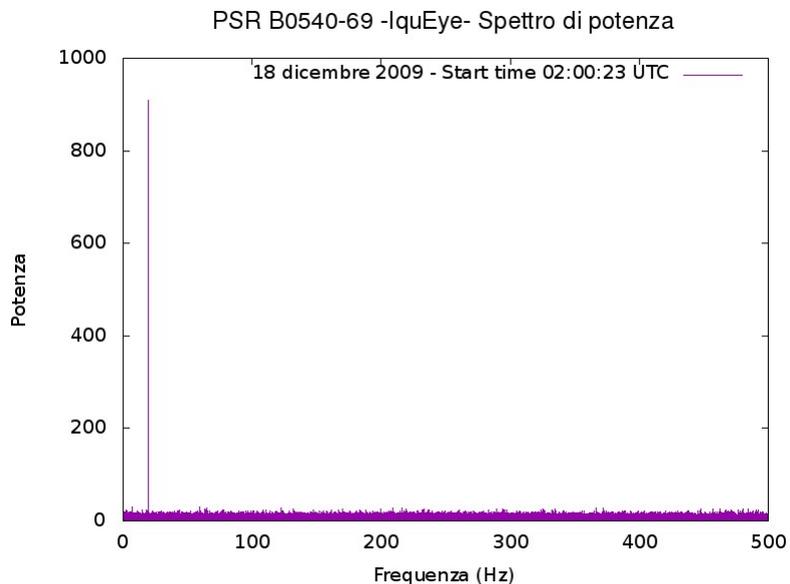


Figura 5.4: Spettro di potenza dell'osservazione IquEye della pulsar PSR B0540-69 del 18 dicembre 2009. Il bin time è 0.001 s e la frequenza di Nyquist è 500 Hz.

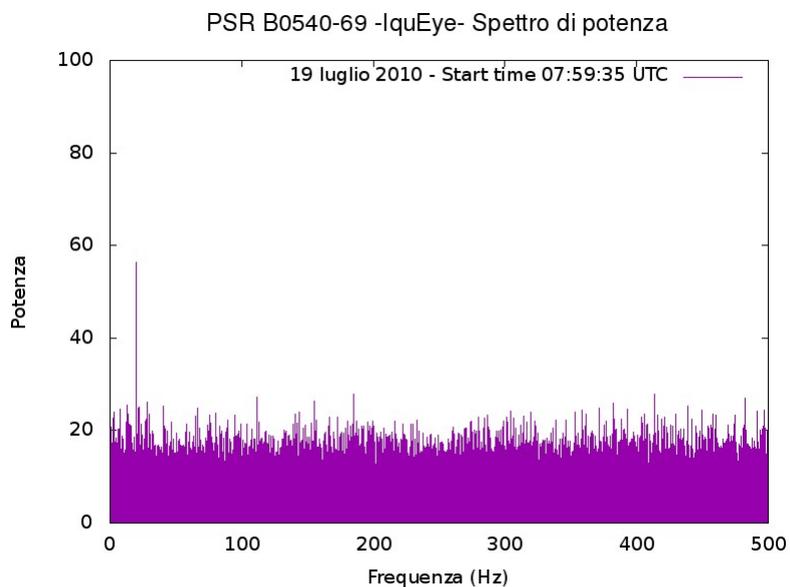


Figura 5.5: Spettro di potenza dell'osservazione IquEye della pulsar PSR B0540-69 del 19 luglio 2010. Il bin time è 0.001 s e la frequenza di Nyquist è 500 Hz.

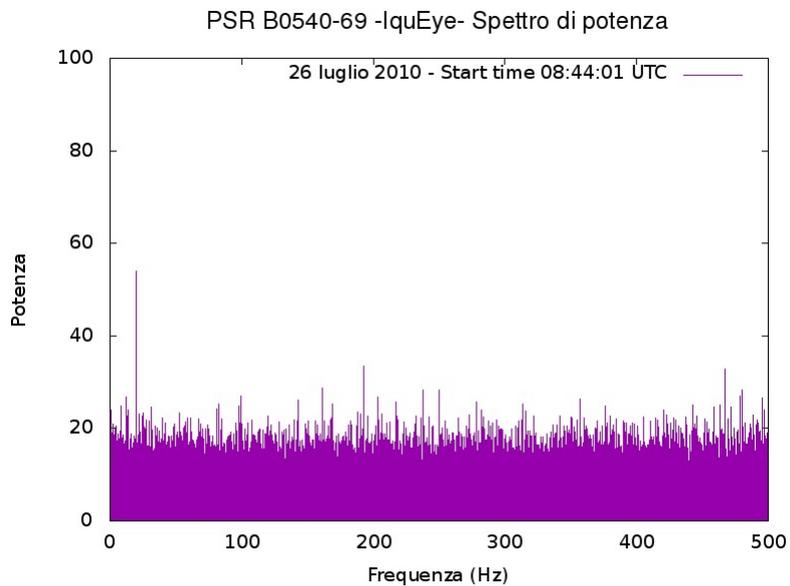


Figura 5.6: Spettro di potenza dell'osservazione IquEye della pulsar PSR B0540-69 del 26 luglio 2010. Il bin time è 0.001 s e la frequenza di Nyquist è 500 Hz.

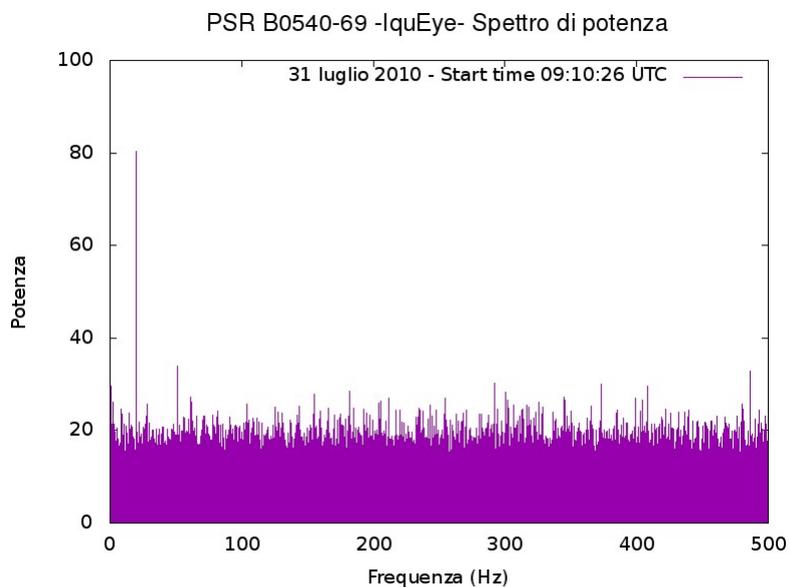


Figura 5.7: Spettro di potenza dell'osservazione IquEye della pulsar PSR B0540-69 del 31 luglio 2010. Il bin time è 0.001 s e la frequenza di Nyquist è 500 Hz.

