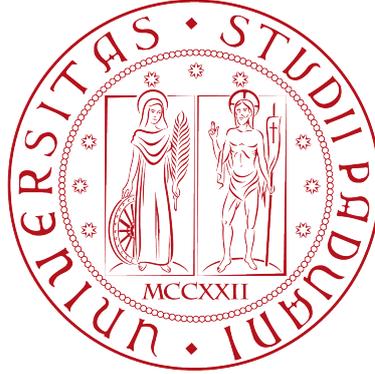


Università degli Studi di Padova

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



LAUREA MAGISTRALE IN ASTRONOMIA

**Studio di sistemi eclissanti di pulsar al
millisecondo con dati del Sardinia Radio
Telescope e Parkes Radio Telescope**

Relatore:

Prof.ssa Paola Marigo

Co-relatori:

Dott.ssa Marta Burgay

Dott. Andrea Possenti

Dott. Alessandro Ridolfi

Laureanda:

Arianna Miraval Zanon

A.A. 2016 - 2017

Indice

1	Introduzione	1
2	Stelle di neutroni	5
2.1	Caratteristiche fisiche	6
2.1.1	Equazione di Tolman-Oppenheimer-Volkoff	7
2.2	Formazione e struttura interna	8
2.2.1	Core collapse supernova	8
2.2.2	Accretion Induced Collapse Supernova	9
2.3	Fenomenologia	9
2.4	Evoluzione magneto-rotazionale	12
2.5	Diagramma P- \dot{P}	14
2.6	Magnetosfera della stella di neutroni	16
2.6.1	Cilindro luce e raggio di Alfvèn	17
2.7	Meccanismo di emissione	17
3	Sistemi eclissanti	21
3.1	Pulsar al millisecondo	21
3.1.1	Formazione	21
3.1.2	Low mass X-ray binary system	22
3.1.3	Intermediate mass X-ray binary system	23
3.1.4	High mass X-ray binary system	25
3.2	Roche lobe overflow	25
3.3	Accrescimento intermittente	28
3.4	Black widow e redback	30
3.4.1	Formazione	31
3.5	Meccanismi che generano le eclissi	34
3.5.1	Allargamento dell'impulso per variazione della misura di dispersione	38
3.6	Sistemi scoperti	38
4	Mezzo interstellare e timing	43
4.1	Effetti del mezzo interstellare	43
4.1.1	Dispersione	44
4.1.2	Rotazione di Faraday	46
4.1.3	Scattering	48
4.1.4	Scintillazione	48
4.2	Modello di timing	49
4.2.1	Identificazione del segnale e de-dispersione	49
4.2.2	Folding	50

4.2.3	Estrazione dei tempi di arrivo e baricentrizzazione	51
4.2.4	Fit dei residui di timing	54
4.3	Rumore cronometrico	56
4.4	Timing nelle binarie	56
4.4.1	Parametri Kepleriani	57
4.4.2	Parametri Post-Kepleriani	58
5	PSR J1431–4715	63
5.1	Radiotelescopi e telescopio di Parkes	63
5.2	Caratteristiche di PSR J1431–4715	65
5.3	Analisi dati	66
5.3.1	Timing	69
5.3.2	Studio dell'eclissi	74
5.3.3	Risultati e prospettive future	82
6	Redback e Black Widow con SRT	85
6.1	Caratteristiche di SRT	85
6.2	Campione di dati	87
6.3	Analisi dati	94
6.3.1	Risultati e prospettive future	99
7	Conclusioni	105
	Figure e Tabelle	106
	Bibliografia	109

Capitolo 1

Introduzione

Le pulsar (*Pulsating Star*, PSR) sono stelle di neutroni rapidamente rotanti caratterizzate da intensi campi magnetici. Esse si formano durante l'esplosione di supernova di stelle massicce. La loro emissione radio può essere spiegata grazie al modello faro (*lighthouse model*), secondo cui le particelle cariche strappate dalla superficie della stella di neutroni vengono accelerate lungo le linee di campo magnetico formando un fascio (rappresentato dal cono giallo in Fig. 1.1). Il caratteristico segnale pulsato ha origine quando il fascio di luce, ad ogni rotazione della pulsar, interseca la linea di vista dell'osservatore. Le pulsar nel corso della loro vita rallentano gradualmente a causa della perdita di energia cinetico-rotazionale, fino a non essere più visibili come emettitori radio.

Quando le pulsar appartengono ad un sistema binario possono essere riaccelerate dall'accrescimento di materia e momento angolare da parte della stella compagna. Questo processo è chiamato "riciclo" e le pulsar che lo subiscono vengono dette "riciclate". Esse vengono accelerate fino a periodi dell'ordine del millisecondo, diventando così pulsar al millisecondo (*millisecond pulsar*, MSP).

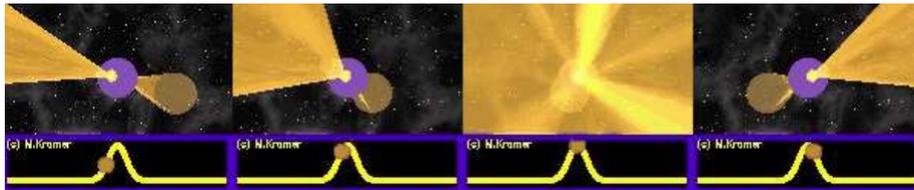


Figura 1.1: Modello faro (*lighthouse model*) per l'emissione delle pulsar. Animazione di Micheal Kramer <http://www.jb.man.ac.uk/~mkramer/Animations.html>

In questo lavoro di tesi ci siamo occupati di studiare una particolare classe di sistemi binari formati da una MSP e una stella compagna di piccola massa, in cui a determinate fasi orbitali il segnale radio della MSP viene distorto o assorbito. Per questo motivo molto spesso i sistemi mostrano eclissi a determinate fasi orbitali. Questi sistemi eclissanti di pulsar al millisecondo si dividono in due classi: black widow (BW) e redback (RB).

I sistemi BW sono caratterizzati da una stella compagna di piccola massa ($M_2 \ll 0.1 M_\odot$) che è stata fortemente ablata dalla pulsar e si trova in uno stato degenere. I sistemi RB invece hanno una compagna più massiccia ($M_2 \simeq 0.1 - 0.4 M_\odot$) che è non degenere e parzialmente ablata. Osservazioni della regione eclissante dei sistemi RB e BW mostrano che il segnale radio della pulsar subisce un ritardo oppure viene

assorbito da un mezzo ionizzato a bassa densità che circonda la stella compagna. Le origini di questo materiale non sono ancora chiare: potrebbe essere generato dall'evaporazione della stella compagna a causa delle particelle altamente energetiche che provengono dalla pulsar; in alternativa potrebbe essere materiale che fluisce dalla stella compagna verso la pulsar attraverso il lobo di Roche, ma la pulsar grazie alla pressione di radiazione respinge il materiale dando origine alla nube. Entrambi i meccanismi sono validi per spiegare le osservazioni, quindi in alcuni sistemi potrebbe manifestarsi il primo ed in altri sistemi il secondo.

Lo studio di questi sistemi è diventato di particolare interesse negli ultimi anni, poiché grazie alle survey di ammassi globulari effettuate con i radiotelescopi di Parkes e Green Bank e al satellite spaziale Fermi che ha portato alla luce numerose sorgenti puntiformi non identificate, poi risultate essere MSP, il numero di sistemi scoperti RB e BW è aumentato rapidamente (ad oggi sono più di 50)¹.

Questa classe di sistemi offre la possibilità di meglio comprendere l'interazione tra materia e radiazione in regioni di bassa densità ed elevati campi magnetici, poiché i sistemi sono molto stretti e poco eccentrici. Inoltre permettono di studiare la fisica del vento della pulsar e la fenomenologia degli shock. Studi multi-frequenza in futuro ci permetteranno di chiarificare il meccanismo che genera le eclissi e porre dei limiti sui tempi scala di ablazione della stella compagna. In particolare quest'ultima applicazione ci permetterà di supportare o falsificare l'ipotesi che i sistemi RB e BW possano dar origine alle MSP isolate.

Nella prima parte della tesi ci occuperemo di studiare nel dettaglio la pulsar J1431–4715, appartenente ad un sistema RB. Svolgeremo lo studio di *timing* al fine di ricavare i parametri rotazionali, astrometrici e orbitali della pulsar. Nel seguito studieremo la regione dell'eclissi e il meccanismo più probabile che causa il ritardo nei tempi di arrivo. Nella seconda parte del lavoro, invece, ci soffermeremo sull'analisi di alcuni sistemi RB e BW osservati con il Sardinia Radio Telescope (SRT).

