Indice

Introduzione

Le pulsar sono stelle di neutroni rapidamente ruotanti e dotate di elevatissimi campi magnetici. Il disallineamento tra l'asse di rotazione e l'asse del dipolo magnetico è all'origine della caratteristica radiazione pulsata osservata. Le millisecond pulsar (pulsar con periodo di rotazione di qualche millisecondo) si formano in sistemi binari in cui una stella di neutroni viene "riaccelerata" dal trasferimento di massa operato della stella compagna.

Delle 84 millisecond pulsar oggi note, 44 si trovano in ammassi globulari. L'altissima densità stellare di questi sistemi è causa di un elevato numero di interazioni gravitazionali: ciò facilita la creazione di sistemi binari adatti alla formazione delle millisecond pulsar.

Obiettivo di questa tesi è l'analisi dei tempi di arrivo degli impulsi provenienti dalle cinque millisecond pulsar contenute nell'ammasso globulare NGC 6752. Tale analisi è nota con il nome di *timing*.

Lo studio dei tempi di arrivo (nel seguito *TOAs*, *Time Of Arrivals*) degli impulsi è di estremo interesse poiché consente di elaborare un modello in grado di spiegare le caratteristiche fisiche e la dinamica della pulsar in esame. Inoltre esso permette di determinarne la posizione, il moto proprio, i parametri orbitali (nel caso di sistemi binari), l'età e l'intensità del campo magnetico.

Consentendo la determinazione della posizione e del moto proprio con precisioni non raggiungibili utilizzando altri metodi, il *timing* delle millisecond pulsar costituisce in effetti uno strumento unico per l'indagine della dinamica interna degli ammassi globulari.

Nel Capitolo 1 vengono presentate le caratteristiche fisiche delle pulsar e delle millisecond pulsar. Nel Capitolo 2 sono descritte le interazioni che avvengono tra il mezzo interstellare e il segnale pulsato. Il Capitolo 3 è interamente dedicato al *timing*, di cui vengono illustrati gli aspetti teorici e pratici. Il Capitolo 4 tratta invece delle caratteristiche fisiche dell'ammasso globulare NGC 6752, e riassume i risultati del *timing* delle millisecond pulsar in esso contenute. Infine, nel Capitolo 5 sono discussi i risultati dell'analisi condotta.

Capitolo 1

Pulsar e millisecond pulsar

1.1 Le stelle "compatte"

Le stelle "compatte" — nane bianche, stelle di neutroni e buchi neri — sono i prodotti finali dell'evoluzione stellare. Le stelle normali trascorrono gran parte della loro esistenza in equilibrio idrostatico, cioè in uno stato in cui la forza gravitazionale è bilanciata dalla pressione del gas e da quella di radiazione generata dalle reazioni termonucleari che avvengono all'interno della stella. In seguito all'esaurimento del combustibile nucleare, però, viene a mancare il suddetto equilibrio, e la stella è costretta a contrarsi sotto l'azione della propria gravità. Le nane bianche riescono ad arrestare il collasso grazie alla pressione originata dalla degenerazione elettronica, mentre le stelle di neutroni sono supportate dalla pressione generata dalla degenerazione dei neutroni. I buchi neri invece sono stelle completamente collassate, poiché non sono in grado in alcun modo di contrastare la propria forza di gravità.

La grandezza fisica che discrimina quale tipo di stella compatta si formerà è la massa originaria della stella. Nel seguito ci occuperemo in particolare delle stelle di neutroni.

1.1.1 Le stelle di neutroni

I primi a predire la nascita di questi strani oggetti compatti dalle esplosioni delle supernovae furono Baade e Zwicky (1934); in seguito Oppenheimer e Volkoff (1939) elaborarono il primo modello che le descrivesse.

Le stelle di neutroni sono costituite da fermioni degeneri (principalmente neutroni, da cui il nome), compressi da intensissimi campi gravitazionali. I valori delle masse fino ad oggi misurate per questi oggetti sono comprese fra ~ 1 M$_\odot$ e ~ 2 M$_\odot$, a cui corrispondono raggi dell'ordine della decina di chilometri e densità medie di $10^{14 \div 15}$ g cm^{-3} (Thorsett & Chakrabarty, 1999).

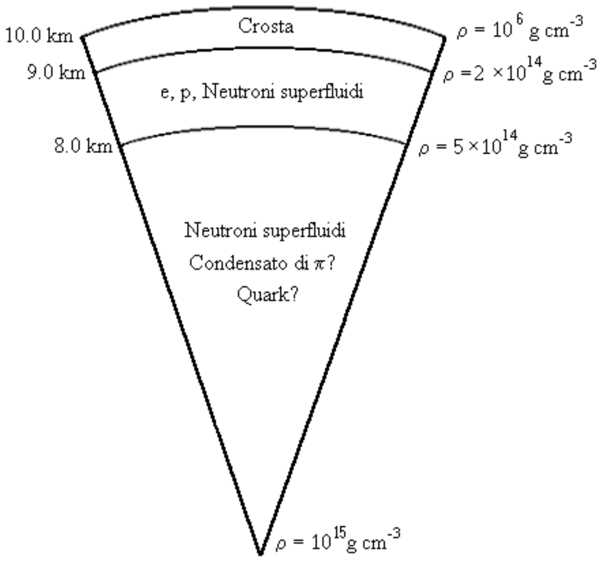

Figura 1.1: Struttura interna di una stella di neutroni.

I valori esatti di raggio e densità centrale comunque dipendono dalla scelta dell'equazione di stato usata per descrivere la materia nucleare. Gli oggetti stellari da cui possono originarsi le stelle di neutroni sono:

- Nuclei leggeri ($M_{core} \lesssim 2 M_\odot$) di stelle massicce ($M = 10 \div 25\, M_\odot$) evolute fino all'esaurimento del combustibile nucleare;
- Nane bianche che, in seguito ad accrescimento da una stella compagna, superano il limite di Chandrasekhar $M_{Ch} = 1.46\, M_\odot$[1].

Se prima della contrazione la stella possedeva un campo magnetico, si deve presumere che dopo la contrazione esso risulti fortemente amplificato a causa della conservazione del flusso magnetico:

$$B_{NS}\, R_{NS}^2 = B_0\, R_0^2 \tag{1.1}$$

[1] $M_{Ch} = \left(\frac{2}{\mu_e}\right)^2 \cdot 1.456\, M_\odot$. Nelle nane bianche, a differenza delle stelle normali, tutto l'idrogeno è convertito in elio, carbonio o ossigeno. Ci si aspetta quindi un peso molecolare elettronico medio di $\mu_e = 2$, e di conseguenza $M_{Ch} = 1.46\, M_\odot$ (Kippenhahn & Weigert, 1994).

dove si sono indicati, rispettivamente, con B_{NS}, B_0, R_{NS} e R_0 i campi magnetici e i raggi della stella di neutroni e della stella originaria. Inoltre, in seguito alla contrazione, il momento angolare deve conservarsi:

$$\Omega_{NS}\, I_{NS} = \Omega_0 I_0 \tag{1.2}$$

dove $\Omega_{NS}, \Omega_0, I_{NS}$ e I_0 sono le velocità angolari e i momenti d'inerzia della stella di neutroni e della stella originaria. Di conseguenza, la stella, anche se dotata di velocità di rotazione iniziale moderata, contraendosi, ruoterà sempre più rapidamente.

Poiché $\frac{R_0}{R_{NS}} \simeq 7 \cdot 10^4$ (assumendo $R_{NS} \simeq 10$ km e $R_0 = 1\, R_{\odot} \simeq 7 \cdot 10^5$ km), i due argomenti proposti sono in grado di spiegare almeno qualitativamente perché le stelle di neutroni sono dotate di intensi campi magnetici ($B = 10^8 \div 10^{14}$ Gauss), e di elevate velocità angolari (periodi compresi tra qualche millisecondo e qualche secondo). L'eventuale disallineamento tra l'asse del dipolo magnetico e l'asse di rotazione è alla base del funzionamento delle pulsar.

1.2 Le pulsar

1.2.1 Introduzione

La prima pulsar (*PULSA*ting *R*adiosource) fu scoperta a Cambridge nel 1967 da A. Hewish e J. Bell, nel corso di un esperimento sulla scintillazione prodotta dal mezzo interplanetario su radiosorgenti extragalattiche. Il segnale pulsato ricevuto aveva un periodo di 1.377 secondi e una larghezza di pochi centesimi di secondo. In base all'*argomento di causalità* ($d \leq c\,t$, dove d è la dimensione caratteristica della sorgente, t è la durata dell'impulso e c è la velocità della luce) risultò che l'oggetto da cui proveniva la radiazione doveva avere un diametro non superiore a qualche migliaio di chilometri. Il campo dei possibili candidati si restringeva quindi alle nane bianche o alle stelle di neutroni. L'anno seguente venne scoperta la pulsar nella Nebulosa del Granchio, avente un periodo di 0.033 secondi: nessuna nana bianca potrebbe sopportare tali regimi rotazionali (verrebbe distrutta dalla forza centrifuga). Quindi le pulsar devono essere necessariamente stelle di neutroni. L'osservazione di un "segnale pulsato" è spiegabile alla luce di un "effetto faro", dovuto al disallineamento tra l'asse di rotazione e l'asse del campo magnetico, supposto dipolare (vedi fig.1.2). Gli eccezionali valori di Ω e B sono dovuti alla conservazione, rispettivamente, del momento angolare e del flusso magnetico durante il collasso che è all'origine della stella di neutroni.

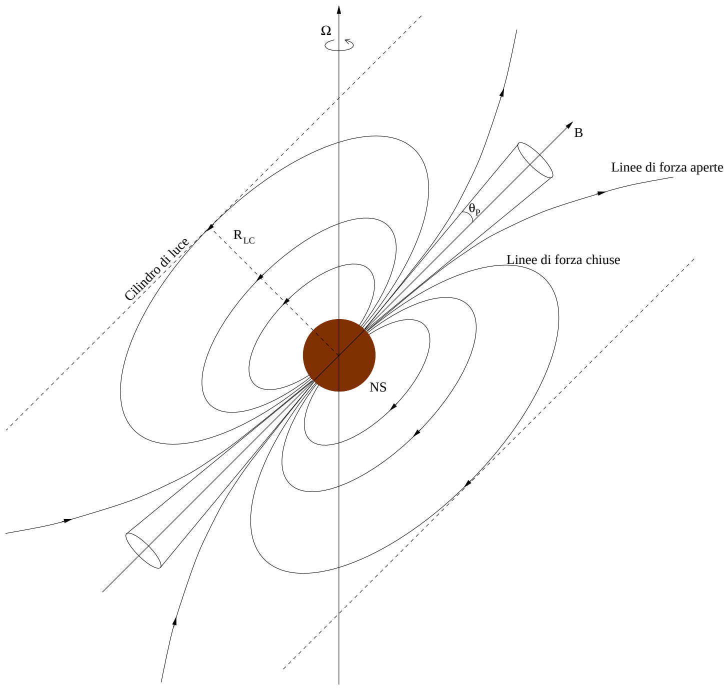

Figura 1.2: Modello del rotatore obliquo.

1.2.2 Elettrodinamica delle pulsar

Una caratteristica peculiare delle stelle di neutroni, e quindi anche delle pulsar, è l'elevata conducibilità elettrica della materia costitutiva, che è alla base del "congelamento" delle linee di forza del campo magnetico all'interno della stella. Nelle regioni interne dovrà valere l'equazione:

$$\mathbf{E} + \left(\frac{\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}}{c}\right) \times \mathbf{B} = 0 \tag{1.3}$$

dove $\mathbf{r}$ è la distanza dal centro della stella, $\mathbf{\Omega}$ è la velocità angolare, $\mathbf{E}$ e $\mathbf{B}$ i campi elettrico e magnetico, e c è la velocità della luce. Il campo elettrico che compare nella (1.3) provoca una ridistribuzione delle cariche elettriche all'interno della stella, secondo la formula di Gauss:

$$\rho_e = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{2\pi c} \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{B} \tag{1.4}$$

dove ρ_e è la densità di carica elettrica; gli elettroni saranno segregati nelle regioni polari ($\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{B} > \mathbf{0}$) e gli ioni positivi nella zona equatoriale. Come ordine di grandezza, il campo elettrico sulla superficie sarà:

$$E \sim \frac{\Omega R B}{c} \sim 10^{10 \div 12} \ \text{V cm}^{-1} \tag{1.5}$$

con R raggio della stella ($\sim$ 10 km). Gli elettroni, sotto l'azione di un campo elettrico così intenso, vengono estratti dalla superficie della stella e sono vincolati a muoversi lungo le linee di forza del campo magnetico, emettendo *radiazione di curvatura* (simile alla radiazione di sincrotrone[2], con la sola differenza che il ruolo del raggio di Larmor r_L è giocato dal raggio di curvatura della linea di forza del campo magnetico). Essi hanno una energia elevatissima ($\gamma \sim 10^7$, dove $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$ è il fattore di Lorentz), sufficiente a produrre, in seguito all'interazione con le linee di forza del campo magnetico, coppie elettrone-positrone (e^-– e^+). Questo processo è alla base della formazione della cosiddetta *magnetosfera* della pulsar, costituita da un plasma di e^-– e^+ immerso in un campo magnetico in rotazione. Il plasma ruota insieme alla stella di neutroni: questo fenomeno è noto con il nome di *corotazione*. Si noti che la corotazione può avere luogo solo per distanze dalla stella minori del cosiddetto *raggio del cilindro di luce*:

$$R_{LC} = \frac{c}{\Omega} \tag{1.6}$$

in corrispondenza del quale la velocità delle particelle in corotazione uguaglia la velocità della luce (vedi figura 1.2). R_{LC} dà quindi le dimensioni caratteristiche della magnetosfera, ed è ricavabile conoscendo il solo periodo (P) della pulsar. Infatti:

$$\frac{R_{LC}}{R_{NS}} = \frac{c}{\Omega R_{NS}} \simeq 4.8 \cdot 10^3 \left(\frac{P}{1\, sec}\right) \tag{1.7}$$

A distanze maggiori di R_{LC} non può esserci corotazione: di conseguenza le linee di forza di B devono essere necessariamente aperte. Ciò consente alle particelle di essere espulse nello spazio, dove daranno origine alla radiazione della pulsar.

Si può stimare l'angolo critico θ_P entro il quale le linee di forza risultano aperte. Ricordando che per una linea di forza deve essere $\sin^2\theta/r = cost$,

[2]Potenza emessa per sincrotrone da un elettrone: $W_s = -\frac{d\mathcal{E}}{dt} \approx \frac{2}{3}\frac{e^4}{m_e^2 c^3}\,\gamma^2 B_\perp^2 \propto \mathcal{E}^2\, B_\perp^2$, dove $B_\perp$è la proiezione di B in direzione della velocità.

e considerando l'inclinazione alla superficie della stella della linea di forza tangente al cilindro di luce (vedi figura 1.2), siamo in grado di stimare θ_P come segue:

$$\frac{\sin^2\theta_P}{R_{NS}} = \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\right)}{R_{LC}} \tag{1.8}$$

da cui:

$$\sin^2\theta_P = \frac{R}{R_{LC}} = \frac{R_{NS}\,\Omega}{c} = \frac{2\pi}{c}\,\frac{R_{NS}}{P} \tag{1.9}$$

Assumendo $R_{NS} = 10$ km e $P = 1$ s, si trova $\theta_P \gtrsim 10^o$.

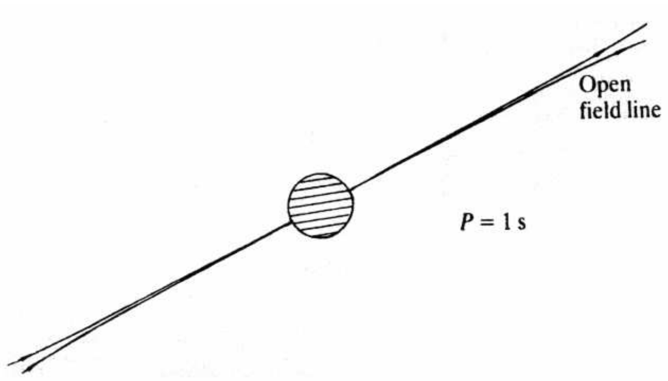

Figura 1.3: Apertura delle linee di forza del campo magnetico in prossimità della superficie di una stella di neutroni avente periodo di rotazione $P = 1$ s. (Manchester & Taylor, 1977)

1.2.3 Processi di emissione

Come già accennato in precedenza, gli intensissimi campi elettrici presenti nelle vicinanze della superficie estraggono gli elettroni, i quali cominciano a muoversi lungo le linee di forza del campo magnetico B.

Poiché B è curvilineo, verrà emessa radiazione di curvatura. I fotoni di curvatura prodotti da questo fascio primario di particelle ($\gamma \sim 10^7$) sono molto energetici e le loro frequenze cadono nella banda γ. Questo tipo di radiazione è certamente incoerente. I fotoni di curvatura interagiscono con il campo magnetico producendo coppie $e^- - e^+$ (fascio secondario) che, a loro volta, produrranno fotoni di curvatura e di sincrotrone, ma con energie inferiori. Talvolta si può arrivare a un fascio terziario (vedi figura 1.4). Fenomeni collettivi ancora non completamente chiariti coinvolgenti particelle con fattori di Lorentz $\gamma \sim 10^{2\div3}$ sono alla base dell'emissione di fotoni di lunghezza d'onda $\lambda \sim 10 \div 300$ cm (banda radio); la radiazione emessa è quindi coerente

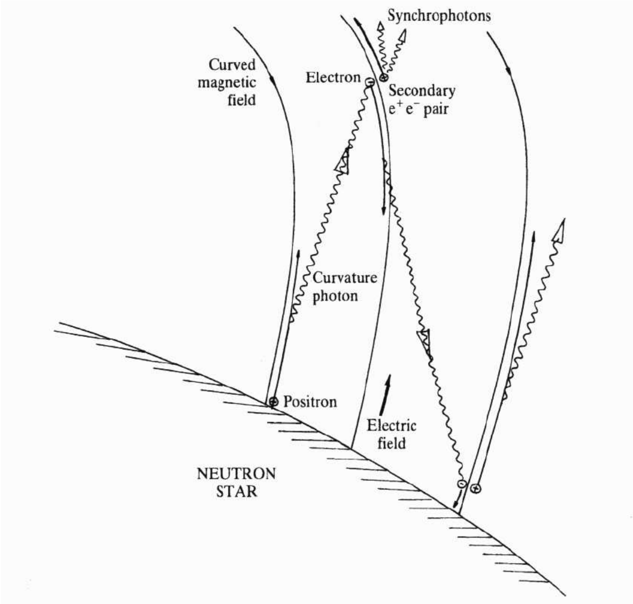

Figura 1.4: Creazione di coppie $e^- - e^+$ nel campo magnetico della pulsar. (Manchester & Taylor, 1977)

(la lunghezza d'onda è molto maggiore della distanza tra le particelle) ed è concentrata in un cono di larghezza:

$$\theta \simeq \frac{1}{\gamma} \tag{1.10}$$

orientato lungo la direzione del moto delle particelle (ovvero lungo le linee di forza aperte). Questi processi avvengono in una zona relativamente sottile denominata *vacuum gap* o *doppio strato*; la sua localizzazione (vicina alla superficie stellare o vicino al raggio del cilindro di luce) è però ancora incerta.

Pacini (1968) fu il primo a notare che una stella di neutroni in rapida rotazione e dotata di intenso campo magnetico perde energia cinetica. Secondo l'elettrodinamica classica, infatti, un dipolo magnetico in rotazione irradia la sua energia rotazionale secondo la seguente formula (Jackson, 1962):

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}}{dt} &= \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2}I\Omega^2\right) = I\Omega\dot{\Omega} = \\ &= -\frac{2\Omega^4\mathcal{M}^2}{3\,c^3} = -\frac{2\,\Omega^4 R^6 B^2 \sin^2\alpha}{3\,c^3} \end{aligned} \tag{1.11}$$

dove α è l'inclinazione e $\mathcal{M} \sim R^3 B \sin\alpha$ è la componente del momento del dipolo magnetico ortogonale all'asse di rotazione. La perdita di energia è dovuta a una combinazione di radiazione del dipolo ed emissione di particelle. Ciò si riflette in un aumento del periodo:

$$\frac{dP}{dt} > 0 \tag{1.12}$$

Le pulsar normali hanno un tasso di rallentamento $\dot{P} \sim 10^{-15}$ s s^{-1}, mentre le millisecond pulsar hanno un $\dot{P} \lesssim 10^{-19}$ s s^{-1}.

Assumendo $\sin\alpha = 1, R = 10$ km e $I = 10^{45}$ g cm^2, è possibile stimare il valore del campo magnetico dall'osservazione del periodo P e della sua derivata $\dot{P}$ (Manchester & Taylor, 1977):

$$B \simeq 3.2 \cdot 10^{19} \sqrt{P\dot{P}} \text{ Gauss} \tag{1.13}$$

Il periodo aumenta, quindi la pulsar rallenta. In termini di velocità angolare questo fenomeno è descritto dalla relazione:

$$\dot{\Omega} \propto \Omega^n \tag{1.14}$$

con:

$$n = \frac{\Omega\ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} \tag{1.15}$$

n è detto *indice di frenamento*. Nel modello del rotatore obliquo (Goldreich & Julian, 1969) si assume $n = 3$, ma le poche osservazioni disponibili mostrano un $n \simeq 2 \div 3$, a conferma del fatto che il modello del rotatore obliquo è solo una approssimazione.

Integrando l'equazione (1.14), si può ricavare l'età della pulsar, t':

$$t' = -\frac{\Omega}{(n-1)\dot{\Omega}} \left(1 - \frac{\Omega^{n-1}}{{\Omega_0}^{n-1}}\right) \tag{1.16}$$

dove Ω_0 è la frequenza di rotazione iniziale. Assumendo $\Omega_0 \gg \Omega$ e $n = 3$, ed esprimendo t' in funzione di P e $\dot{P}$, si ottiene la cosiddetta *età caratteristica* della pulsar:

$$\tau_c \approx \frac{P}{2\dot{P}} \tag{1.17}$$

1.2.4 Caratteristiche osservative delle pulsar

I profili degli impulsi mostrano grande diversità sia in intensità che in flusso. Tuttavia il profilo medio (*profilo integrato*, vedi §2.1) si mantiene altamente stabile nel tempo. La figura 1.5 dà un esempio della variabilità dei profili degli impulsi.

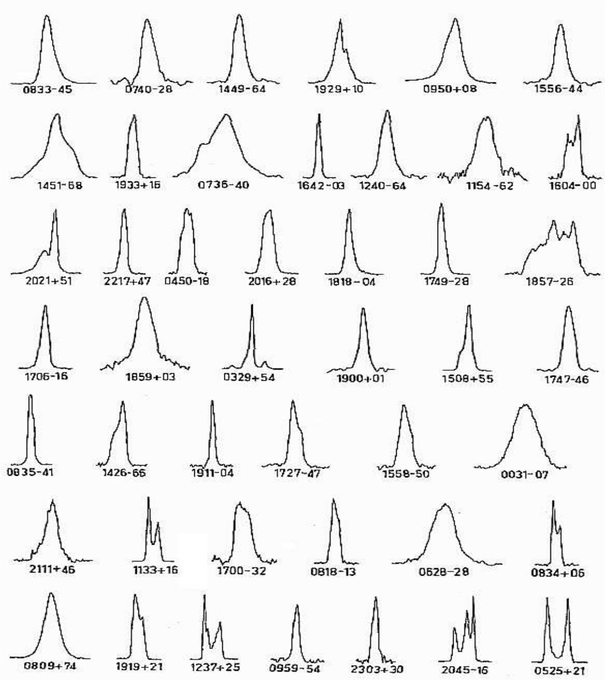

Figura 1.5: Esempio di profili integrati. (Manchester & Taylor, 1977)

Si noti come l'impulso presenti spesso diverse componenti.

Esistono due modelli antagonisti che possono spiegare la presenza di queste strutture. Il primo è il modello *Core and Cone* (nucleo e cono), illustrato in figura 1.6(a), secondo il quale il cono di radiazione è in realtà costitutito da due o più coni concentrici. Il secondo è il cosiddetto modello *Patchy Beams* (cono a macchie), il quale prevede che il cono di emissione sia costituito da regioni con emissività differente, distribuite casualmente al suo interno; esso è descritto in figura 1.6(b). Per entrambi i modelli, la presenza delle strutture che compongono il profilo è dovuta al transito delle diverse regioni emittenti lungo la linea di vista.

Talvolta si assiste a un secondo impulso, sfasato rispetto al principale di circa 180^o. Esso è noto con il nome di *interpulso*, e la sua presenza si spiega considerando la geometria del sistema. Se l'angolo di inclinazione tra l'asse di rotazione e l'asse magnetico è prossimo ai 90^o si riceverà emissione da parte di entrambi i poli magnetici della stella di neutroni.

La figura 1.7 dà una idea della distribuzione delle pulsar nel piano

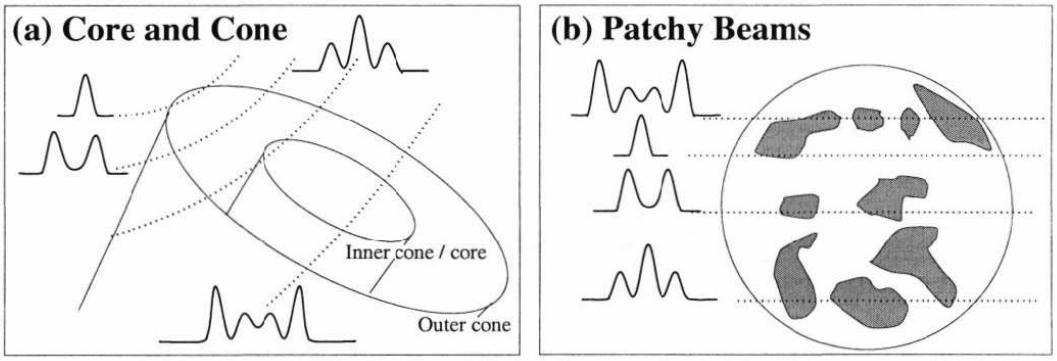

Figura 1.6: Modelli invocati per la spiegazione delle strutture degli impulsi.

galattico. Si noti come siano prevalentemente concentrate nel disco, anche se la componente ad alte latitudini galattiche ha comunque una certa rilevanza.

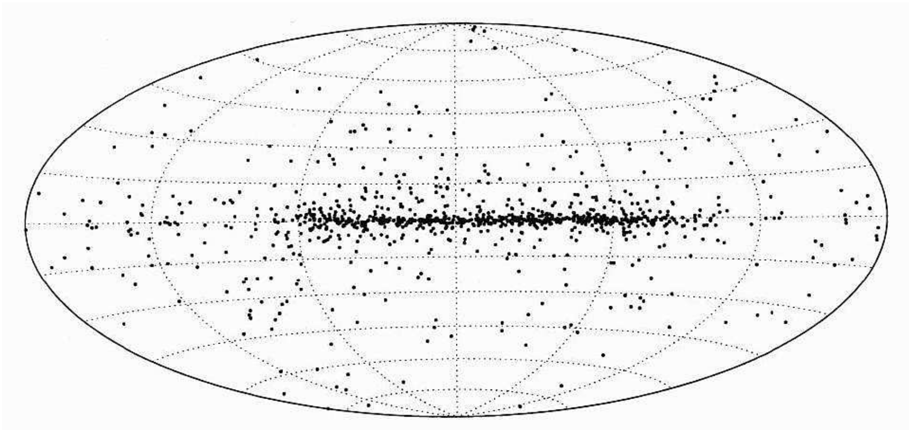

Figura 1.7: Distribuzione di 1026 pulsar in coordinate galattiche.

La maggior parte delle pulsar ha una luminosità radio uguale a $10^{27} \div 10^{29}$ erg s^{-1}, con densità di flusso ($S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$) comprese tra 0.1 e qualche migliaio di milli-Jansky (1 mJy = 10^{-29} W m^{-2} Hz^{-1}). L'indice spettrale α dell'emissione oscilla tra 1 e 3, con un α medio di circa 1.7. Lo spettro di alcune pulsar presenta un cambio di pendenza a frequenze $\nu \gtrsim 1$ GHz. Talvolta si assiste anche a un picco a frequenze comprese tra 100 e 500 MHz. Alcuni esempi di spettri di emissione sono mostrati in figura 1.8.

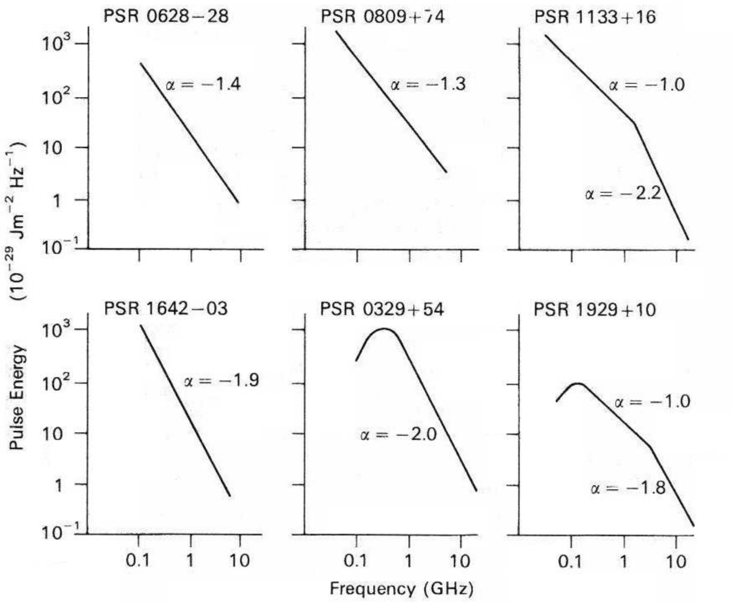

Figura 1.8: Spettri di emissione di sei pulsar. (Manchester & Taylor, 1977)

1.3 Il diagramma $P - B$

Il grafico riportato in figura 1.9 mostra la distribuzione in periodo P e intensità del campo magnetico B di alcune delle circa 1400 pulsar a noi oggi note. Esso costituisce un efficace strumento per seguire l'evoluzione delle pulsar.

Le pulsar nascono con periodi brevi ($P \sim 10^{-2}$ s), intensi campi magnetici ($B \sim 10^{12\div14}$ Gauss) e alti valori di $\dot{P}$ ($\sim 10^{-12}$ s s^{-1}). Finché B è costante, la pulsar aumenta il suo periodo e si muove orizzontalmente e verso destra nel diagramma $P - B$. In questo tratto, percorso molto velocemente a causa degli alti valori di $\dot{P}$, si ha una probabilità estremamente bassa di osservare le pulsar. Dopo alcuni milioni di anni il campo magnetico della pulsar inizia probabilmente a decadere. Per la (1.13), ciò si riflette in una diminuzione di $\dot{P}$, che si manifesta nel diagramma $P - B$ con una flessione verso il basso della traccia evolutiva.

Il progressivo aumento del periodo fa sì che il rotatore obliquo perda efficacia: la pulsar ruota troppo lentamente per generare i campi elettrici necessari a mantenere efficiente il meccanismo di emissione. Lo "spegnimento" avviene quasi per tutte le pulsar dopo qualche decina di milioni di anni; esso coincide con l'attraversamento della cosiddetta *linea della morte* o *death line* (linea nera continua in figura 1.9), rappresentata dall'equazione:

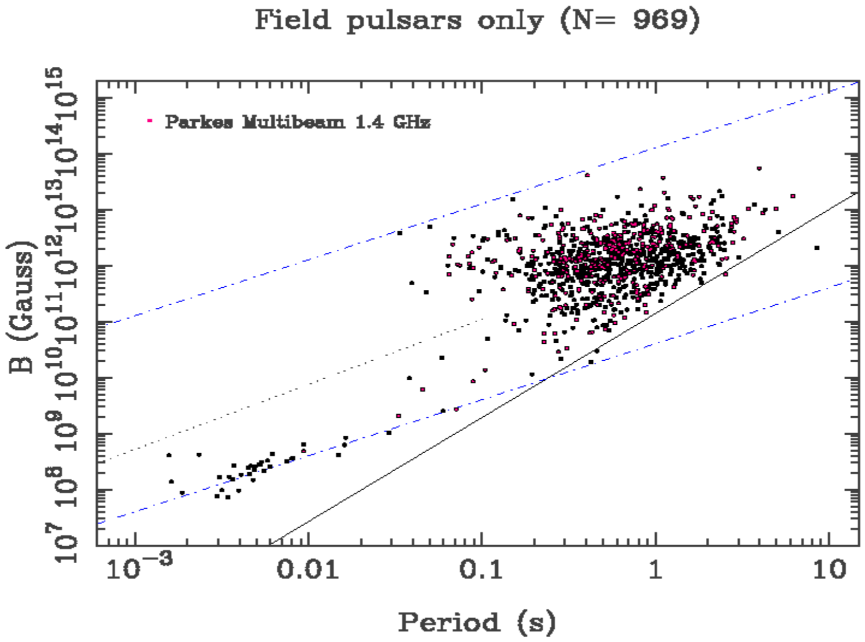

Figura 1.9: Diagramma $P - B$. La linea continua e la linea a puntini indicano, rispettivamente, la *linea della morte* e la *linea di riaccelerazione*. Le linee blu a tratti e punti rappresentano invece la relazione $\tau_c = P/2\dot{P}$ per età caratteristiche pari al tempo di Hubble $t_H = 10^{10}$ anni (in basso) e pari a 10^3 anni, tipica delle pulsar giovani (in alto).

$$\left(\frac{B}{10^{12}}\right) P^{-2} = 0.2 \qquad (1.18)$$

In prossimità di essa si nota un addensamento di oggetti, conseguenza del fatto che i valori di $\dot{P}$ sono molto piccoli (alta probabilità di osservare le pulsar vecchie).