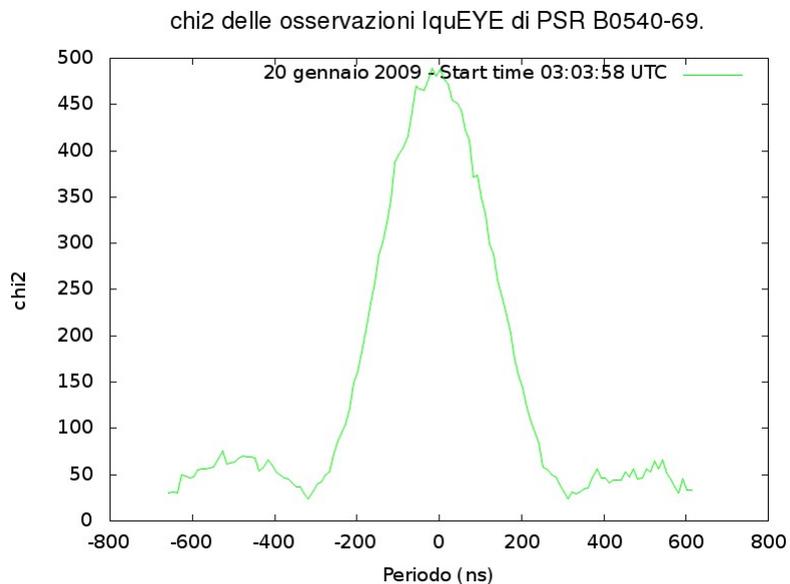


Figura 5.8: Distribuzione del χ^2 delle curve di luce *folded* in funzione del periodo per l'osservazione del 20 gennaio 2009. La risoluzione temporale è di 10^{-8} s.

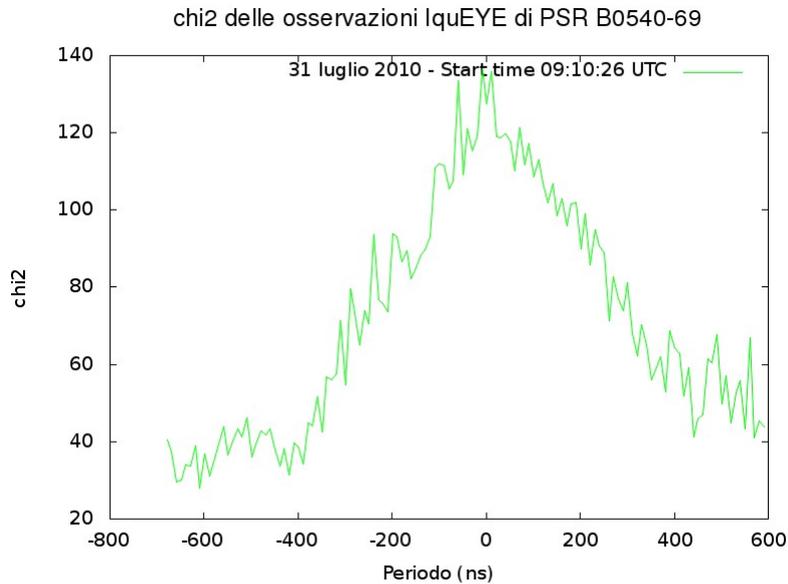


Figura 5.9: Distribuzione del χ^2 delle curve di luce *folded* in funzione del periodo per l'osservazione del 31 luglio 2010. La risoluzione temporale è di 10^{-8} s.

de. A titolo di esempio consideriamo le curve di luce ottenute nella banda UV+visibile (Boyd et al., 1995) e nei raggi X (Campana et al., 2008)(figure 5.12 e 5.13). Il profilo dell'impulso è simile nelle bande del visibile, UV e X, in accordo con il modello di emissione presentato nel Capitolo 2. In alcuni modelli l'emissione dall'IR ai raggi X è originata da una regione vicina al cilindro luce.

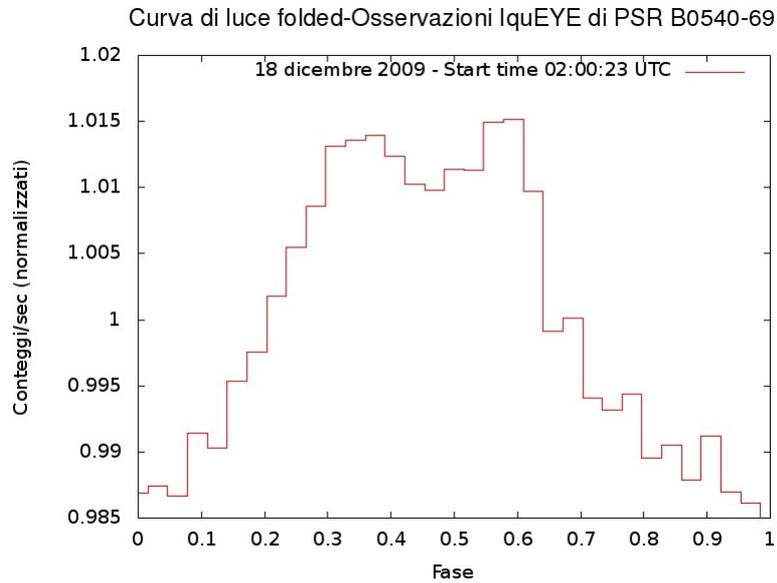


Figura 5.10: Curva di luce *folded* dell'osservazione IquEye della pulsar PSR B0540-69 ottenuta il 18 dicembre 2009, 02:00:23 UTC. L'errore sui conteggi normalizzati al valor medio è 2×10^{-3} . Si sono utilizzati 32 bins in fase.

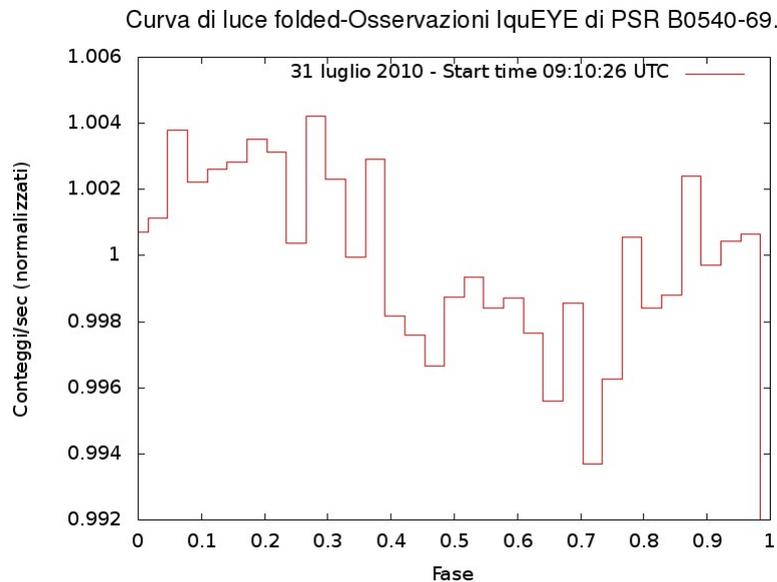


Figura 5.11: Curva di luce *folded* dell'osservazione IquEye della pulsar PSR B0540-69 ottenuta il 31 luglio 2010, 09:10:26 UTC. L'errore sui conteggi normalizzati al valor medio è 1.2×10^{-3} . Si sono utilizzati 32 bins in fase.