La tesi è articolata nel seguente modo:

Nel primo Capitolo presentiamo le stelle di neutroni descrivendo alcune quantità fondamentali che le caratterizzano, quali raggio, massa, densità media e campo magnetico. Descriviamo le caratteristiche fisiche e la loro composizione. Ricaviamo l'equazione di struttura delle stelle di neutroni, che una volta accoppiata con l'equazione di stato ci permette di ricavare la massa massima di questi oggetti esotici. Nel seguito ci concentriamo sulla loro formazione ed evoluzione, descrivendo l'evoluzione magneto-rotazionale, i tipi di stelle di neutroni che si osservano e la loro distribuzione nel diagramma $P - \dot{P}$. Infine descriviamo brevemente il meccanismo di emissione.

Nel secondo Capitolo ci concentriamo sui sistemi eclissanti di pulsar al millisecondo. Nella prima parte descriviamo i diversi scenari di formazione delle pulsar al millisecondo a partire dai sistemi X in accrescimento. Descriviamo il meccanismo di trasferimento di massa attraverso *Roche lobe overflow*, indispensabile per capire la formazione delle pulsar al millisecondo. Nella seconda parte introduciamo i sistemi BW e RB, mostrando i modelli proposti per la loro formazione. Infine descriviamo i diversi meccanismi che possono generare le eclissi. A conclusione del capitolo riportiamo i sistemi RB e BW scoperti fino ad oggi con le loro principali caratteristiche fisiche, dividendo quelli che si trovano in ammassi globulari da quelli che popolano

¹<https://apatruno.wordpress.com/about/millisecond-pulsar-catalogue/>

il campo galattico.

Il terzo Capitolo è dedicato alla descrizione degli effetti del mezzo interstellare sul segnale elettromagnetico delle pulsar. Tra questi distinguiamo la dispersione del segnale, la rotazione di Faraday dovuta alla presenza del campo magnetico, lo scattering e la scintillazione che sono dovuti ad un mezzo non omogeneo o turbolento. Nella seconda metà del Capitolo descriviamo accuratamente l'analisi di *timing* nelle sue varie fasi, sia per le pulsar isolate che per quelle appartenenti ai sistemi binari.

Nel quarto Capitolo descriviamo l'analisi del sistema eclissante J1431–4715. I dati analizzati sono stati acquisiti con il radiotelescopio di Parkes in un arco temporale di sei anni e coprono tre frequenze: 0.7 GHz, 1.4 GHz e 3.1 GHz. Nella prima parte presentiamo lo studio di *timing* e le effemeridi che abbiamo ricavato. Nella seconda ed ultima parte ci concentriamo sullo studio della regione eclissante, prima stimando le dimensioni della nube di gas che circonda la stella compagna e il raggio del *lobo di Roche*, poi analizzando il possibile meccanismo che genera il ritardo dei tempi di arrivo. Infine presentiamo lo studio sulla geometria della nube che genera l'eclissi, che nel nostro caso abbiamo approssimato ad una sfera, per porre alcuni vincoli sulla geometria del sistema. Infine mostriamo i risultati ottenuti e gli studi futuri che intendiamo svolgere.

Nel quinto Capitolo ci concentriamo sulla descrizione dell'analisi di 11 sistemi eclissanti (sia BW che RB) osservati con il SRT durante l'*Early Science Program*, il primo run osservativo del nuovo 64-m italiano. Nella prima parte del capitolo illustriamo le caratteristiche tecniche di SRT. Nel seguito presentiamo i sistemi analizzati, facendo un breve descrizione di ognuno. Nella seconda parte ci soffermiamo sull'analisi vera e propria che in questo caso ha lo scopo di identificare la presenza o meno del segnale della pulsar. Si tratta di uno studio preliminare volto a verificare quali sistemi BW e RB potranno essere osservati in futuro con SRT. I dati sono stati acquisiti simultaneamente in banda P (0.305-0.410 GHz) e banda L (1.3-1.8 GHz), che sono due bande ottimali per lo studio delle eclissi, solitamente molto evidenti a frequenze < 2 GHz. Nella parte conclusiva del Capitolo mostriamo i risultati ottenuti e le prospettive future per lo studio di questi sistemi con SRT.

Nel sesto e ultimo capitolo riassumiamo brevemente i risultati e le prospettive future.

Capitolo 2

Stelle di neutroni

Le stelle di neutroni (*neutron stars*, NS) sono oggetti rotanti estremamente compatti, con masse (M) simili a quella del Sole e raggi (R) dell'ordine dei 10-20 Km. In queste condizioni la materia raggiunge densità molto vicine a quelle di un nucleo atomico ($\sim 10^{14} \text{g cm}^{-3}$). Questi oggetti esotici sono uno dei possibili stadi finali dell'evoluzione stellare.

La loro esistenza era stata prevista teoricamente nella prima metà del '900 dallo scienziato russo Lev Davidovic Landau. Nel 1933 gli studiosi Walter Baade e Fritz Zwicky ipotizzarono che le NS potessero formarsi dall'evoluzione di stelle massicce (stelle con masse superiori a $5-8 M_{\odot}$), in seguito alle esplosioni di supernova.

La scoperta della prima NS avvenne nel 1967 a Cambridge da parte di Antony Hewish e Jocelyn Bell [53]. Questa prima sorgente chiamata CP1919, ribattezzata poi PSR B1919+21, fu osservata sotto forma di pulsar radio.

Fino agli anni '70 le NS furono identificate univocamente come pulsar radio, mentre con l'avvento dell'astronomia X fu possibile osservare l'emissione di questi oggetti in diverse bande dello spettro elettromagnetico.

Le pulsar sono solo una delle possibili manifestazioni delle stelle di neutroni. Esse emettono degli impulsi periodici molto regolari di origine non termica, che vengono osservati principalmente in banda radio, ma in alcuni casi anche in banda γ , X e ottica. Oggi conosciamo più di 2000 NS con caratteristiche fisiche e fenomenologiche molto varie.

Le NS sono caratterizzate da periodi rotazionali (P) molto brevi. Una stima molto approssimativa del periodo rotazionale si può ottenere immaginando che la stella progenitrice sia di forma sferica e quindi abbia un momento d'inerzia pari a $I = 2/5MR_i^2$. Supponiamo inoltre che nell'evento di supernova dalla quale si originano le NS, la stella conservi il momento angolare e il flusso del campo magnetico (B). Da queste leggi di conservazione si ha:

$$I_f \Omega_f = I_i \Omega_i \quad \Rightarrow \quad M_f R_f^2 \Omega_f = M_i R_i^2 \Omega_i, \quad (2.1)$$

$$B_i R_i^2 = B_f R_f^2, \quad (2.2)$$

dove $\Omega = 2\pi/P$ è la velocità angolare di rotazione e B è il campo magnetico superficiale della stella. Assumendo che la massa iniziale (M_i) e la massa finale (M_f) siano dello stesso ordine di grandezza possiamo stimare il periodo rotazionale di

questi oggetti e il loro campo magnetico ¹

$$P_f = P_i \left(\frac{R_f}{R_i} \right)^2 \approx 10^{-5} \text{ s}, \quad (2.3)$$

$$B_f = B_i \left(\frac{R_i}{R_f} \right)^2 \approx 10^{12} \text{ G}. \quad (2.4)$$

Nella realtà si osservano periodi rotazionali maggiori compresi tra 10^{-3} s e 10 s; mentre la stima del campo magnetico si avvicina ai valori stimati dalle osservazioni.

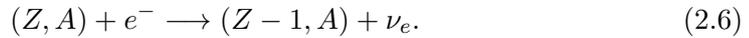
2.1 Caratteristiche fisiche

Le stelle di neutroni essendo generate dal collasso del nucleo di stelle massicce, allo loro nascita presentano temperature molto elevate ($10^9 - 10^{10}$ K). Tuttavia la stella nascente subisce una fase iniziale di rapido raffreddamento a causa della grande produzione di neutrini. La sua temperatura efficace (T_{eff}) nell'intervallo temporale di circa un mese raggiunge 10^8 K e in 10^5 anni temperature inferiori a 10^6 K. La storia termica delle NS dipende chiaramente dai meccanismi con cui esse si raffreddano. I principali meccanismi coinvolti sono l'emissione termica da parte della crosta esterna (formata da materia ordinaria come neutroni, elettroni e protoni) e la perdita di energia (E_{th}) per emissione neutrinica:

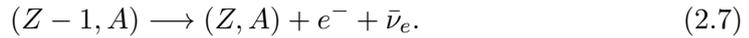
$$\frac{dE_{th}}{dt} = -L_\gamma - L_\nu. \quad (2.5)$$

Nell'Eq. 2.5 $L_\gamma = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4$ è la luminosità fotonica assumendo che la stella emetta come un corpo nero, dove σ è la costante di Stefan-Boltzmann e T_{eff} è la temperatura efficace della stella. Il secondo termine L_ν è la luminosità neutrinica generata dal processo di *neutronizzazione*.