Può però accadere che le pulsar spente facciano parte di sistemi binari in cui la stella compagna trasferisce materia sulla stella di neutroni, con conseguente cessione di momento angolare (vedi §1.4.2). Quando ciò avviene, il periodo comincia di nuovo a diminuire ($\dot{P}$ diventa negativo), mentre il campo magnetico si mantiene pressoché costante. La traccia evolutiva si muoverà orizzontalmente da destra verso sinistra, fino a raggiungere la *linea di riaccelerazione* (indicata dalla linea nera a puntini in figura 1.9). Il periodo è qui abbastanza piccolo ($P \gtrsim 1 \div 10$ ms) da rendere di nuovo efficiente il meccanismo di emissione, nonostante i bassi valori nel frattempo raggiunti dal campo magnetico ($10^8 \div 10^9$ Gauss): la pulsar si riaccende come millisecond pulsar. Da adesso in poi, il suo periodo ricomincia a crescere, ma molto lentamente ($\dot{P} \lesssim 10^{-19}$ s s^{-1}). Sostituendo nella (1.13) i valori di P e $\dot{P}$ si trova una età caratteristica per le millisecond pulsar di ben $10^{9\div10}$ anni.

1.4 Le millisecond pulsar

1.4.1 Binarie X e pulsar X

Le pulsar di cui si occupa questa tesi appartengono alle cosiddette *rotation powered pulsars* (pulsar alimentate dalla rotazione). Esse attingono alla propria energia rotazionale per produrre l'emissione osservata.

L'elevata pendenza degli spettri delle pulsar potrebbe far pensare che ad alte frequenze non ci sia emissione apprezzabile. Invece esistono diversi esempi, tra cui il più famoso è senza dubbio quello della Crab pulsar, in cui si assiste anche ad emissione nelle bande X e γ. È il caso delle pulsar giovani, dotate di elevati regimi rotazionali e intensi campi magnetici. L'emissione avviene attraverso processi di tipo incoerente (vedi §1.2.3), caratterizzati da fattori di Lorentz dell'ordine di 10^7.

Un altro possibile meccanismo capace di produrre radiazione X a spese dell'energia rotazionale della stella di neutroni è quello secondo cui una frazione delle particelle accelerate in prossimità della superficie della stella "bombarda" le calotte polari. Ciò ne provoca un surriscaldamento tale da permettere l'emissione X. In particolare si tratterà di emissione pulsata, a causa dell'inclinazione dell'asse magnetico rispetto all'asse di rotazione. Un esempio di questi oggetti è costituito dalle millisecond pulsar isolate, che, nonostante i bassi valori del campo magnetico, riescono a produrre fotoni abbastanza energetici da cadere nella banda X.

Esiste in astrofisica una seconda classe di oggetti denominate *accretion powered pulsars* (pulsar alimentate dall'accrescimento). Esse appartengono a sistemi binari in cui la stella compagna trasferisce materia verso l'oggetto compatto. Il trasferimento può avvenire via vento stellare o in seguito al riempimento del lobo di Roche (figura 1.10).

In entrambi i casi il gas viene incanalato lungo le linee di forza del campo magnetico della stella di neutroni: la materia, cadendo, converte la propria energia potenziale gravitazionale in energia termica ($T \sim 10^8$ K). Il disallineamento tra l'asse di rotazione della stella di neutroni e l'asse del

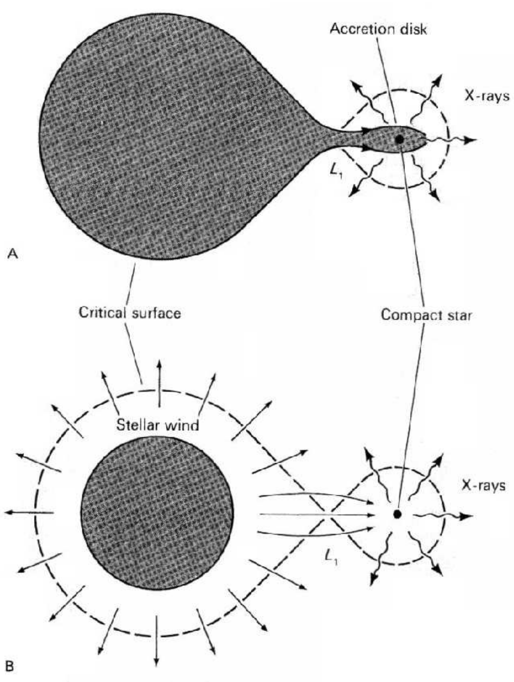

Figura 1.10: Due possibili scenari per il trasferimento di massa: via lobo di Roche (A) e via vento stellare (B). (Manchester & Taylor, 1977)

campo magnetico dà luogo alla radiazione pulsata osservata nella banda X (questi oggetti sono noti con il nome di *pulsar X*).

A seconda della massa della stella che trasferisce materia alla stella di neutroni, si distinguono due ulteriori sottoclassi di oggetti: le *HMXBs* (*High Mass X-ray Binaries*, "binarie X di grande massa") e le *LMXBs* (*Low Mass X-ray Binaries*, "binarie X di piccola massa"). Vediamone in breve le caratteristiche.

HMXBs

In questi sistemi il trasferimento di massa avviene sotto forma di intenso vento stellare da parte della stella compagna, avente massa M$>5\,\mathrm{M}_\odot$ (tipo spettrale O-B). La materia, catturata dal campo gravitazionale della stella di neutroni, è vincolata a muoversi lungo le linee di forza del campo magnetico. L'emissione X avviene in prossimità dei poli magnetici della giovane stella di neutroni ($B \sim 10^{12}$ Gauss, $t \sim 10^7$ anni), e ci appare pulsata a causa del disallineamento tra l'asse magnetico e l'asse di rotazione.

LMXBs

A questo gruppo di oggetti appartengono i sistemi binari costituiti da una stella di neutroni e da una stella di piccola massa (M< 1 $M_\odot$). Quest'ultima può essere di tipo spettrale K-M. Molte *LMXBs* sono state localizzate in prossimità dei nuclei degli ammassi globulari e del *bulge* galattico. Ciò implica che esse appartengono a una popolazione stellare vecchia ($t \sim 5 \div 10 \cdot 10^9$ anni). Nella maggior parte dei casi il trasferimento di massa avviene via lobo di Roche. Viene inoltre ceduta una grande quantità di momento angolare alla stella di neutroni, che viene quindi accelerata. Quello appena descritto è lo scenario "canonico" secondo il quale le pulsar ormai spente vengono "riciclate" come millisecond pulsar. La descrizione di questo scenario sarà affrontata nel paragrafo successivo.

1.4.2 Il "riciclaggio" delle pulsar

Analizziamo più in dettaglio il cosiddetto *modello del recycling* (riciclaggio), attraverso cui pulsar vecchie e ormai spente, facenti parte di sistemi binari in cui la compagna è una stella di piccola massa, possono essere accelerate fino a periodi di qualche millisecondo, sufficienti alla loro riaccensione.

Le fasi che una stella di neutroni deve attraversare per giungere allo stadio di millisecond pulsar sono:

Ejector

È la fase che va dalla nascita della pulsar fino al suo spegnimento, in seguito all'attraversamento della *linea della morte* nel diagramma $P - B$. In questa fase l'accrescimento della materia circumstellare è ostacolato dalla pressione causata dal vento di particelle e radiazione originato dalla pulsar.

Propeller

In questa fase la pulsar ruota troppo lentamente per mantenere efficiente il meccanismo di emissione, consentendo quindi alla materia in accrescimento di raggiungere la magnetosfera. Tuttavia la velocità delle linee di forza del campo magnetico coruotante con la stella di neutroni sarà ancora maggiore della velocità kepleriana del gas, che verrà quindi espulso verso l'esterno. Il periodo della stella di neutroni cresce ulteriormente, poiché essa trasferisce momento angolare alla materia espulsa. Questa fase ha termine quando la velocità delle linee del campo uguaglia la velocità kepleriana del plasma in caduta.

Accrescimento

Quando la stella compagna, evolvendosi, riempie il proprio Lobo di Roche, inizia il trasferimento di materia verso la stella di neutroni attraverso il punto lagrangiano interno: ciò da luogo alla formazione di un disco di accrescimento (vedi figura 1.10(a)). La stella di neutroni accresce materia dal disco con tassi che possono anche raggiungere le $10^{-8} M_\odot$ all'anno. Il suo periodo diminuisce fino a quando la sua velocità di rotazione non uguaglia la velocità di rotazione kepleriana del bordo interno del disco. Detto $\dot{M}_{acc}$ il tasso di accrescimento, una stella di neutroni può essere accelerata fino a un periodo minimo $P_{min} \propto B^{6/7} \dot{M}_{acc}^{-3/7}$. Raggiunto questo periodo minimo, cessa il trasferimento di momento angolare; nel diagramma $P - B$ ci troviamo sulla cosiddetta *linea di riaccelerazione* di equazione $P \propto B^{6/7}$ (vedi §1.3). Durante questa fase, che dura dai 10^7 a $5 \cdot 10^8$ anni, il campo magnetico decresce ($B = 10^{8 \div 9}$ Gauss); le modalità esatte del decadimento di B sono però ancora oggi sconosciute. In questa fase il sistema binario è visibile come *LMXB*.

Riaccensione

Se alla fine dell'accrescimento i valori di P e B sono tali da porre la stella di neutroni a sinistra della *linea della morte*, si avrà l'accensione della millisecond pulsar.

1.4.3 Caratteristiche fisiche delle millisecond pulsar

- periodi nettamente inferiori a quelli delle pulsar ordinarie (qualche millisecondo);
- campi magnetici deboli ($B \sim 10^{7 \div 9}$ Gauss);
- alta incidenza di sistemi binari ($\geq 80\%$ contro $\sim 1\%$ delle pulsar ordinarie);
- velocità di moto proprio di ~ 130 km s^{-1}, notevolmente inferiori a quelle pulsar normali (Toscano et al., 1999);
- distribuzione casuale delle velocità, indice di una popolazione stellare vecchia;

- età caratteristiche elevate ($\tau_c \sim 10^{10}$ yrs);
- luminosità radio mediamente inferiore a quella delle pulsar ordinarie (Kramer et al., 1998);
- larghezza dell'impulso rispetto all'intero periodo (*duty cicle*), calcolata al 50% di altezza del profilo, significativamente più ampia (in media $\sim$ 13%), rispetto alle pulsar ordinarie ($\sim$ 3%) (Kramer et al., 1998);
- indice spettrale pressoché identico a quello delle pulsar ordinarie (rispettivamente 1.6 ± 0.1 contro 1.7 ± 0.1 (Kramer et al., 1998).

1.5 Pulsar e millisecond pulsar negli ammassi globulari

In tabella 1.1 sono elencate le 53 pulsar finora scoperte negli ammassi globulari (Settembre 2001). Si noti come la maggior parte di esse appartenga alla famiglia delle millisecond pulsar (solo 9 hanno un periodo maggiore di 15 ms).

Andando a conteggiare il numero di millisecond pulsar sul totale delle pulsar oggi conosciute (disco galattico e ammassi globulari), si trova un risultato sorprendente: esse sono solamente 84 su 1401! Risulta quindi evidente la connessione tra ammassi globulari e millisecond pulsar. Sappiamo inoltre, per quanto visto nei paragrafi precedenti, dello stretto legame che intercorre tra queste ultime e i sistemi binari (le millisecond pulsar binarie, in totale, sono 71, ma questo numero scende a 24 per quelle contenute in ammassi globulari). Ammassi globulari, millisecond pulsar e sistemi binari sono quindi tessere di un unico mosaico che andiamo di seguito ad illustrare.

La densità stellare nelle regioni centrali degli ammassi è molto maggiore di quella che troviamo nel disco galattico. Ciò da luogo a un gran numero di interazioni gravitazionali tra le stelle di cui essi sono costituiti. Un esempio ne è la "cattura" di una stella normale da parte di una pulsar, con formazione di un sistema binario. Allo stesso risultato si perviene se la pulsar interagisce con un sistema binario preesistente: in tal caso essa può sostituirsi ad una delle componenti, che viene quindi espulsa.

Trovandosi in un sistema binario, una pulsar spenta, per quanto visto nel §1.4.2, può essere trasformata in millisecond pulsar. Negli ammassi globulari la possibilità di avere "riciclaggio" di pulsar è quindi molto maggiore che nel

Nome PSR	Ammasso Globulare	P (ms)	d (kpc)	P_{orb} $(days)$	x $(light\text{-}s)$
J0023-7204C	47Tuc	5.757	4.5	*	*
J0024-7204D	47Tuc	5.357	4.5	*	*
J0024-7205E	47Tuc	3.536	4.5	2.26	1.98
J0024-7204F	47Tuc	2.623	4.5	*	*
J0024-7204G	47Tuc	4.040	4.5	*	*
J0024-7204H	47Tuc	3.210	4.5	2.36	2.15
J0024-7204I	47Tuc	3.485	4.5	0.23	0.04
J0023-7203J	47Tuc	2.101	4.5	0.12	0.04
J0024-7204L	47Tuc	4.346	4.5	*	*
J0023-7205M	47Tuc	3.677	4.5	*	*
J0024-7204N	47Tuc	3.054	4.5	*	*
J0024-7204O	47Tuc	2.643	4.5	0.14	0.04
J0024-7204P	47Tuc	3.643	4.5	0.15	0.04
J0024-7204Q	47Tuc	4.033	4.5	1.19	1.46
J0024-7204R	47Tuc	3.480	4.5	0.07	0.03
J0024-7204S	47Tuc	2.830	4.5	1.20	0.77
J0024-7204T	47Tuc	7.588	4.5	1.13	1.34
J0024-7203U	47Tuc	4.343	4.5	0.43	0.53
J0024-7204V	47Tuc	4.810	4.5	*	*
J0024-7204W	47Tuc	2.352	4.5	*	*
J1312+1810	M53	33.163	18.9	255.80	84.20
J1518+0205A	M5	5.554	7.0	*	*
J1518+0204B	M5	7.947	7.0	*	*
J1623-2631	M4	11.076	1.8	191.44	64.81
J1641+3627A	M13	10.377	7.7	*	*
J1641+3627B	M13	3.528	7.7	1.26	1.39
J1701-3006	NGC6266	5.241	6.7	*	*
J1701-3006B	NGC6266	3.594	6.7	0.14	*
J1701-3006C	NGC6266	3.806	6.7	0.21	*
J1721-1936	NGC6342	1004.037	11.6	0.26	0.35
J1740-5340	NGC6397	3.650	2.2	1.35	*
J1748-2446A	Terzan5	11.563	7.1	0.07	0.12
J1748-2446C	Terzan5	8.436	7.1	*	*
J1748-2021	NGC6440	288.603	5.7	*	*
J1804-0735	NGC6539	23.101	3.1	2.62	3.92
J1807-2459	NGC6544	3.059	2.5	0.07	0.01
J1823-3021A	NGC6624	5.440	8.0	*	*
J1823-3021B	NGC6624	378.596	8.0	*	*
J1824-2452	M28	3.054	5.5	*	*
J1910+0004	NGC6760	3.618	4.1	0.14	0.04
J1911-5958A	NGC6752	3.266	4.1	0.85	1.21
J1910-5958B	NGC6752	8.358	4.1	*	*
J1911-6000C	NGC6752	5.277	4.1	*	*
J1910-5959D	NGC6752	9.035	4.1	*	*
J1910-5959E	NGC6752	4.572	4.1	*	*
J2129+1210A	M15	110.665	10.0	*	*
J2129+1210B	M15	56.133	10.0	*	*
J2130+1210C	M15	30.529	10.0	0.33	2.52
J2129+1209D	M15	4.803	10.0	*	*
J2129+1210E	M15	4.651	10.0	*	*
J2129+1210F	M15	4.027	10.0	*	*
J2129+1209G	M15	37.660	10.0	*	*
J2129+1209H	M15	6.743	10.0	*	*

Tabella 1.1: Parametri fisici e orbitali delle 53 pulsar attualmente conosciute (Settembre 2001) negli ammassi globulari. Sono elencati il nome della pulsar e dell'ammasso di appartenenza, il periodo di rotazione, la distanza e, per le pulsar binarie, il periodo orbitale e il semiasse maggiore proiettato. In grassetto sono indicate le pulsar studiate in questa tesi.

disco galattico. Si noti che le interazioni gravitazionali possono anche slegare un sistema binario: questo spiega l'esistenza di millisecond pulsar isolate all'interno di ammassi globulari.

Lo studio della popolazione delle millisecond pulsar negli ammassi è molto importante poiché consente di capirne l'evoluzione e la dinamica. Negli ammassi globulari, in particolare in quelli di tipo *core collapsing* (nucleo in fase di collasso) o *post-core collapse* (fase successiva al collasso del nucleo), si assiste ad un fenomeno noto con il nome di *segregazione di massa*, secondo il quale le stelle di massa maggiore tendono a concentrarsi nelle regioni centrali. Le stelle di neutroni, con la loro massa di circa 1.4 $M_\odot$, sono tra gli oggetti stellari più massivi presenti all'interno degli ammassi globulari. Al crescere della densità aumenta, di conseguenza, il numero di interazioni gravitazionali e quindi la probabilità di assistere alla formazione di sistemi binari che potranno portare al riciclaggio delle pulsar spente. L'alto numero di millisecond pulsar scoperte nei nuclei degli ammassi globulari, in particolare in 47 Tucanae (Freire et al., 2001), sembrerebbe confermare le idee sopra esposte.

Tuttavia il condizionale è d'obbligo: il lavoro svolto in questa tesi ha evidenziato che due delle millisecond pulsar esaminate (PSR J1911-5958A e PSR J1911-6000C) hanno una posizione fortemente decentrata rispetto al nucleo dell'ammasso NGC 6752 a cui appartengono (vedi §3.2 e §3.4).

Ciò fornisce quindi lo spunto per interessanti riflessioni sull'evoluzione e sulla dinamica degli ammassi globulari. L'argomento verrà affrontato più approfonditamente nel capitolo 5.

Il segnale pulsato: metodi di osservazione e analisi

Il segnale radio proveniente dalle pulsar, nel giungere fino a noi, interagisce con il mezzo interstellare. Ciò causa la *dispersione*, lo *scattering* e la *scintillazione*, tre fenomeni che concorrono nel degradare la qualità del segnale. La natura pulsata del segnale fa delle pulsar uno strumento ideale per lo studio dei suddetti processi.

1.6 La dispersione

È noto che le onde elettromagnetiche si muovono nel vuoto alla velocità della luce (c). Poiché il mezzo interstellare è un plasma ionizzato, in esso la velocità di propagazione delle onde (velocità di gruppo, v_g) sarà inferiore alla velocità della luce. Più precisamente:

$$v_g = \left(1 - \frac{{\nu_p}^2}{\nu^2}\right)^{1/2} \tag{1.19}$$

con:

$$\nu_p = \left(\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}\right)^{1/2} \tag{1.20}$$

dove ν è la frequenza dell'onda, ν_p è la *frequenza di plasma* (frequenza al di sotto della quale l'onda viene completamente assorbita dal mezzo in cui si propaga; nel mezzo interstellare tipicamente si ha $\nu_p \simeq 10$ kHz); n_e è il numero di elettroni per unità di volume ($n_e \simeq 0.03$ cm^{-3} nel mezzo interstellare); m_e ed e sono, rispettivamente, la massa e la carica dell'elettrone. La velocità di gruppo della radiazione quindi diminuisce al diminuire della frequenza ν dell'onda.

Per segnali continui, la diminuzione di v_g non è osservabile, ma l'emissione pulsata delle pulsar rende possibile una valutazione del grado di dispersione dalla differenza nei tempi di arrivo delle singole componenti dell'impulso a diverse frequenze.

Per $\nu \gg \nu_p$, al primo ordine, sarà:

$$v_g \simeq c\left(1 - \frac{1}{2}\frac{{\nu_p}^2}{\nu^2}\right) \tag{1.21}$$

che integrata darà:

$$\begin{aligned} t = \int_0^L \frac{dl}{v_g} &\simeq \int_0^L \frac{dl}{c}\left(1 + \frac{1}{2}\frac{{\nu_p}^2}{\nu^2}\right) = \\ &= \int_0^L \frac{dl}{c} + \frac{1}{2c}\int_0^L \frac{{\nu_p}^2}{\nu^2} = \\ &= \frac{L}{c} + \frac{e^2}{2\pi m_e c}\frac{1}{\nu^2}\int_0^L n_e dl = \\ &= \frac{L}{c} + t_{DM} \end{aligned} \tag{1.22}$$

dove L è la distanza della pulsar e l'integrale $\int_0^L n_e dl$, detto *Misura di Dispersione DM* (misurata in cm^{-3} pc), rappresenta la densità di colonna di elettroni liberi in direzione della sorgente; t_{DM} costituisce il ritardo nel tempo di arrivo del segnale introdotto dalla dispersione.

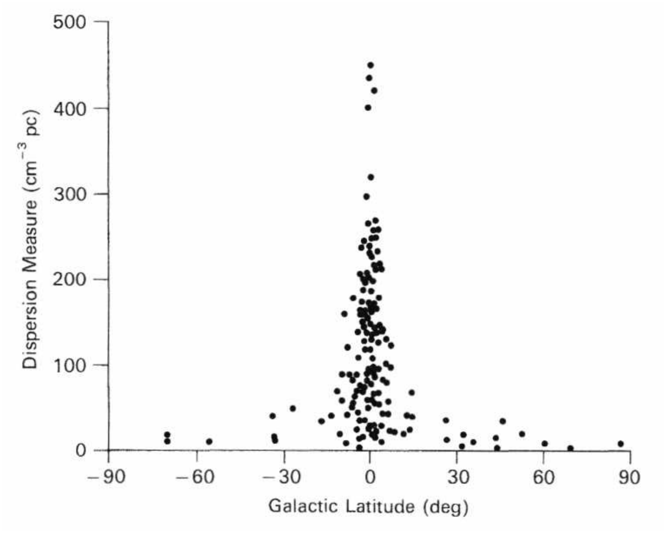

Figura 1.11: Grafico della misura di dispersione in funzione della latitudine galattica per 148 pulsar. (Manchester & Taylor, 1977)

La dipendenza dalla frequenza dei tempi di arrivo delle diverse componenti dell'impulso provoca un allargamento del profilo temporale. Poiché tutte le componenti partono dalla pulsar simultaneamente, si deve in qualche modo "simulare" il loro arrivo contemporaneo all'interno della banda di osservazione. È possibile minimizzare la dispersione del segnale dividendo la banda in tante sezioni più piccole, dette *canali*; introducendo opportuni ritardi in ogni canale si riesce a ricreare la simultaneità dei tempi di arrivo delle componenti. Il deterioramento dovuto alla dispersione diminuirà all'aumentare del numero di canali contenuti all'interno della banda passante, ovvero al diminuire della larghezza $\delta\nu$ di ogni singolo canale.

La figura 1.12 mostra i ritardi t_{DM} nei diversi canali in funzione della fase dell'impulso. Se la potenza totale è ricevuta in una banda di larghezza $\Delta\nu$, un segnale disperso sarà allargato a causa dei ritardi subiti all'interno della banda. Una stima di tale effetto può essere ottenuta differenziando t_{DM}:

$$\Delta t_{DM} \approx 8.3 \times 10^3 \, \frac{\Delta\nu_{MHz}}{\nu^3_{MHz}} \, DM \tag{1.23}$$

Misurando il ritardo di segnali a frequenze diverse si può così risalire al valore della misura di dispersione.

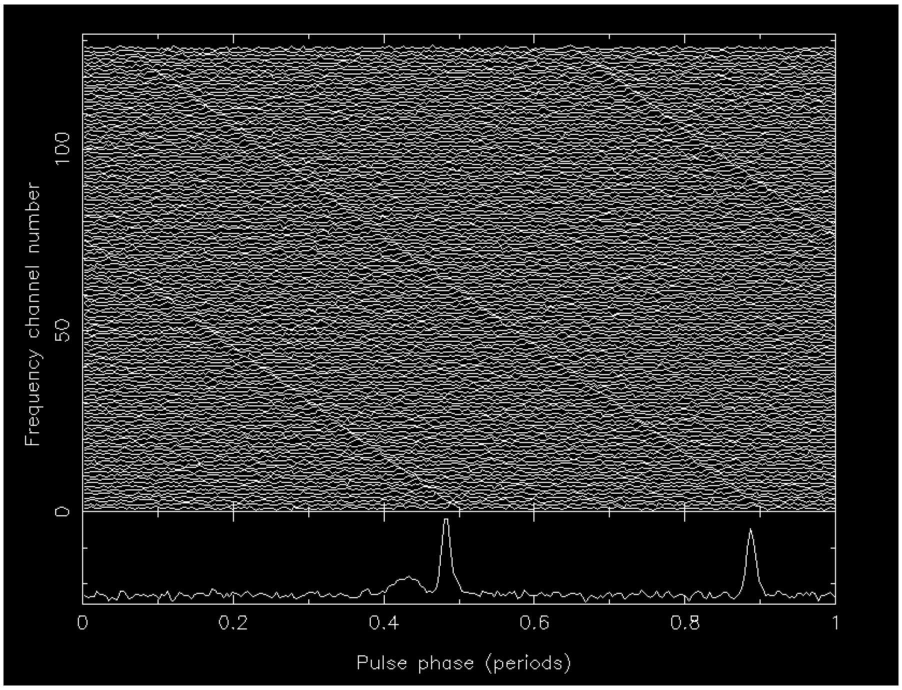

Figura 1.12: Effetto della dispersione sugli impulsi provenienti dalla Crab pulsar.

Dedisperdere il segnale (noto il DM), vuol dire "correggere" i tempi di arrivo dell'impulso nei diversi canali, facendo uso della (1.23).

La dispersione introdotta dal mezzo interstellare deve essere tenuta presente dal modello di *timing*; essa infatti introduce dei ritardi nei tempi di arrivo degli impulsi pari a D/ν^2, dove ν è la frequenza di osservazione e D è la *costante di dispersione* (Hz), collegata alla misura di dispersione dalla seguente relazione:

$$D = \left(\frac{t_2 - t_1}{1/{\nu_2}^2 - 1/{\nu_1}^2} \right) = \frac{e^2}{2\pi\, m_e\, c} \int_0^L n_e dl = \frac{DM}{2.41 \times 10^{-16}} \tag{1.24}$$

Per una descrizione più dettagliata si veda §2.4.

1.7 Lo scattering e la scintillazione

A differenza della dispersione, che si verifica a causa del propagarsi del segnale in un plasma ionizzato, lo scattering è causato da disomogeneità nel mezzo interstellare. I fotoni provenienti dalla sorgente, a causa degli urti con gli elettroni presenti nella materia, compiono cammini diversi giungendo quindi a tempi differenti (figura 1.13).

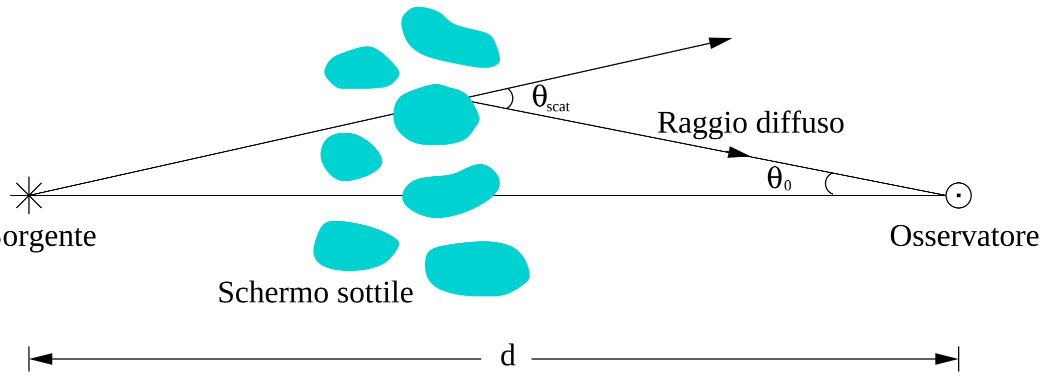

Figura 1.13: Schematizzazione dello scattering operato sul segnale dal mezzo interstellare.

Per comprendere meglio questo fenomeno può essere utile riferirsi al modello *thin screen* (Scheuer, 1968). Esso ipotizza che variazioni casuali dell'indice di rifrazione del gas interstellare si manifestino in uno schermo sottile ($d \simeq 10^{13}$ cm), a metà strada tra la sorgente e l'osservatore; le irregolarità contenute nello schermo hanno dimensioni caratteristiche $a \simeq 10^{11}$ cm.

La variazione di fase di un'onda che si propaga attraverso una fluttuazione di densità elettronica Δn_e di scala a sarà:

$$\delta\varphi = \frac{e^2}{m_e\, c^2}\, a\, \Delta n_e\, \lambda \tag{1.25}$$

Attraversando l'intero schermo si incontreranno $\sim\ d/a$ irregolarità distribuite casualmente, cosicché la differenza di fase tra le onde diffuse sarà:

$$\Delta\varphi \simeq \sqrt{\frac{d}{a}}\, \delta\varphi = \sqrt{a\, d}\, r_e\, \Delta n_e\, \lambda \tag{1.26}$$

dove $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ è il raggio classico dell'elettrone.

I raggi vengono quindi diffusi di un angolo:

$$\theta_{scat} \simeq \frac{\Delta\varphi\, \lambda}{2\pi a} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{d}{a}}\, r_e \Delta n_e \lambda^2 \tag{1.27}$$

Da semplici considerazioni geometriche (vedi figura 1.13), il semi-diametro angolare apparente della sorgente, vista attraverso lo schermo, risulta:

$$\theta_0 = \frac{1}{2}\, \theta_{scat} \tag{1.28}$$

L'onda incidente e le onde diffuse daranno luogo a fenomeni di interferenza che si manifesteranno con la formazione di una figura di diffrazione sul piano dell'osservatore. Ciò avverrà se le onde avranno diversi valori di $\Delta\varphi$, cioè se verranno da punti la cui mutua distanza è al massimo a. Detta L la distanza tra l'osservatore e lo schermo, se $L\, \theta_{scat} > a$ e se vi è moto trasversale (rispetto alla linea di vista) della sorgente, dell'osservatore o del mezzo intermedio, si assisterà a variazioni nell'intensità del flusso ricevuto (talvolta il segnale viene amplificato, più spesso viene attenuato anche fino alla totale scomparsa dell'impulso nel rumore di fondo). Questo fenomeno prende il nome di *scintillazione diffrattiva*; i tempi scala vanno dalla decina di minuti fino a qualche ora. I percorsi dei raggi differiranno della quantità $\frac{1}{2}\theta_{scat} L$, che può essere di diverse lunghezze d'onda. L'ampiezza dell'interferenza varierà su un intervallo $\Delta\lambda$ (Scheuer, 1968), dove:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \simeq \frac{2\lambda}{\theta_{scat}^2\, L} \tag{1.29}$$

Gli stessi risultati valgono se lo schermo è esteso a tutta la linea di vista ($d \simeq L$). Passando dalle lunghezze d'onda alle frequenze e trascurando le costanti, la (1.29) diventa:

$$\Delta\nu \propto \frac{\nu^4}{(\Delta n_e\, L)^2} \tag{1.30}$$

La scintillazione è causata da fenomeni di interferenza tra onde dirette e onde diffuse, che rimangono costruttivi solo su una banda $\Delta\nu$ limitata.

Inoltre, ricordando che $DM = \int_0^L n_e \, dl$, si ottiene:

$$\Delta t_{scat} \propto \frac{DM^2}{\nu^4} \tag{1.31}$$

che esprime l'allargamento dell'impulso ad opera dello scattering.

Appare chiaro che l'effetto è tanto più pronunciato quanto minore è la frequenza dell'onda. Poiché non vi è modo, come nella dispersione, di ovviare al problema tramite particolari accorgimenti di misura, l'unica possibile soluzione, a parità di DM, è osservare a frequenze elevate (un esempio di allargamento dei profili al variare della frequenza è dato in figura 1.14).