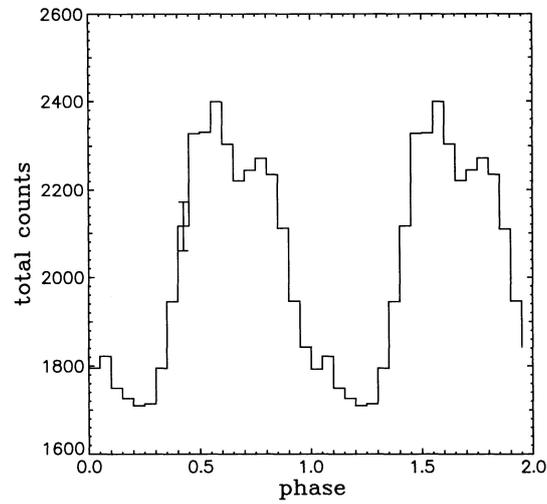


Figura 5.12: Curva di luce *folded* della pulsar PSR B0540-69 nella banda UV+visibile (Boyd et al. 1995).

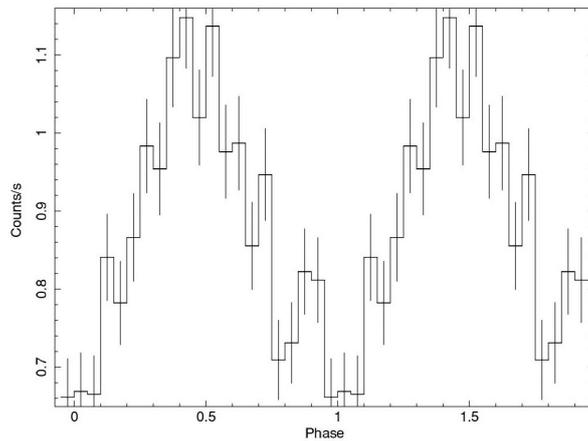


Figura 5.13: Curva di luce *folded* della pulsar PSR B0540-69 nella regione X (Campana et al. 2008).

5.2 Timing solution

In letteratura sono state pubblicate alcune analisi dell'evoluzione temporale del periodo di rotazione della pulsar PSR B0540-69. Una *timing solution* è riportata nei seguenti articoli: Zhang et al. (2001), Cusumano et al. (2003), Livingstone et al. (2005), Campana et al. (2008), Gradari et al. (2010) e Ge et al. (2013). Queste *timing solutions* tengono conto di un glitch che si è verificato nel 1999. Si tratta principalmente di dati X provenienti dai satelliti *Rossi X-Ray Timing Explorer* (RXTE), *ASCA* e *BeppoSAX*, oltre che di dati ottici di Iqueye.

La funzione utilizzata per descrivere l'evoluzione della frequenza nel tempo è uno sviluppo in serie:

$$\nu(t) = \nu(t_0) + \dot{\nu}(t - t_0) + \frac{1}{2}\ddot{\nu}(t - t_0)^2 + o(t^3) \quad (5.1)$$

dove t_0 è un'epoca di riferimento. I coefficienti che interpolano al meglio la parabola restituiscono le *timing solutions* riportate in Tabella 5.4.

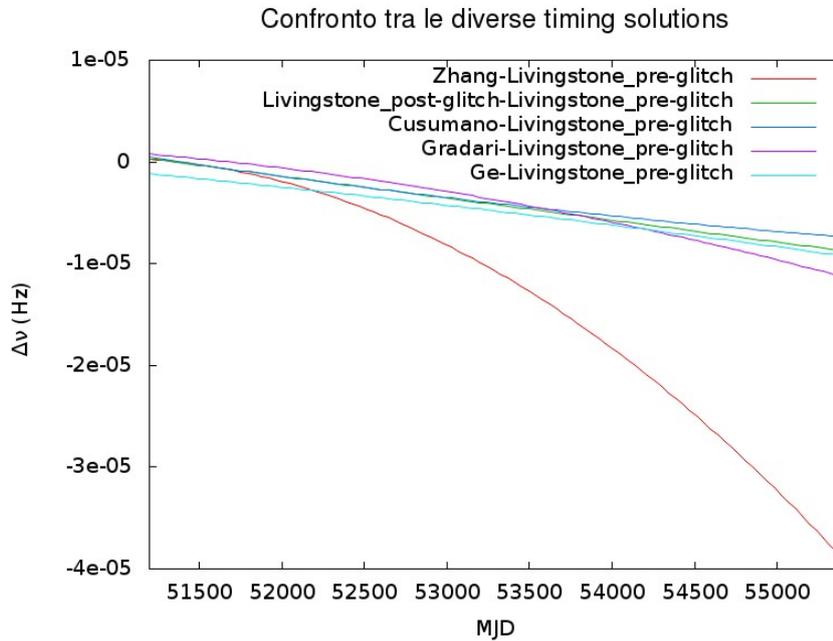


Figura 5.14: Confronto tra le *timing solutions* riportate in tabella 5.4 ed estrapolate fino a luglio 2010.

Tabella 5.4: Timing solutions della pulsar PSR B0540-69 ottenute in letteratura.

Banda	Epoca (MJD) ^a	MJD _{<i>i</i>} -MJD ^b _{<i>f</i>}	ν (Hz)	$\dot{\nu}(10^{-10} s^{-2})$	$\ddot{\nu}(10^{-21} s^{-3})$	n
X	51197.11243713	51197-51931	19,802442257(12)	-1,878173(9)	3,23(12)	1,81(0,07) [1]
X	50372.5481748585	50150-51982	19,8158310541(2) ^c	-1,8807101(2) ^c	3,7970(4) ^c	2,1272(3) ^c [2]
X	51197.0	50083-52640	19,815833677(9) ^d	-1,881021(2) ^d	3,789(2) ^d	2,122(1) ^d [2]
X, UV, ottico e radio	55183.1042	44186-55183	19,80244383176(2)	-1,878039597(8)	3,752027(2)	2,11(6) [3]*
X	52656.0	50404-55132	19,7379764(10)	-1,86560(5)	3,66(1)	2,087(7) [4]
X	52656.0	50404-55132	19,7787959(11)	-1,8733520(65)	3,73(11)	2,10(6) [5]

NOTE: In parentesi sono riportati i relativi errori.