Alle densità a cui si trovano le NS la materia è dominata da neutroni allo stato degenere che, grazie alla pressione di degenerazione, sostengono la stella impedendone il collasso. Questa grande concentrazione di neutroni è dovuta alla neutronizzazione, che avviene attraverso un decadimento β -inverso. In questo processo, chiamato anche di cattura elettronica, un protone all'interno di un nucleo si trasforma in un neutrone emettendo un neutrino secondo la seguente reazione:



Il nuovo nucleo prodotto essendo instabile decade secondo:



Nelle condizioni di altissima densità raggiunte in una stella di neutroni, la seconda reazione è sfavorita a causa del principio di esclusione di Pauli, che impedisce la produzione di nuovi elettroni con energia minore dell'energia di Fermi.

All'aumentare della densità i processi di neutronizzazione aumentano e quando si raggiungono valori dell'ordine di $\rho \simeq 4 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ i nuclei iniziano a rilasciare neutroni attraverso un processo chiamato *neutron drip* (*sgocciolamento dei neutroni*).

¹Assumendo per la stella iniziale $P_i \sim 10^5$ s, $R_i \sim 10^6$ km e $B_i \approx 100$ G e per la stella finale $R_f \sim 10$ km.

Quando si raggiungono densità pari a $\rho \simeq 2.4 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ i nuclei si fondono dando origine ad un gas di neutroni, elettroni e protoni le cui densità numeriche soddisfano i seguenti rapporti:

$$n_n : n_p : n_e = 8 : 1 : 1. \quad (2.8)$$

2.1.1 Equazione di Tolman-Oppenheimer-Volkoff

In questa sezione ricaviamo l'equazione di struttura delle stelle di neutroni. Questa equazione vale per un corpo sfericamente simmetrico all'equilibrio idrostatico e si determina a partire dalle equazioni di campo della *Relatività Generale*.

In presenza di forti campi gravitazionali, nel nostro caso generati dalle stelle di neutroni, lo spazio-tempo viene descritto dalle equazioni di campo di Einstein nella forma completa:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \frac{8\pi G T_{\mu\nu}}{c^2}, \quad (2.9)$$

dove $R_{\mu\nu}$ è il tensore di Ricci, $g_{\mu\nu}$ è il tensore metrico, R è lo scalare di curvatura di Riemann e $T_{\mu\nu}$ è il tensore energia-momento. Per semplicità assumiamo che il fluido che compone la stella sia approssimabile a un gas ideale, descritto dal tensore:

$$T_{\mu\nu} = (p + \rho)u^\mu u^\nu + pg_{\mu\nu}, \quad (2.10)$$

dove p è la pressione isotropa, ρ è la densità di energia e u^μ , u^ν sono le 4-velocità del fluido. Nel caso stazionario, in cui la materia è ferma rispetto alle coordinate ($dr = d\theta = d\phi = 0$) le uniche componenti non nulle del tensore $T_{\mu\nu}$ sono:

$$T_{00} = \rho c^2, \quad T_{11} = T_{22} = T_{33} = p. \quad (2.11)$$

L'elemento di linea in coordinate sferiche nel caso stazionario e a simmetria sferica si può esprimere come [80]:

$$ds^2 = e^\nu c^2 dt^2 - e^\lambda dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2), \quad (2.12)$$

$$\nu = \nu(r), \quad \lambda = \lambda(r). \quad (2.13)$$

Combinando insieme le equazioni 2.11 e 2.12, l'equazione di campo 2.10 si riduce a tre equazioni differenziali ordinarie ²:

$$8\pi p = e^{-\lambda} \left(\frac{\nu'}{r} + \frac{1}{r^2} \right) - \frac{1}{r^2}, \quad (2.14)$$

$$8\pi \rho = e^{-\lambda} \left(\frac{\lambda'}{r} - \frac{1}{r^2} \right) + \frac{1}{r^2}, \quad (2.15)$$

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{(p + \rho)}{2} \nu', \quad (2.16)$$

dove l'apice indica la derivata rispetto ad r .

Moltiplicando l'equazione 2.15 per $4\pi r^2$ ed integrandola ottengo:

$$8\pi m = 4\pi r(1 - e^{-\lambda}) \quad \text{con} \quad m = \int_0^r 4\pi r^2 \rho dr, \quad (2.17)$$

dove m è la massa gravitazionale entro il raggio r . Per $r=R$ la massa m diventa la massa totale M della stella. Questa massa M non è data solo dal prodotto del

²Abbiamo utilizzato le unità naturali $c = 1$ e $G=1$.

numero di barioni per unità di massa atomica, ma contiene anche l'energia interna e l'energia gravitazionale (che essendo negativa riduce la massa gravitazionale).

Nell'Eq. 2.16 sostituiamo ν' a partire dall'Eq. 2.14 ed il termine $e^{-\lambda}$ dall'Eq. 2.17. Utilizzando le relazioni ottenute arriviamo alla formulazione dell'equazione dell'equilibrio idrostatico in Relatività Generale, nota come equazione di *Tolman-Oppenheimer-Volkoff*:

$$\frac{dp}{dr} = -\rho \frac{m}{r^2} \left(1 + \frac{p}{\rho}\right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 \rho}{m(r)}\right) \left(1 - \frac{2m(r)}{r}\right). \quad (2.18)$$

Questa equazione una volta accoppiata all'equazione di stato $p = p(\rho)$, sotto opportune condizioni al contorno permette di ricavare la struttura della stella di neutroni. Un parametro molto importante che può essere ricavato a partire da queste due equazioni accoppiate è il valore della massa massima che può avere una NS a densità molto elevate. Questa quantità è detta massa di Oppenheimer-Volkhoff (M_{OV}) ed è fortemente dipendente dalla scelta dall'equazione di stato. Attualmente si stima che essa non possa essere superiore a $3 M_{\odot}$.

2.2 Formazione e struttura interna

Le stelle di neutroni, secondo la teoria dell'evoluzione stellare, si formano dalle esplosioni di supernove come residuo del collasso del nucleo di stelle massicce (con masse comprese tra 10 e 20-25 M_{\odot}). Le supernove sono esplosioni stellari durante le quali la luminosità della stella raggiunge valori di $10^9 - 10^{10} L_{\odot}$. La maggior parte dei resti di supernova sono visibili come delle luminose nebulose in espansione aventi al loro interno la stella di neutroni.

Tra i vari tipi di supernove quelle che possono dar origine ad una stella di neutroni sono: *core collapse supernova* e *electron-capture supernova*.

2.2.1 Core collapse supernova

Nelle stelle con masse superiori a $10 M_{\odot}$ alla fine della loro evoluzione si forma un nucleo composto da elementi del gruppo del ferro (principalmente ^{56}Fe). I nuclei del gruppo del ferro sono stabili, non può essere estratta ulteriore energia da essi tramite la fusione nucleare e quindi il nucleo formato da essi è inerte. La caratteristica di stelle così massicce è quella di riuscire a compiere l'intera successione delle fusioni nucleari. Così la stella negli stadi finali dell'evoluzione appare stratificata. Negli involucri più esterni si trovano gli elementi più leggeri quali H ed He, mentre nelle regioni più interne quelli più pesanti sino ad arrivare al nucleo di Fe.

Il nucleo anche se viene sottoposto ad una grande forza gravitazionale non collassa grazie alla pressione di degenerazione degli elettroni. Quando tuttavia la massa del nucleo di ferro si avvicina e supera la massa limite di Chandrasekhar, la pressione di degenerazione degli elettroni non riesce più a contrastare la forza gravitazionale. A questo punto inizia la rapida fase di collasso che genera un aumento delle temperature. Ciò porta al così detto processo di fotodisintegrazione dei nuclei, in cui fotoni di alta energia (raggi γ) decompongono i nuclei del ferro secondo la seguente reazione:



rilasciando nuclei di elio e neutroni. Contemporaneamente con l'aumentare della densità si innesca il processo di cattura elettronica che dalla fusione di elettroni e

protoni produce neutrini e altri neutroni. I neutrini interagendo debolmente con la materia riescono a sfuggire sottraendo energia alla stella ed accelerandone il collasso. La materia in caduta verso il centro ad un certo punto incontra un nucleo di neutroni degeneri. Questo causa un “rimbalzo” della materia che dà origine ad un’onda d’urto in grado di spazzare via gli strati che circondano il nucleo. Al termine dell’esplosione rimane un nucleo di materia degeneri circondato da una nebulosa. Il nucleo restante è la stella di neutroni nascente, strutturata nei seguenti involucri [79]:

- Crosta esterna composta da nuclei pesanti ed elettroni degeneri relativistici;
- Crosta interna composta da un superfluido di neutroni ed elettroni degeneri relativistici;
- Nucleo (regione più estesa), nella parte esterna è composto da un superfluido di neutroni e protoni, e da elettroni degeneri relativistici. Nella parte più interna si ipotizza la presenza di pioni o altre particelle elementari.