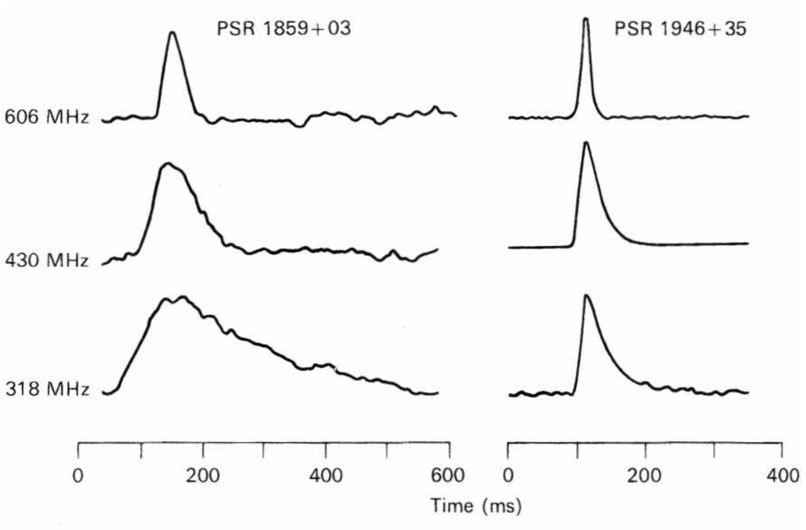

Figura 1.14: Allargamento dei profili integrati di due pulsar operato dallo scattering. (Manchester & Taylor, 1977)

Anche il puro scattering può causare scintillazione, su tempi scala di giorni o mesi. Ciò è dovuto alla rifrazione del segnale da parte di irregolarità del mezzo interstellare di dimensioni decine o centinaia di volte superiori a quelle che causano la rifrazione. In questi casi si parla di *scintillazione rifrattiva.*

La scintillazione è un problema che non dovrebbe riguardare le pulsar lontane, poiché la grande distanza (e quindi l'esistenza di numerosi "centri di scintillazione" lungo la linea di vista) "media" le variazioni di intensità di flusso, dando un profilo osservato abbastanza stabile.

L'ammasso globulare NGC 6752, all'interno del quale sono contenute le pulsar studiate in questa tesi, dista da noi circa 4 kpc (Renzini et al., 1996). Essendo un ammasso lontano, per quanto detto in precedenza, le pulsar che si trovano al suo interno non dovrebbero scintillare. Invece le cinque millisecond pulsar studiate sono soggette a forte scintillazione, che sovente le rende addirittura inosservabili. Questa apparente contraddizione si spiega col fatto che l'ammasso si trova distante dal piano galattico ($b = -25^o.6$); di conseguenza lungo la linea di vista c'è poco gas interstellare. L'effetto mediante della grande distanza, nel nostro caso, non è quindi sufficiente ad eliminare la scintillazione.

1.8 La sensibilità strumentale e le osservazioni

I dati analizzati in questa tesi sono stati raccolti con il *beam* centrale del sistema *multibeam* (figura 1.15) del radiotelescopio da 64 metri di Parkes (Australia). Esso ha una larghezza di banda di 256 MHz, con frequenza centrale di 1.4 GHz. Una frequenza di osservazione così elevata consente di minimizzare l'allargamento degli impulsi dovuto allo scattering.

La larghezza del *beam*, data dalla formula $\Phi_{rad} = 2.44\,\lambda/D$ (dove $\lambda \simeq$ 21 cm è la lunghezza d'onda di osservazione e $D = 64$ m è il diametro del ricevitore), è di circa 27 arcmin.

Per una pulsar di periodo P, la minima densità di flusso rilevabile da un radiotelescopio è data dalla seguente espressione (Manchester et al., 1996):

$$S_{min} = (s/n)\frac{T_{sys} + T_{sky}}{G\sqrt{N_p\,\Delta t\,\Delta\,\nu_{MHz}}}\sqrt{\frac{W_e}{P - W_e}}\quad \text{mJy} \tag{1.32}$$

dove (s/n) è il minimo rapporto segnale/rumore per cui viene effettuata la ricerca, T_{sys} è la temperatura di rumore del sistema (nel nostro caso $T_{sys} \simeq 21$ K), T_{sky} è la temperatura del fondo cielo (~ 1 K nel caso di NGC 6752), G è il guadagno dell'antenna (circa 0.64 K Jy^{-1} per il nostro apparato), N_p è il numero di polarizzazioni (nel nostro caso 2), Δt è il tempo di integrazione in secondi, $\Delta\nu_{MHz}$ è la larghezza di banda in MHz, P è il periodo in secondi, e W_e è la larghezza effettiva dell'impulso in secondi. Quest'ultima è data dalla relazione:

$$W_e = \sqrt{W^2 + (\beta\,\delta t_{samp})^2 + (\Delta t_{DM})^2 + (\Delta t_{scat})^2} \tag{1.33}$$

dove W è la larghezza intrinseca dell'impulso, β è un parametro che tiene contro delle caratteristiche tecniche del ricevitore (normalmente vale ~ 2), δt_{samp} è il tempo di campionamento del segnale, Δt_{DM} e Δt_{scat} sono i termini che tengono conto dell'allargamento del profilo dell'impulso ad opera della dispersione (1.23) e dello scattering (1.31).

Per quanto detto nel paragrafo §1.4.3, sappiamo che il *duty cicle*, e quindi la larghezza effettiva degli impulsi delle millisecond pulsar, è maggiore di quello delle pulsar ordinarie. Ciò, a parità degli altri parametri presenti nella (1.32), fa sì che, al crescere di W_e, aumenti il flusso minimo rilevabile S_{min}. Ecco perché è più difficile scoprire nuove millisecond pulsar piuttosto che pulsar ordinarie.

Figura 1.15: Ricevitore multibeam del radiotelescopio da 64 metri di Parkes (Australia).

Capitolo 2

Il *timing*: principi e tecniche

Fare *timing* vuol dire misurare con estrema precisione i tempi di arrivo (nel seguito *TOAs*) degli impulsi provenienti da una pulsar, allo scopo di determinarne le caratteristiche rotazionali, la posizione, il moto proprio e i parametri orbitali nel caso si tratti di sistemi binari. La misura dei parametri rotazionali consente indirettamente di stimare l'intensità del campo magnetico e l'età.

2.1 Determinazione del profilo integrato

I singoli impulsi che provengono dalle pulsar hanno intensità e forme variabili. Spesso sono tanto deboli da non riuscire ad emergere dal rumore di fondo. Ciò rende estremamente difficoltosa la determinazione dei *TOAs* dei singoli impulsi. Bisogna quindi cercare di aumentarne il rapporto segnale/rumore.

Durante una osservazione viene puntata la sorgente per diversi minuti (*integrazione*). Successivamente si suddivide l'osservazione in segmenti temporali (*sottointegrazioni*) di durata uguale ad un numero statisticamente significativo di periodi ($\gtrsim$ 1000) (una stima iniziale del periodo si ottiene eseguendo l'analisi di Fourier del segnale alla ricerca di periodicità). In ogni sottointegrazione il segnale è sommato in fase a periodo costante allo scopo di massimizzare il rapporto segnale/rumore (procedura nota con il nome di *folding*). La figura 2.1 mostra la determinazione del *profilo integrato*. Esso, ottenuto sommando le sottointegrazioni in cui è stata divisa l'osservazione, presenta il vantaggio di avere una forma molto più stabile rispetto ai profili dei singoli impulsi. Inoltre così facendo si può aumentare il rapporto segnale/rumore. Ecco perchè è conveniente riferirsi ai profili integrati per la determinazione dei *TOAs*. Tuttavia la stima iniziale del periodo può non

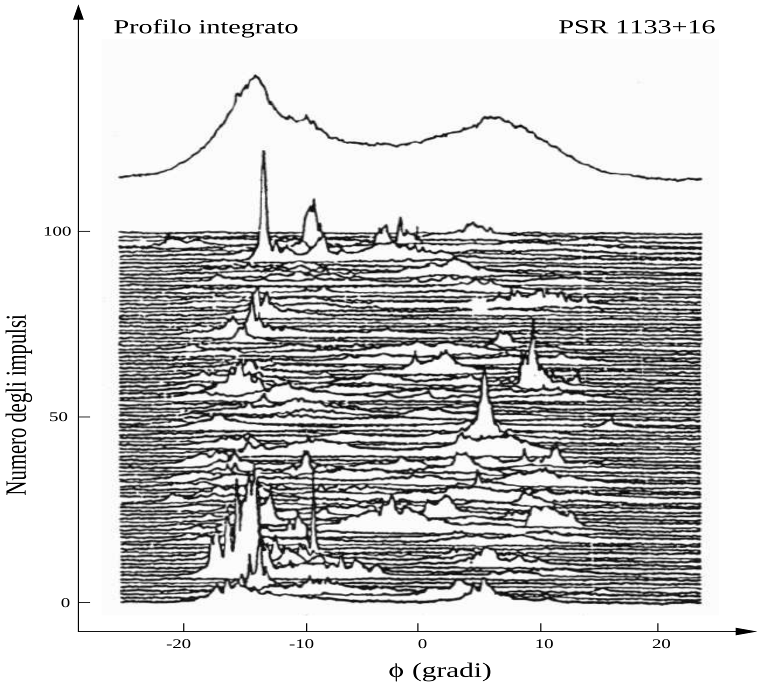

Figura 2.1: Esempio di profilo integrato, ottenuto dalla somma di 100 sottointegrazioni. (Manchester & Taylor,1977)

essere sufficientemente precisa. In tal caso, lo scarto tra il periodo vero e il periodo stimato andrà a sommarsi ripetutamente agli impulsi (figure 2.2(a) e 2.2(b)), provocando la deriva osservata in figura 2.2(c), in cui in ascissa è riportata la fase di rotazione e in ordinata il tempo. Ogni riga rappresenta una sottointegrazione e i punti più scuri corrispondono alle zone in cui il segnale è più intenso. Se sommassimo gli impulsi senza correggere questo spostamento otterremmo un allargamento del profilo, osservabile in figura 2.3(a). La figura 2.3(b) mostra invece il profilo corretto, ottenuto integrando lungo la diagonale che unisce i picchi degli impulsi nelle singole sottointegrazioni.

Inoltre, il segnale proveniente dalle pulsar può essere rilevato a frequenze diverse nella banda radio. Nella pratica, si osservano gli impulsi su una banda di frequenza avente una certa larghezza $\Delta\nu$, divisa in canali (vedi figura 1.12). Una volta eseguita la *dedispersione* (§1.6), i profili alle diverse frequenze possono essere sommati tra loro in tempo per migliorare il rapporto segnale/rumore.

Il profilo integrato di una osservazione si otterrà quindi sommando i singoli profili in frequenza (su tutta la banda) e in tempo (lungo tutta la durata dell'osservazione).

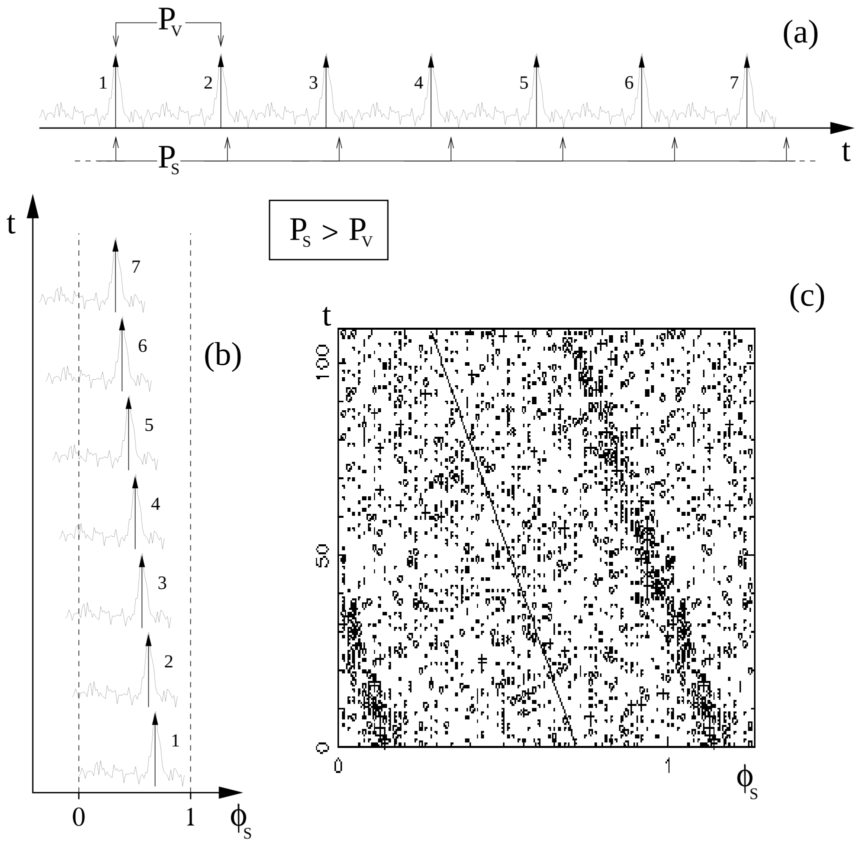

Figura 2.2: (a) Esempio di un treno di impulsi (schematizzati con frecce numerate sovrapposte al profilo della pulsar). P_V e P_S rappresentano, rispettivamente, il periodo vero e il periodo stimato. Il grafico (b) mostra come, se il periodo P_S è sovrastimato ($P_S > P_V$), gli impulsi arrivino in anticipo rispetto alla fase corretta (ϕ_S è la fase corrispondente a P_S). Il riquadro (c) mostra un caso reale di deriva degli impulsi (ogni riga rappresenta una sottointegrazione; i punti più scuri corrispondono alle zone in cui il segnale è più intenso).

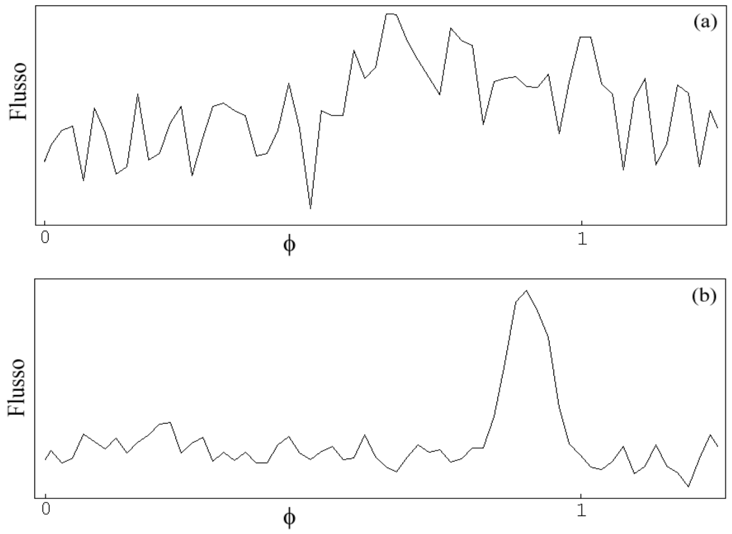

Figura 2.3: (a) Profilo ottenuto sommando le sottointegrazioni senza tenere conto dello spostamento degli impulsi nel tempo; (b) Profilo ottenuto sommando lungo la diagonale che unisce i picchi degli impulsi contenuti in ogni sottointegrazione (linea continua in figura 2.2(c).

2.2 Calcolo dei *TOAs* e dei residui temporali

Non essendo possibile misurare i *TOAs* dei singoli impulsi all'interno della stessa osservazione (normalmente il rapporto segnale/rumore è troppo basso), si determinano i tempi di arrivo degli impulsi utilizzando profili integrati corrispondenti ad osservazioni condotte a diverse epoche. Il *TOA* sarà il risultato di una convoluzione eseguita tra un *profilo standard* e il profilo integrato stesso (le precisioni che si riescono a raggiungere, nel caso delle millisecond pulsar, sono della decina di microsecondi). Un profilo integrato viene promosso a *profilo standard* se consente di determinare, in rapporto agli altri profili, i *TOAs* più precisi tramite la convoluzione, e se ha un buon rapporto segnale/rumore.

Si assume che si possa esprimere il profilo integrato dell'impulso, $p(t)$, in termini di profilo standard, $s(t)$, secondo la seguente relazione (Taylor, 1992):

$$p(t) = a + b\ s(t - \tau) + n(t) \tag{2.1}$$

t è compreso in un periodo ($0 < t < P$), a è una costante, b è un fattore di scala, $n(t)$ è la funzione che descrive il rumore del profilo e τ rappresenta lo sfasamento in tempo tra il profilo integrato e il profilo standard. Nel dominio di Fourier, la relazione (2.1) assume la forma:

$$P_k e^{i\theta_k} = a + bS_k e^{i(\phi_k + k\tau)} + N_k \tag{2.2}$$

dove P_k, S_k ed N_k sono, rispettivamente, le trasformate di Fourier di p, s ed n; θ_k e ϕ_k sono le fasi di P_k ed S_k. I valori di b e τ si determinano minimizzando, nel dominio di Fourier, la relazione:

$$\chi^2(b,\tau) = \sum_{k=1}^{N/2} \left[\frac{P_k\ e^{i\theta_k} - b\ S_k\ e^{i(\phi_k + k\tau)}}{\sigma} \right]^2 \tag{2.3}$$

N si riferisce al numero di intervalli in cui è divisa la fase (*bins*) all'interno della quale cade l'impulso, e l'indice k si riferisce al k-esimo bin. Infine σ è lo scarto quadratico medio (*r.m.s.*) del rumore di fondo. L'incertezza nel *TOA* dell'impulso, σ_τ, si assume che sia il cambiamento in τ necessario ad aumentare di una unità il valore di $\chi^2(b,\tau)$; essa è data da:

$$
{\sigma_\tau}^2 = \frac{\sigma^2}{2b \sum_{k=1}^{N/2} k^2 P_k S_k \cos(\phi_k - \theta_k + k\tau)} \tag{2.4}
$$

L'epoca di inizio dell'osservazione $E(t)$ (in MJD[1]), sommata all'intervallo di tempo τ tra la suddetta epoca e l'istante di arrivo dell'impulso all'interno del periodo P, costituisce il *TOA* (vedi figura 2.4).

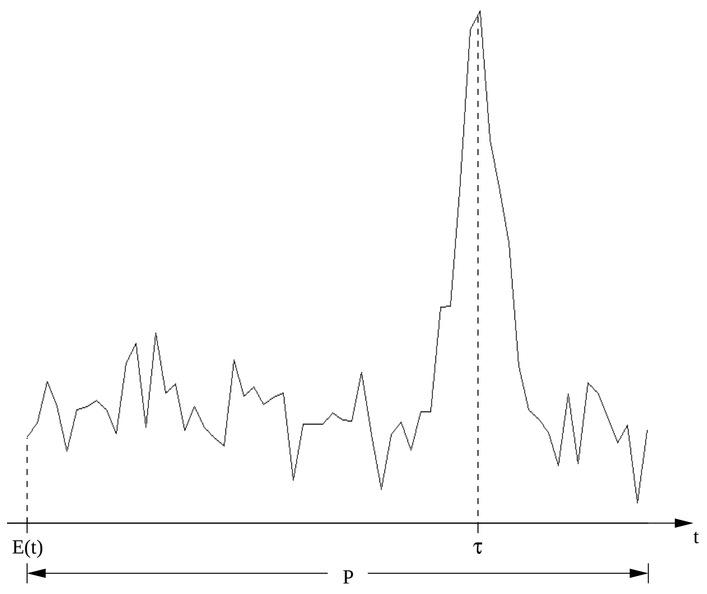

Figura 2.4: Determinazione del *TOA* di un impulso.

Avendo a disposizione tante osservazioni si ricava una serie di *TOAs* che può essere analizzata in cerca di andamenti sistematici. Per far ciò è necessario definire un *modello* che consenta di prevedere i *TOAs* a qualsiasi epoca. Se il modello non è corretto le differenze tra i *TOAs* predetti e i *TOAs* osservati si tradurranno nei cosiddetti *residui temporali* (espressi in frazioni di secondo o frazioni di periodo).

Lo scopo di chi fa *timing* è quindi quello di minimizzare i residui temporali in relazione ad un modello, poichè ciò equivale ad aver stimato con la miglior precisione possibile i parametri fisici della pulsar studiata.

[1] Il Modified Julian Day (giorno giuliano modificato) è definito come il giorno giuliano (JD) meno 2400000.5. I giorni giuliani sono misurati a partire dal mezzogiorno dell'1 Gennaio 4713 A.C.; i giorni giuliani modificati si misurano a partire dalla mezzanotte del 17 Novembre 1858. Il 12 Ottobre 2001 cade al MJD 52194.

2.3 Il modello

Il modello comunemente utilizzato è quello di una stella di neutroni sferica ($M \simeq 1.4\,M_{\odot}$) che ruota con velocità angolare $\Omega = 2\pi/P$, dove P è il periodo degli impulsi; esso inoltre è legato alla frequenza di rotazione f dalla relazione $f = 1/P$ (con $\dot{f} \propto f^n$, per quanto detto in §1.2.3). Si assume inoltre che la stella di neutroni sia dotata di un campo magnetico dipolare B molto intenso, il cui asse è disallineato con l'asse di rotazione (figura 1.2).

Come già visto nel §1.2.3, la determinazione di P e $\dot{P}$ consente di stimare l'intensità del campo magnetico:

$$B \simeq 3.2 \times 10^{19} \sqrt{P\dot{P}} \;\; \text{Gauss} \tag{2.5}$$

e l'età caratteristica:

$$\tau_c = -\frac{\Omega}{2\dot{\Omega}} = -\frac{P}{2\dot{P}} \;\; \text{s} \tag{2.6}$$

In un sistema di riferimento non accelerato rispetto al centro di massa della stella di neutroni (ricordiamo che le pulsar possono anche far parte di sistemi binari), il seguente sviluppo in serie di Taylor consente di descrivere il rallentamento della pulsar in termini della fase rotazionale al tempo t :

$$\phi_M(t) = \phi_0 + ft + \frac{1}{2}\dot{f}t^2 + \frac{1}{6}\ddot{f}t^3 + \cdots \tag{2.7}$$

dove $\phi_M(t)$ è la fase dell'impulso in cicli prevista dal modello al tempo t, ϕ_0 è la fase dell'impulso all'epoca di riferimento, f la frequenza di rotazione, e $\dot{f}$ e $\ddot{f}$ sono, rispettivamente, le derivate prima e seconda della frequenza di rotazione.

2.4 Trasformazione al baricentro del sistema solare

I tempi di arrivo degli impulsi provenienti da una pulsar sono leggermente diversi a secondo della località in cui si trova l'osservatorio. Si rende quindi necessaria una trasformazione che faccia sì che essi siano riferiti al centro della Terra (*TOAs topocentrici*). Essa terrà conto della posizione geografica, del raggio e della rotazione terrestre.

È inoltre necessaria una ulteriore trasformazione al baricentro del sistema solare, che, con buona approssimazione, può essere considerato in quiete rispetto alla pulsar. Per far ciò bisogna quindi tenere conto dell'intervallo di tempo δt impiegato dai fronti d'onda a coprire la distanza $\delta d = \mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{n}}$ (vedi equazione (2.9)), che varia in corrispondenza delle diverse posizioni che la Terra occupa durante il suo moto di rivoluzione intorno al Sole (vedi figura 2.5).

Quello che apparentemente è un inconveniente si rivela invece molto utile, poiché fornisce il metodo in assoluto più preciso per la determinazione della posizione delle pulsar e del loro moto proprio (maggiori dettagli sono dati in §2.5).

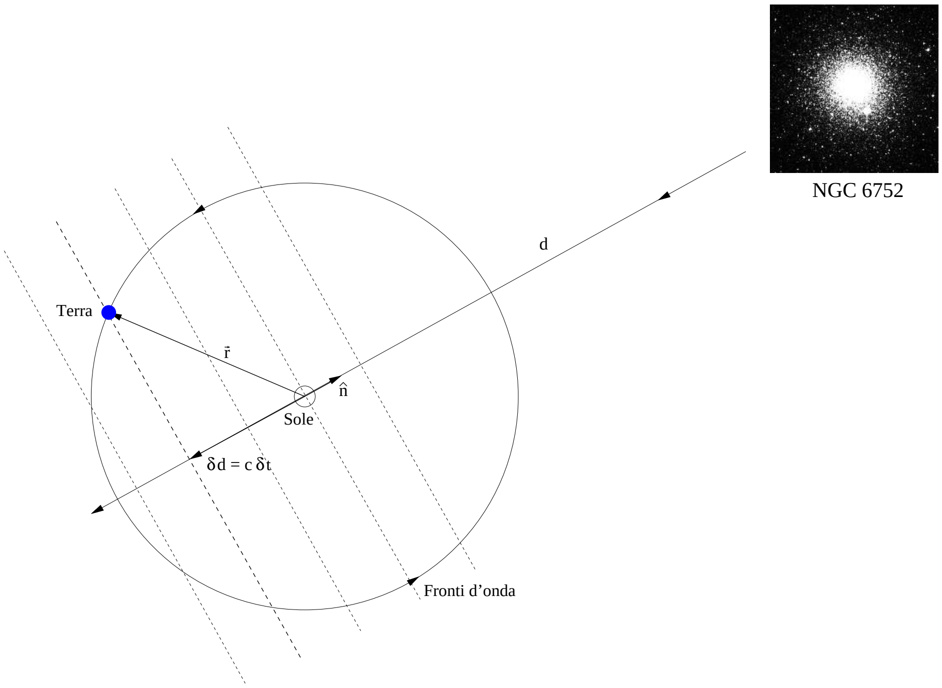

Figura 2.5: Tenendo conto dell'intervallo temporale δt necessario a un fronte d'onda a coprire la distanza δd, è possibile trasformare i *TOAs topocentrici* in *TOAs baricentrici*.

La trasformazione da *TOAs topocentrici* e *TOAs baricentrici* è resa possibile dalla seguente trasformazione (Taylor & Weisberg, 1989):

$$t_b = t + \Delta R_\odot - \frac{D}{\nu^2} + \Delta E_\odot - \Delta S_\odot \tag{2.8}$$

dove t_b è il tempo di arrivo rispetto al baricentro del sistema solare, t è il tempo di arrivo osservato sulla Terra, e ν è la frequenza centrale della banda di osservazione. Inoltre:

$$\Delta R_\odot = \frac{\mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{n}}}{c} + \frac{(\mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{n}}) - |\mathbf{r}|^2}{2\,c\,d} \tag{2.9}$$

$$D = \frac{t_2 - t_1}{{\nu_2}^{-2} - {\nu_1}^{-2}} = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \int_0^L n_e dl \tag{2.10}$$

Il versore $\hat{\mathbf{n}}$ che compare nell'equazione (2.9) giace sulla retta congiungente il baricentro del sistema solare con la pulsar (posta a distanza d); $\mathbf{r}$ è il vettore congiungente il baricentro del sistema solare con la Terra. $\Delta R_\odot$ prende il nome di *ritardo di Roemer*. Come detto in precedenza, la prima parte tiene conto del moto dell'osservatore attorno al baricentro del sistema solare. La seconda parte, invece, considera lo spostamento del fronte d'onda dovuto alla vicinanza della pulsar. Questo effetto, che produce variazioni semi-annuali nei tempi di arrivo degli impulsi, è quindi equivalente alla parallasse trigonometrica π (a causa della dipendenza d^{-1} esso è importante solo per pulsar vicine). Nota la parallasse, è possibile risalire agevolmente alla distanza tramite la formula $\pi = 1/d$ (con π in arcosecondi e d in parsec).

Il secondo termine che compare nell'equazione (2.8) tiene conto del ritardo introdotto dal propagarsi del segnale attraverso il mezzo interstellare ionizzato al variare della frequenza ν (vedi §1.6), essendo D la *costante di dispersione* definita dalla (2.10).

Gli ultimi due termini della (2.8), $\Delta E_\odot$ e $\Delta S_\odot$, prendono il nome, rispettivamente, di ritardi di *Einstein* e *Shapiro*. Il termine di Einstein è una combinazione di redshift gravitazionale e di dilatazione dei tempi dovuti al moto della Terra e degli altri corpi del sistema solare. La sua derivata è uguale a:

$$\frac{d\Delta E_\odot}{dt} = \sum_i \frac{G m_i}{c^2 r_i} + \frac{{v_\oplus}^2}{2c^2} \tag{2.11}$$

dove le m_i sono le masse dei pianeti del sistema solare, e r_i sono le loro rispettive distanze dalla Terra; $v_\oplus$ è la velocità della Terra rispetto al baricentro del sistema solare. Il termine di Shapiro (Shapiro, 1964) tiene conto dell'ulteriore tempo di propagazione impiegato dal segnale proveniente dalla pulsar per attraversare il campo gravitazionale del Sole. Esso è funzione dell'angolo θ sotteso dalla pulsar, dal Sole e dalla Terra a una data epoca:

$$\Delta S_\odot = -\frac{2GM_\odot}{c^3} \log(1 + \cos\theta) \tag{2.12}$$

Il fattore $GM_\odot/c^3$ è costante e vale 4.925490947 μs.

Per calcolare $\Delta R_{\odot}$, $\Delta E_{\odot}$, $\Delta S_{\odot}$ si usano le effemeridi DE200 del *Jet Propulsion Laboratory* (JPL).

Nel caso di sistemi binari, inoltre, i *TOAs* degli impulsi ritardano o anticipano se, rispettivamente, la pulsar si allontana o si avvicina a noi durante il proprio moto orbitale. In tal caso la correzione sarà del tipo (Damour & Deruelle, 1985):

$$t_b = T + \Delta R + \Delta E - \Delta S + \Delta A \tag{2.13}$$

In questa equazione T è il tempo in un sistema di riferimento inerziale rispetto al baricentro della pulsar e ΔA tiene conto delle correzioni dovute al moto orbitale della pulsar. ΔR, ΔE e ΔS sono i ritardi di Roemer, Einstein e Shapiro calcolati per il moto della Terra e della pulsar. Per ulteriori dettagli si veda (Taylor & Weisberg, 1989).

Per descrivere il moto di un sistema binario, la meccanica classica fa uso di cinque parametri, detti *kepleriani*:

- Periodo orbitale, P_{orb};
- Longitudine del periastro, ω;
- Epoca del passaggio al periastro, T_0;
- Eccentricità orbitale, e;
- Semiasse maggiore proiettato dell'orbita, $x = a \sin i$ (dove a è il semiasse maggiore e i è l'inclinazione del piano dell'orbita rispetto al piano del cielo).

Ad essi se ne aggiungono altri cinque, detti *post-kepleriani*, di cui bisogna tener conto quando le correzioni relativistiche diventano non trascurabili.

Esiste una relazione che lega i parametri *kepleriani* alle masse delle stelle che compongono il sitema binario. Essa è nota come *funzione di massa*:

$$f(M_{NS}, M_c, i) = \frac{(M_c \sin i)^3}{(M_{NS} + M_c)^2} = \frac{4\pi^2 (a \sin i)^3}{G P_{orb}^2} \tag{2.14}$$

dove G è la costante di gravitazione universale, e dove M_{NS} ed M_c sono, rispettivamente, le masse della stella di neutroni (si assume di solito $M_{NS} = 1.4$ $M_{\odot}$) e della stella compagna. Si noti che l'ultimo termine dipende esclusivamente da parametri osservativi che, però, sono definiti a meno dell'angolo di inclinazione i. Per $i = 90^o$ (orbita vista "di taglio") si ottiene una stima della massa minima per la stella compagna; per $i = 0^o$ non è invece possibile avere alcuna indicazione in merito ad M_c.

La funzione di massa fornisce quindi importanti indicazioni riguardo alla massa della stella compagna.

2.5 Il *timing* in pratica

Il *modus operandi* di chi fa *timing* è quello di analizzare i residui temporali in cerca di andamenti sistematici e, una volta individuati, di "fittarli" con il metodo dei minimi quadrati, in modo da determinare i parametri fisici della pulsar.

Una volta ottenuta una serie di $TOAs$ (d'ora in avanti i $TOAs$ considerati saranno baricentrici, ma omettiamo il pedice "$_b$" per chiarezza), essi sono comparati con i tempi di arrivo predetti dal modello che descrive (per quanto detto in §2.3) le caratteristiche rotazionali della pulsar (in questa fase si assume $\ddot{f} = 0$; questa assunzione ha ancora più significato nel caso delle millisecond pulsar, che hanno valori di $\ddot{f}$ troppo bassi per essere misurati). Gli impulsi saranno numerati a partire da un'epoca di riferimento. La deviazione di ogni TOA osservato dal più vicino impulso numerato predetto dal modello è chiamato *residuo*; esso, oltre che in unità di tempo, può anche essere espresso in termini di fase dell'impulso all'interno del periodo P.

La bontà del fit dei residui con il metodo dei minimi quadrati è definita dalla funzione:

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{N} \left[\frac{\phi_{oss}(t_i) - n_i}{\sigma_i / P} \right]^2 \tag{2.15}$$

dove $\phi_{oss}(t_i)$ è la fase di arrivo di un impulso osservato al tempo t_i, n_i è il numero intero corrispondente all'impulso predetto più vicino al TOA dell'impulso osservato, N è il numero totale di $TOAs$, σ_i è lo scarto quadratico medio del rumore, e P è il periodo. Minimizzando la funzione χ^2 si ottiene la miglior stima dei parametri del modello. Questo processo è noto con il nome di *connessione di fase*, poiché assicura l'assenza di ambiguità nella numerazione degli impulsi.

Dall'esame della (2.7) si nota come un errore nella stima di f produca dei residui temporali che crescono (f sovrastimato) o decrescono (f sottostimato) linearmente nel tempo (figura 2.6).

Una imprecisione su $\dot{f}$ si traduce invece in un andamento parabolico dei residui, avente concavità rivolta verso l'alto se $\dot{f}$ è sovrastimato, o verso il basso se $\dot{f}$ è sottostimato (figura 2.7).