[a]: Epoca di riferimento per il fit

[b]: intervallo temporale coperto dalle misure

[c]: $t < 51325$ e $[d]: t > 51325$

[1] Zhang et al. (2001)

[2] Cusumano et al. (2003)

[3] Livingstone et al. (2005)

[4] Gradari et al (2010)

[5] Ge et al. (2012)

[*]: Timing solution ottenuta utilizzando la fase di rotazione anziché la frequenza.

La figura 5.14 mostra un confronto tra le varie *timing solutions* estrapolate fino a luglio 2010.

La soluzione di Zhang devia molto dalle altre e quindi non si presta ad essere estrapolata molto oltre l'intervallo temporale in cui è stata calcolata, che arriva a marzo 2001. A luglio 2010 il periodo si discosta dagli altri dati di $\sim 100ns$. Questo probabilmente è dovuto al fatto che la base temporale utilizzata è abbastanza breve (poco più di un anno). E' interessante inoltre notare che dal confronto dei dati di Livingstone pre e post glitch si osserva una variazione del periodo di ~ 20 ns (estrapolata a luglio 2010). Entrambi sono in accordo con quello riportato in tabella 5.2 (osservazione 15). Ciò potrebbe voler dire che la storia della pulsar B0540-69 non è stata segnata da altri glitches significativi dal 1999 al 2010.

Abbiamo infine tentato di determinare una *timing solution* in frequenza utilizzando solamente dati IquEye. Dal fit sono stati esclusi alcuni valori che hanno un errore elevato (~ 100 ns). Si tratta delle osservazioni 2,7,9 e 14 di tabella 5.2 e 5.3¹. L'osservazione 15 è stata inclusa per allungare la base temporale e perché è la misura di luglio con errore più piccolo.

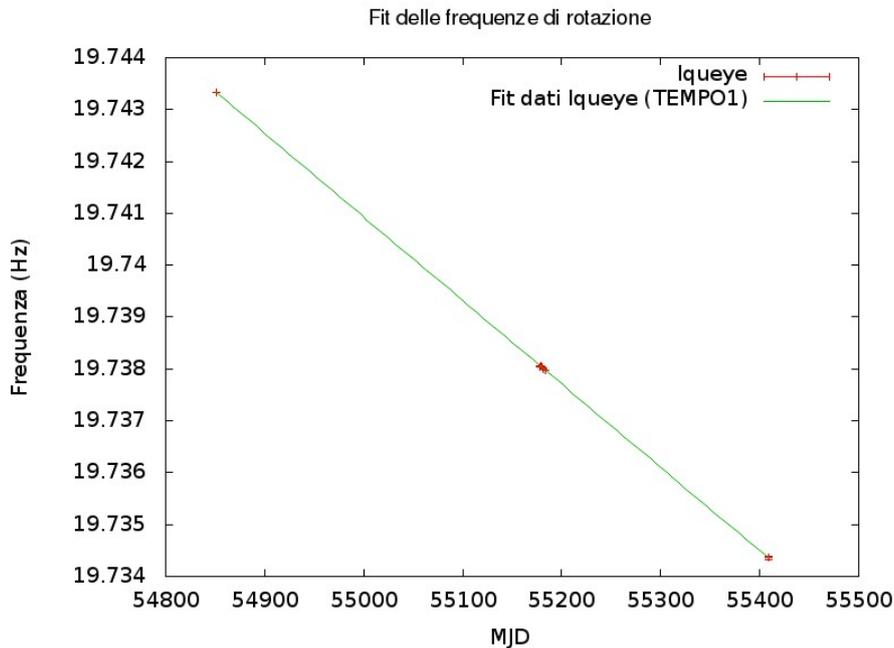


Figura 5.15: Fit delle frequenze di rotazione della pulsar PSR B0540-69 misurate dai dati IquEye (modalità TEMPO1).

¹Includendo queste osservazioni il fit rimane invariato, ma l'errore sui parametri aumenta.

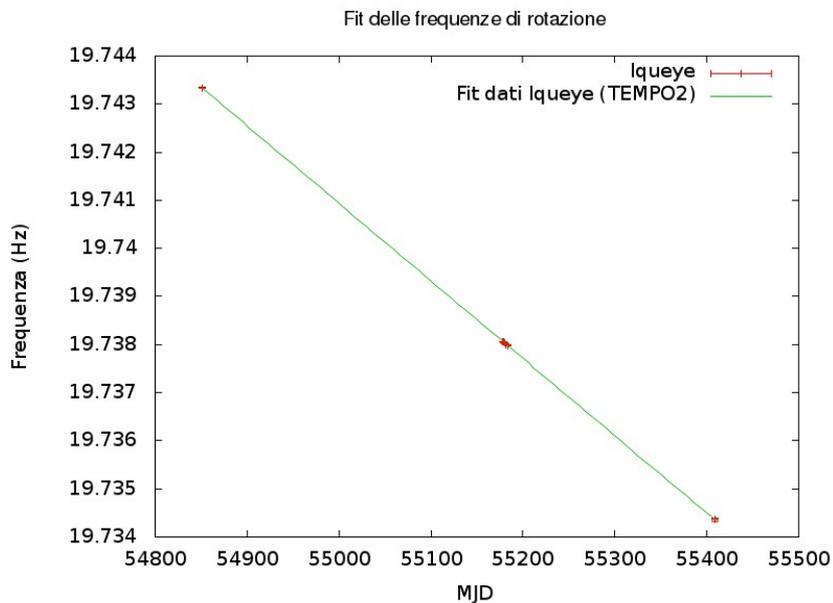


Figura 5.16: Fit delle frequenze di rotazione della pulsar PSR B0540-69 misurate dai dati IqueEye (modalità TEMPO2).

Il fit risulta convergere con un valore del χ^2 pari a ~ 1.2 . La breve durata della baseline e le poche misure a disposizione non consentono però di calcolare in modo accurato la derivata seconda $\ddot{\nu}$, che è affetta da un errore $> 100\%$. Abbiamo rifatto il fit troncando lo sviluppo in eq.(5.1) al primo ordine.

La *timing solution* ottenuta in questo modo, con sette misure distribuite in un intervallo temporale di 18 mesi da gennaio 2009 a luglio 2010, è riportata in tabella 5.5 per dati baricentrizzati in modalità TEMPO1 e in tabella 5.6 per dati baricentrizzati in modalità TEMPO2. I corrispondenti fit sono mostrati in Figura 5.15 e 5.16.