2.2.2 Accretion Induced Collapse Supernova

La maggior parte delle stelle di neutroni si formano nelle core collapse supernova, ma alcune di esse nascono da stelle meno massicce attraverso un meccanismo diverso.

Secondo il modello di “accrescimento che induce il collasso” (*accretion-induced collapse*, AIC), si può avere la formazione di una stella di neutroni rapidamente rotante quando una nana bianca di O-Ne-Mg, in seguito all’accrescimento di materiale da parte di una stella compagna, raggiunge il limite di Chandrasekhar [45],[60].

La formazione di stelle di neutroni secondo questo modello prevede che la nana bianca di O-Ne-Mg, formatasi in seguito all’evoluzione di una stella con masse comprese tra 8 e 11 M_{\odot} , appartenga ad un sistema binario. La stella compagna, con masse dell’ordine della massa solare, dopo aver terminato di bruciare l’idrogeno nel nucleo, evolve alla fase di gigante rossa. In questa fase si può innescare il trasferimento di materia alla nana bianca tramite il meccanismo di *Roche-lobe overflow*. Quando la nana bianca raggiunge la massa limite di 1.37 M_{\odot} la cattura elettronica induce il collasso e così gli involucri vengono espulsi tramite una *electron capture supernova* (EC SN).

2.3 Fenomenologia

Le principali caratteristiche osservative delle pulsar vengono spiegate attraverso un modello semplificato, secondo cui la radiazione osservata viene prodotta da particelle cariche strappate dalla superficie della stella di neutroni. Queste particelle, accelerate lungo le linee di campo magnetico, emettendo fotoni formano un fascio di luce.

L’osservatore riceve delle pulsazioni molto regolari visibili principalmente in banda radio. Questo segnale pulsato secondo il *modello faro* (*lighthouse model*, vedi Fig. 2.6) viene generato in direzione dell’asse magnetico della pulsar. Quindi se la linea di vista dell’osservatore intercetta il cono di luce prodotto dalla radio sorgente, l’osservatore riceve un impulso ogni rotazione.

Le pulsar sono sorgenti molto deboli, la loro intensità misurata a 1.4 GHz varia tra 5 μJy e 1 Jy (dove 1 Jy $\equiv 10^{-26} \text{Wm}^{-2}$) [73]. Per questo motivo, per mettere in luce

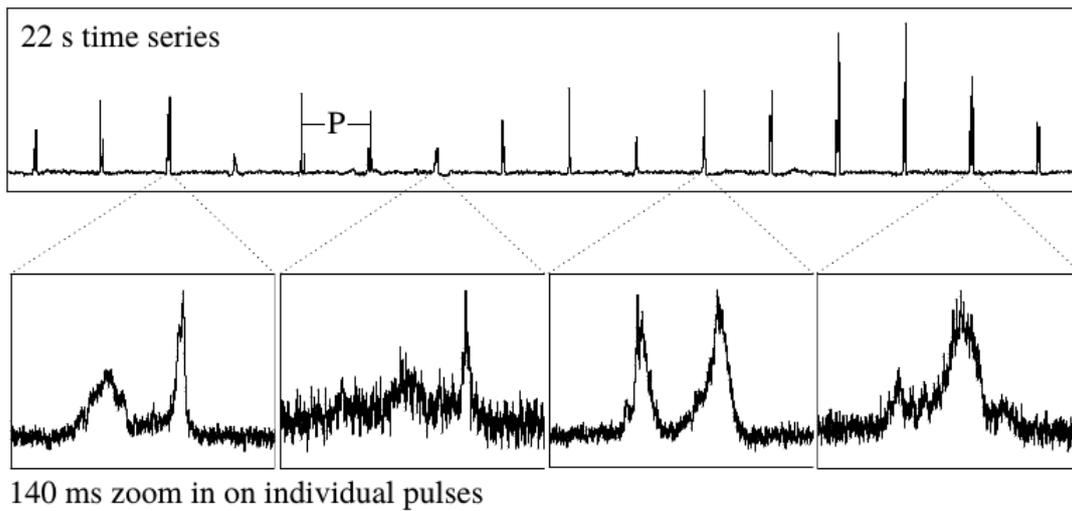


Figura 2.1: Serie temporale di 22 s della sorgente PSR B0301+19. Nel pannello in basso vengono mostrati 4 singoli impulsi della medesima sorgente [73].

il segnale, i singoli profili degli impulsi vengono sommati coerentemente nel tempo (tramite una procedura chiamata *folding*, spiegata in dettaglio nel Capitolo 4.2.2). A seconda della sorgente che si osserva possono essere necessari centinaia o migliaia di impulsi per poter produrre un *profilo integrato* dall'alto rapporto segnale-rumore (signal/noise, S/N). Inoltre i singoli impulsi, per ogni pulsar, mostrano una grande variabilità di forma nel tempo (vedi Fig. 2.1). Mentre il profilo integrato per ogni osservazione alla medesima frequenza risulta molto stabile nella forma, ed è una caratteristica individuale di ciascuna pulsar.

I profili integrati delle diverse pulsar sono molto diversi tra loro, come possiamo vedere in figura 2.2. Alcune sorgenti presentano un *interpulso*, cioè un secondo impulso separato dal primo di circa 180° . Un'interpretazione per questo tipo di fenomenologia è che il secondo impulso sia generato dal polo magnetico opposto a quello che genera l'impulso principale. Ci si aspetta che il fenomeno dell'interpulso sia piuttosto raro perché richiede una geometria particolare, caratterizzata dalla quasi ortogonalità fra asse magnetico e asse di rotazione.

Si osservano anche altri due fenomeni: l'azzeramento dell'impulso (*nulling*) e gli impulsi giganti (*giant pulses*). L'azzeramento si manifesta con un'apparente spegnimento della pulsar che dopo alcuni secondi o minuti riappare mostrando gli impulsi perfettamente in fase. Gli impulsi giganti invece sono impulsi con un'intensità centinaia o migliaia di volte superiore a quelli normali.

La forma degli impulsi dipende sia dalle dimensioni del fascio che dalla geometria del sistema pulsar-osservatore, ovvero dall'angolo tra il centro di emissione del fascio e la linea di vista dell'osservatore.

Per spiegare la grande diversità nella forma dei profili degli impulsi sono stati teorizzati due differenti modelli chiamati "*core and cone model*" e "*patchy beam model*" (vedi Fig. 2.3). Il primo modello "a coni concentrici", prevede che il fascio sia costituito da un cono cavo con all'interno altri coni concentrici. [86]. A seconda che la linea di vista dell'osservatore tagli il cono di emissione nella regione del cono interno o di quello esterno la forma del profilo dell'impulso varia. Il secondo modello, detto "a macchie", prevede che la regione da cui proviene il fascio radio sia costituita

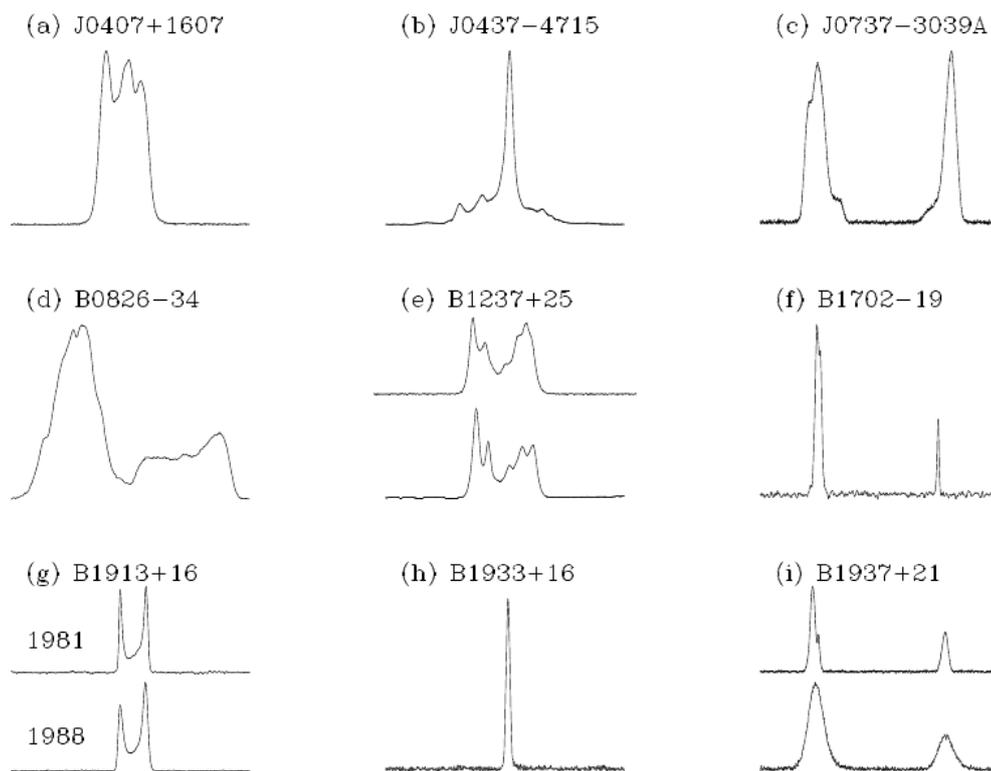


Figura 2.2: Profili integrati per una campione di nove pulsar [73].

da regioni emittenti sparse e che solo alcune di esse siano effettivamente attive [76]. Lavori più recenti invece suggeriscono che i dati osservativi possono essere spiegati attraverso un modello ibrido che riportiamo in Fig. 2.4. Esso utilizza un modello a macchie in una struttura a coni concentrici [65].