Nel caso in cui sia disponibile una serie di $TOAs$ su un arco di almeno

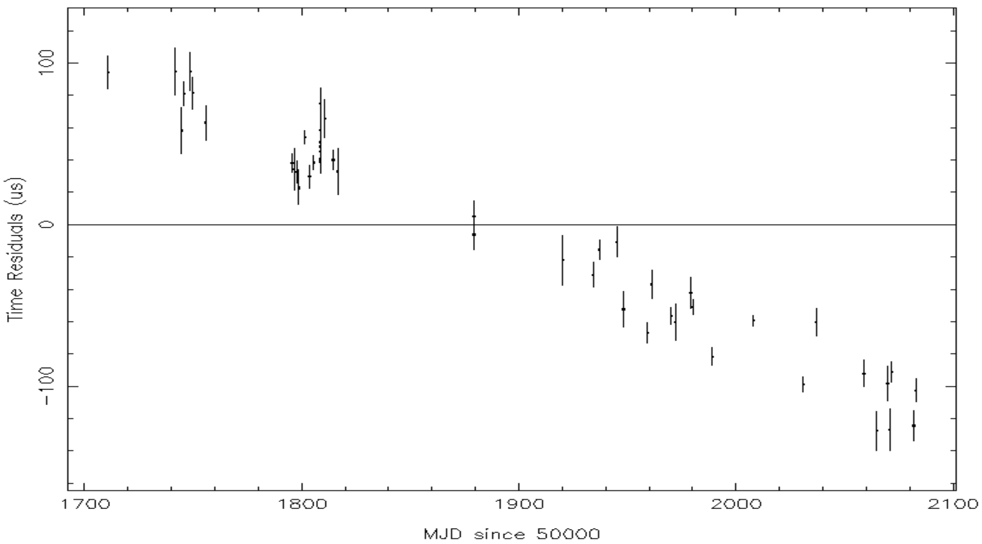

Figura 2.6: Andamento dei residui temporali con f sottostimato.

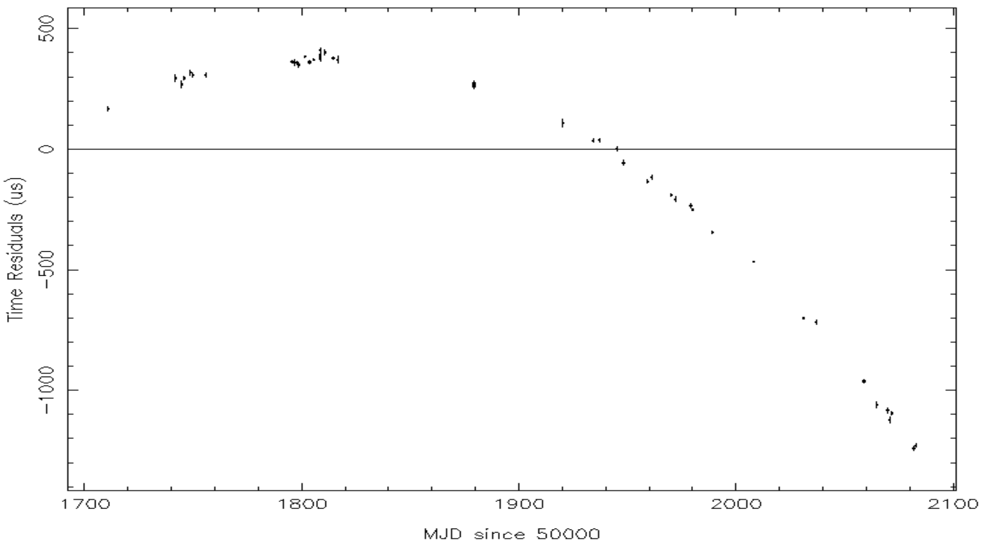

Figura 2.7: Andamento dei residui temporali con $\dot{f}$ sottostimato.

un anno, è possibile eseguire misure molto accurate della posizione della sorgente. Dall'equazione (2.8), un errore nella posizione darà come risultato un andamento sinusoidale dei residui con periodicità annuale (figura 2.8). In tal caso, infatti, i residui rappresentano l'errore sulla determinazione dell'intervallo di tempo δt necessario a un fronte d'onda per coprire la distanza $\delta d = \mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{n}}$ (vedi equazione (2.9) e figura 2.5). Questo metodo ha il grande vantaggio di fornire coordinate celesti *assolute*, cioè indipendenti da calibrazioni o puntamenti dello strumento di misura (ovviamente l'accuratezza con cui si determina la posizione è comunque limitata dalle precisioni con cui si conoscono le effemeridi del sistema solare e con cui si determinano i *TOAs* degli impulsi).

Se i *TOAs* coprono un arco di tempo di alcuni anni è inoltre possibile stimare il moto proprio della pulsar. In tal caso i residui mostrano un andamento sinusoidale di periodo annuale e ampiezza crescente, a causa della combinazione del moto di rivoluzione della Terra e dello spostamento intrinseco della pulsar (figura 2.9).

In entrambi i casi, i residui osservati potranno essere fittati da una funzione del tipo:

$$R = R_0 - \frac{t_i}{f}\,[\Delta f + \frac{1}{2}\Delta\dot{f}\;t_i] + A(t_i)[\Delta\alpha + \mu_\alpha\,t_i] + B(t_i)[\Delta\delta + \mu_\delta\,t_i] \qquad (2.16)$$

dove R_0 è il residuo non corretto per la posizione e il moto proprio; Δf,$\Delta\dot{f}$, $\Delta\alpha$ e $\Delta\delta$ rappresentano, rispettivamente, le correzioni a f, $\dot{f}$, $\Delta\alpha$ e $\Delta\delta$, che saranno determinate tramite il fit. I coefficienti $A(t_i)$ e $B(t_i)$, responsabili dell'andamento sinusoidale nel tempo, sono dati dalle relazioni:

$$A(t_i) = \frac{r_\oplus}{c}\cos\delta_\oplus\cos\delta\sin\left(\alpha - \alpha_\oplus\right) \qquad (2.17)$$

$$B(t_i) = \frac{r_\oplus}{c}\left[\cos\delta_\oplus\sin\delta\cos\left(\alpha - \alpha_\oplus\right) - \sin\delta_\oplus\cos\delta\right] \qquad (2.18)$$

dove (α, δ) e $(\alpha_\oplus, \delta_\oplus)$ sono, rispettivamente, le coordinate della pulsar e della Terra riferite al 1950 e al baricentro del sistema solare; $r_\oplus$ è la distanza tra la Terra e il baricentro (Manchester & Taylor, 1977).

Inoltre, se la pulsar fa parte di un sistema binario, si potranno anche individuare andamenti caratteristici dei parametri kepleriani e post-kepleriani che definiscono l'orbita (gli andamenti dei residui al variare dei parametri orbitali sono simulati in figura 2.10).

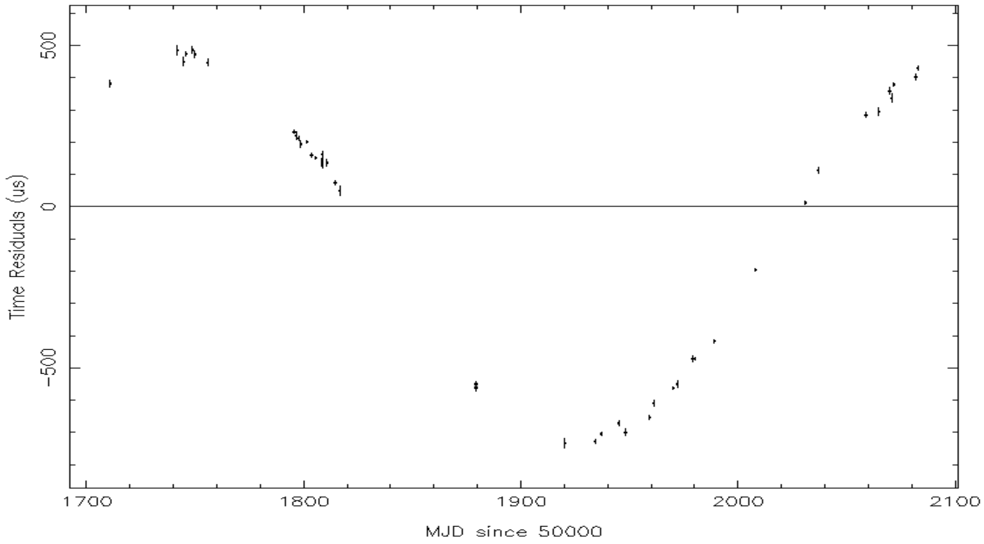

Figura 2.8: Andamento dei residui temporali con un errore in Ascensione Retta e Declinazione.

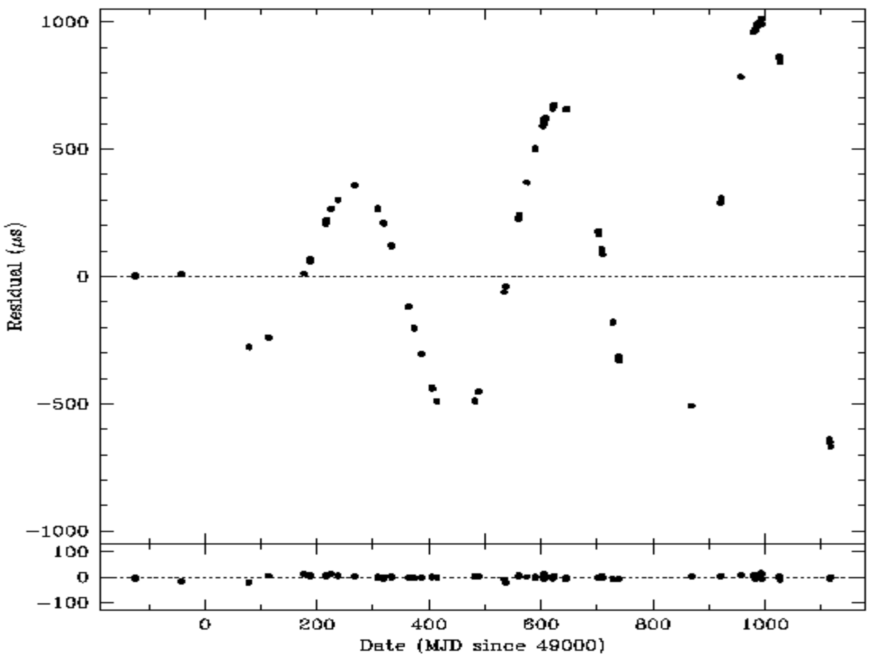

Figura 2.9: Andamento dei residui temporali con un errore nella stima del moto proprio.

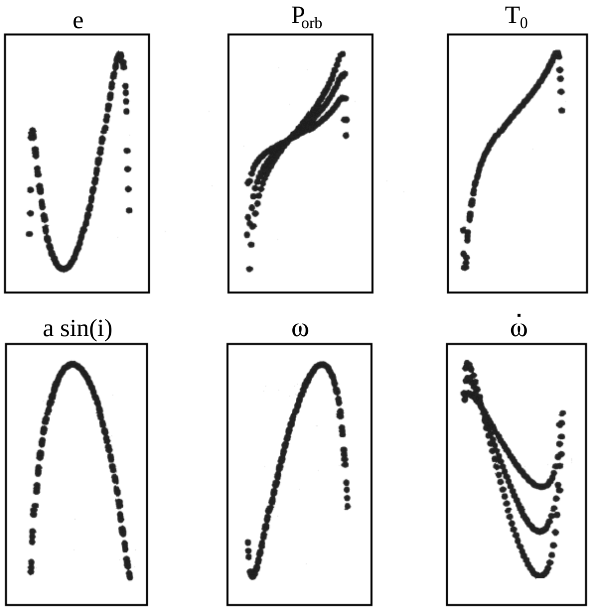

Figura 2.10: Simulazione dell'andamento dei residui temporali con un errore nella stima di alcuni parametri orbitali. (Kaspi, 1994)

Fittando gli andamenti sopra esposti si genera un progressivo raffinamento del modello, che sarà corretto quando sarà in grado di prevedere la fase (o il tempo) di arrivo di un impulso a qualunque istante futuro (in tal caso i residui si disporranno casualmente attorno allo zero).

Nella pratica, ovviamente, è tutto più complicato, poiché si avrà a che fare con una combinazione dei suddetti effetti. In particolare risulta difficile distinguere gli andamenti caratteristici degli errori in $\dot{f}$ e in posizione su tempi dell'ordine dei mesi, a causa della somiglianza tra, rispettivamente, un ramo di parabola e un ramo di sinusoide.

Inoltre, se l'imprecisione nella stima dei parametri del modello è molto grande, si assiste a una interruzione dell'andamento dei residui (figure 2.11(a,b,c)) dovuta alla perdita della connessione di fase, che si verifica quando si commette un errore nella conteggio degli impulsi (cioè quando non si è più in grado di stabilire a quale ciclo si riferiscono i residui calcolati). Al fine di distinguere con facilità gli andamenti sistematici in precedenza citati, è quindi necessario che le osservazioni siano molto ravvicinate, in modo da evitare di incorrere nella perdita della connessione di fase. La figura 2.11(d) fornisce un esempio di come possano disporsi in maniera apparentemente casuale i residui prima di cominciare il *timing*.

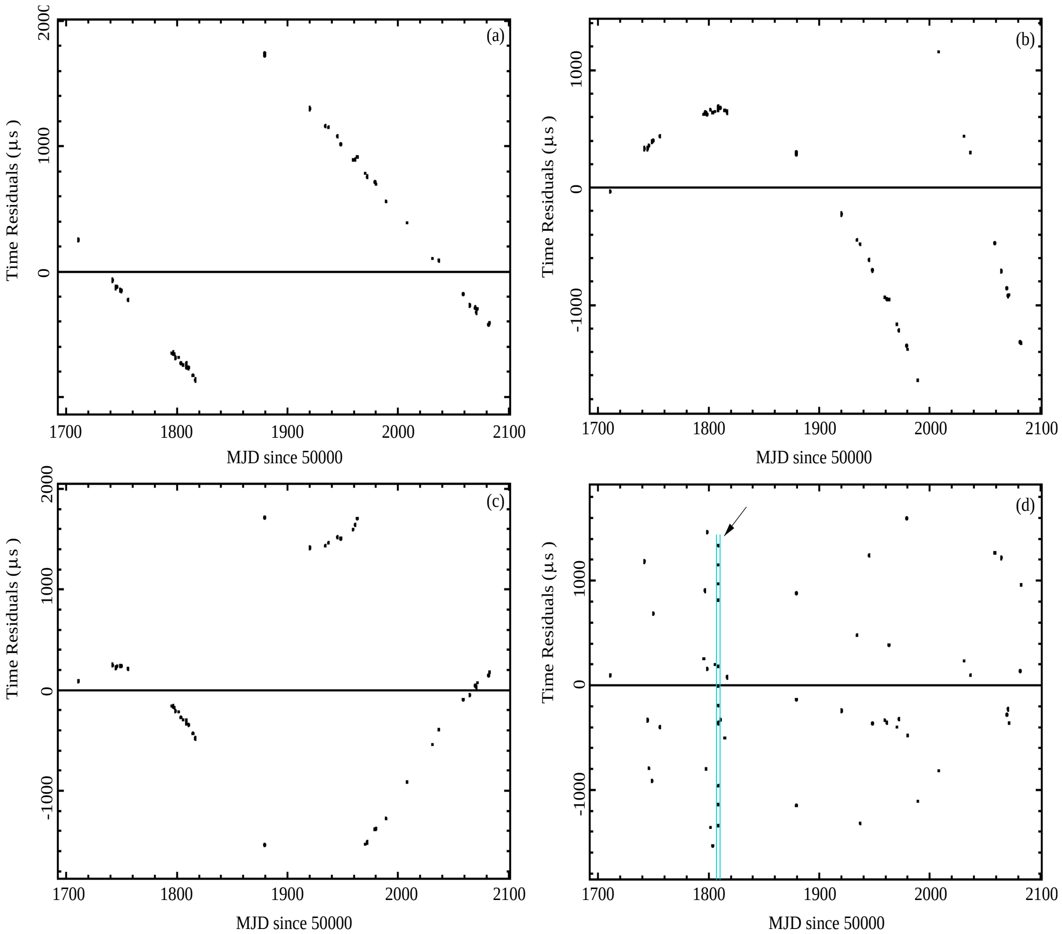

Figura 2.11: Una stima imprecisa di f (a), $\dot{f}$ (b), e della posizione (c) genera una interruzione negli andamenti dei residui. Il riquadro (d) mostra un esempio di come possano disporsi in maniera apparentemente casuale i residui prima di cominciare il fit dei parametri (la freccia indica i residui di un insieme di profili contenuti in una singola osservazione avente alto rapporto segnale/rumore).

Quello appena esposto è uno dei problemi incontrati nello svolgimento del *timing* delle millisecond pulsar oggetto di studio di questa tesi. Esse sono soggette a forte scintillazione, che talvolta le rende inosservabili.

Ciò ha fatto sì che, in alcuni casi, gli intervalli di tempo tra una osservazione e l'altra fossero molto lunghi, rendendo difficoltosa l'individuazione degli andamenti dei residui (il *timing* della PSR J1910-5958B non ha prodotto risultati proprio per il motivo appena esposto).

Una copertura regolare e il più ravvicinata possibile è quindi indispensabile per garantire il successo del *timing*, ma non è necessariamente sufficiente a renderlo più facile. Infatti, un'altra fonte di difficoltà è rappresentata da un eventuale imprecisione nella determinazione dei *TOAs*, che si verifica nel caso in cui l'impulso sia debole o presenti un profilo estremamente largo, variabile o doppio. È il caso della PSR J1911-6000C studiata in questa tesi, che ha richiesto in assoluto più tempo per la determinazione di una soluzione coerente dei residui, nonostante il maggior numero di detezioni nel corso dell'intervallo di osservazione (vedi §3.4).

Una volta individuati gli andamenti e ottenuti i parametri utilizzando il fit, si migliorerà il modello e si ricalcoleranno i residui. Si cercheranno nuovamente comportamenti sistematici, e così via. Il *timing* quindi si articola in un processo iterativo che ha come scopo il progressivo raffinamento del modello.

Un buon fit, e quindi una buona stima dei parametri fisici della pulsar, si ha quando i residui mostrano una distribuzione gaussiana casuale attorno allo zero. Lo scarto quadratico medio (*r.m.s.*), in condizioni ideali, è determinato dalla precisione con cui possono essere misurati i *TOAs*. Questo non avviene per le pulsar giovani, che manifestano imprevedibili irregolarità nella rotazione, provocando andamenti casuali nei residui con ampiezze maggiori delle sole incertezze di misura attese. Questo fenomeno prende il nome di *timing noise* (rumore di *timing*).

Inoltre, le pulsar giovani sperimentano delle improvvise accelerazioni, che si accompagnano ad aumenti della derivata del periodo (vedi figura 2.12). Esse sono note con il nome di *glitches*, e si pensa siano dovuti ad "assestamenti" della struttura della stella di neutroni nelle prime fasi della propria esistenza. Per questi oggetti bisogna adottare dei modelli *ad hoc*, dato che non è ancora stata elaborata una teoria completa che descriva il loro comportamento.

I suddetti effetti possono quindi facilmente condurre ad ambiguità nel

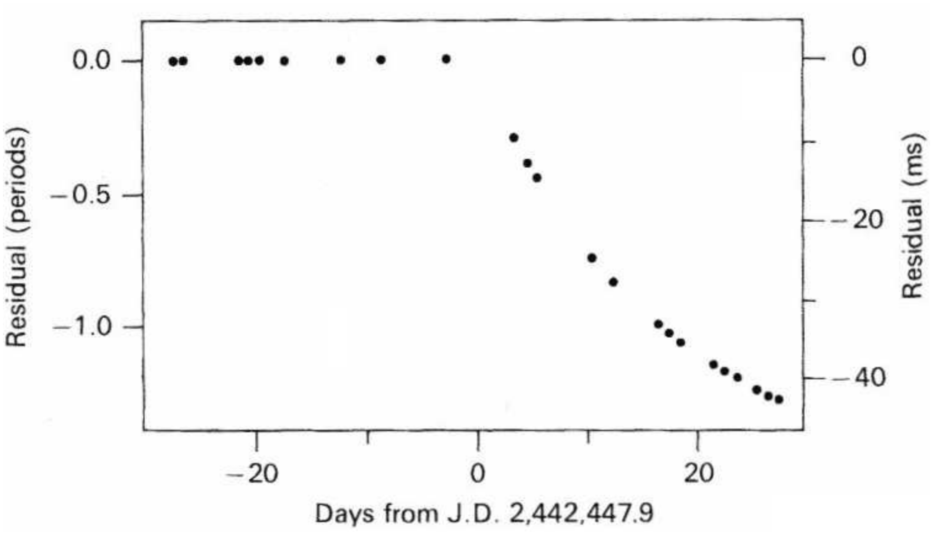

Figura 2.12: Residui temporali per la Crab pulsar in corrispondenza di una discontinuità del periodo. La dipendenza non lineare dal tempo dopo il salto indica un aumento di $\dot{P}$. (Manchester & Taylor, 1977)

conteggio degli impulsi, con conseguente errore nella determinazione dei parametri rotazionali e della posizione della pulsar.

Le millisecond pulsar, invece, non mostrano nessuna irregolarità: esse pulsano regolarmente, in virtù del fatto che, essendo oggetti molto vecchi ($\tau_c \sim 10^{10}$ anni), hanno avuto tutto il tempo si raggiungere uno stato di equilibrio strutturale.

Ciò si riflette in un andamento dei residui molto regolare e con *r.m.s.* contenuto (tipicamente dell'ordine dei $10 \div 20\ \mu$s), a differenza delle pulsar ordinarie in cui l'*r.m.s.* è più elevato ($\gtrsim 100\ \mu$s), poiché non si resce a tenere conto nel fit del *timing noise* e dei *glitches*.

Le millisecond pulsar ruotano quindi indisturbate, e per chi fa il *timing* è relativamente facile elaborare un modello che ne descriva il rallentamento. Inoltre la precisione con cui è possibile determinare i *TOAs* è molto più grande di quella raggiungibile con le pulsar ordinarie. Infatti, pur avendo un *duty cicle* di $\sim 13\%$, contro solo il $\sim 2\%$ delle pulsar ordinarie, le millisecond pulsar sono dotate di maggiore velocità di rotazione, che fa sì che esse abbiano una larghezza del profilo dell'impulso minore rispetto alle pulsar normali. Ciò consente di determinare i *TOAs* con una precisione di $\sim 10\ \mu$s, da uno a tre ordini di grandezza migliore della precisione raggiungibile con le pulsar ordinarie.

Consentendo di prevedere con grandissima precisione l'istante di arrivo di un impulso futuro, le millisecond pulsar possono quindi essere considerate a ragione dei perfetti *orologi cosmici*.

2.5.1 I dati

I dati grezzi relativi alle singole osservazioni, registrati su unità nastro DLT in blocchi da 49792 bytes, sono stati copiati su disco rigido tramite il programma **sc_td**. Esso, oltre al file di dati (estensione .dat), crea anche un file di *header* (estensione .hdr) che riporta le informazioni relative all'osservazione e alla strumentazione utilizzata. Ogni file contiene i segnali delle cinque millisecond pulsar oggetto di questa tesi, poichè il *beam* del ricevitore ha dimensioni confrontabili con le dimensioni dell'ammasso globulare NGC 6752. Per ogni file, noti i periodi delle sorgenti, e servendosi del programma **tarch_fbdriver**, sono stati creati cinque files di archivio (estensione .ar) contenenti gli impulsi corrispondenti ad ognuna delle millisecond pulsar. Visti i tempi necessari alla creazione dei cinque files di archivio da una singola osservazione (mediamente circa un giorno, per un totale di 95 osservazioni), è stato necessario automatizzare il processo tramite lo script **splitAR.csh** riportato in appendice A. Una volta creati i files di archivio, si è proceduto alla determinazione dei profili integrati e dei relativi *TOAs* utilizzando il programma **treduce**. Infine, tramite il programma **psrclock** (interfaccia grafica del programma **tempo**), sono stati analizzati i residui temporali in cerca degli andamenti sistematici e si è eseguito il fit col metodo dei minimi quadrati per correggere le imprecisioni nei parametri contenuti nel modello della pulsar in esame (il manuale dei programmi **psrclock** e **tempo** è disponibile sul sito internet http://www.jb.man.ac.uk/~pulsar/psrclock.html).

Capitolo 3

NGC 6752 e le sue millisecond pulsar

3.1 L'ammasso globulare NGC 6752

NGC 6752 (figura 3.1) è un ammasso globulare di tipo *post-core collapse* (vedi §1.5) caratterizzato da una evidente segregazione di massa (Ferraro et al., 1997).

La percentuale di stelle binarie in sequenza principale è del 15% ÷ 38% all'interno del raggio del nucleo (< 11 arcsec), e scende a circa il 16% al di fuori di quest'ultimo (Rubenstein & Baylin, 1997).

Il satellite CHANDRA ha inoltre evidenziato che NGC 6752 contiene numerose sorgenti X. Il confronto con i dati X verrà affrontato nel paragrafo §4.2.2.

La sua distanza è nota con buona precisione: 4.1 ± 0.2 kpc (Renzini et al., 1996). I parametri fisici di NGC 6752 sono riassunti in tabella 3.1.

Nel corso della survey che si sta tuttora effettuando al radiotelescopio australiano da 64 metri di Parkes, è stata scoperta la pulsar binaria PSR J1911-5958A, avente periodo di 3.26 ms (D'Amico et al., 2001). L'amplificazione del segnale dovuta alla scintillazione, e una approssimativa conoscenza iniziale della misura di dispersione ($DM \simeq 34$ cm^{-3} pc), hanno consentito l'individuazione di altre quattro millisecond pulsar isolate, con periodi compresi nell'intervallo 4.6 ÷ 9.0 ms. Le osservazioni di NGC 6752 utilizzate in questa tesi coprono un arco temporale di circa anno (dal 15 Giugno 2000 al 22 Giugno 2001).

In tabella 3.1 sono riportate tre grandezze tipiche degli ammassi globulari: r_{core}, $r_{half-mass}$, ed r_{tidal}. Il *raggio di core* (r_{core}) è un fattore di scala utilizzato

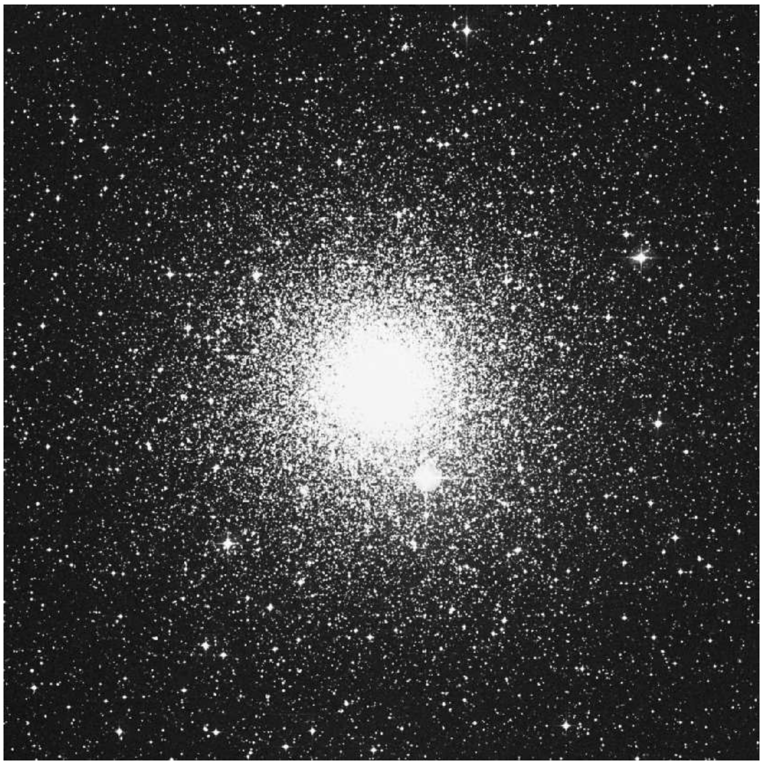

Figura 3.1: L'ammasso globulare NGC 6752.

NGC 6752		
Ascensione Retta, α (J2000)	$19^h\ 10^m\ 51^s.8$	[5]
Declinazione, δ (J2000)	$-59^o\ 58'55''$	[5]
Longitudine galattica, l	$336^o.50$	[9]
Latitudine galattica, b	$-25^o.63$	[9]
Distanza (kpc)	4.1(2)	[21]
Misura di Dispersione, DM (cm^{-3} pc)	34	
Altezza sul piano galattico, z (kpc)	-1.7	[5]
Logaritmo della Luminosità, Log L_0 ($\mathrm{L}_\odot$ pc^3)	4.91	[5]
Concentrazione centrale, Log $\frac{\mathrm{r}_{tidal}}{\mathrm{r}_{core}}$	2.50	[9]
Raggio del *core*, r_{core} (arcmin)	0.17	[9]
Raggio a metà massa, $\mathrm{r}_{half-mass}$ (arcmin)	2.34	[9]
Raggio *mareale*, r_{tidal} (arcmin)	55.34	[9]

Tabella 3.1: Principali parametri fisici dell'ammasso globulare NGC 6752. [5](D'Amico et al., 2001); [21](Renzini et al., 1996); [9](Harris, 1996).

nel modello di King (1962), e indica il raggio al quale la densità numerica di stelle è la metà di quella centrale. Il *raggio di metà massa* ($r_{half-mass}$) definisce la circonferenza che racchiude la metà della massa totale dell'ammasso. Infine, il *raggio mareale* (r_{tidal}), anche detto *raggio limite*, è la distanza alla quale il profilo di brillanza del modello di King si annulla; esso coincide anche con la distanza a cui un oggetto non risente più dell'influenza gravitazionale dell'ammasso.

Per ciascuna delle millisecond pulsar studiate sono state effettuate in totale 95 osservazioni. La più lunga di esse, di 9.8 ore e condotta all'epoca 520717.7 MJD, è stata utilizzata anche al fine di determinare i tempi scala della scintillazione diffrattiva. In conclusione di ogni paragrafo relativo a ciascuna millisecond pulsar, verrà presa in esame la suddetta osservazione per visualizzare come è variata la densità di flusso (figura 3.24, pagina 81) osservata in diversi sottointervalli dell'osservazione. Viene anche riportata la distribuzione del numero di detezioni in funzione del rapporto segnale/rumore normalizzato a un'ora (figura 3.25, pagina 82) al fine di comparare osservazioni compiute a tempi diversi. La normalizzazione a un'ora è resa necessaria dalla differente durata delle singole osservazioni.

3.2 PSR J1911-5958A

3.2.1 Il timing

La PSR J1911-5958A è l'unica delle cinque millisecond pulsar studiate in questa tesi a far parte di un sistema binario. Ciò, se da una parte contribuisce a rendere questo oggetto molto interessante, dall'altra ne complica il *timing*, poichè i tempi di arrivo degli impulsi sono modulati dal moto orbitale della stella di neutroni attorno alla stella compagna. Inoltre, come già detto in precedenza, l'ammasso globulare NGC 6752 mostra una marcata scintillazione, che talvolta attenua il segnale fino a farlo sparire del tutto. Tuttavia le 44 detezioni sono state sufficienti a trovare una soluzione coerente (cioè una stima corretta dell'insieme di parametri rotazionali e posizionali che ci consentono di prevedere i tempi di arrivo dell'impulso in un generico istante futuro).

In figura 3.2 sono riportati alcuni dei profili integrati utilizzati per il calcolo dei *TOAs* (il profilo standard è evidenziato nel riquadro).

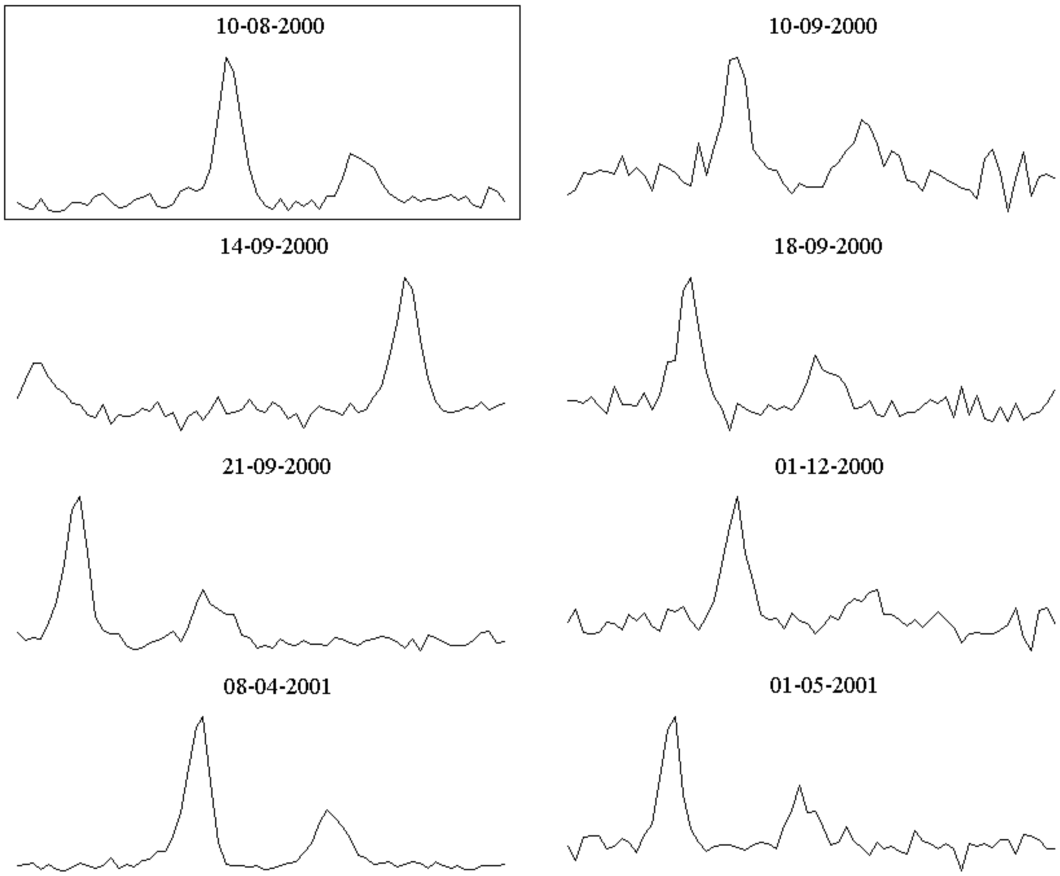

Figura 3.2: Profilo standard (nel riquadro) e alcuni dei migliori profili integrati della pulsar PSR J1911-5958A.