Queste *timing solutions* sono state calcolate mediante un'analisi delle frequenze e non delle fasi, con la quale si può ottenere un'accuratezza maggiore, ma che è al di fuori degli scopi di questo lavoro di Tesi.

Abbiamo confrontato la nostra soluzione con i risultati precedentemente pubblicati in letteratura (figura 5.17). L'errore sulla fase dei dati Iqueeye non è sufficientemente piccolo per discriminare tra le diverse *timing solutions*, a parte quella di Zhang et al. (come descritto sopra). Le soluzioni nell'intervallo temporale considerato sono tutte consistenti tra loro e con quelle Iqueeye entro $\sim 20ns$. Inoltre da questo grafico si evince che il glitch del 1999 è stato poco

Tabella 5.5: *Timing solution* dei dati IquEye riferita a dati baricentrizzati in modalità TEMPO1.

	Valore	Errore
t_0 (MJD)	55180.0	
ν_0 (Hz)	19.7380307	$\pm 5.3 \times 10^{-6}$
$\dot{\nu}_0$ (Hz/s)	-1.86514×10^{-10}	$\pm 3.9 \times 10^{-13}$

Tabella 5.6: *Timing solution* dei dati IquEye riferita a dati baricentrizzati in modalità TEMPO2.

	Valore	Errore
t_0 (MJD)	55180.0	
ν_0 (Hz)	19.7380339	$\pm 3.4 \times 10^{-6}$
$\dot{\nu}_0$ (Hz/s)	-1.86585×10^{-10}	$\pm 2.5 \times 10^{-13}$

significativo nella storia della pulsar, dato che i risultati di Iqueye sono in accordo con le estrapolazioni delle *timing solutions* riportate in letteratura.

Un ulteriore confronto diretto può essere fatto con la *timing solution* appena pubblicata da Ferdman et al. (2015). In questo studio vengono utilizzati dati X del satellite *Rossi X-Ray Timing Explorer* in un intervallo temporale di 15.8 anni, da febbraio 1996 fino a dicembre 2011. A differenza delle precedenti pubblicazioni Ferdman et al. trovano evidenza della presenza di un secondo glitch nell'ottobre 2003. E' interessante vedere di quanto si discostano queste soluzioni dalle nostre considerando l'evidenza di questo secondo glitch, ma anche in questo caso le soluzioni risultano in accordo entro le barre d'errore (Figura 5.18). Si può concludere che questo secondo evento non è particolarmente significativo.

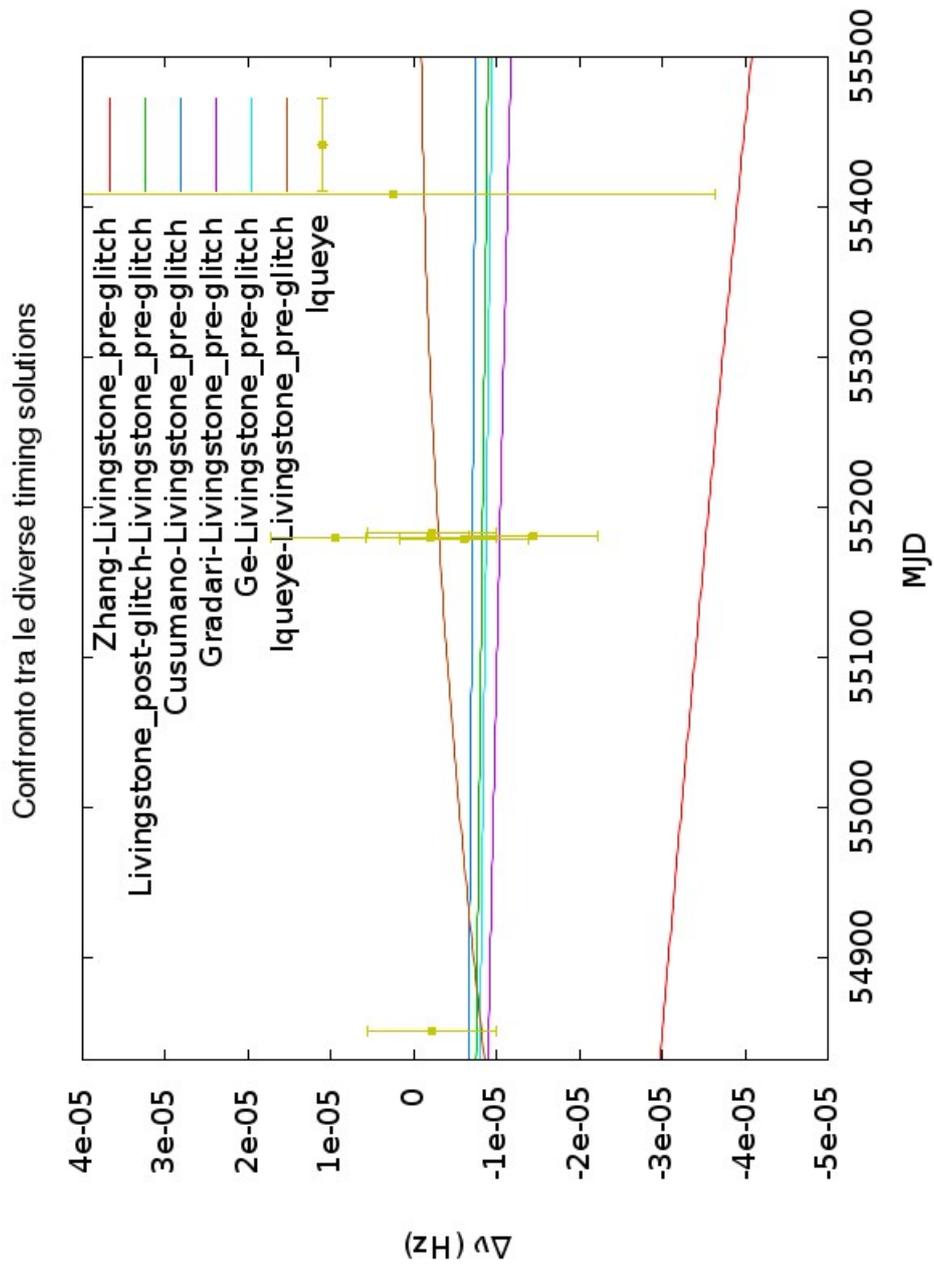


Figura 5.17: Confronto tra le *timing solutions* pubblicate in letteratura, estrapolate fino a luglio 2010, e le *timing solution* di Iqueye, con dati baricentrizzati in modalità TEMPO2.