I profili dei singoli impulsi, oltre a variare nel tempo, mostrano delle differenze nella forma che dipendono dalla frequenza di osservazione. Ad esempio, la maggior parte delle pulsar normali mostrano a basse frequenze un allargamento dell'ampiezza dell'impulso e della separazione tra le varie componenti [73]. Questo fenomeno è stato spiegato dal fatto che l'emissione ad alte frequenze viene generata più vicino alla stella di neutroni (quindi dove il cono è più stretto) rispetto a quella a basse

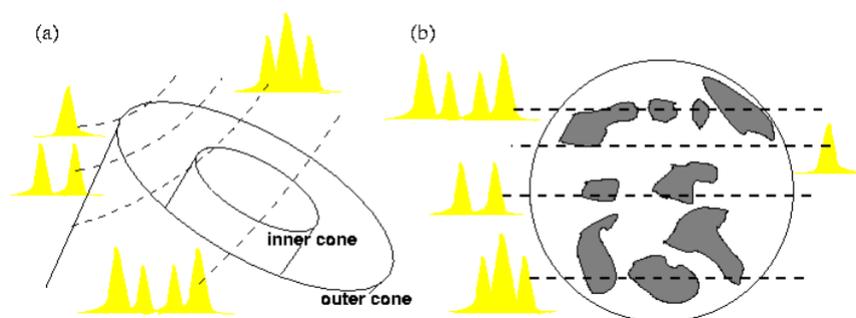


Figura 2.3: (a) Modello a coni concentrici (“*core and cone model*”), (b) Modello a macchie (“*patchy beam model*”) [73].

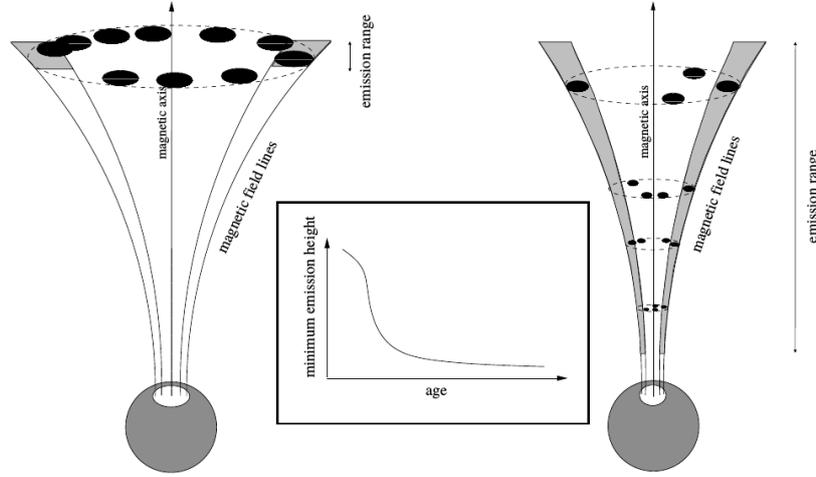


Figura 2.4: La stella di neutroni è rappresentata in grigio e per semplicità viene mostrata l'emissione da un solo polo magnetico. A sinistra è rappresentata l'emissione di una pulsar giovane con un'emissione proveniente da un anello a macchie distante dalla superficie della NS. A destra invece è rappresentata l'emissione di una pulsar vecchia, dove l'impulso viene generato da una serie di anelli a macchie a diverse altezze rispetto alla superficie della NS. Il pannello al centro mostra come varia l'altezza della regione emittente in funzione dell'età della NS [65].

frequenze [33].

Un altro fenomeno che si osserva è la variazione dell'intensità degli impulsi con la frequenza. La densità di flusso media S_{mean} (cioè l'intensità integrata di un impulso mediata su un intero periodo) per una pulsar può essere espressa tramite una legge di potenza:

$$S_{mean}(f) \propto f^\xi, \quad (2.20)$$

dove f è la frequenza di osservazione e ξ è l'indice spettrale. La densità di flusso viene misurata in Jansky, Jy. L'intervallo di valori per l'indice spettrale è compreso tra -4 e 0 con un valore medio di -1.8 ± 0.2 [78]

2.4 Evoluzione magnetorotazionale

Il modello adottato per descrivere l'evoluzione delle pulsar è quello del rotatore obliquo. Si suppone che il campo magnetico all'interno e all'esterno della stella sia dipolare. In coordinate sferico-polari un campo dipolare assume la seguente forma:

$$\mathbf{B}_{dip} = \frac{B_p R^3}{r^3} \left(\cos\theta \mathbf{e}_r + \frac{\sin\theta}{2} \mathbf{e}_\theta \right), \quad (2.21)$$

dove B_p è l'intensità del campo magnetico ai poli, R è il raggio della stella di neutroni e r è la coordinata radiale.

Introduciamo il momento di dipolo magnetico $m = 1/2BR^2$ ed assumiamo che esso sia inclinato di un certo angolo α rispetto all'asse di rotazione della pulsar (vedi Fig. 2.6). Se ci poniamo in un sistema di riferimento con asse verticale coincidente con l'asse di rotazione Ω , il vettore \mathbf{m} ruota attorno ad esso e quindi anche il campo

magnetico ruota rigidamente con la stella. In tale sistema di riferimento possiamo scomporre il momento di dipolo magnetico nel seguente modo:

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2}BR^3(\sin \alpha \sin \Omega t, \sin \alpha \cos \Omega t, \cos \alpha). \quad (2.22)$$

Un dipolo magnetico in rotazione emette onde elettromagnetiche e la loro potenza è data dalla formula di Larmor:

$$\dot{E} = -\frac{2}{3c^3}|\ddot{\mathbf{m}}|^2 = -\frac{2}{3c^3}\frac{1}{4}B^2R^6\Omega^4\sin^2 \alpha = -\frac{1}{6c^3}B^2R^6\Omega^4\sin^2 \alpha. \quad (2.23)$$

Il segno negativo in Eq. 2.23 indica che l'energia viene persa dal sistema sotto forma di onde elettromagnetiche. Questa energia viene emessa a spese dell'energia cinetico-rotazionale che è data da:

$$E = \frac{1}{2}I\Omega^2, \quad (2.24)$$

da cui si deriva:

$$\dot{E} = I\Omega\dot{\Omega}. \quad (2.25)$$

Eguagliando le equazione 2.23 e 2.25, otteniamo il seguente bilancio energetico:

$$I\Omega\dot{\Omega} = -\frac{1}{6c^3}B^2R^6\Omega^4\sin^2 \alpha. \quad (2.26)$$

Da ciò si deduce che la stella rallenta nel corso del tempo per perdita di energia cinetico-rotazionale:

$$\dot{\Omega} = -\frac{B^2R^6\Omega^3\sin^2 \alpha}{6Ic^3}. \quad (2.27)$$

Questa equazione può essere espressa in una forma più generale come legge di potenza:

$$\dot{\Omega} = -K\Omega^n, \quad (2.28)$$

dove $n = \frac{\Omega\dot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2}$ è l'indice di frenamento (*braking index*) e $K \equiv \frac{2m^2\sin^2 \alpha}{3Ic^3}$. Nel caso in cui la perdita di energia sia dominata dall'emissione di radiazione di dipolo magnetico si ha $n = 3$. Dalle osservazioni risulta che l'indice di frenamento sia compreso in un intervallo che va da $n = 1.4$ a $n = 2.9$. Solamente per poche pulsar è stato possibile misurare il valore di n poiché è necessario che la pulsar abbia un tasso di rallentamento (*spin-down*) elevato e sia poco contaminata dal rumore (*timing noise*). La misura del *braking index* fornisce informazioni importanti riguardo al meccanismo di emissione, ad esempio $n > 3$ potrebbe indicare una perdita di energia per radiazione gravitazionale o radiazione elettromagnetica di multipolo.