Dall'esame dei profili risulta evidente la presenza di un *interpulso* (impulso secondario, di minore intensità e distinto dall'impulso principale), avente intensità circa tre volte inferiore rispetto a quella dell'impulso principale. La presenza di una seconda struttura può essere interpretata invocando i modelli *Core and Cone* e *Patchy Beam* illustrati nel paragrafo §1.2.4. Sembra improbabile che essa possa essere dovuta a un effetto geometrico, cioè ad un angolo di inclinazione tra asse di rotazione e asse magnetico prossimo ai 90^o; in tal caso riceveremmo infatti emissione da parte di entrambi i coni, ma ci si aspetterebbe che impulso principale ed interpulso fossero sfasati di circa 180^o, a differenza dei circa 100^o osservati.

La tabella 3.2 riassume le caratteristiche fisiche e orbitali della PSR J1911-5958A, ottenute fittando con il metodo dei minimi quadrati un modello kepleriano per il sistema binario (§2.2).

PSR J1911-5958A	
Ascensione Retta, α (J2000)	$19^h\,11^m\,42^s.7347(4)$
Declinazione, δ (J2000)	$-59^o\,58'\,26''.704(8)$
Longitudine galattica, l	336.53
Latitudine galattica, b	-25.73
Periodo, P (ms)	3.266186570611(6)
Derivata del periodo, $\dot{P}$ (10^{-20})	2.38(7)
Epoca di riferimento (MJD)	51808.7075
Misura di Dispersione, DM (cm^{-3} pc)	33.52(10)
Periodo orbitale, P_{orb} (days)	0.837113464(2)
Semiasse maggiore proiettato, $a \sin i$ (light-s)	1.206039(3)
Epoca del passaggio al periastro, T_0 (MJD)	51808.74(7)
Funzione di Massa ($M_\odot$)	0.00268781(2)
Epoca di inizio delle osservazioni (MJD)	51710.837
Epoca della fine delle osservazioni (MJD)	52082.819
Frequenza centrale della banda di osservazione (MHz)	1390.0
Duty cycle (50%)	6%
r.m.s. dei residui (μs)	14.077
Numero di *TOAs* utilizzati	54
Campo magnetico, B (Gauss)	$2.8 \cdot 10^8$
Età caratteristica, τ_c (yrs)	$2.2 \cdot 10^9$

Tabella 3.2: Parametri fisici e orbitali della PSR J1911-5958A (i numeri tra parentesi sono gli errori riferiti all'ultima cifra decimale).

I valori di B e τ_c sono calcolati facendo uso, rispettivamente, della (1.13) e della (1.17).

L'andamento dei residui temporali post-fit in funzione dell'epoca di osservazione è mostrato in figura 3.3. Come spiegato ne paragrafo §2.5, si nota che i residui si dispongono casualmente attorno al valore medio zero. La morfologia del profilo della J1911-5958A (*duty cycle* di $\sim$ 6% al 50% dell'altezza del picco) ha permesso una precisa determinazione dei $TOAs$, che ha contribuito alla bontà del fit dei residui ($r.m.s.$ di soli 14 μs).

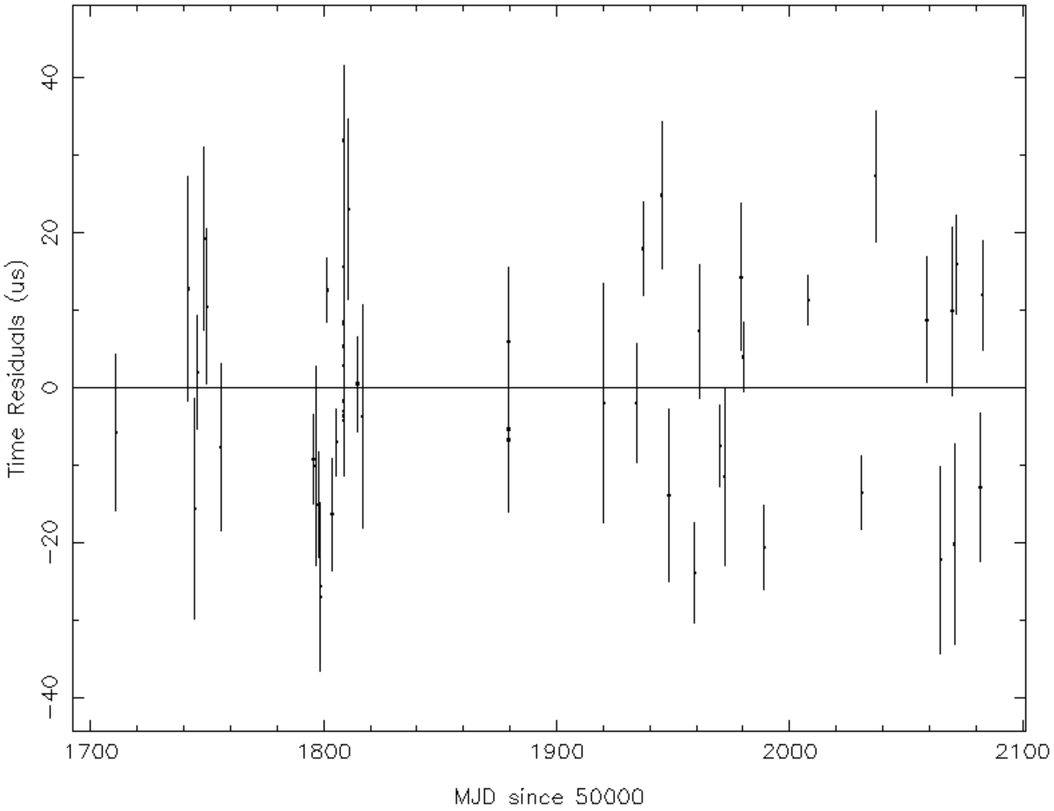

Figura 3.3: Andamento post-fit dei residui temporali (μs) in funzione dell'Epoca (MJD) per la PSR J1911-5958A.

La PSR J1911-5958A fa parte di un sistema binario stretto, con periodo orbitale di circa 20 ore, e semiasse maggiore proiettato (assumendo $e \simeq 0$) di circa 1.2 secondi-luce, corrispondenti a circa 360000 km.

Una funzione di massa di $\sim$ 0.0027 e una massa mediana di $\sim$ 0.2166 (calcolata assumendo $i = 60^o$ e $M_{NS} = 1.4 M_\odot$) inducono a pensare che la stella compagna sia una nana bianca di elio. Si tratta quindi di un sistema che è il tipico risultato dell'evoluzione di una binaria X di piccola massa ($LMXB$), cioè il prototipo fra i sistemi che si pensa diano origine alle millisecond pulsar (le caratteristiche delle $LMXB$ sono state illustrate nel paragrafo §1.4.2, ove è stata descritta anche la loro evoluzione fino alla formazione della millisecond pulsar).

Ciò che rende peculiare questo oggetto è piuttosto la posizione relativa al centro dell'ammasso globulare a cui appartiene, o, più precisamente, a cui è associata. Infatti, dall'esame di figura 4.1, si nota come la pulsar giaccia ben al di fuori del nucleo di NGC 6752, a 6.4 arcmin dal centro (~ 37 r$_{core}$). Tra le millisecond pulsar contenute in ammassi globulari, essa è in assoluto la più esterna. Per dare una spiegazione della sua posizione decentrata possiamo illustrare due possibili scenari.

Alla luce della posizione dell'oggetto non si può escludere che la sua appartenenza ad NGC 6752 sia un effetto di proiezione, e che in realtà essa sia una semplice millisecond pulsar di campo. In effetti, il fatto che l'ammasso abbia un'alta latitudine galattica ($b = -25^o.63$), fa sì che la misura di dispersione cambi poco al variare della distanza (si veda in proposito figura 1.11). Potrebbe quindi essere una coincidenza il fatto che la misura di dispersione trovata per questa pulsar (la prima individuata nel corso della survey) abbia poi portato a scoprire le altre quattro millisecond pulsar contenute in NGC 6752.

L'altra ipotesi è che la PSR J1911-5958A abbia subito una interazione gravitazionale con altre stelle nel *core* dell'ammasso. Il rinculo ricevuto da questa interazione deve essere stato tanto grande da permetterle di giungere fino alla periferia dell'ammasso ed, eventualmente, ad eiettarla definitivamente (le velocità di fuga tipiche degli ammassi globulari sono dell'ordine di ~ 30 km s^{-1}). In tal caso saremmo stati molto fortunati, poichè la probabilità di osservare oggetti in questa fase è molto bassa a causa dei brevi tempi scala che caratterizzano questi avvenimenti ($10^6 \div 10^7$ anni). Sarà quindi molto interessante proseguire ancora per qualche anno le osservazioni di questo oggetto, al fine di determinarne il moto proprio tramite il *timing*; esso permetterà di sapere in che direzione si muove la pulsar, e consentirà quindi, nota la velocità di fuga di NGC 6752, di stabilire se essa è stata espulsa o se ha soltanto una traiettoria fortemente elongata che l'ha portata nella sua attuale posizione.

3.2.2 La scintillazione

Le osservazioni dell'ammasso globulare NGC 6752 hanno coperto un arco temporale di circa un anno. In figura 3.4 sono mostrate le epoche di osservazione e i relativi rapporti segnale/rumore normalizzati a un'ora (la normalizzazione è resa necessaria dal fatto che le osservazioni non hanno la stessa durata).

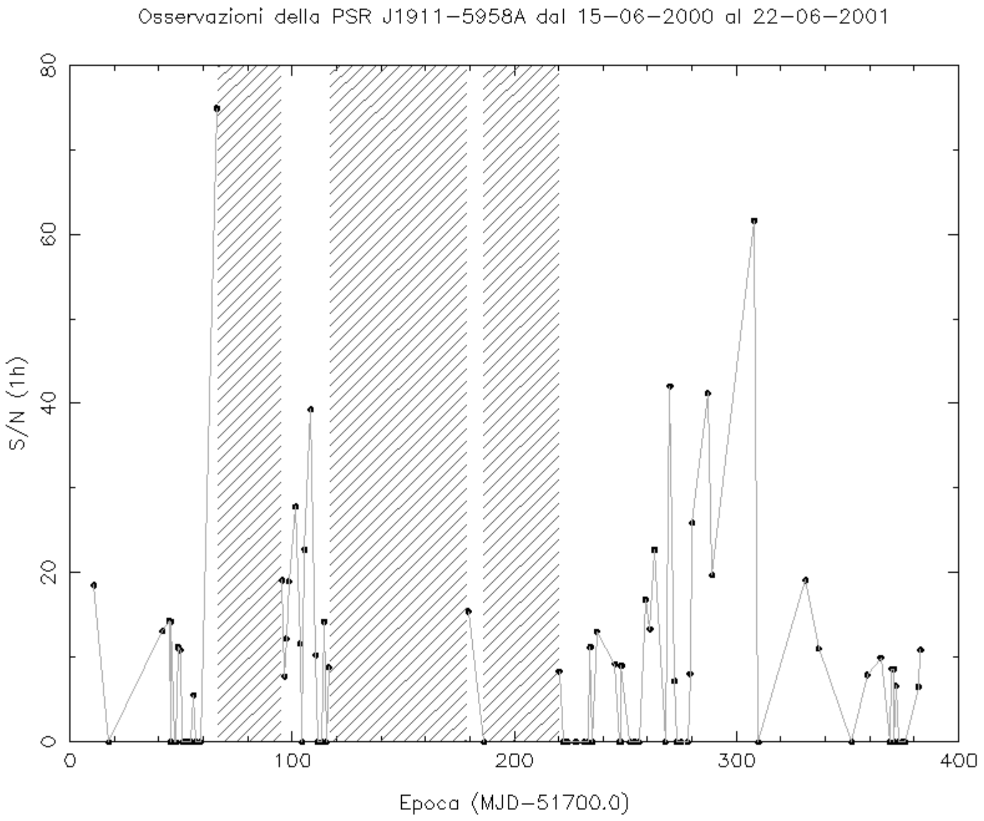

Figura 3.4: Distribuzione delle osservazioni per la PSR J1911-5958A su circa un anno e relativi rapporti segnale/rumore normalizzati a un'ora. Le zone tratteggiate indicano assenza di osservazioni per un periodo superiore a un mese.

Si noti come il campionamento non uniforme renda più difficoltoso estrarre informazioni sui tempi scala della scintillazione a cui la pulsar è soggetta. Si è cercato di aggirare il problema ricorrendo a una media mobile dei dati. Essa (programma realizzato in Fortran77 con l'ausilio del pacchetto grafico PGPLOT, riportato in Appendice B) è stata eseguita scegliendo un intervallo temporale di 30 giorni su cui mediare i rapporti segnale/rumore normalizzati a un'ora delle osservazioni condotte in quel periodo. Il procedimento è stato ripetuto spostando con passo di 5 giorni l'intervallo temporale fino a coprire l'intero arco di osservazioni (un anno).

Questo metodo ha il vantaggio di evidenziare l'andamento medio del flusso al variare del tempo aggirando il problema del campionamento non uniforme

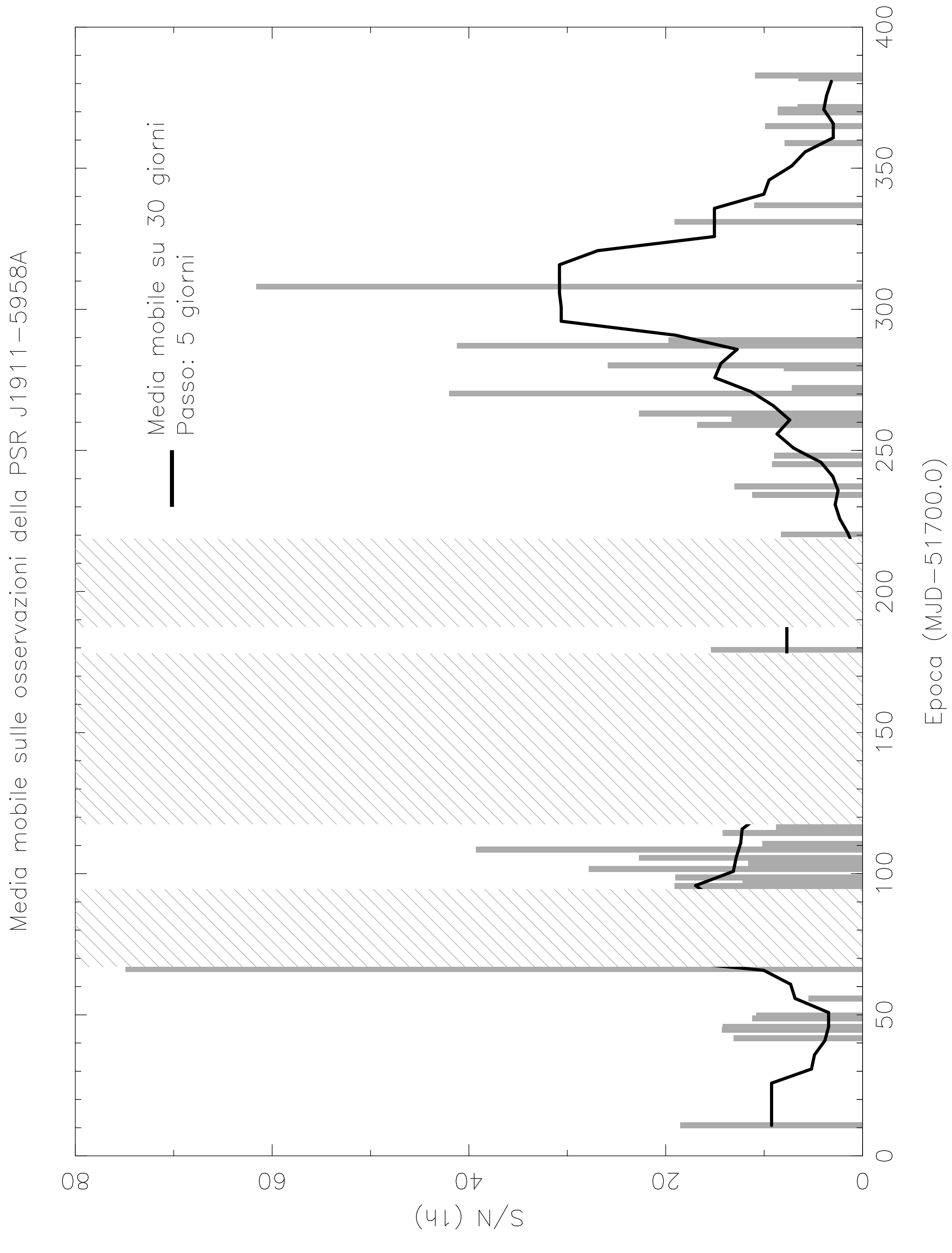

Figura 3.5: Media mobile eseguita sulle osservazioni della PSR J1911-5958A. Le zone tratteggiate indicano assenza di osservazioni per un periodo superiore a un mese.

delle osservazioni. Il risultato della media mobile è la linea scura riportata in figura 3.5. Si nota nettamente una diminuzione e una risalita del numero di detezioni nel periodo che va da Gennaio a Giugno del 2001 ($51920 \div 52080$ MJD). Si ipotizza quindi un tempo scala di circa 200 giorni per la scintillazione rifrattiva.

Per ciò che riguarda la scintillazione diffrattiva, i cui tempi scala sono molto più brevi, risulta interessante prendere in esame l'osservazione più lunga effettuata (quasi 10 ore), per vedere se c'è una variazione dell'intensità del segnale. In figura 3.6 è visualizzata la suddetta osservazione: ogni riga mostra in scala di grigio una sottointegrazione da circa un minuto, su un totale di 600 (i toni scuri corrispondono ai picchi di intensità del profilo della pulsar). Si nota un aumento dell'intensità del profilo col passare del tempo, che tuttavia non raggiunge un massimo relativo entro la finestra osservativa. Possiamo quindi solamente stimare un limite inferiore per il tempo scala della scintillazione diffrattiva di circa 10 ore.

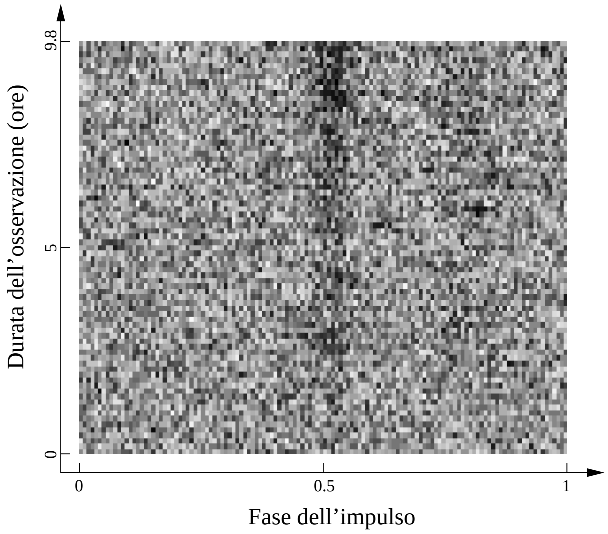

Figura 3.6: Osservazione della PSR J1911-5958A condotta all'epoca 52071.7, della durata di 9.8 ore. Ogni riga rappresenta una sottointegrazione della durata di circa un minuto. I toni scuri corrispondono alle zone del profilo di maggiore intensità.

Il riquadro relativo alla PSR J1911-5958A in figura 3.24 evidenzia una densità di flusso media di 0.11 mJy, più bassa di quella delle altre tre millisecond pulsar (la PSR J1910-5958B non era osservabile a causa della scintillazione), il cui valore medio si attesta attorno ai 0.24 mJy.

Infine, il grafico di figura 3.25 corrispondente alla PSR J1911-5958A mostra che il 79% delle detezioni cade entro un rapporto segnale/rumore normalizzato pari a 20; il massimo rapporto segnale/rumore normalizzato è di 74.9 .

3.3 PSR J1910-5958B

Purtroppo ci è possibile dire ben poco riguardo a questa pulsar. A causa della scintillazione, essa si è rivelata la più elusiva delle cinque studiate in questa tesi, con solo 9 detezioni (figura 3.7). Ciò ne ha reso impossibile il *timing*.

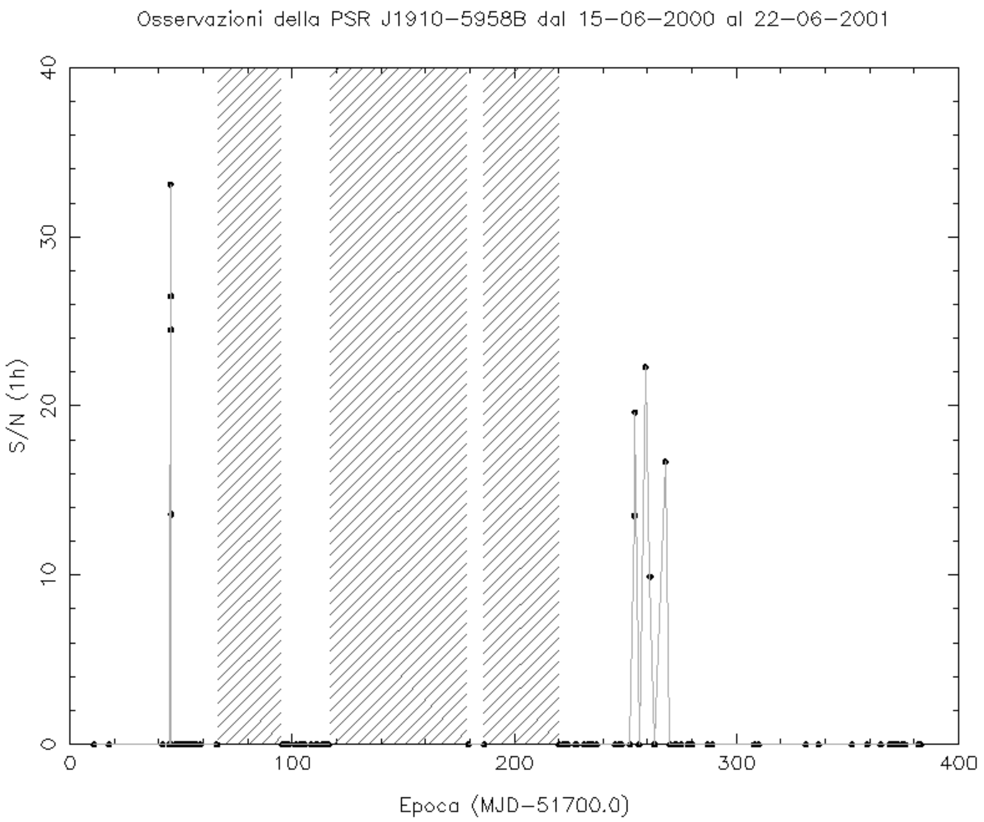

Figura 3.7: Distribuzione delle osservazioni per la PSR J1910-5958B su circa un anno e relativi rapporti segnale/rumore. Le zone tratteggiate indicano assenza di osservazioni per un periodo superiore a un mese.

In figura 3.8 sono mostrati i profili delle nove detezioni. Il *duty cycle* al 50% dell'altezza per il profilo standard è dell'8%.

Si noti come i primi quattro profili siano stati rivelati nello stesso giorno, mentre i restanti cinque nell'arco di due settimane. Considerando che le osservazioni hanno coperto un arco di un anno, risulta evidente quanto questo oggetto vada incontro a forte scintillazione; probabilmente non si riuscirà mai a farne il *timing*, anche con osservazioni distribuite nell'arco di diversi anni.

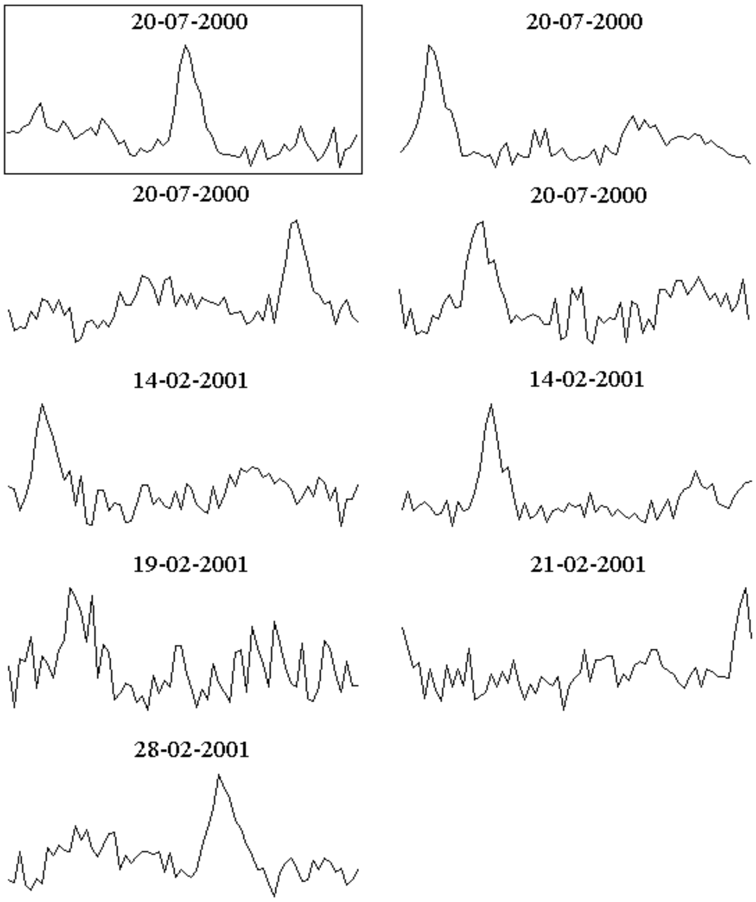

Figura 3.8: Profilo standard (nel riquadro) e profili integrati della pulsar PSR J1910-5958B.

Come per la PSR J1911-5958A, si nota la presenza di un interpulso, la cui presenza trova giustificazione o nella morfologia del cono di emissione, o nella geometria della stella di neutroni (angolo di inclinazione tra asse di rotazione e asse magnetico prossimo ai 90^o): lo sfasamento tra i due picchi, pari a 210^o, è infatti comparabile con mezzo periodo. In tabella 3.3 sono riportati i parametri fisici della PSR J1910-5958B.

Il secondo riquadro di figura 3.25 mostra invece le 9 detezioni in relazione al rapporto segnale/rumore per la PSR J1910-5958B. Il 67% di esse cade entro un rapporto segnale/rumore normalizzato pari a 20. Tuttavia, dato il basso numero di detezioni, ogni conclusione sarebbe poco attendibile, poiché basata su un campione di scarso significato statistico.

PSR J1910-5958B	
Ascensione Retta, α (J2000)	$19^h\,10^m\,51^s.8$
Declinazione, δ (J2000)	$-59^o\,58^{'}55^{''}$
Longitudine galattica, l	336.50
Latitudine galattica, b	-25.63
Periodo, P (ms)	8.357799(1)
Epoca di riferimento (MJD)	51745.512
Misura di Dispersione, DM (cm^{-3} pc)	33.52(10)
Duty cycle (50%)	8%
Numero di $TOAs$ determinati	9
Frequenza centrale della banda di osservazione (MHz)	1390.0

Tabella 3.3: Parametri fisici della PSR J1910-5958B (i numeri tra parentesi sono gli errori riferiti all'ultima cifra decimale). Le coordinate sono quelle del centro dell'ammasso globulare.

3.4 PSR J1911-6000C

3.4.1 Il timing

Il *timing* della PSR J1911-6000C è stato quello che ha presentato maggiori difficoltà, nonostante l'alto numero di detezioni (62). Le osservazioni e i relativi rapporti segnale/rumore normalizzati sono riportati in figura 3.9.

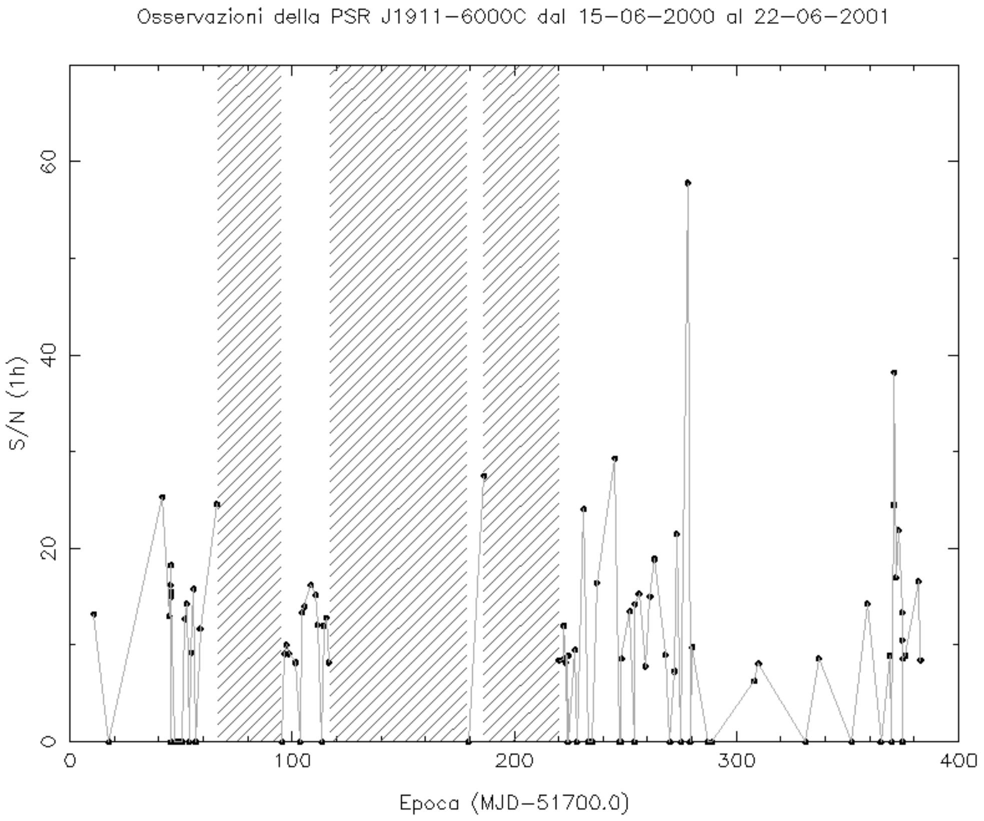

Figura 3.9: Distribuzione delle osservazioni per la PSR J1911-6000C su circa un anno e relativi rapporti segnale/rumore normalizzati a un'ora. Le zone tratteggiate indicano assenza di osservazioni per un periodo superiore a un mese.

In figura 3.10 è mostrato il profilo standard (nel riquadro), insieme ad alcuni tra i migliori profili integrati. La grande larghezza intrinseca dell'impulso (*duty cycle* del 27% al 50% dell'altezza), dovuta alla sua natura a due componenti (non sempre rilevabile), ha fatto sì che la determinazione dei *TOAs* fosse più imprecisa di quanto non lo sia stata per le altre pulsar studiate. Ciò ha causato una marcata dispersione dei residui, che ha complicato notevolmente il *timing*.