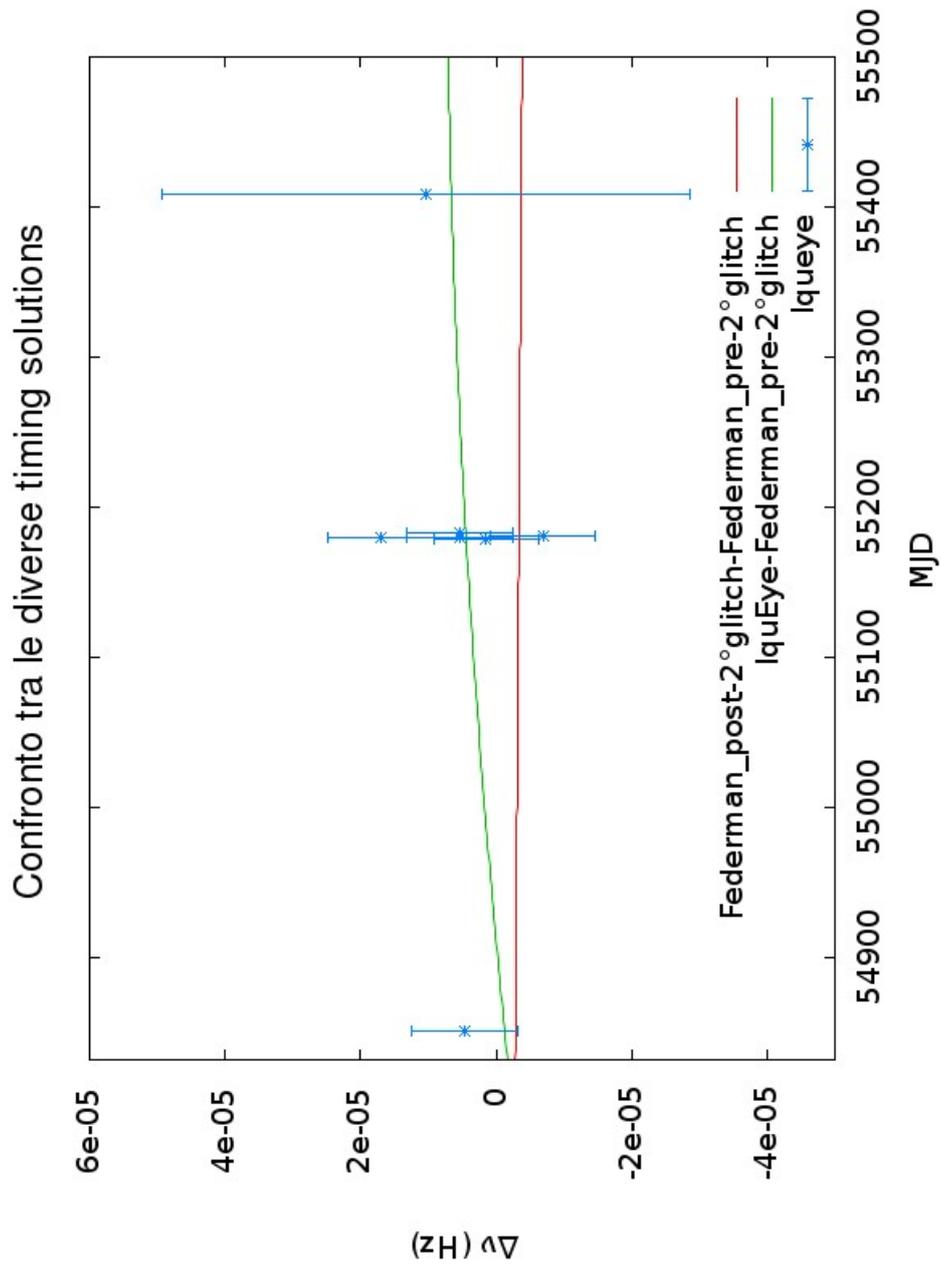


Figura 5.18: Confronto tra la *timing solution* di Ferdman et al.(2015) e quella ottenuta da dati IquEye

Tabella 5.7: Timing solution riferita a dati baricentrizzati in modalità TEMPO2.

	Valore	Errore
t_0 (MJD)	55183.1042	
ν_0 (Hz)	19.7379855	$\pm 3.4 \times 10^{-6}$
$\dot{\nu}_0$ (Hz/s)	-1.86585×10^{-10}	$\pm 2.9 \times 10^{-13}$
$\ddot{\nu}_0$ (Hz/s ²)	$3.66 \times 10^{-21*}$	$\pm 1 \times 10^{-23*}$

NOTE: [*]: Da Gradari et al. (2010)

Tabella 5.8: Timing solution di Gradari et al. (2010).

	Valore	Errore
t_0 (MJD)	55183.1042	
ν_0 (Hz)	19.7379764	$\pm 1 \times 10^{-6}$
$\dot{\nu}_0$ (Hz/s)	-1.86560×10^{-10}	$\pm 5 \times 10^{-15}$
$\ddot{\nu}_0$ (Hz/s ²)	3.66×10^{-21}	$\pm 1 \times 10^{-23}$

5.3 Calcolo del braking index

Non avendo potuto ricavare un valore accurato per $\ddot{\nu}$ dai soli dati IquEye, abbiamo calcolato il braking index utilizzando un valore di $\ddot{\nu}$ derivato dalla letteratura. Si è fatto riferimento a dati raccolti su di una baseline sufficientemente lunga da poter calcolare $\ddot{\nu}$. La baseline più lunga considerata è quella utilizzata di Gradari et al. (2010), di ben 27 anni. E' stata ottenuta raccogliendo insieme dati ottenuti dalle bande X, UV, visibile (inclusi una parte dei dati IquEye) e radio. La *timing solution* riportata in Gradari et al. (2010) ha come epoca di riferimento $t_0 = 55183.1042$ (MJD). Considerando la stessa epoca e fissando $\dot{\nu}$ al valore ottenuto in Gradari et al.(2010) abbiamo ottenuto la *timing solution* riportata in tabella 5.7. Quella di Gradari et al. è riportata in tabella 5.8. I valori ottenuti sono consistenti entro 3σ (l'errore riportato nelle Tabelle corrisponde a 1σ).

Il braking index viene calcolato dalla relazione:

$$n = \frac{\nu \ddot{\nu}}{\dot{\nu}^2} \quad (5.2)$$

dove $\dot{\nu} = -K\nu^n$, ν è la frequenza, $\dot{\nu}$ e $\ddot{\nu}$ sono derivata prima e seconda della frequenza e K è una costante. L'errore associato è calcolato tramite la

propagazione degli errori:

$$\sigma_n = \left(\frac{\partial n}{\partial \nu}\right) \sigma_\nu + \left(\frac{\partial n}{\partial \dot{\nu}}\right) \sigma_{\dot{\nu}} + \left(\frac{\partial n}{\partial \ddot{\nu}}\right) \sigma_{\ddot{\nu}} = \frac{\dot{\nu}}{\nu^2} \sigma_\nu + \left(-\frac{2\nu\dot{\nu}\ddot{\nu}}{\nu^4}\right) \sigma_{\dot{\nu}} + \frac{\nu}{\nu^2} \sigma_{\ddot{\nu}} \quad (5.3)$$

Il valore risultante è $n = 2.08 \pm 0.01$, in accordo con quello ottenuto da Gradari et al. ($n = 2.087 \pm 0.007$), anche se affetto da un errore maggiore.