Dalle equazioni appena ricavate, sotto opportune semplificazioni possiamo ricavare due quantità importanti per le pulsar che sono l'intensità del campo magnetico e la loro età caratteristica. Nell'assunzione che la stella sia una sfera omogenea possiamo stimare l'ordine di grandezza per il momento d'inerzia, a partire dai parametri tipici per una NS ³:

$$I_{NS} = \frac{2}{5}MR^2 \simeq 10^{45} \text{ g cm}^2 \frac{M}{1.4 M_{\odot}} \left(\frac{R}{10 \text{ km}} \right)^2. \quad (2.29)$$

³Assumo $M_{NS} = 1.4M_{\odot}$ e $R_{NS} = 10 \text{ km}$.

Passiamo ora alla stima dell'età e del campo magnetico della pulsar. Separando le variabili nell'equazione 2.27 ed integrando ottengo:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_0}^{\Omega} \frac{d\Omega'}{\Omega'^3} &= - \int_0^t \frac{B^2 R^6 \sin^2 \alpha}{6Ic^3} dt', \\ -\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Omega^2} - \frac{1}{\Omega_0^2} \right) &= -\frac{B^2 R^6 \sin^2 \alpha}{6Ic^2} t, \\ \frac{1}{\Omega^2} - \frac{1}{\Omega_0^2} &= \frac{2B^2 R^6 \sin^2 \alpha}{6Ic^2} t, \end{aligned} \quad (2.30)$$

dove $t = 0$ si riferisce all'istante in cui la stella di neutroni nasce e quindi $\Omega_0 = \Omega(t = 0)$ è la velocità angolare iniziale.

Il periodo rotazionale aumenta nel tempo come visto precedentemente quindi possiamo ragionevolmente assumere che $\Omega_0 \gg \Omega(t > 0)$. Quindi l'Eq. 2.30 si riduce a:

$$\frac{1}{\Omega^2} \sim \frac{2B^2 R^6 \sin^2 \alpha}{6Ic^2} t = -2 \frac{\dot{\Omega}}{\Omega^3} t. \quad (2.31)$$

Da quest'ultima equazione sostituendo Ω con P otteniamo l'età della pulsar in funzione di due parametri osservabili:

$$\tau_c = \frac{1}{2} \frac{P}{\dot{P}}. \quad (2.32)$$

La stima data dall'equazione 2.32 prende il nome di *età caratteristica*.

In modo del tutto analogo a partire dall'equazione 2.30 possiamo ricavare una stima del campo magnetico dipolare ⁴:

$$B^2 = \frac{6Ic^3}{4\pi^2 R^6 \sin^2 \alpha} P \dot{P} \Rightarrow B \approx 3.2 \times 10^{19} \sqrt{P \dot{P}} \text{ G}. \quad (2.33)$$

Queste quantità sono state ricavate facendo una serie di approssimazioni su massa, raggio, campo magnetico (assunto dipolare quindi con $n = 3$) e momento d'inerzia della pulsar. Inoltre si è assunto che campo-magnetico e asse di rotazione siano disallineati ($\alpha \neq 0$). Questo perché assumendo che la stella di neutroni ruoti nel vuoto, se α fosse nullo non si avrebbe nessuna perdita di energia magneto-rotazionale.

2.5 Tipi di stelle di neutroni e distribuzione nel diagramma $P-\dot{P}$

Le stelle di neutroni mostrano una grande varietà e vengono suddivise in base alle loro proprietà fisiche. Una prima caratterizzazione delle varie famiglie può essere fatta collocando le stime di P e \dot{P} (e dei parametri derivati B e τ_c) in un diagramma. Questo è noto come diagramma $P-\dot{P}$ (vedi Fig. 2.5): le linee tratteggiate individuano le linee di ugual campo magnetico, mentre quelle a puntini di ugual età caratteristica. La linea continua è chiamata "linea della morte" (*death line*), la sua posizione varia a seconda dei modelli di emissione e in relazione alla sensibilità delle osservazioni. Quando le stelle di neutroni attraversano la regione delimitata dalla death line non sono più visibili poiché il meccanismo di emissione non è più efficiente per quelle

⁴Ponendo il valore di $\sin^2 \alpha \sim 1$

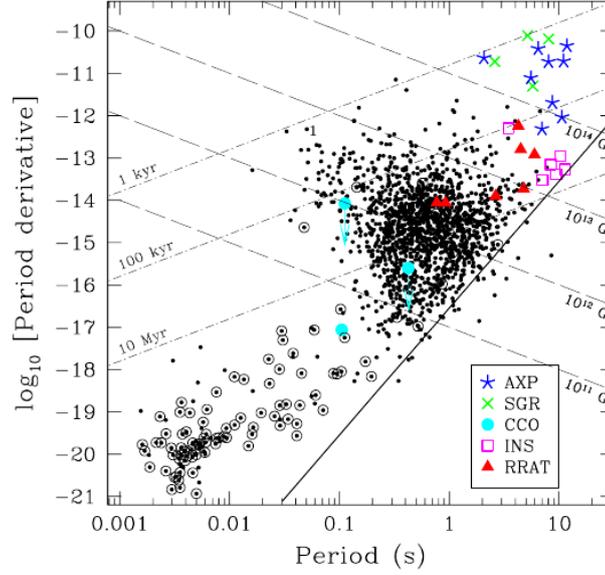


Figura 2.5: Diagramma $P-\dot{P}$ [66]. I punti neri nella regione centrale rappresentano le pulsar isolate, i cerchi in basso a sinistra le pulsar in sistemi binari. I triangoli rossi rappresentano le *Rotating radio transients* (RRAT), i quadrati magenta sono NS isolate (*Isolated neutron stars*, INS) con particolari caratteristiche, le croci blu e verdi sono due classi distinte di magnetar (*anomalous X-ray pulsars*, AXP e *soft gamma repeaters*, SGR). Infine i cerchi azzurri rappresentano i *Central Compact Objects* (CCO).

combinazioni di P e \dot{P} , e di conseguenza la loro luminosità è troppo bassa per poter essere osservate.

Il diagramma $P-\dot{P}$ oltre ad essere usato per classificare le diverse tipologie di NS, ha anche un'interpretazione evolutiva. Le stelle di neutroni nascono con periodi rotazionali molto brevi (pulsar giovani che si trovano nella regione in alto a sinistra del diagramma). Il periodo rotazionale a causa del meccanismo di frenamento indotto dal campo magnetico aumenta nel tempo e quindi la pulsar si sposta verso destra fino ad attraversare la death line in un tempo scala di $\sim 10^8$ anni.

Tuttavia in alcuni casi quando la pulsar si trova in un sistema binario può succedere che la stella compagna trasferisca materia e momento angolare alla NS attraverso un disco di accrescimento. La pulsar in questo modo viene riaccelerata e una volta terminato il trasferimento di massa diventa nuovamente visibile sotto forma di pulsar radio, occupando la regione in basso a sinistra del diagramma (per maggiori dettagli vedi Sezione 3.1).

La maggior parte delle pulsar come si vede in Fig. 2.5 si rivelano a noi sotto forma di *rotation-powered pulsars*, cioè pulsar che emettono a causa della perdita di energia cinetico-rotazionale. L'emissione di tali oggetti non è di tipo termico e avviene principalmente in banda radio. Questi oggetti possono essere isolati o appartenere a sistemi binari. In questa categoria distinguiamo le pulsar normali e le pulsar al millisecondo (*millisecond pulsar*, MSP). Le prime sono caratterizzate da intensi campi magnetici dell'ordine di 10^{10-13} G, periodi rotazionali dell'ordine del secondo fino alla decina di ms ed età caratteristiche di 10^{5-8} yrs. Le MSP invece hanno periodi rotazionali $P \lesssim 20$ ms, campi magnetici molto meno intensi (10^{8-9} G) ed età caratteristiche di 10^9 yrs.