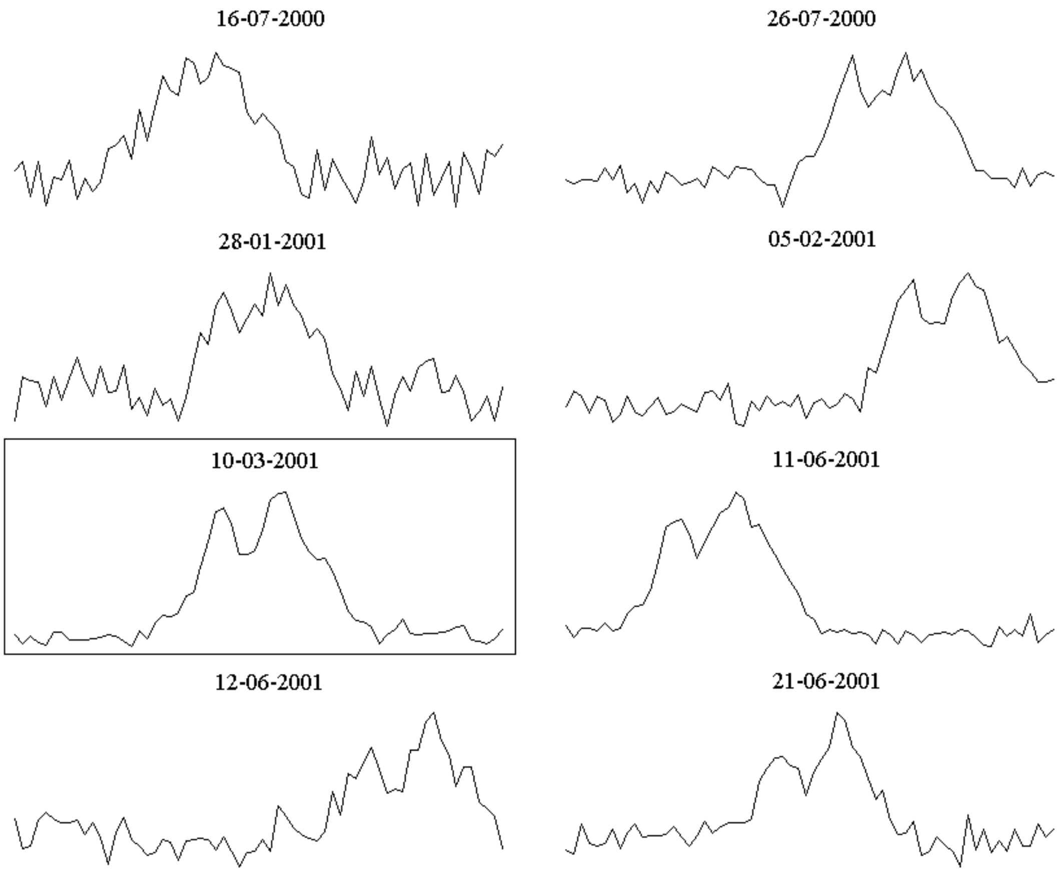

Figura 3.10: Profilo standard (nel riquadro) e profili integrati della pulsar PSR J1911-6000C.

La tabella 3.4 riassume le principali grandezze fisiche che caratterizzano la PSR J1911-6000C.

PSR J1911-6000C	
Ascensione Retta, α (J2000)	$19^h\,11^m\,05^s.556(1)$
Declinazione, δ (J2000)	$-60^o\,00^{'}59^{''}.66(2)$
Longitudine galattica, l	336.46
Latitudine galattica, b	-25.66
Periodo, P (ms)	5.27732693321(4)
Derivata del periodo, $\dot{P}$ (10^{-20})	0.7(3)
Epoca di riferimento (MJD)	51745.5120
Misura di Dispersione, DM (cm^{-3} pc)	33.23(6)
Epoca di inizio delle osservazioni (MJD)	51741.746
Epoca della fine delle osservazioni (MJD)	52081.844
Frequenza centrale della banda di osservazione (MHz)	1390.0
Duty cycle (50%)	27%
r.m.s. dei residui (μs)	49.977
Numero di *TOAs* utilizzati	85

Tabella 3.4: Parametri fisici della PSR J1911-6000C (i numeri tra parentesi sono gli errori riferiti all'ultima cifra decimale).

In figura 3.11 è mostrato l'andamento dei residui temporali post-fit in funzione dell'epoca di osservazione. Nonostante una discreta dispersione ($\sim 50\,\mu$s), le stime dei parametri sono ugualmente molto buone. Ciò è dovuto all'elevato numero di detezioni utilizzabili.

Si noti (tabella 3.4) il valore piuttosto basso della derivata del periodo $\dot{P}$. Per quanto visto nel capitolo 1, sappiamo che tutte le millisecond pulsar rallentano molto lentamente con il passare del tempo. Il fatto che la PSR J1911-6000C mostri un rallentamento praticamente nullo non deve fare pensare che essa abbia velocità di rotazione costante. Il vero valore di $\dot{P}$ è quasi certamente maggiore di quello da noi trovato: ad esso si somma però un contributo (negativo) causato dal moto dell'oggetto nella buca di potenziale dell'ammasso globulare cui appartiene. Siamo quindi in grado di dare soltanto una indicazione di tipo qualitativo sul moto della PSR J1911-6000C: essa si sta avvicinando a noi. Per quanto appena esposto, non siamo in grado di dare una stima attendibile dell'intensità del campo magnetico e dell'età caratteristica.

Ma il vero motivo che rende la PSR J1911-6000C un oggetto molto interessante è il fatto che essa sia, tra le millisecond pulsar contenute in ammassi globulari, la seconda per distanza dal centro dell'ammasso di

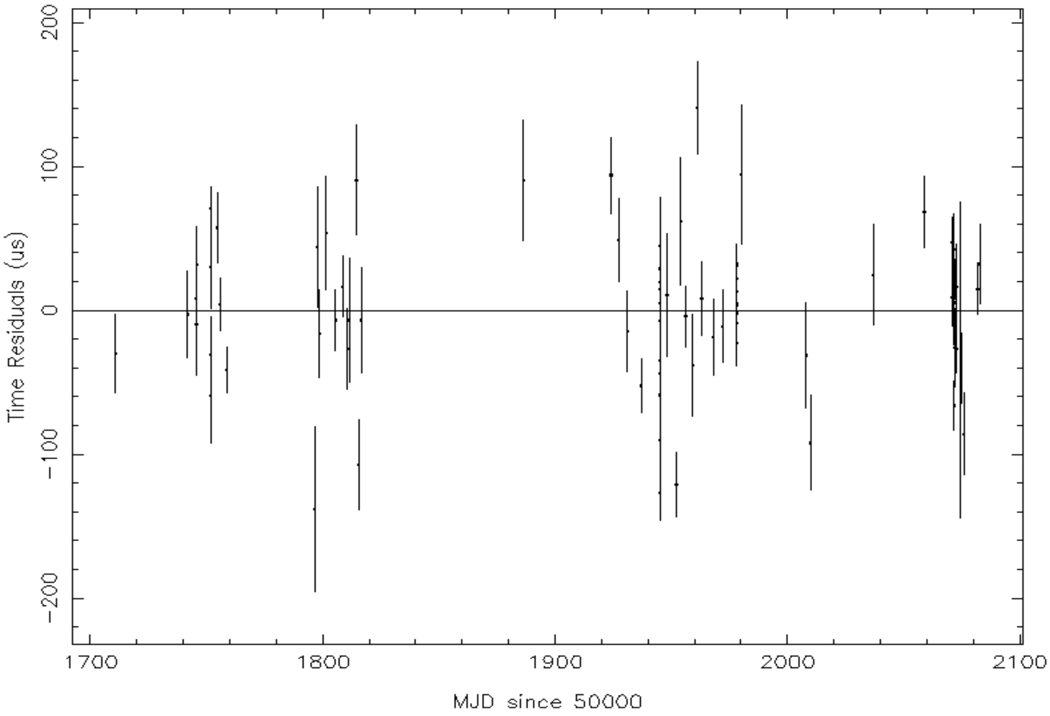

Figura 3.11: Andamento post-fit dei residui temporali in funzione dell'Epoca (MJD) per la PSR J1911-6000C.

appartenenza (la prima è la PSR J1911-5958A). Essa giace a 2.7 arcmin dal centro, equivalenti a circa 16 r_{core}. Anche in questo caso non si può escludere con certezza che la sua presenza nell'ammasso NGC 6752 sia dovuta ad un allineamento puramente "prospettico". Le argomentazioni a sostegno di questa spiegazione, riguardanti la misura di dispersione e l'alta latitudine galattica dell'ammasso, sono le stesse citate nel §3.2.1. Tuttavia la posizione più centrale rispetto alla PSR J1911-5958A e le considerazioni riguardo al basso valore apparente di $\dot{P}$ (implicante un legame gravitazionale diretto dell'ammasso con la pulsar) rendono assai poco probabile la suddetta ipotesi .

Rimane valida, invece, l'ipotesi per la quale la PSR J1911-6000C sia stata accelerata verso le regioni esterne dell'ammasso in seguito ad una interazione gravitazionale con altre stelle del nucleo.

Le osservazioni previste per i prossimi anni permetteranno la determinazione del moto proprio anche di questo oggetto (l'alta frequenza di detezioni ne faciliterà una stima in tempi relativamente brevi, dell'ordine di qualche anno). Ciò consentirà di confermare l'appartenenza all'ammasso, e forse di verificare se essa si avvicina al *core* oppure se ne allontana; in quest'ultimo caso, nota la velocità di fuga di NGC 6752, potremmo capire se essa rimarrà legata o se sarà definitivamente espulsa dall'ammasso.

3.4.2 La scintillazione

Nonostante l'alto numero di detezioni, il campionamento non uniforme e la bassa dispersione nei valori del rapporto segnale/rumore normalizzato, hanno reso impossibile trarre delle conclusioni, anche solo di tipo qualitativo, sui tempi scala della scintillazione rifrattiva a cui la pulsar è soggetta. Come si vede in figura 3.12, infatti, la media mobile eseguita sulle osservazioni mostra un andamento pressoché costante (il metodo con cui è stata realizzata la media mobile è stato illustrato nel paragrafo §3.2.2).

Per valutare i tempi scala della scintillazione diffrattiva possiamo esaminare il grafico in figura 3.13, che mostra l'andamento dell'intensità dell'impulso all'interno delle sottointegrazioni al passare del tempo. Ogni riga mostra in scala di grigio una sottointegrazione da circa un minuto, su un totale di 600 (i toni scuri corrispondono ai picchi di intensità del profilo della pulsar).

Nonostante sia evidente una certa uniformità nell'intensità del segnale, si nota un massimo relativo nelle prime due ore circa di osservazione. Tuttavia non possiamo concludere nulla riguardo ai tempi scala poiché non è evidenziato l'istante di inizio della risalita dell'intensità del segnale. Possiamo solo portare l'attenzione su un particolare: il massimo di intensità cessa abbastanza bruscamente, ma, nonostante ciò, il segnale non scompare e la pulsar rimane osservabile. Questo è in accordo con l'alto numero di detezioni della pulsar.

Il riquadro relativo alla PSR J1911-6000C in figura 3.24 mostra un istogramma piuttosto regolare di forma vagamente maxwelliana, con una densità di flusso media di 0.29 mJy.

Infine, il grafico di figura 3.25 corrispondente alla PSR J1911-6000C mostra che l'84% delle 62 detezioni cade a rapporti segnale/rumore normalizzati minori di 20; il massimo rapporto segnale/rumore normalizzato è di 57.8. Si nota che la diminuzione delle detezioni al crescere del rapporto segnale/rumore appare anche in questo caso molto regolare.

Ciò, oltre a dipendere dalle caratteristiche intrinseche all'emissione della millisecond pulsar, è anche frutto dell'alto numero di dati disponibili, che tende

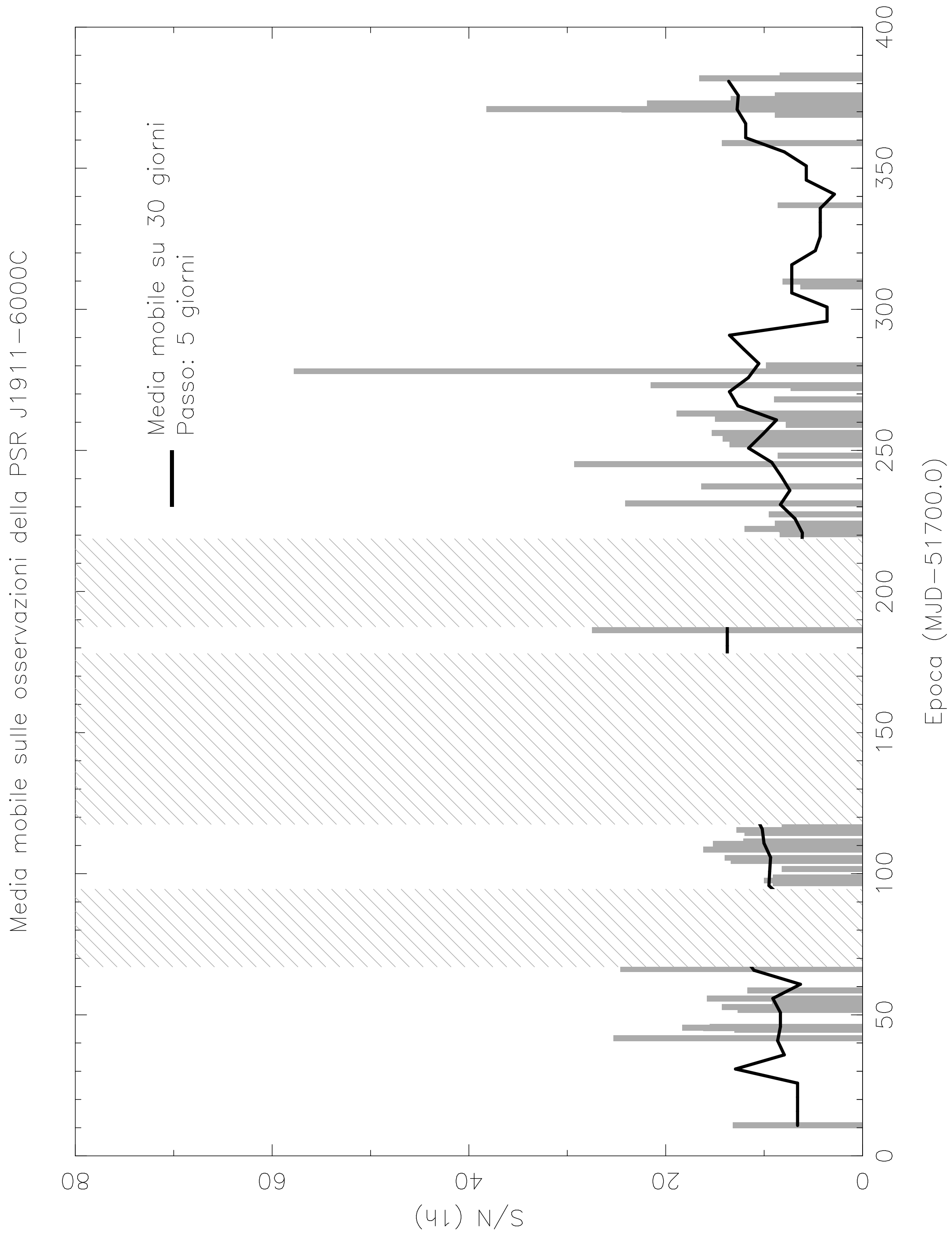

Figura 3.12: Media mobile eseguita sulle osservazioni della PSR J1911-6000C. Le zone tratteggiate indicano assenza di osservazioni per un periodo superiore a un mese.

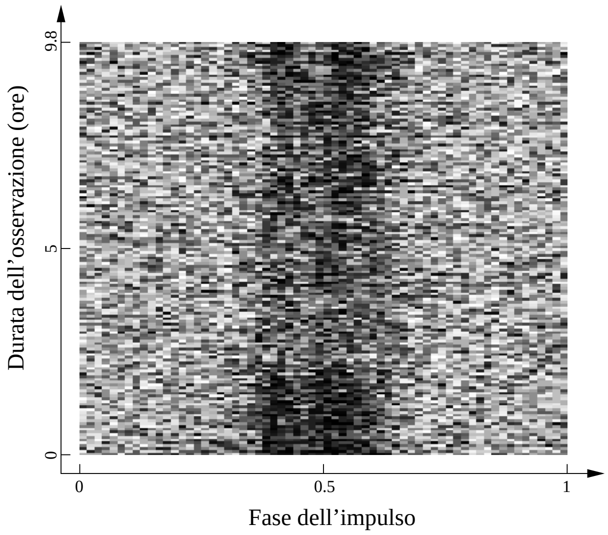

Figura 3.13: Osservazione della PSR J1911-6000C condotta all'epoca 52071.7, della durata di 9.8 ore. Ogni riga rappresenta una sottointegrazione della durata di circa un minuto. I toni scuri corrispondono alle zone del profilo di maggiore intensità.

a smussare le irregolarità che inevitabilmente si creano quando si hanno poche detezioni.

3.5 PSR J1910-5959D

3.5.1 Il timing

La PSR J1910-5959D è una millisecond pulsar soggetta a forte scintillazione. Il basso numero di detezioni (25) è stato il maggior problema incontrato nell'eseguirne il *timing*. Avendo a disposizione pochi *TOAs* è infatti più complicato distinguere gli andamenti sistematici dei residui, e il rischio di confondere due andamenti tra loro simili è molto alto. Per ovviare a questo problema, in alcuni casi siamo stati costretti a determinare due o più *TOAs* all'interno di una singola osservazione, con conseguente perdita di rapporto segnale rumore e, quindi, di precisione nella determinazione dei *TOAs* stessi. In figura 3.14 sono riportate le osservazioni e i relativi rapporti segnale/rumore normalizzati a un'ora.

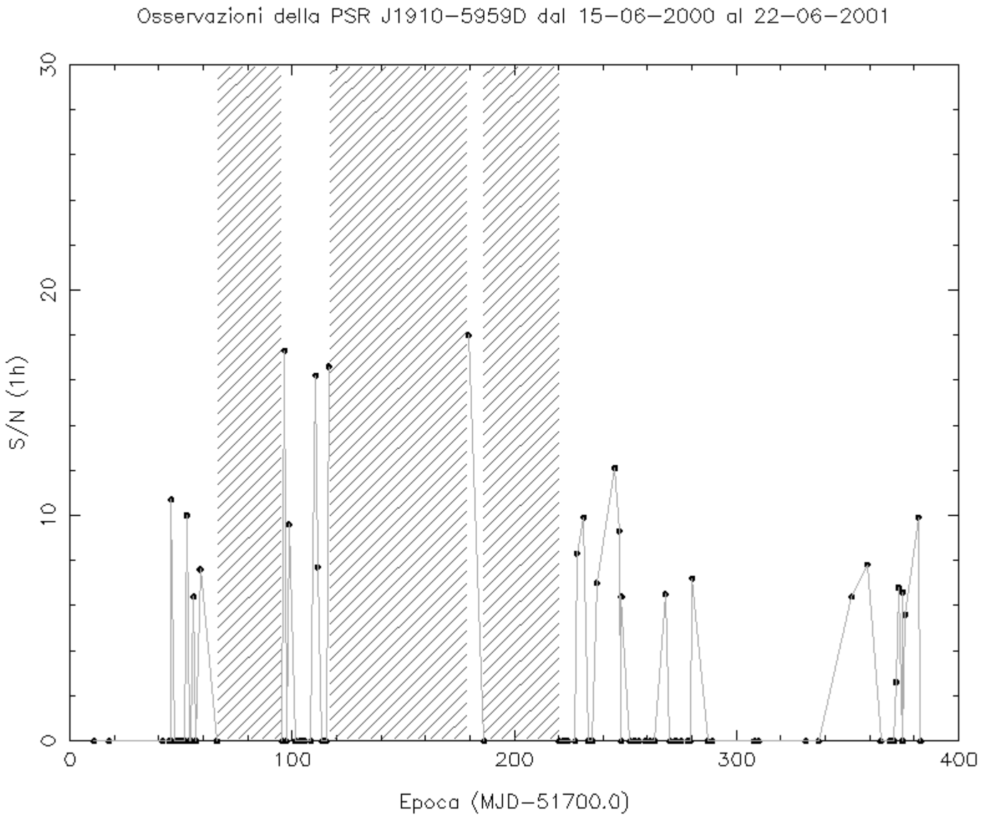

Figura 3.14: Distribuzione delle osservazioni per la PSR J1910-5959D su circa un anno e relativi rapporti segnale/rumore normalizzati a un'ora. Le zone tratteggiate indicano assenza di osservazioni per un periodo superiore a un mese.

In figura 3.15 sono riportati il profilo standard (nel riquadro), ed alcuni tra i migliori profili integrati. La PSR J1910-5959D ha un profilo singolo con *duty cycle* del 9% (al 50% di altezza dell'impulso), abbastanza tipico per le millisecond pulsar.

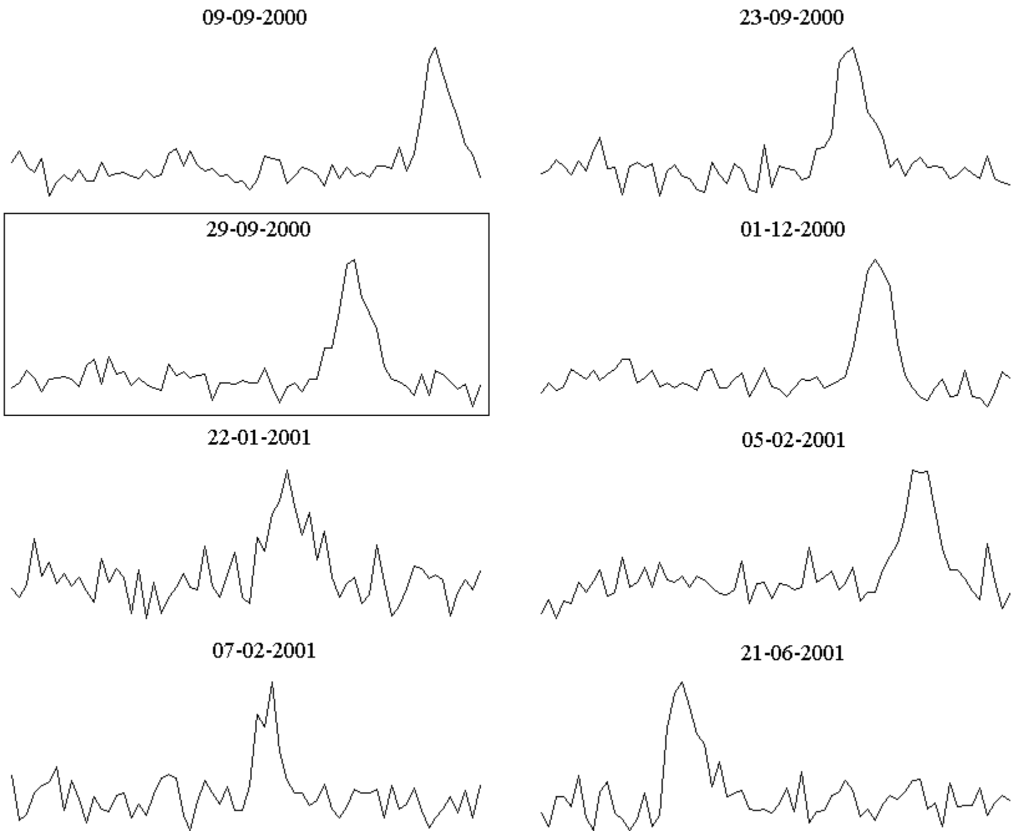

Figura 3.15: Profilo standard (nel riquadro) e profili integrati della pulsar PSR J1910-5959D.

La tabella 3.5 riassume le principali grandezze fisiche che caratterizzano la PSR J1910-5959D.

L'andamento dei residui temporali post-fit in funzione dell'epoca di osservazione è mostrato in figura 3.16. Si noti come molti *TOAs* siano determinati nella stessa osservazione.

Tra le millisecond pulsar studiate, la PSR J1910-5959D mostra il più lungo periodo di rotazione ($P \simeq 9$ ms); l'alto valore della derivata del periodo $\dot{P}$ (un ordine di grandezza maggiore del valore medio per questa popolazione di oggetti) suggerisce un moto di allontanamento dell'oggetto rispetto a noi. Poiché il valore misurato di $\dot{P}$ non è probabilmente il valore intrinseco, non possiamo stimare l'intensità del campo magnetico e l'età caratteristica.

La PSR J1910-5959D giace a 11.5 arcsec dal centro di NGC 6752. La sua

PSR J1910-5959D	
Ascensione Retta, α (J2000)	$19^h\ 10^m\ 52^s.419(3)$
Declinazione, δ (J2000)	$-59^o\ 59^{'}05^{''}.51(6)$
Longitudine galattica, l	336.49
Latitudine galattica, b	-25.63
Periodo, P (ms)	9.0352852343(2)
Derivata del periodo, $\dot{P}$ (10^{-20})	95(1)
Epoca di riferimento (MJD)	51745.7728
Misura di Dispersione, DM (cm^{-3} pc)	33.41(8)
Epoca di inizio delle osservazioni (MJD)	51745.767
Epoca della fine delle osservazioni (MJD)	52081.825
Frequenza centrale della banda di osservazione (MHz)	1390.0
Duty cycle (50%)	9%
$r.m.s.$ dei residui (μs)	68.767
Numero di $TOAs$ utilizzati	40

Tabella 3.5: Parametri fisici della PSR J1910-5959D (i numeri tra parentesi sono gli errori riferiti all'ultima cifra decimale).

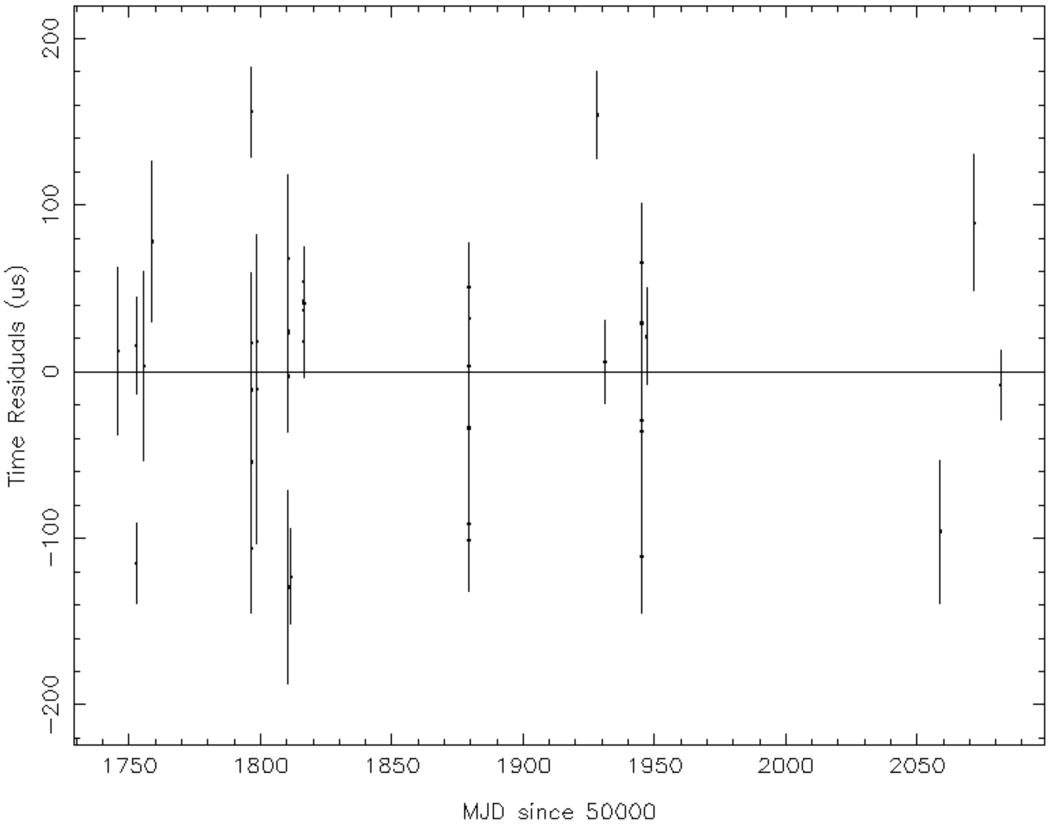

Figura 3.16: Andamento post-fit dei residui temporali in funzione dell'Epoca (MJD) per la PSR J1910-5959D.

posizione rispetta la previsione secondo cui le stelle più massicce degli ammassi globulari di tipo *post-core collapse* tendono a concentrarsi nelle zone centrali sotto l'azione della gravità (segregazione di massa).

3.5.2 La scintillazione

In figura 3.17 è riportato l'andamento dell'intensità dell'impulso all'interno delle sottointegrazioni al passare del tempo. La bassa intesità del segnale però non consente di stimare i tempi scala della scintillazione diffrattiva.

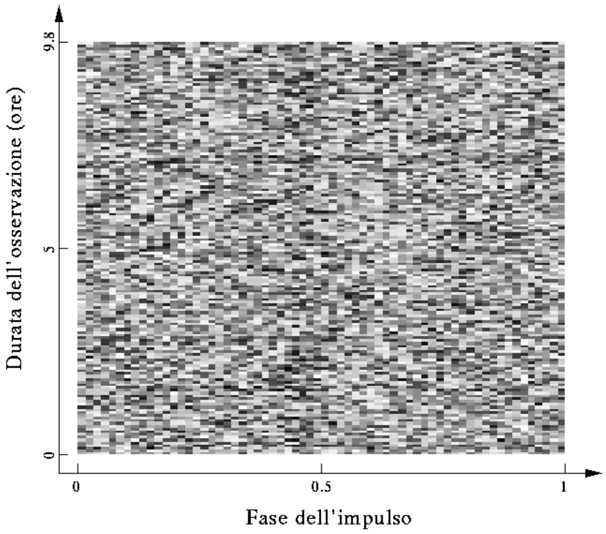

Figura 3.17: Osservazione della PSR J1910-5959D condotta all'epoca 52071.7, della durata di 9.8 ore. Ogni riga rappresenta una sottointegrazione della durata di circa un minuto. I toni scuri corrispondono alle zone del profilo di maggiore intensità.

In figura 3.18 è riportata la media mobile eseguita sulle osservazioni della PSR J1910-5959D. Si nota chiaramente una crescita e una diminuzione del rapporto segnale/rumore normalizzato a un'ora delle osservazioni su un arco di tempo che copre quasi 300 giorni. Anche se purtroppo permangono delle incertezze legate ai "buchi" osservativi (zone tratteggiate in figura 3.18), si può comunque azzardare l'ipotesi che i tempi scala della scintillazione rifrattiva siano di circa 300 giorni.

Il riquadro relativo alla PSR J1910-5959D in figura 3.24 mostra una distribuzione abbastanza regolare, prevalentemente concentrata nell'intervallo $0.1 \div 0.3\,\mathrm{mJy}$, e con una densità media di 0.21 mJy.

Infine, dal grafico in figura 3.25, si vede che l'84% delle 25 detezioni ha

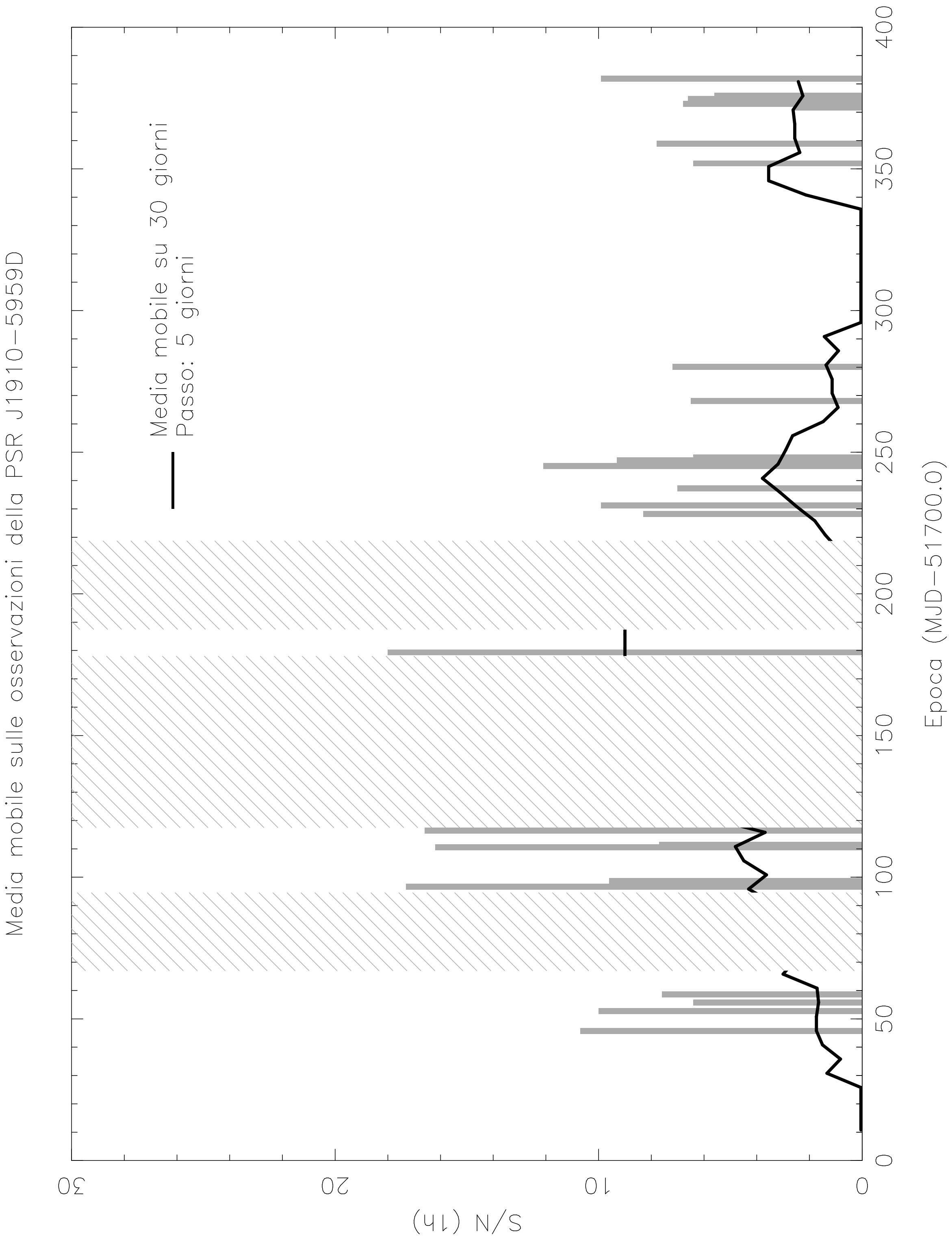

Figura 3.18: Media mobile eseguita sulle osservazioni della PSR J1910-5959D. Le zone tratteggiate indicano assenza di osservazioni per un periodo superiore a un mese.

un rapporto segnale/rumore normalizzato minore di 20; il massimo rapporto segnale/rumore normalizzato è di 18.0 . A differenza delle altre millisecond pulsar esaminate, si nota come l'andamento delle detezioni appaia "troncato" al crescere del rapporto segnale/rumore.