5.4 Timing noise e glitches

PSR B0540-69 è una pulsar al millisecondo molto giovane; è una tra le più distanti conosciute (si trova nella Grande Nube di Magellano) e per questo il segnale non è molto intenso. E' stata studiata principalmente nella banda X e visibile, mentre nella banda radio l'intensità del segnale è molto debole. Come discusso nel paragrafo precedente nel corso della sua storia evolutiva non ci sono stati glitches particolarmente significativi. Infatti gli unici identificati sono quelli a 51335 MJD e 52972 MJD. Il primo glitch è stato messo in discussione da Cusumano et al.(2003), i quali sostengono che il fenomeno possa essere semplicemente una conseguenza del *timing noise*. L'evento è stato però confermato nella successiva analisi di Livingstone et al. (2005). Un'analisi sistematica del *timing noise* di PSR B0540-69 fu effettuata da Cusumano et al.(2003). Dallo studio di dati X in un intervallo di cinque anni risultò che la pulsar è affetta da un forte *timing noise*, tale da rendere difficile far emergere chiaramente la presenza di glitch (si veda anche Ge et al. 2013). I dati analizzati in questa tesi potrebbero essere quindi significativamente affetti da questo fenomeno che limita una determinazione accurata dello spin-down su intervalli temporali brevi.

Nella recente analisi di Ferdman et al. (2015) si nota chiaramente una quasi periodicità nei residui dei tempi di arrivo dopo aver sottratto la *timing solution* (Figura 5.19).. Andando a selezionare in figura 5.19 l'intervallo temporale 54832-55408 MJD, corrispondente alle osservazioni IquEye, si vede che in parte è stato campionato *timing noise*. E' evidente quindi la necessità di una base temporale lunga per poter ottenere una accurata *timing solution*.

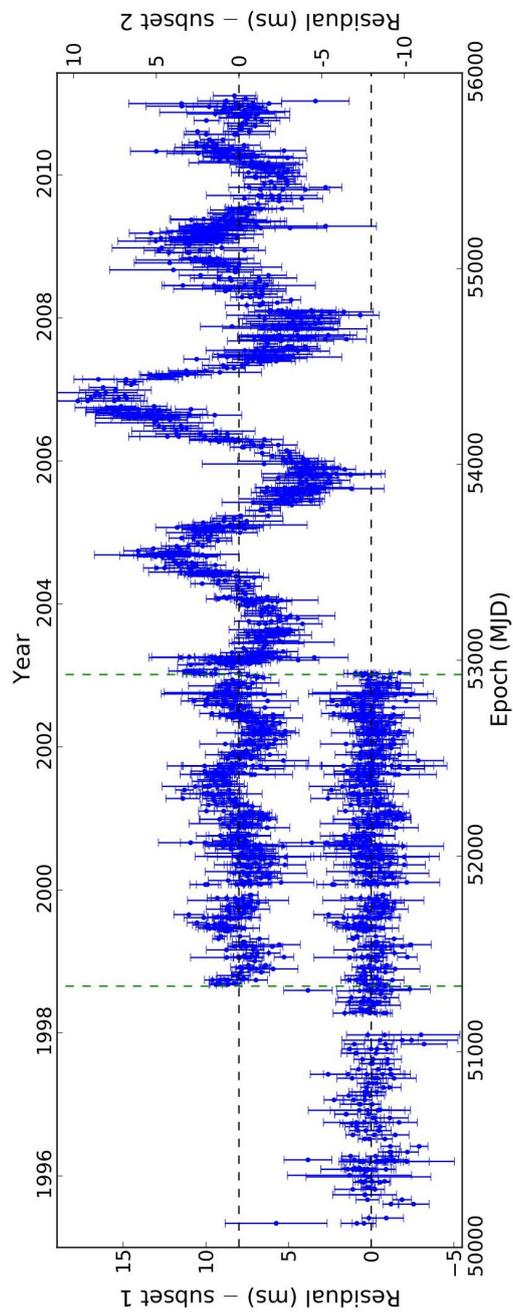


Figura 5.19: Residui temporali di PSR B0540-69 dopo aver sottratto la *timing solution* (spin-down regolare) divisi in due sottointervalli sovrapposti. Il primo include tutto l'intervallo precedente al secondo glitch mentre il secondo i dati successivi al secondo glitch (Ferdman et al. 2015).

Capitolo 6

Conclusioni

L'obiettivo di questo lavoro di Tesi era quello di studiare l'evoluzione della frequenza e del periodo di rotazione di PSR B0540-69 e di determinarne la forma dell'impulso nella banda ottica utilizzando le osservazioni IquEye. I dati utilizzati sono stati baricentrizzati in modalità TEMPO1 e TEMPO2, e l'analisi è stata effettuata in parallelo per entrambe le modalità. Nella prima parte di questo lavoro si è analizzata la qualità dei dati e si sono selezionate le osservazioni con segnale significativo. Solo tre serie temporali di luglio 2010 hanno dei picchi evidenti nello spettro di potenza, mentre nel 2009 ci sono 8 serie con un segnale intenso. Nell'acquisizione dei dati di luglio probabilmente l'oggetto non è stato perfettamente centrato oppure le condizioni del cielo non erano ottimali, essendo il segnale molto debole. Dopo aver identificato attraverso lo spettro di potenza le serie con segnale, si sono ricavati valori accurati per il periodo e la frequenza di rotazione con tecniche di *folding*. Successivamente sono stati calcolati i profili dell'impulso e sono stati confrontati con quelli riportati in letteratura. La forma dell'impulso è piuttosto simile nelle bande ottica, UV e X.

Nella seconda parte di questo lavoro di Tesi è stata studiata la variazione del periodo di rotazione misurato da dati IquEye raccolti nell'arco di 18 mesi. La misura della frequenza di rotazione dalle osservazioni IquEye è in accordo con l'estrapolazione di alcune *timing solutions* ricavate in letteratura e implica quindi che la storia evolutiva della pulsar non è stata segnata da glitches significativi dal 1999 al 2010. La *timing solution* da noi ricavata è in accordo con una molto recente derivata da dati Rossi XTE. La base temporale non è sufficiente per determinare la derivata seconda. Utilizzando il valore di $\ddot{\nu}$ di Gradari et al.(2010), il valore del braking index $n = 2.08 \pm 0.03$ risulta in accordo con il loro, anche se affetto da un errore maggiore.