Sono state osservate stelle di neutroni con proprietà fisiche e fenomenologiche differenti. Tra queste ricordiamo le magnetar, oggetti caratterizzati da campi magnetici molto intensi ($10^{14} - 10^{15}$ G), tali da superare il campo magnetico critico $B_{QED} \equiv m_e^2 c^3 / \hbar e = 4.4 \times 10^{13}$ G [66]. Un'altra categoria particolare sono le stelle di neutroni che si trovano vicino al centro dei resti di supernova (*central compact objects*, CCO). Nonostante siano sorgenti molto giovani presentano dei campi magnetici abbastanza deboli, dell'ordine di 10^{10} G. Esse non presentano emissione né in radio né in ottico, ma solamente un'emissione termica in X [66]. Esistono poi una categoria di sorgenti chiamati *rotating radio transient* (RRAT) che mostrano brevi impulsi in banda radio ma senza alcuna periodicità. Infine ci sono le *X-ray dim isolated neutron stars* (XDIN), cioè stelle di neutroni isolate con un'emissione particolarmente intensa in banda X. Questa emissione è di tipo termico e si osserva principalmente in X, con una debole componente in ottico. La radiazione in banda radio è completamente assente.

2.6 Magnetosfera della stella di neutroni

Nella precedente discussione abbiamo assunto che la stella di neutroni ruoti nel vuoto, ma questa rappresentazione non è realistica. Nella trattazione che segue consideriamo un rotatore allineato ($\mathbf{m} \parallel \Omega$) attorniato da particelle cariche. Per far in modo che lo spazio sia popolato da particelle cariche è necessario vincere la forza gravitazionale alla superficie della stella che è stimata:

$$g_{NS} = \frac{GM_{NS}}{R_{NS}^2} \approx 10^{14} \text{cm/s}^{-2}. \quad (2.34)$$

In ogni punto della stella di neutroni, approssimata come una sfera magnetizzata in rotazione, c'è un campo elettrico indotto dal campo magnetico. Per una sfera perfettamente conduttrice (quindi con conducibilità $\sigma \rightarrow \infty$) in ogni punto della sfera si ha:

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c}(\Omega \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B} = 0. \quad (2.35)$$

Se lo spazio che circonda la stella è vuoto, le cariche di superficie inducono un potenziale elettrostatico dato da [73]:

$$\Phi(r, \theta) = \frac{B_S \Omega R^5}{6cr^3} (3\cos^2\theta - 1), \quad (2.36)$$

dove (r, θ) sono le coordinate polari. Noto Φ è possibile conoscere il campo elettrico alla superficie della stella:

$$E_{\parallel} = \frac{\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}}{B} \Big|_{r=R}. \quad (2.37)$$

La componente del campo elettrico parallela al campo magnetico (E_{\parallel}) causando una forza ($F = q E_{\parallel}$) è in grado di trascinare le particelle cariche dalla superficie della stella di neutroni lungo le linee di campo magnetico. Infatti questa forza supera di dieci ordini di grandezza la forza gravitazionale [73]. In questo modo le particelle vengono strappate dalla superficie e popolano le regioni circostanti la stella di neutroni con una distribuzione di carica pari a:

$$\rho_e(r, \theta) = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{\Omega \mathbf{B}}{2\pi c} = -\frac{B_S \Omega R^3}{4\pi cr^3} (3\cos^2\theta - 1). \quad (2.38)$$

La forza elettrostatica è quindi l'unica in grado di estrarre le particelle dalla superficie della stella di neutroni e popolare la regione circostante chiamata *magnetosfera*.

2.6.1 Cilindro luce e raggio di Alfvén

Il plasma che circonda la stella ruota rigidamente con la NS con una velocità pari a $v = \Omega r$. Mano a mano che le particelle si allontanano dalla superficie della stella, la loro velocità cresce linearmente con la distanza fino a raggiungere la velocità della luce. Definiamo così la regione del “cilindro luce” (*light cylinder*) come il luogo dei punti che stanno a distanza tale per cui $v = \Omega R_{LC} \leq c$. La dimensione di questa regione è definita dal light cylinder di raggio:

$$R_{LC} = \frac{cP}{2\pi} \simeq 4.77 \times 10^4 \text{km} \left(\frac{P}{s} \right). \quad (2.39)$$

Come si può veder in figura 2.6 il light cylinder divide le linee di campo magnetico in due gruppi: (1) le linee di campo che si chiudono entro il cilindro luce (linee di campo chiuse), (2) le linee di campo aperte (che non possono cioè, per $R > R_{LC}$, co-ruotare a $v > c$). Le linee di campo aperte sono quelle che definiscono le calotte polari delle stelle di neutroni. Il raggio di queste regioni centrate attorno all’asse magnetico è molto piccolo e può essere stimato pari a:

$$R_p \simeq R \sin \theta_p = \sqrt{\frac{2\pi R^3}{cP}} = 150 \text{ m} \left(\frac{P}{s} \right)^{-1/2}, \quad (2.40)$$

dove θ_p è la dimensione angolare della calotta polare.

Un’altra quantità che ci tornerà utile nel terzo capitolo, parlando di flussi di accrescimento in sistemi binari, è il *raggio di Alfvén*. Tale raggio è la distanza a cui la pressione dovuta all’energia cinetica della materia in accrescimento (*ram pressure*) eguaglia la pressione magnetica della pulsar. La pressione dovuta al campo magnetico è data da:

$$P_{mag} = \frac{B^2}{8\pi}, \quad (2.41)$$

mentre quella dovuta all’accrescimento (nel caso più semplice di accrescimento a simmetria sferica) è data da:

$$P_{ram} = \frac{1}{2} \rho v^2, \quad (2.42)$$

dove ρ si può ricavare dall’equazione di continuità $\dot{M} = 4\pi r^2 v \rho$.

Uguagliando le equazioni 2.41 e 2.42 ricaviamo il raggio di Alfvén:

$$r_A = \left(\frac{B_p^4 R^{12}}{2\dot{M}^2 GM} \right)^{1/7}, \quad (2.43)$$

dove B_p è l’intensità del campo magnetico ai poli ed \dot{M} è il tasso di perdita di massa della stella compagna.

2.7 Meccanismo di emissione

Il meccanismo di emissione delle NS, raffigurato in Fig.2.6, non è ancora del tutto chiaro. L’emissione non termica delle pulsar è caratterizzata da un susseguirsi di impulsi regolari e sembra essere generata in corrispondenza dei poli magnetici della stella. Ad ogni rotazione della pulsar l’osservatore riceve un fascio di luce generato all’interno di stretti coni centrati sull’asse magnetico. Le particelle cariche vengono strappate dalla superficie della stelle di neutroni e sono vincolate a muoversi lungo le

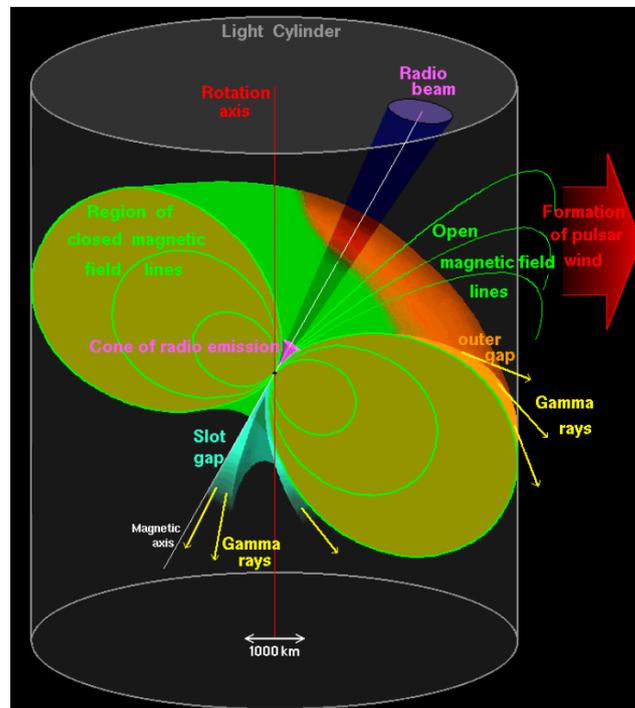


Figura 2.6: Schema del meccanismo di emissione di una pulsar (*Kramer, M., Fermi Summer School, Varenna, luglio 2017*).