Ciò, oltre a dipendere dalle caratteristiche intrinseche all'emissione della millisecond pulsar, è anche frutto del basso numero di dati disponibili, che tende ad accentuare le irregolarità che inevitabilmente si creano quando si hanno poche detezioni disponibili.

3.6 PSR J1910-5959E

3.6.1 Il timing

La PSR J1910-5959E mostra caratteristiche simili alla PSR 1910-5959D. È una millisecond pulsar soggetta a forte scintillazione che la rende spesso inosservabile (24 detezioni sul totale di 95 osservazioni). Nonostante ciò, una volta fittati gli andamenti sistematici dei residui, si trova un *r.m.s.* abbastanza piccolo ($\sim$ 49 μs) in relazione al basso numero di residui disponibili. In figura 3.19 è sono riportate le osservazioni e i relativi rapporti segnale/rumore normalizzati a un'ora.

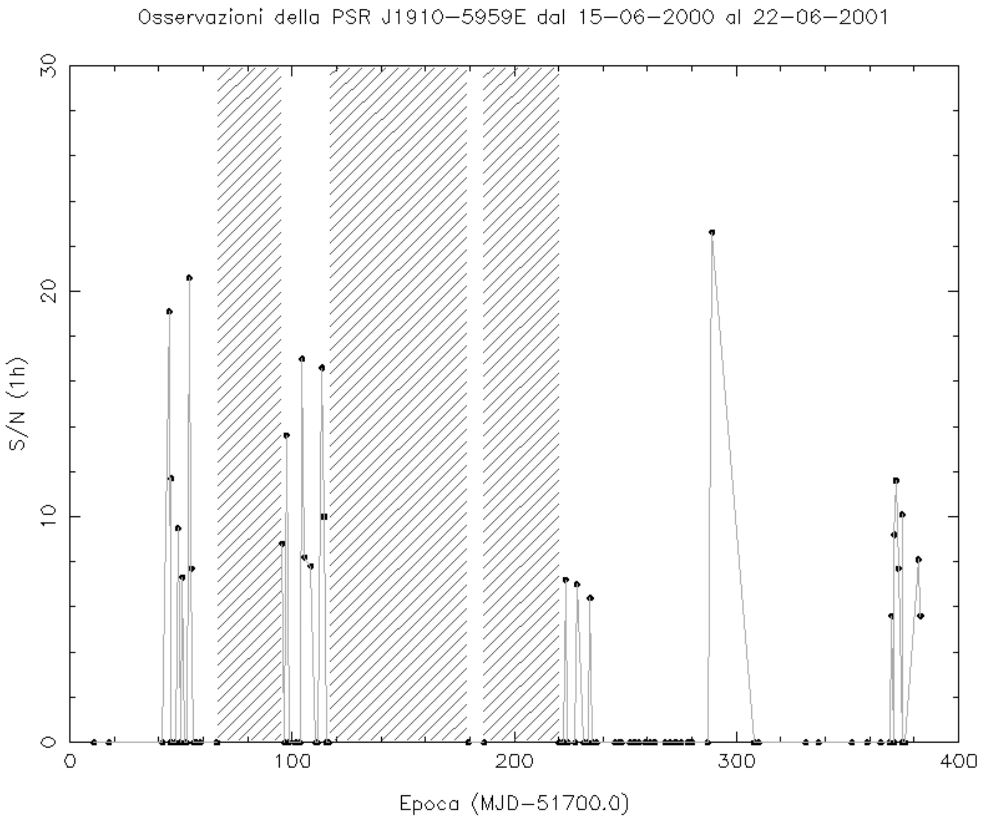

Figura 3.19: Distribuzione delle osservazioni per la PSR J1910-5959E su circa un anno e relativi rapporti segnale/rumore normalizzati a un'ora. Le zone tratteggiate indicano assenza di osservazioni per un periodo superiore a un mese.

In figura 3.20 sono invece riportati il profilo standard (nel riquadro), ed alcuni tra i migliori profili integrati. La PSR J1910-5959E è caratterizzata da un doppio profilo, ma la piccola separazione tra i due picchi non influenza molto la precisione con cui vengono calcolati i *TOAs* (diversamente da quanto succede per la PSR J1911-6000C). Il *duty cycle* è del 14% (al 50% di altezza dell'impulso), abbastanza contenuto considerando la presenza di un doppio impulso.

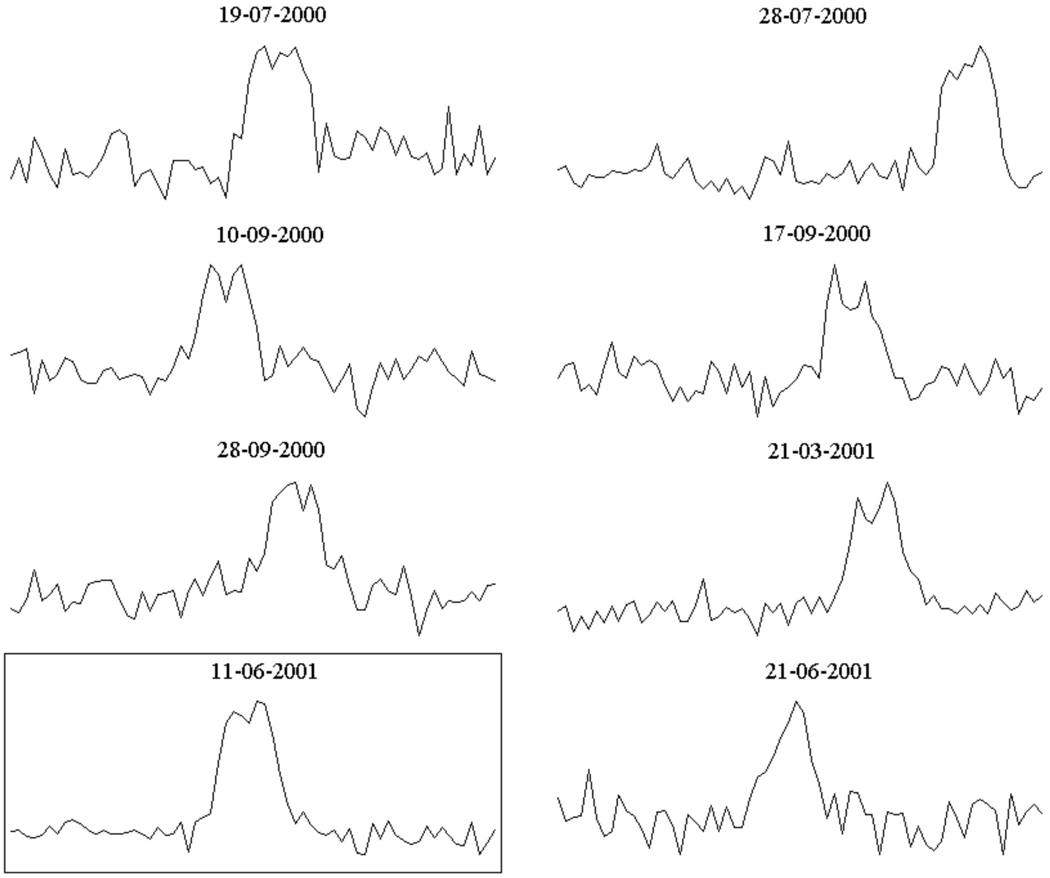

Figura 3.20: Profilo standard (nel riquadro) e profili integrati della pulsar PSR J1910-5959E.

La tabella 3.6 riassume le principali grandezze fisiche che caratterizzano la PSR J1910-5959E.

In figura 3.21 è invece mostrato l'andamento dei residui temporali post-fit in funzione dell'epoca di osservazione. Si noti come molti *TOAs* siano determinati all'interno della stessa osservazione.

È interessante, a questo punto, mettere in risalto un aspetto pratico del *timing*, per capire che livelli di precisione è possibile raggiungere con questo metodo. La differenza tra gli scarti quadratici medi dei residui delle PSR J1910-5959D e PSR J1910-5959E, che mostrano caratteristiche simili in quanto a posizione, periodo e numero di detezioni, è di soli 20 μs. Tuttavia, questo valore apparentemente basso, determina una notevole differenza di

PSR J1910-5959E	
Ascensione Retta, α (J2000)	$19^h\,10^m\,52^s.156(1)$
Declinazione, δ (J2000)	$-59^o\,59^{'}02^{''}.04(4)$
Longitudine galattica, l	336.49
Latitudine galattica, b	-25.63
Periodo, P (ms)	4.57176594591(7)
Derivata del periodo, $\dot{P}$ (10^{-20})	-43.3(5)
Epoca di riferimento (MJD)	51745.5120
Misura di Dispersione, DM (cm^{-3} pc)	33.41(5)
Epoca di inizio delle osservazioni (MJD)	51744.730
Epoca della fine delle osservazioni (MJD)	52082.819
Frequenza centrale della banda di osservazione (MHz)	1390.0
Duty cycle (50%)	14%
r.m.s. dei residui (μs)	48.728
Numero di *TOAs* utilizzati	32

Tabella 3.6: Parametri fisici della PSR J1910-5959E (i numeri tra parentesi sono gli errori riferiti all'ultima cifra decimale).

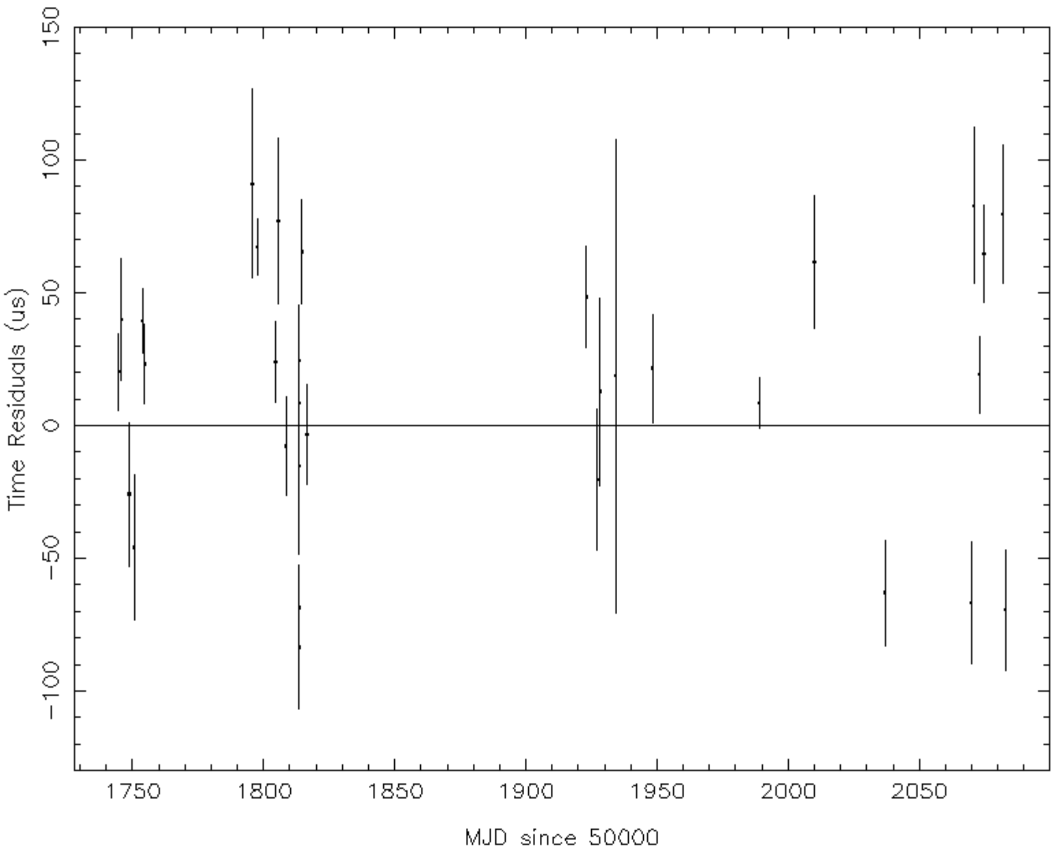

Figura 3.21: Andamento post-fit dei residui temporali in funzione dell'Epoca (MJD) per la PSR J1910-5959E.

precisione nella determinazione dei periodi delle due sorgenti (10^{-13} s per la PSR J1910-5959D contro i 10^{-14} s per la PSR J1910-5959E).

Tra le millisecond pulsar studiate, la PSR J1910-5959E si distingue dalle altre per il valore negativo della derivata prima del periodo. Come già accennato nei paragrafi precedenti, ciò non deve indurre a pensare che la sorgente stia accelerando (dato che siamo in presenza di una millisecond pulsar isolata). Il valore negativo di $\dot{P}$ è dovuto allo spostamento Doppler che il segnale sperimenta a causa dell'azione del campo gravitazionale dell'ammasso globulare in cui essa si trova. Inoltre, poichè il valore di $\dot{P}$ è modificato dall'effetto Doppler, non possiamo calcolare nè il valore del campo magnetico nè l'età caratteristica.

La PSR J1910-5959E giace nel nucleo di NGC 6752, a 7.5 arcsec dal centro ($\sim$ 0.7 r_{core}); poco distante si trova la PSR J1910-5959D (le separano 3.99 arcsec). La sua posizione è in accordo con l'ipotesi che NGC 6752 è un ammasso *post-core collapse*, per cui le stelle più massicce tendono a concentrarsi nel nucleo (segregazione di massa).

3.6.2 La scintillazione

In figura 3.22 è riportato l'andamento dell'intensità dell'impulso all'interno delle sottointegrazioni al passare del tempo. Si notano due zone scure alternate a due zone più chiare, corrispondenti, rispettivamente, a maggiori e minori intensità dell'impulso. Sia le zone chiare che quelle scure hanno una durata di circa 2.5 ore, che quindi assumiamo come tempo scala per la scintillazione diffrattiva.

In figura 3.23 è riportata la media mobile eseguita sulle osservazioni della PSR J1910-5959E. Risulta evidente una crescita e una diminuzione del rapporto segnale/rumore normalizzato a un'ora delle osservazioni nei primi 250 giorni. Tuttavia le incertezze legate alla mancanza di osservazioni nelle zone tratteggiate della figura suggeriscono di accettare con le dovute riserve questo valore come tempo scala della scintillazione rifrattiva.

Il riquadro relativo alla PSR J1910-5959E in figura 3.24 mostra una distribuzione regolare dell'istogramma, prevalentemente concentrata nell'intervallo $0.1 \div 0.3$ mJy, e con una densità media di 0.23 mJy.

Infine, dal grafico in figura 3.25 si nota come il 92% delle 24 detezioni abbia un rapporto segnale/rumore normalizzato minore di 20; il massimo rapporto

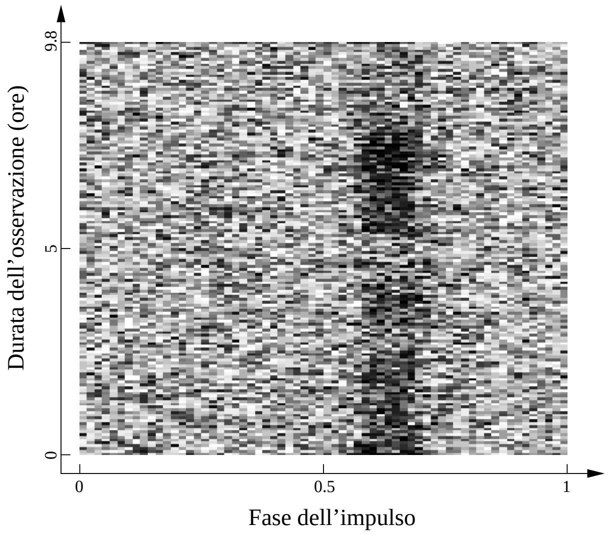

Figura 3.22: Osservazione della PSR J1910-5959E condotta all'epoca 52071.7, della durata di 9.8 ore. Ogni riga rappresenta una sottointegrazione della durata di circa un minuto. I toni scuri corrispondono alle zone del profilo di maggiore intensità.

segnale/rumore normalizzato è di 22.6 . L'andamento delle detezioni decrescere regolarmente all'aumentare del rapporto segnale/rumore.

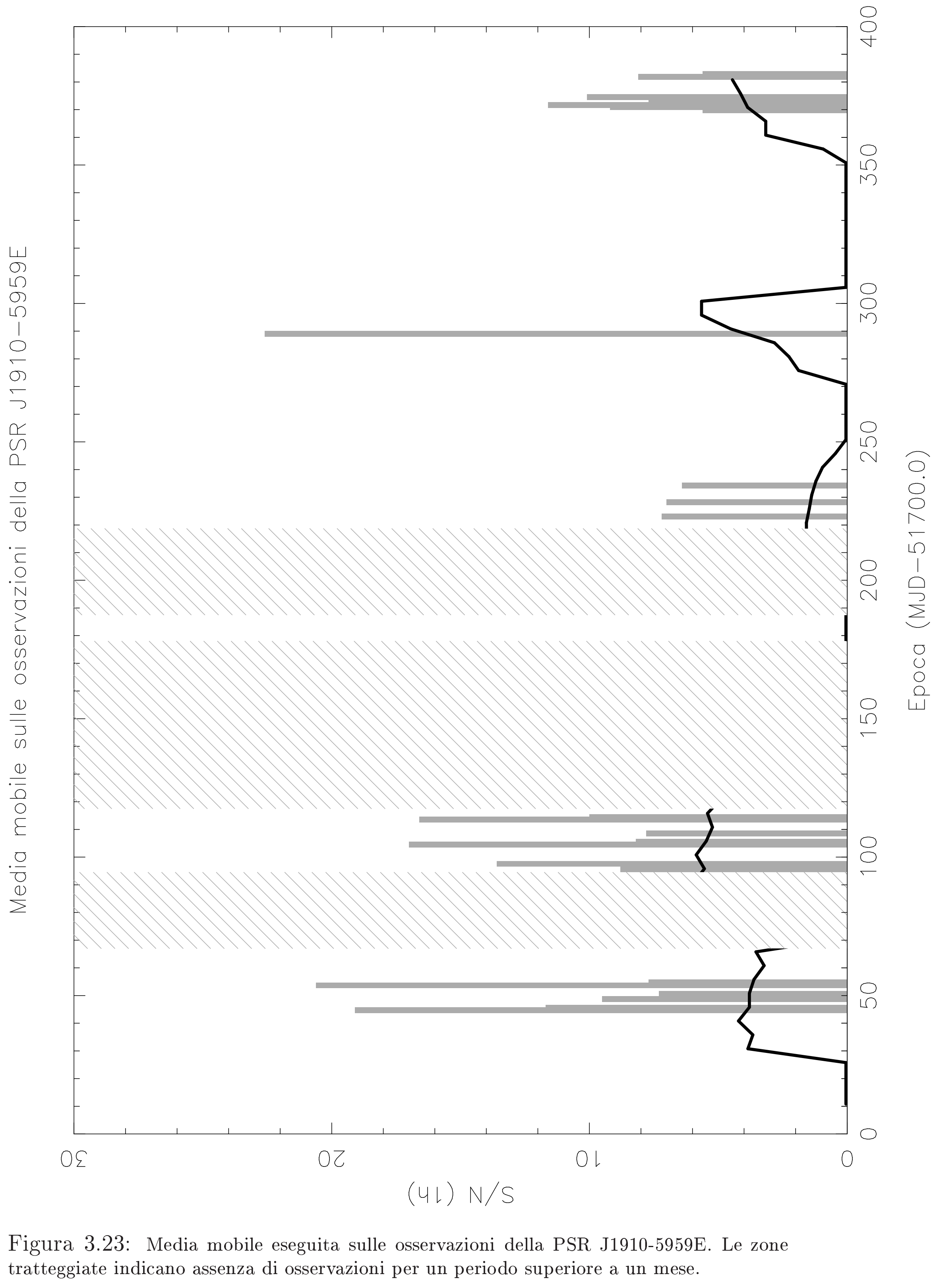

Figura 3.23: Media mobile eseguita sulle osservazioni della PSR J1910-5959E. Le zone tratteggiate indicano assenza di osservazioni per un periodo superiore a un mese.

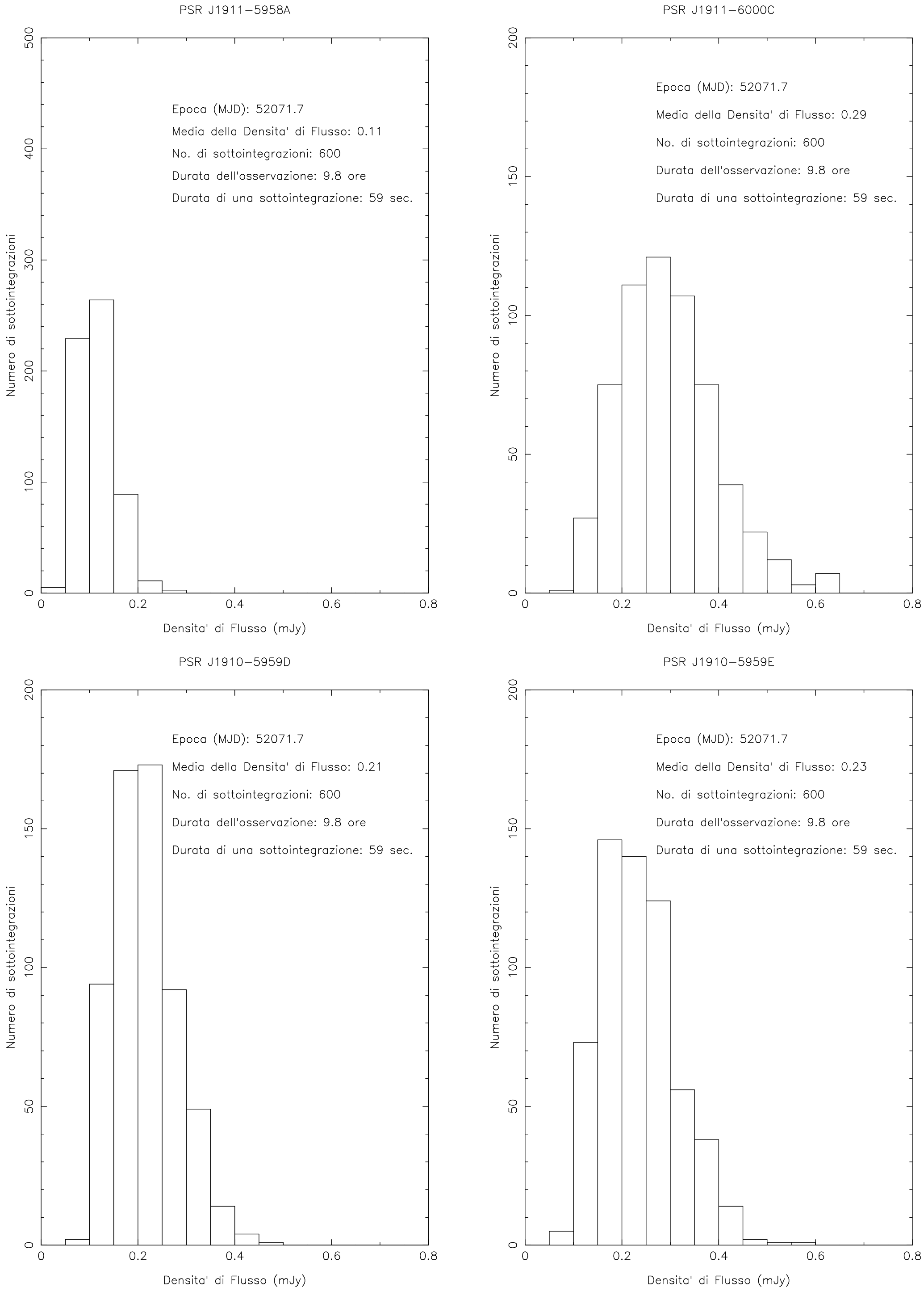

Figura 3.24: Distribuzione del numero di sottointegrazioni caratterizzate da una data densità di flusso al variare della densità di flusso medesima all'interno dell'osservazione più lunga per 4 delle 5 millisecond pulsar studiate (all'epoca dell'osservazione la PSR J1910-5958B non era visibile).

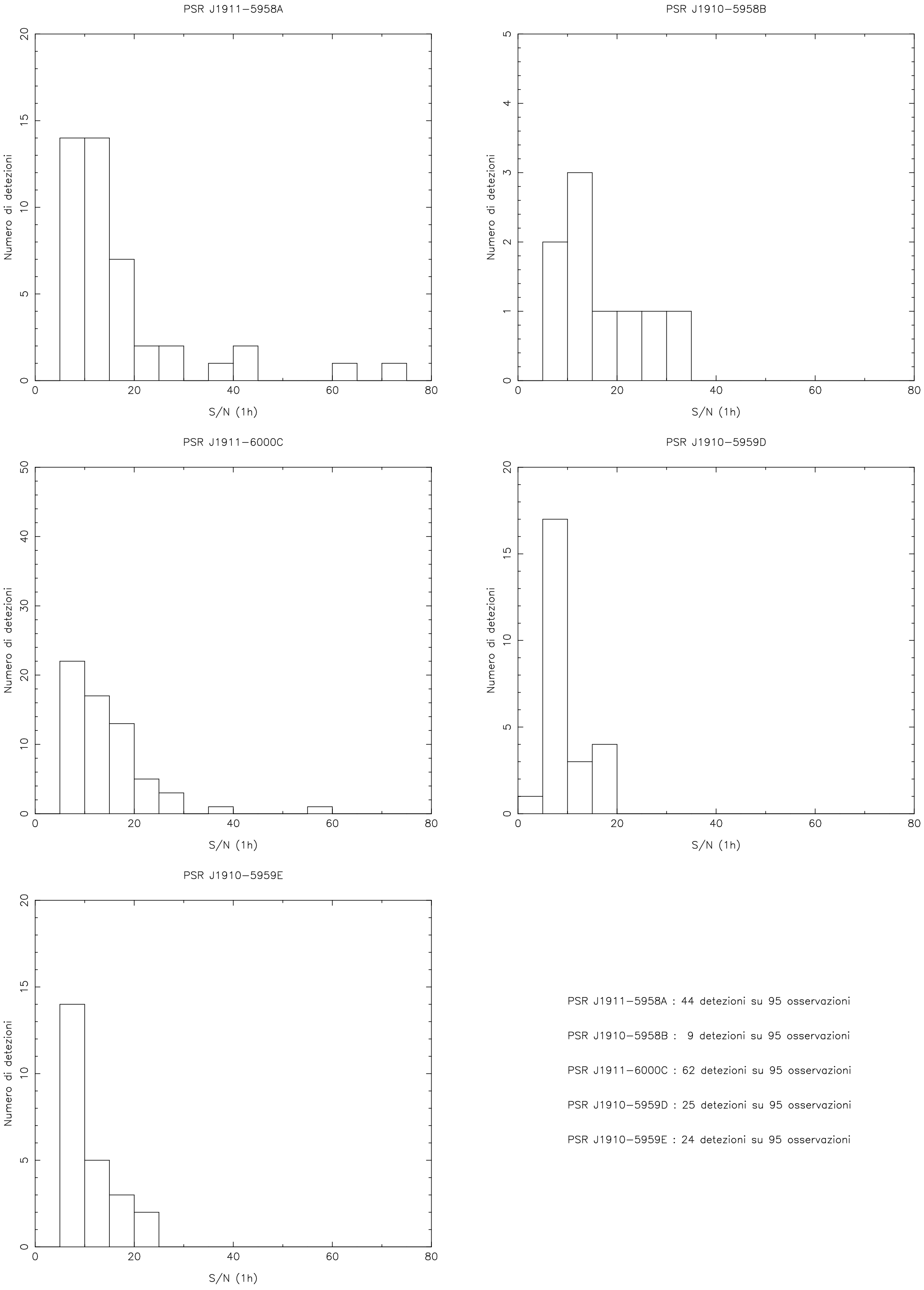

Figura 3.25: Distribuzione del numero di detezioni in funzione del rapporto segnale/rumore (normalizzato a un'ora) per le 5 millisecond pulsar studiate.

Capitolo 4

Conclusioni e sviluppi futuri

4.1 Il lavoro compiuto

Scopo di questa tesi era effettuare il *timing* delle millisecond pulsar contenute nell'ammasso globulare NGC 6752, al fine di determinarne i parametri rotazionali e la posizione. Sebbene le osservazioni abbiano coperto il periodo richiesto di un anno, il nostro compito si è rivelato più arduo del previsto, poichè le sorgenti in esame sono soggette a forte scintillazione che spesso le ha rese inosservabili.

I files relativi alle osservazioni, registrati su nastri DLT, avevano una lunghezza media di circa 5 Gbytes; in totale erano disponibili 95 osservazioni, per un totale di circa 340 Gbytes analizzati. Il procedimento si è articolato in varie fasi.

Inizialmente, per ogni osservazione, abbiamo provveduto alla creazione dei 5 files di archivio relativi alle 5 diverse millisecond pulsar. Al fine di ottimizzare i tempi è stato necessario implementare un codice (riportato in Appendice A) che automatizzasse il processo (avente durata dell'ordine dei giorni per ogni nastro). Parallelamente, ogni file di archivio prodotto è stato esaminato e, in caso di detezione, utilizzato per determinare il profilo integrato e il relativo tempo di arrivo dell'impulso (TOA).

Terminata la creazione dei files archivio e ottenuti i $TOAs$ per ogni pulsar, abbiamo modellizzato i residui temporali in cerca di andamenti sistematici. Una volta individuati, essi sono stati corretti tramite un fit con il metodo dei minimi quadrati. In tal modo sono stati determinati i parametri rotazionali e posizionali di 4 delle 5 millisecond pulsar note in NGC 6752.

Il *timing* è uno straordinario strumento di indagine: esso consente di raggiungere elevatissime precisioni nella determinazione dei parametri fisici delle pulsar; in particolare se applicato alle millisecond pulsar, che possono essere considerate a tutti gli effetti degli *orologi cosmici*.

La precisione di questo metodo nella determinazione delle posizioni delle 4 sorgenti ha innanzitutto consentito di localizzare esattamente le millisecond pulsar all'interno dell'ammasso globulare di appartenenza.

La figura 4.1 mostra l'immagine ottica dell'ammasso globulare NGC 6752; in essa sono indicate le posizioni delle quattro sorgenti su cui è stato condotto il *timing*. Le rispettive distanze dal centro sono riassunte in tabella 4.1.

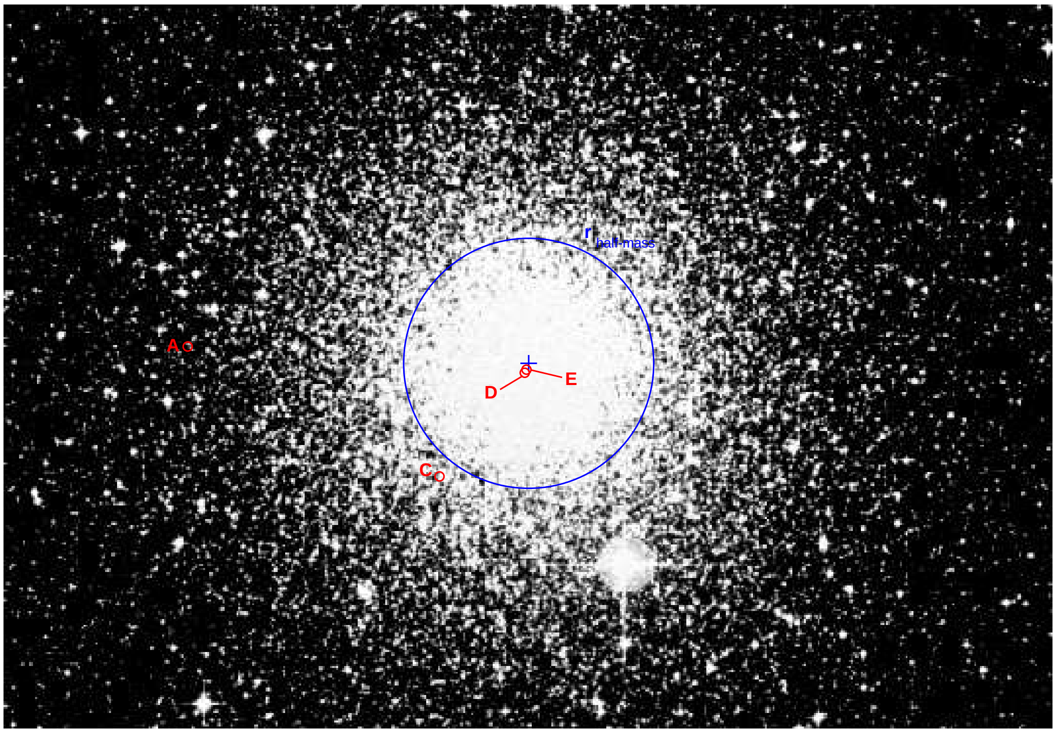

Figura 4.1: Immagine dell'ammasso globulare NGC 6752. In rosso sono indicate le posizioni delle millisecond pulsar in esso contenute. In blu sono mostrati il centro dell'ammasso e la circonferenza definita dal raggio di metà massa $r_{half-mass}$.