Questo risultato conferma la qualità e accuratezza dei dati forniti dal fotometro IquEye montato ad NTT. In futuro con altre campagne di osservazione

di PSR B0540-69 sarà possibile ottenere un profilo dell'impulso ottico più accurato per questa pulsar.

La disponibilità di effemeridi simultanee calcolate in banda X su lunga base temporale consentirà una ancor più precisa ricostruzione dell'evoluzione temporale ed un confronto multi-banda dettagliato delle proprietà dell'impulso.

Bibliografia

- [1] Backer, D. C., Kulkarni, S. R., Heiles, C., Davis, M. M., & Goss, W. M. 1982, *Nature*, 300, 615
- [2] Barbieri, C., Naletto, G., Occhipinti, T., et al. 2009, *Journal of Modern Optics*, 56, 261
- [3] Boyd, P. T., van Citters, G. W., Dolan, J. F., et al. 1995, *ApJ*, 448, 365
- [4] Campana, R., Mineo, T., de Rosa, A., et al. 2008, *MNRAS*, 389, 691
- [5] Cusumano, G., Massaro, E., & Mineo, T. 2003, *A&A*, 402, 647
- [6] Deeter, J. E., Nagase, F., & Boynton, P. E. 1999, *ApJ*, 512, 300
- [7] De Luca, A., Mignani, R. P., Caraveo, P. A., & Bignami, G. F. 2007, *ApJ*, 667, L77
- [8] Dravins, D., Barbieri, C., Fosbury, R. A. E., et al. 2005, arXiv:astro-ph/0511027
- [9] Eikenberry, S. S., Fazio, G. G., & Ransom, S. M. 1998, *ApJ*, 492, 754
- [10] Ferdman, R. D., Archibald, R. F., & Kaspi, V. M. 2015, arXiv:1506.00182
- [11] Ge, M. Y., Lu, F. J., Qu, J. L., et al. 2012, *ApJ*, 199, 32
- [12] Ghosh, P. 2007, *Rotation and Accretion Powered Pulsars*, Vol. 10 (1st ed.; Singapore)
- [13] Gouiffes, C., Finley, J. P., & Oegelman, H. 1992, *Apj*, 394, 581
- [14] Gradari, S., Barbieri, M., Barbieri, C., et al. 2011, *MNRAS*, 412, 2689

- [15] Hamil, O., Stone, J., Urbanec, M., & Urbancova, G. 2015, APS April Meeting Abstracts, 2009
- [16] Hobbs, G., Edwards, R., & Manchester, R. 2006, Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics Supplement, 6, 189
- [17] Lyne, A. 2013, IAU Symposium, 291, 183
- [18] Johnston, S., & Romani, R. W. 2003, ApJ, 590, L95
- [19] Johnston, S., Romani, R. W., Marshall, F. E., & Zhang, W. 2004, MNRAS, 355, 31
- [20] Kaaret, P., Marshall, H. L., Aldcroft, T. L., et al. 2001, ApJ, 546, 1159
- [21] Leahy, D. A., Elsner, R. F., & Weisskopf, M. C. 1983, ApJ, 272, 256
- [22] Livingstone, M. A., Kaspi, V. M., & Gavriil, F. P. 2005, ApJ, 633, 1095
- [23] Manchester, R. N., Mar, D. P., Lyne, A. G., Kaspi, V. M., & Johnston, S. 1993, ApJ, 403, L29
- [24] Manchester, R. N., & Peterson, B. A. 1989, ApJ, 342, L23
- [25] Middleditch, J., & Pennypacker, C. 1985, Nature, 313, 659
- [26] Middleditch, J., Pennypacker, C. R., & Burns, M. S. 1987, ApJ, 315, 142
- [27] Mignani, R. P., De Luca, A., Hummel, W., et al. 2012, A& A, 544, A100
- [28] Mignani, R. P., Sartori, A., de Luca, A., et al. 2010, A&A, 515, A110
- [29] Mineo, T., Cusumano, G., Massaro, E., et al. 1999, A&A, 348, 519
- [30] Nagase, F., Deeter, J., Lewis, W., et al. 1990, ApJ, 351, L13
- [31] Naletto, G., Barbieri, C., Occhipinti, T., et al. 2009, A& A, 508, 531
- [32] Nobili, L., *Astrofisica Relativistica*, 2000, Padova: CLEUP
- [33] Oegelman, H., & Hasinger, G. 1990, ApJ, 353, L21
- [34] Pietrzyński, G., Graczyk, D., Gieren, W., et al. 2013, , 495, 76

- [35] Ridley, J. P., & Lorimer, D. R. 2010, MNRAS, 404, 1081
- [36] Seward, F. D., Harnden, F. R., Jr., & Helfand, D. J. 1984, ApJ, 287, L19
- [37] Shearer, A., & Golden, A. 2002, Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants, 44
- [38] Shearer, A., Stappers, B., O'Connor, P., et al. 2003, Science, 301, 493
- [39] Slowikowska, A., Kanbach, G., Borkowski, J., & Becker, W. 2006, IAU Joint Discussion, 2, 8
- [40] Taylor, J. H., & Manchester, R. N. 1977, Annual Reviews, 15, 19
- [41] Tempesti Piero, *Pulsar*, 1997, Biroma
- [42] Thorsett, S. E. Chakrabarty, D. 1999, Astrophys. J., 512, 288
- [43] Xu, R. X., & Qiao, G. J. 2001, ApJ, 561, L85
- [44] Zampieri 2013, *Timing Techniques*, Lecture Notes for the Asiago Winter School on HTSRA
- [45] Zampieri, L., Čadež, A., Barbieri, C., et al. 2014, MNRAS, 439, 2813
- [46] Zhang, W., Marshall, F. E., Gotthelf, E. V., Middleditch, J., & Wang, Q. D. 2001, ApJ, 554, L177

Ringraziamenti

Desidero innanzitutto ringraziare il professor Luca Zampieri per i preziosi insegnamenti, la disponibilità e il tempo dedicato alla mia Tesi.

Un sentito ringraziamento ai miei genitori e a mio fratello Mattia che mi sono sempre stati vicini e mi hanno sostenuto durante questi anni.

Sono grata a tutti i miei amici e compagni di corso per aver reso l'università un'esperienza unica e bellissima; vorrei ringraziare Daria per avermi incoraggiata ed aiutata in ogni difficoltà, e Anita per questi anni di amicizia e condivisione.

Un ringraziamento particolare a Giampaolo, per il suo affetto, il suo aiuto e le sue spiegazioni. Un grazie alla sua curiosità, che mi ha permesso di considerare "La vita come mezzo della conoscenza[...]" (Nietzsche, *La gaia scienza*).