Pulsar	Distanza dal centro			
	R	r_{core}	$r_{half-mass}$	r_{tidal}
PSR J1911-5958A	6.4 arcmin	37.6	2.7	0.11
PSR J1911-6000C	2.7 arcmin	15.8	1.1	0.05
PSR J1911-5959D	11.5 arcsec	1.1	0.08	$3 \cdot 10^{-3}$
PSR J1911-5959E	7.5 arcsec	0.7	0.05	$2 \cdot 10^{-3}$

Tabella 4.1: Distanze delle millisecond pulsar dal centro dell'ammasso globulare NGC 6752.

Tra di esse spiccano le posizioni decentrate della PSR 1911-5958A e della

PSR J1911-6000C.

Se si esclude (con i dati disponibili non è possibile farlo con certezza) un possibile effetto di “allineamento prospettico” (già discusso nei paragrafi §3.2.1 e §3.4.1), una possibile spiegazione di tali anomale posizioni deve essere ricercata nelle interazioni gravitazionali che questi oggetti hanno sperimentato nelle regioni centrali dell'ammasso. Si potrebbe pensare ad un impulso ricevuto in seguito alla formazione del sistema binario contenente la PSR 1911-5958A, o allo scioglimento del sistema binario che ha portato alla riaccelerazione della PSR J1911-6000C. Tuttavia ciò non spiega perché non si osservino millisecond pulsar nelle regioni esterne di altri ammassi globulari simili a NGC 6752.

Le altre due sorgenti, la PSR J1910-5959D e la PSR J1910-5959E, giacciono invece “canonicamente” al centro dell'ammasso. La loro mutua distanza è di 3.99 arcsec.

Dall'esame dei valori della derivata del periodo, $\dot{P}$, si nota che la PSR J1910-5959D ha un $\dot{P} = (9.5 \pm 1) \cdot 10^{-19}$ s s^{-1} $\simeq 10^{-18}$ s s^{-1}, circa un ordine di grandezza superiore ai $\dot{P}$ tipici delle millisecond pulsar. La PSR J1910-5959E mostra invece un $\dot{P}$ addirittura negativo ($\dot{P} \simeq -4.3 \cdot 10^{-19}$ s s^{-1}), chiaro segno che la sorgente è soggetta all'accelerazione dovuta alla buca di potenziale dell'ammasso globulare, e si sta avvicinando a noi.

Risulta quindi che le due millisecond pulsar contenute nel *core* di NGC 6752 hanno moto diametralmente opposto lungo la direzione di vista, e risentono fortemente dell'azione gravitazionale dell'ammasso.

Nel seguito illustreremo alcune possibili interpretazioni e applicazioni dei parametri fisici determinati per le millisecond pulsar studiate.

4.2 Prime conseguenze dei risultati ottenuti

4.2.1 Calcolo della densità centrale di NGC 6752

Abbiamo visto nel paragrafo §3.6.1 che la PSR J1910-5959E ha un valore della derivata prima del periodo $\dot{P}$ negativo. L'apparente accelerazione della sua rotazione è in contrasto con la teoria, la quale prevede che le pulsar rallentino a causa di perdita di energia rotazionale sotto forma di emissione di dipolo magnetico e vento di particelle relativistiche. I valori negativi di $\dot{P}$ possono essere utilizzati per stimare la densità centrale dell'ammasso globulare (Camilo et al., 2000). La derivata del periodo osservata ($\dot{P}_{obs}$) è data dalla somma tra il $\dot{P}$ intrinseco della pulsar ($\dot{P}_{int} > 0$) e il contributo dato per effetto Doppler dall'accelerazione della pulsar nel campo gravitazionale dell'ammasso ($\dot{P}_{acc}$):

$$\dot{P}_{obs} = \dot{P}_{int} + \dot{P}_{acc} \tag{4.1}$$

In questa equazione, $\dot{P}_{acc} = (a_l/c)P$, dove a_l è l'accelerazione sperimentata dalla pulsar lungo la linea di vista (Phinney, 1992). Un $\dot{P}_{obs} < 0$ indica $a_l < 0$, cioè che la pulsar si trova dietro l'ammasso rispetto al Sole, e che si sta muovendo verso di noi.

Una volta assunti un modello per la distribuzione della massa all'interno dell'ammasso e un limite inferiore per l'accelerazione a_l (ponendo $\dot{P}_{int} = 0$), tramite una conoscenza accurata della posizione della pulsar, è possibile stimare un limite inferiore per la densità centrale dell'ammasso. Ipotizzando che essa possa essere descritta attraverso il modello di King (1962), si ottiene la seguente formula:

$$\rho(0) > \left|\frac{a_l\, r}{4\pi\, G\, \kappa}\right| = \left|\frac{9\, c\, r\, \dot{P}}{4\pi\, G\, {r_c}^2\, P}\right| \tag{4.2}$$

dove r è la distanza proiettata della pulsar dal centro dell'ammasso, e κ è la lunghezza di Jeans al centro dell'ammasso. Per il modello di King, abbiamo assunto l'approssimazione standard di κ uguale a 1/3 del raggio di *core*. Nota la distanza dell'ammasso (4.1 kpc), la (4.2) diventa:

$$\rho(0) > \left|4.3 \cdot 10^5 \left(\frac{R}{\mathrm{arcmin}}\right)\left(\frac{\dot{P}_{acc}}{10^{-20}}\right)\left(\frac{P}{\mathrm{ms}}\right)^{-1}\right| \mathrm{M}_\odot\ \mathrm{pc}^{-3}, \tag{4.3}$$

dove R è la separazione angolare tra la pulsar e il centro dell'ammasso (R è dato in tabella 4.1). Usando le coordinate celesti, P e $\dot{P}$, per le PSR J1910-5959D e PSR J1910-5959E otteniamo dalla (4.3) dei limiti inferiori per $\rho(0)$ pari, rispettivamente, a $8.7 \cdot 10^5\ \mathrm{M}_\odot\ \mathrm{pc}^{-3}$ e $5.1 \cdot 10^5\ \mathrm{M}_\odot\ \mathrm{pc}^{-3}$.

Occorre però notare che i limiti appena ottenuti si basano sull'assunzione $\dot{P}_{int} = 0$, che non è realistica; dalla teoria sappiamo infatti che $\dot{P}$ è molto piccolo, ma comunque maggiore di zero. Di conseguenza il valore di $\rho(0)$ è sottostimato. Nel seguito faremo alcune considerazioni che condurranno a un valore più realistico di $\rho(0)$.

La maggior parte delle millisecond pulsar presenti nel disco galattico ($1.5 < P < 9$ ms) ha una intensità del campo magnetico stimata in

$10^8 \div 10^9$ Gauss, con una media di $\sim 3 \cdot 10^8$ Gauss (Camilo, Thorsett, Kulkarni, 1994). Dati P e B, si ottiene il $\dot{P}$ attraverso la (1.13):

$$\dot{P} = \left(\frac{B}{3.2 \cdot 10^{19}} \right)^2 P^{-1} \tag{4.4}$$

Assumiamo che i campi magnetici delle millisecond pulsar presenti negli ammassi globulari siano simili a quelli delle millisecond pulsar di disco; in particolare, poniamo $10^8 < B < 3 \cdot 10^8$ Gauss. In corrispondenza dei due valori limite del campo magnetico, attraverso la (4.4), si trova $\dot{P}_{int} = (1.1 \div 9.7) \cdot 10^{-21}$ per la PSR J1910-5959D e $\dot{P}_{int} = (21.3 \div 1.9) \cdot 10^{-20}$ per la PSR J1910-5959E.

Utilizzando l'equazione (4.1) si ottiene quindi, nel caso della PSR J1910-5959D, un $\dot{P}_{acc} = (94.9 \div 94.0) \cdot 10^{-20}$, cioè un valore sostanzialmente uguale a quello stimato in precedenza. Per la PSR J1910-5959E si trova invece $\dot{P}_{acc} = -(64.6 \div 45.2) \cdot 10^{-20}$, cioè un fattore $1.49 \div 1.04$ rispetto a valore di $\dot{P}_{acc}$ stimato assumendo $\dot{P}_{int} = 0$.

La PSR J1910-5959D porta quindi a un $\rho(0) \gtrsim 8.6 \cdot 10^5$ $M_\odot$ pc^{-3}, mentre per la PSR J1910-5959E si ha $\rho(0) > (7.6 \div 5.3) \cdot 10^5$ $M_\odot$ pc^{-3}. Il valore di $\rho(0)$ calcolato per la PSR-D è plausibile ma poco attendibile poiché, a causa del valore positivo di $\dot{P}_{obs}$, permane l'incertezza riguardo al segno dell'accelerazione; il $\dot{P}_{obs} < 0$ osservato per la PSR-E non lascia invece dubbi sul segno di $\dot{P}_{acc}$: esso è sicuramente negativo, segno che la pulsar sta accelerando verso il centro dell'ammasso. Assumiamo quindi per NGC6752 un $\rho(0) > 6.5 \cdot 10^5$ $M_\odot$ pc^{-3}, valore medio dell'intervallo di densità centrale corrispondente alla PSR J1910-5959E.

Possiamo ora applicare il risultato ottenuto alle altre due millisecond pulsar per valutare l'incidenza del campo gravitazionale dell'ammasso sulla derivata prima del loro periodo rotazionale. A tal fine utilizziamo l'equazione (4.3) per determinare i valori massimi di accelerazione che possono modificare il $\dot{P}$. Per la PSR J1911-5958A si trova $\dot{P}_{acc}^{max} = 7.7 \cdot 10^{-21}$, circa un ordine di grandezza inferiore al valore di $\dot{P}$ misurato: in tal caso concludiamo che il contributo dell'accelerazione è minimo e quello osservato è approssimativamente il $\dot{P}$ intrinseco della pulsar.

Per la PSR J1911-6000C si trova $\dot{P}_{acc}^{max} = 2.9 \cdot 10^{-20}$, mentre dalle osservazioni risulta $\dot{P}_{obs} = 0.7 \cdot 10^{-20}$. L'incertezza sul segno di $\dot{P}_{acc}^{max}$ non ci consente di trarre alcuna conclusione attendibile riguardo al verso dell'accelerazione della pulsar.

Per confronto, riportiamo il risultato che Pryor e Meylan (1993), ed Harris (1996), prevedono per il *core* di NGC 6752. Sulla base di stime fotometriche in banda visuale, i primi trovano un $\rho(0) = 1.6 \cdot 10^5 \mathrm{M}_\odot$ pc^{-3}; Harris prevede invece un logaritmo della luminosità pari a Log 4.91 $\mathrm{L}_\odot$ pc^{-3} che, trasformato utilizzando un rapporto massa/luminosità nel *core* di 1.1 (Pryor & Meylan, 1993), fornisce un $\rho(0) = 7.4 \cdot 10^4 \mathrm{M}_\odot$ pc^{-3}. Entrambi i valori sono minori della nostra stima che, ricordiamo, è addirittura un limite inferiore.

4.2.2 Paragone con i dati CHANDRA

L'ammasso globulare NGC 6752 è stato osservato anche da CHANDRA[1], un satellite per lo studio della radiazione nella banda X. In figura 4.2 è riportata la mappa con le sorgenti X rilevate nell'ammasso (la durata dell'integrazione è stata di 50 minuti).

Siamo quindi andati alla ricerca delle eventuali controparti X delle quattro millisecond pulsar di cui abbiamo fatto il *timing*. A due di esse possono essere ragionevolmente associate due sorgenti X.

La tabella 4.2 mostra le posizioni delle due millisecond pulsar ricavate attraverso il *timing*, e i dati di CHANDRA relativi alle rispettive controparti X. L'accordo posizionale è ottimo, con deviazioni inferiori a 0.5 arcsec, compatibili con le incertezze del puntamento assoluto di CHANDRA.

	PSR J1911-5958C	PSR J1911-6000D
α_{timing} (J2000)	$19^h\,11^m\,05^s.556(1)$	$19^h\,10^m\,52^s.419(3)$
δ_{timing} (J2000)	$-60^o\,00'59''.66(2)$	$-59^o\,59'05''.51(6)$
α_X (J2000)	$19^h\,11^m\,05^s.52(2)$	$19^h\,10^m\,52^s.44(2)$
δ_X (J2000)	$-60^o\,00'59''.5(2)$	$-59^o\,59'6''.0(1)$
$\Delta\alpha$ (arcsec)	0.27	-0.16
$\Delta\delta$ (arcsec)	-0.19	0.47
Numero netto di fotoni della sorgente	9.8 ± 3.6	28.3 ± 6.5
Numero di fotoni di fondo	3.2 ± 0.1	14.7 ± 0.2

Tabella 4.2: Posizioni e conteggi di fotoni delle controparti X della PSR J1911-6000C e della PSR J1910-5959D.

Purtroppo la PSR J1910-5958A cade esattamente nella regione compresa tra due esposizioni contigue di CHANDRA (di cui una centrata sull'ammasso),

[1] I dati pubblici del satellite CHANDRA sono disponibili all'indirizzo internet http://ledas-cxc.star.le.ac.uk

Controparti X

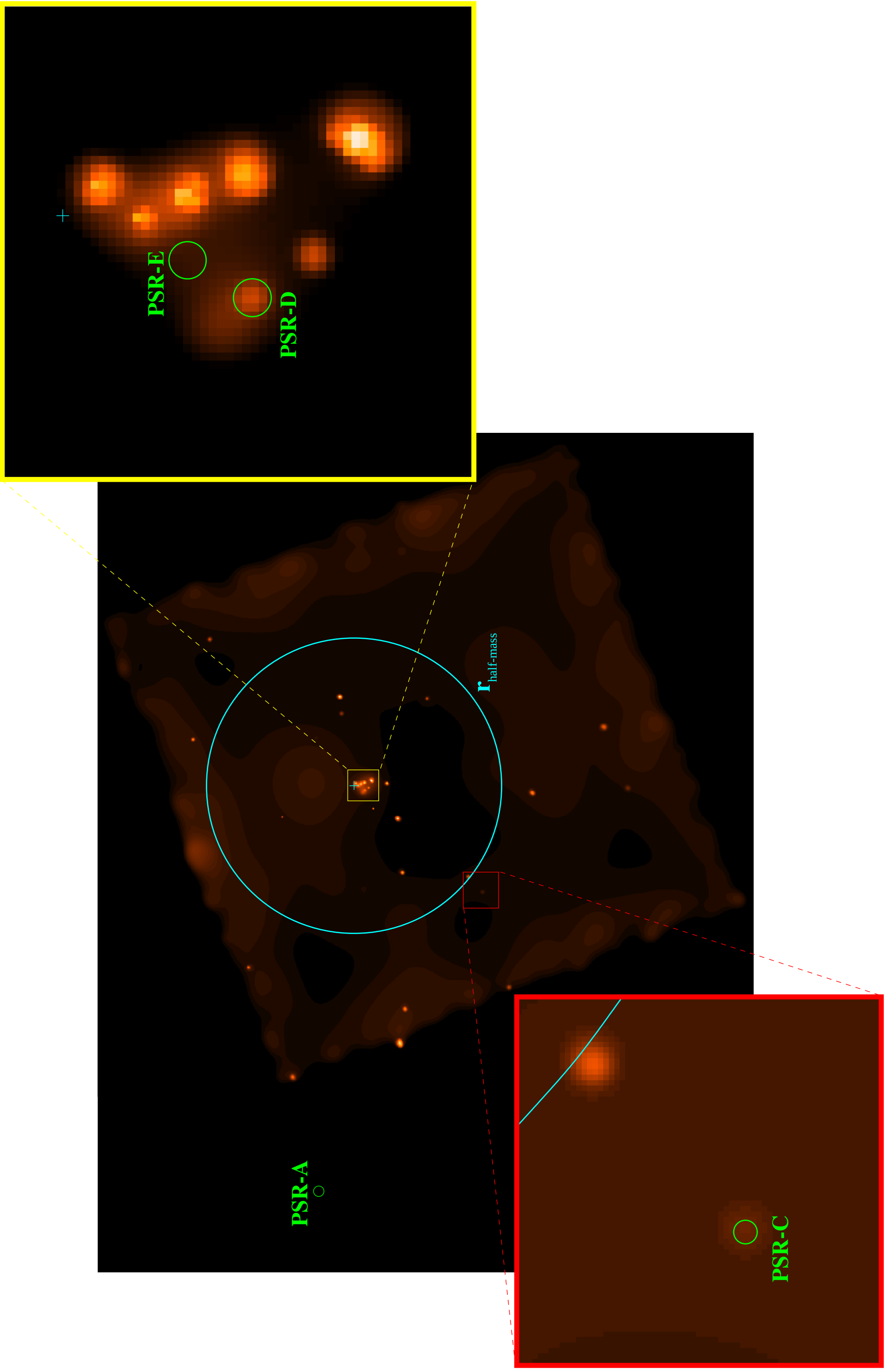

Figura 4.2: Mappa X dell'ammasso globulare NGC 6752. In verde sono indicate le posizioni delle 4 millisecond pulsar su cui abbiamo condotto il *timing*. In celeste è indicata la circonferenza definita dal raggio di metà massa $r_{half-mass}$. Soltanto la PSR 1911-6000C e la PSR 1910-5959D hanno una debole controparte X, come si nota, rispettivamente, nei riquadri rosso e giallo. Non possiamo dire nulla riguardo alla controparte della PSR 1911-5958A poiché essa cade al di fuori del campo inquadrato dal satellite.

quindi non siamo in grado di dire nulla riguardo a una sua eventuale emissione X.

Ci sembra infine interessante accennare alla particolare disposizione delle sorgenti X all'interno di NGC 6752. La figura 4.2 le mostra allineate in maniera piuttosto insolita, una sorta di "S". Una simile disposizione potrebbe non essere casuale. Una possibile spiegazione potrebbe risiedere nella combinazione di moti di allontanamento dal nucleo dell'ammasso di oggetti massicci (come sono le millisecond pulsar e potrebbero le sorgenti X) lungo direzioni appartenenti ad un piano privilegiato.

4.3 Sviluppi futuri

Da quanto presentato in questa tesi risulta evidente che l'ammasso globulare NGC 6752 è un oggetto molto interessante e meritevole di studi più mirati.

Il primo e più immediato progetto che interesserà questo ammasso è quello che ne prevede l'osservazione ancora per qualche anno, allo scopo di raffinare ulteriormente la stima dei parametri ottenuti e per determinare il moto proprio delle millisecond pulsar. Ciò consentirà di capire se esse davvero appartengono all'ammasso, e forse la direzione in cui esse si muovono. Per la PSR J1911-5958A e PSR J1911-6000C, nota la velocità di fuga dell'ammasso, si potrà forse stabilire se il loro destino è essere espulse o se piuttosto hanno soltanto una traiettoria fortemente elongata che le ha portate nella loro attuale posizione.

Inoltre, sarà molto interessante osservare le zone circostanti l'ammasso alla ricerca di altre millisecond pulsar. Come già accennato nel paragrafo §1.8, il *beam* del radiotelescopio di Parkes ha un raggio di ~ 14 arcmin, circa uguale a 1/4 del cosiddetto r_{tidal} dell'ammasso (raggio *mareale*, cioè la distanza a cui un oggetto non risente più dell'influenza gravitazionale dell'ammasso). Quindi l'area che risente dell'influenza gravitazionale dell'ammasso non è stata esplorata completamente, e potrebbe riservare ancora delle sorprese. La scoperta di altre sorgenti a distanze maggiori della PSR 1911-5958A confermerebbe l'ipotesi che NGC 6752 espelle oggetti massicci, quali appunto sono le millisecond pulsar.

Infine, un ulteriore tema di studio potrebbe essere la ricerca in banda visuale della nana bianca compagna della PSR J1911-5958A utilizzando l'Hubble Space Telescope.

Appendice A

Viene riportato di seguito lo script **splitAR.csh**, scritto allo scopo di automatizzare il lento processo di creazione dei files di archivio per le cinque millisecond pulsar studiate. Esso prevede in input il nome dell'unità DLT da cui leggere, e il nome del nastro su cui sono salvate le osservazioni.

```
#!/bin/csh
set nargs = `echo $argv | wc | awk '{print $2}'`
if ($nargs != 2)then
        echo Usage: prova2.csh device tape
        exit
endif

set device = $1
set tape = $2
cd /data/fici/tpool/tempdir/
set num = `tape_list $tape | grep -c J1910-5958`
if ($num == 0)then
         echo Pulsar J1910-5958 not found in $tape.
         exit
endif

clear
echo ""
echo Rewinding tape $tape in device $device ...
mt -f $device rewind
echo Tape $tape rewinded.
echo ""
tape_list $tape | grep -n J1910-5958 | awk '{printf "%4d \n", $1}' > smistalines.txt
set k = 1
set j = 0
Loop1:
     set l = `more smistalines.txt | cat | head -$k | tail -1`
     set ll = `expr $l + 1`
     set x = `tape_list $tape | cat | head -$l | tail -1`
     set y = `tape_list $tape | cat | head -$ll | tail -1`
     echo $x $y >> smistatab.txt
     set filenumber=`more smistatab.txt | cat | head -$k | tail -1 | awk '{print $8}'`
     set blocks = `more smistatab.txt | cat | head -$k | tail -1 | awk '{print $13 }'`
Wait1:
     set dim = `expr $blocks \*50`
     set free = `df -k . | grep / | awk '{print $4}'`
     set diff = `expr $free - $dim`
              if($diff < 1000000) then
              echo Not enough space...
              sleep 600
              goto Wait1
     endif
     set filestoskip = `expr $filenumber - $j - 1`
     set a = `expr $filenumber - 1`
```

```
echo ""

echo ********* Starting J1910-5958 $tape $filenumber *********
echo ""
echo Skipping $filestoskip files in tape $tape ...
mt -f $device fsf $filestoskip
echo $filestoskip files skipped. echo ""
echo Copying $tape $filenumber in directory /data/fici/tpool/tempdir/ ...
sc_td -u $device -A -a $a -n 1 $tape
echo $tape $filenumber copied in /data/fici/tpool/tempdir/ successfully.
echo ""
echo Producing .ar files ...
set flag = 0
echo ""

echo xxxxxxxxxx Creating archive file for pulsar J1911-5958A xxxxxxxxxxx
set expectedname = 1910-5958
set date = `date | awk '{print $4}'`
echo Starting at $date.
Flag:
if ($flag == 1) then
     changesourcename $tape $filenumber << EOD
     J1910-595B
EOD
     echo J1910-595B
     echo ""
    echo xxxxxxxxxx Creating archive file for pulsar J1910-5958B xxxxxxxxxx
    set expectedname = 1910-595B
    set date = `date | awk '{print $4}'`
    echo Starting at $date
endif
if ($flag == 2) then
    changesourcename $tape $filenumber << EOD
    J1910-595C
EOD
    echo J1910-595C
    echo ""
    echo xxxxxxxxxx Creating archive file for pulsar J1911-6000C xxxxxxxxxx
    set expectedname = 1910-595C
    set date = `date | awk '{print $4}'`
    echo Starting at $date
endif
if ($flag == 3) then
    changesourcename $tape $filenumber << EOD
    J1910-595D
EOD
    echo J1910-595D
    echo ""
    echo xxxxxxxxxx Creating archive file for pulsar J1910-5959D xxxxxxxxxx
    set expectedname = 1910-595D
    set date = `date | awk '{print $4}'`
    echo Starting at $date
endif
if ($flag == 4) then
    changesourcename $tape $filenumber << EOD
    J1910-595E
EOD
    echo J1910-595E
    echo ""
    echo xxxxxxxxxx Creating archive file for pulsar J1910-5959E xxxxxxxxxx
    set expectedname = 1910-595E
    set date = `date | awk '{print $4}'`
    echo Starting at $date
endif

set hdr = $tape"_"$filenumber"1".hdr
set dat = $tape"_"$filenumber"1".dat
cd /data/fici/tpool
```

```
ln -s ./tempdir/$hdr $hdr
ln -s ./tempdir/$dat $dat
cd /data/fici/tpool/AR

set h = 0
Loopore:
set m = 0
Loopmin:
    set nfiles = `ll | awk '{print $9}' | grep ar | wc -l`
    if ($nfiles != 0)then
        goto Finetempo
    endif
    sleep 60
    set m = `expr $m + 1`
    if ($m <= 59)then
        goto Loopmin
    endif
set h = `expr $h + 1`
goto Loopore

Finetempo:
printf "%17s %2d %1s %2d %1s \n" "Archive file done in" $h "h" $m "m"
    if($nfiles != 1) then
        echo Error :: unexpected number of .ar file, exiting...
        exit
endif
set arfilename = `ls *.ar`
set psrname = `cat $arfilename | grep PSRJ | awk '{print $2}'`
if($psrname != $expectedname) then
    echo Error: expected name $expectedname but actual name $psrname
    echo Moving $arfilename in /data/fici/tpool/misc/
    mv $arfilename /data/fici/tpool/misc/
    set flag = 0
    cd /data/fici/tpool/tempdir
    goto Exit
endif
mv $arfilename /data/fici/timing/$psrname/
echo Pulsar J$psrname done.
echo ""
set flag = `expr $flag + 1`
cd /data/fici/tpool/tempdir
if ($flag <= 4) then
        goto Flag
endif
echo ""
echo 5 archive files succesfully created.

Exit:
rm $tape"_"$filenumber"1".hdr
rm $tape"_"$filenumber"1".dat
rm exit_status_sc_td
    set k = `expr $k + 1`
    set j = $filenumber
    if ($k <= $num)then
        goto Loop1
    endif
echo ""
echo $num files succesfully copied.
echo ""
mt -f $device offline
sleep 15
echo Please, remove tape $tape from device $device.
rm smistatab.txt
rm smistalines.txt

exit
```

Appendice B

Viene di seguito riportato il listato del programma **mediamobile.f** (scritto in Fortran77), utilizzato per il calcolo della media mobile delle osservazioni delle quattro millisecond pulsar su cui abbiamo eseguito il *timing*.

```
      program media_mobile

      parameter d=95
      parameter mm=30
      parameter step=5

      integer i,ier,pgbeg,c,num,nstep
      real sn(d),t(d),ti(d),x1,x2,xx(372),yy(372),sni,snmedio,tmin,tmax
      real snin(372)

      open(10,file='datiA.txt',status='old')

      ier=pgbeg(0,'?',1,1)
      if(ier.ne.1) stop

      do 50, i=1,d
          read(10,100)ti(i),sn(i)
          t(i)=ti(i)-51700.0
50    continue

      nstep=t(95)-t(1)+step
      num=(nstep/step)

      do 99, s=0,nstep,step
          xx(s/step)=t(1)+s-step
          tmin=xx(s/step)-(mm/2)
          tmax=xx(s/step)+(mm/2)
          c=0
          snin(1)=0.
          do 90, l=1,95
                  if(t(l).ge.tmin.and.t(l).le.tmax)then
                  c=c+1
                  snin(c)=sn(l)
                  endif
90        continue

      snmedi=snin(1)
      do 61, i=2,c
          snmedi=snmedi+snin(i)
61    continue

      if(c.eq.0)then
          snmedio=0.
      else
          snmedio=snmedi/c
```

```
      endif

88    yy(s/step)=snmedio

      if(yy(s/step).eq.0.)then
           yy(s/step)=0.2
      endif
99    continue

      call pgenv(0.,400.,0.,80.,0,0)
      call pglab("Epoca (MJD-51700.0)","S/N (1h)","Media mobile sulle os
     +servazioni della PSR J1911-5958A")

      call pgsfs(1)
      call pgsci(15)
      do 60, i=1,d
           x1=t(i)-1
           x2=t(i)+1
      call pgrect(x1,x2,0.,sn(i))
60    continue

      call pgsci(1)
      call pgslw(5)
      call pgrect(230.,250.,70.,70.4)
      call grvct0(2,false,num,xx,yy)

      call pgsci(0)
      call pgslw(1)
      call pgsfs(1)
      call pgrect(67.,94.5,0.,79.)
      call pgrect(117.5,178.,0.,79.)
      call pgrect(187.5,218.7,0.,79.)
      call pgsci(15)
      call pgsfs(3)
      call pgrect(67.,94.5,0.,80.)
      call pgrect(117.5,178.,0.,80.)
      call pgrect(187.5,218.7,0.,80.)

      call pgsci(1)
      call pgslw(1)
      call pgtext(255.,71.,"Media mobile su 30 giorni")
      call pgtext(255.,68.,"Passo: 5 giorni")

      call pgbox(BCNST,50.,5,BCNST,10.,5)
      call pgend

100   format(f7.1,5x,f4.1)


      end
```

Bibliografia

[1] Baade W., Zwicky F. (1934), *Phys. Rev.* **45**, 138.

[2] Camilo F., Lorimer D. R., Freire P., Lyne A. G., Manchester R. N. (2000) *ApJ*, **535**, 975C.

[3] Camilo F., Thorsett S.E., Kulkarni S. R. (1994) *ApJ*, **421**, L15.

[4] Damour T., Deruelle, N. (1985) *Ann. Inst. H. Poincaré (Phys. Thèorique)*, **43**, 107.

[5] D'Amico N., Lyne A. G., Manchester R. N., Possenti A., Camilo F. (2001) *ApJ*, **548**, L171-L174.

[6] Ferraro F. R., Carretta E., Bragaglia A., Renzini A., Ortolani S. (1997) *MNRAS*, **286**, 1012F.

[7] Freire P. C., Camilo F., Lorimer D. R., Lyne A. G., Manchester R. N., D'Amico N. (2001) *MNRAS*, **326**, 901F.

[8] Goldreich P., Julian W. H. (1969) *ApJ*, **157**, 869G.

[9] Harris, W. E. (1996) *A.J.*, **112**, 1487.

[10] Jackson J. D., *"Classical Electrodynamics"* - USA, John Wiley (1962).

[11] Kaspi M. V., *Applications of Pulsar Timing*, PhD Thesis , Princeton University (1994).

[12] King I. (1962) *AJ*, **67**, 471.

[13] Kippenhahn R., Weigert A., *Stellar Structure and Evolution*, Springer-Verlag (1994).

[14] Kramer M., Xilouris K. M., Lorimer D. R., Doroshenko O., Jessner A., Wielebinski R., Wolszczan A., Camilo F. (1998) *ApJ*, **501**, 270-285.

[15] Manchester R. N., Lyne A. G., D'Amico N., Bailes M., Johnston S., Lorimer D. R., Harrison P. A., Nicastro L., Bell J. F. (1996) *MNRAS*, **279**, 1235M.

[16] Manchester R. N., Taylor J. H., *Pulsars* (San Francisco: Freeman) (1977).

[17] Oppenheimer J. R., Volkoff G. (1939) *Phys. Rev.*, **55**, 374.

[18] Pacini F. (1968) *Nature*, **219**, 145.

[19] Phinney E. S. (1992) *Philos. Trans. R. Soc. London A*, **341**, 39.

[20] Pryor C., Meylan G. (1993) *Structure and Dynamics of Globular Clusters*, *ASP Conference Series*, Vol. 50.

[21] Renzini A., Bragaglia A, Ferraro F. R., Gilmozzi R., Ortolani S., Holberg J. B., Liebert J., Wesemael F., Bohlin R. C. (1996) *ApJ*, **465**, L23-L26.

[22] Rubenstein E. P., Baylin C. D. (1997) *ApJ*, **474**, 701-709.

[23] Scheuer P. A. G., *Nature* (1968) **218**, 920.

[24] Shapiro I. I. (1964) *Phys. Rev. Lett.*, **13**, 789.

[25] Taylor J. H. (1992) *Philos. Trans. Roy. Soc. London A*, **341**, 117.

[26] Taylor J. H., Weisberg J. M. (1989) *ApJ*, **345**, 434.

[27] Thorsett S. E., Chakrabarty D. (1999) *ApJ*, **512**, 288-299.

[28] Toscano M., *A Study of Southern Millisecond Pulsars*, PhD Thesis, University of Melbourne (1999).

[29] Toscano M., Sandhu J. S., Bailes M., Manchester R. N., Britton M. C., Kulkarni S. R., Anderson S. B., Stappers B. W. (1999) *Millisecond pulsar velocities*, *MNRAS*, **307**, 924.

Ringraziamenti

Vorrei ringraziare innanzitutto il prof. Nichi D'Amico e il dott. Andrea Possenti per gli insegnamenti, la disponibilità e la pazienza dimostratami in questi mesi, e per avere aumentato la mia già grande passione per le pulsar. Un grazie va anche al prof. Fanti, per i suggerimenti e gli insegnamenti ricevuti in questi anni, e al dott. Comastri e al prof. Zavatti per la preziosa collaborazione.

Desidero inoltre ringraziare Francesco, Giacomo e Marco, i migliori compagni di casa che si possano desiderare, e Michelangelo, Dario, Gessica, Manuela, Italo, Elena, Luciano e Ciro, per aver diviso con me le segrete del dipartimento e i tanti "gnocchi" dello "zoppo".

Un grazie particolare lo meritano i "four", per l'amicizia che ci lega nonostante la lontananza.

Un ringraziamento specialissimo va poi a Rachele, senza la quale questa tesi non sarebbe neppure nata. Ricorderò per sempre i preziosi suggerimenti e le irritanti correzioni, la pazienza, il sostegno e l'amore regalatomi in questi anni.

Ma il grazie più grande va alla mia famiglia, per l'appoggio incondizionato e per aver reso possibile la realizzazione di questo (lungo) grande sogno.