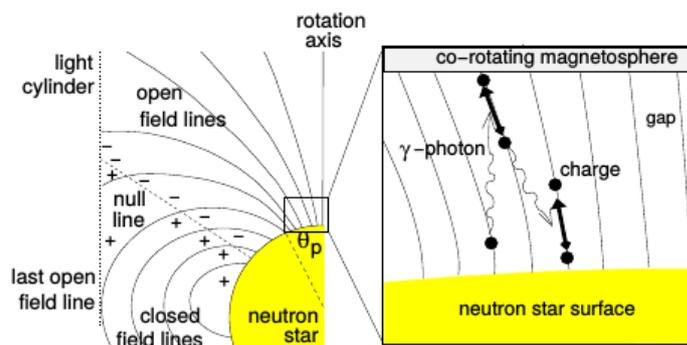


Figura 2.7: Rappresentazione schematica delle magnetosfere della pulsar e del meccanismo di emissione [73].

linee del campo magnetico co-rotante con la pulsar. Come visto precedentemente le linee di campo possono chiudersi al polo opposto oppure rimanere aperte al di fuori del light cylinder. Se tutte le linee di campo si chiudessero le particelle oltre una certa distanza dalla NS dovrebbero ruotare con velocità superiori a quelle della luce. Le particelle cariche vengono dunque accelerate lungo le linee curve del campo magnetico (vedi Fig.2.7) ed emettono radiazione di curvatura (producendo fotoni γ) [97],[9] o radiazione per Compton inverso (producendo fotoni meno energetici) [36]. L'emissione è tangente alle linee di campo e risulta fortemente polarizzata linearmente. I fotoni prodotti nella magnetosfera interagiscono con il campo magnetico producendo coppie $e^- - e^+$. Queste particelle prodotte a loro volta generano altri fotoni di curvatura ad energie sempre più basse. Il risultato è una cascata di coppie di particelle che moltiplica la densità iniziale del plasma di un fattore da 10 a 10^4 volte. Non esiste ancora un modello in grado di spiegare l'emissione in banda radio, ma per le alte temperature di brillanza ($T_b \sim 10^{23} - 10^{26}$ K) si può escludere che si tratti di un meccanismo incoerente. Per spiegare dunque il grande flusso radio si ricorre a processi coerenti.

Capitolo 3

Sistemi eclissanti

In questo lavoro di tesi ci occupiamo di una particolare classe di pulsar binarie, in cui il segnale radio della pulsar viene eclissato a determinate fasi orbitali. In questo Capitolo, nella prima parte presentiamo il meccanismo di formazione delle pulsar al millisecondo, mostrando i diversi scenari evolutivi al variare delle caratteristiche iniziali del sistema. Spieghiamo il meccanismo di accrescimento attraverso *Roche lobe overflow*, e il motivo della natura transiente di alcuni sistemi binari X.

Nella seconda parte del Capitolo ci concentriamo sui sistemi eclissanti, spiegando la loro formazione ed evoluzione. Infine analizziamo alcuni dei possibili meccanismi che danno origine all'eclissi del segnale radio.

3.1 Pulsar al millisecondo

Le pulsar al millisecondo sono gli oggetti astronomici con la più alta velocità rotazionale. Ciò si spiega con il fatto che la NS soggiacente questi oggetti ha tipicamente massa di $\sim 1.4 M_{\odot}$ e raggio di ~ 10 Km, e come tale può arrivare ad avere velocità pari a $0.5 c$ all'equatore ¹.

Queste pulsar hanno un tasso di rallentamento molto inferiore rispetto alle pulsar ordinarie, con $\dot{P} \lesssim 10^{-19}$ [74]. La loro storia rotazionale non presenta grandi fluttuazioni o glitch, per questo sono i più stabili orologi cosmici che conosciamo. La maggior parte delle MSP conosciute sono osservate come radio pulsar, ma alcune di queste presentano un'emissione alle alte frequenze, come ad esempio le *accreting-MSP* visibili solamente in banda X.

3.1.1 Formazione

Nel 1961 fu scoperto il primo sistema X di piccola massa (*low mass X-ray binary*, LMXB), Scorpius X-1 [50], formato da una NS in accrescimento e da una stella compagna di $\sim 0.42 M_{\odot}$ [109]. Altri simili sistemi vennero identificati in seguito. Dopo la scoperta nel 1982 della prima MSP fu proposto il “modello di riciclo” (*recycling model*) come meccanismo di formazione delle MSP. Le MSP per questo motivo vengono chiamate anche pulsar “riciclate” (*recycled pulsar*). Secondo il *recycling model* si pensa che le MSP si formino nei sistemi binari nei quali la stella compagna, durante la sua evoluzione, trasferisce materia e momento angolare sulla superficie della NS [3], [15]. Le NS durante il trasferimento di materia, che

¹È il caso della MSP più rapida con un periodo rotazionale di 1.396 ms [54]

può avvenire sotto forma di vento stellare o attraverso il meccanismo di *Roche lobe overflow* (RLOF), vengono ri-accelerate fino a periodi dal millisecondo a centinaia di millisecondi.

Le MSP, come avevamo anticipato nel Capitolo 2, occupano la regione in basso a sinistra del diagramma P- \dot{P} o in accordo con Eq. 2.33, del diagramma P-B. Queste pulsar come si può vedere in Fig. 3.1, nascono come pulsar normali e compiono la loro evoluzione magneto-rotazionale fino ad oltrepassare la death line, dove non sono più visibili a causa del fatto che l'emissione radio progressivamente si spegne. Se appartengono a sistemi binari, possono venir riciclate e riaccendersi sotto forma di MSP. Una condizione perché una NS appartenga ad un sistema binario è che il sistema binario sopravviva alla violenta esplosione di supernova che porta alla formazione della NS. Infatti tali esplosioni possono spesso determinare la distruzione del sistema binario.

Le pulsar durante la fase di accrescimento non sono visibili come radio pulsar. Esse diventano visibili come sistemi X in accrescimento che prendono il nome di *X-ray binary system* per via della loro emissione in banda X. La luminosità di questi sistemi viene utilizzata per stimare il tasso di trasferimento di massa alla NS a partire da:

$$L = \frac{GM\dot{M}}{R}, \quad (3.1)$$

dove M e R sono massa e raggio dell'oggetto che riceve materia e \dot{M} è il tasso di trasferimento di massa.

Una volta terminato l'accrescimento la pulsar diventa nuovamente una *rotation-powered* e può essere visibile in banda radio.

Le pulsar binarie appartengono a sistemi binari con stelle compagne di vario tipo. A seconda della classe della stella compagna l'evoluzione e le sorti del sistema variano (vedi Fig. 3.2). In particolare la massa della stella compagna e la separazione orbitale tra le due stelle all'epoca della formazione della NS, portano a diversi scenari evolutivi.

Possiamo distinguere tre classi di sistemi X in accrescimento al variare della massa della stella compagna [119], [74], [105], [83]:

- *Low mass X-ray binary system* (LMXB),
- *Intermediate mass X-ray binary system* (IMXB),
- *High mass X-ray binary system* (HMXB).

Di seguito analizziamo la formazione e l'evoluzione dei sistemi binari X che possono dar origine ad una MSP.

3.1.2 Low mass X-ray binary system

Se il sistema è caratterizzato da una pulsar e una stella compagna di piccola massa (dell'ordine della massa solare), il sistema evolve lentamente.

Quando la stella compagna termina la sua fase in sequenza principale ed evolve portandosi nel ramo delle giganti rosse nel diagramma Hertzsprung-Russell (H-R), si espande fino a riempire il suo *lobo di Roche* (percorso (A) in Fig. 3.2). Il *lobo di Roche*, come vedremo nella successiva Sezione, è una superficie equipotenziale che circonda la stella, all'interno della quale il materiale è gravitazionalmente legato alla stella.

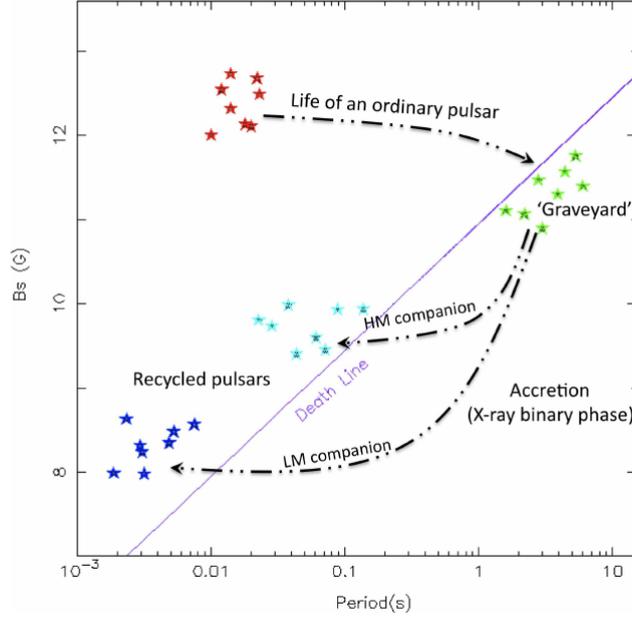


Figura 3.1: Diagramma P-B, analogo al diagramma P- \dot{P} , dove è rappresentata l'evoluzione rotazionale delle NS appartenenti a sistemi binari [83].

Quando la stella riempie il *lobo di Roche* inizia il trasferimento di massa attraverso il punto lagrangiano L1 del sistema e la materia inizia a spiraleggiare verso la NS in un disco di accrescimento visibile in banda X. Il trasferimento di massa può durare $10^8 - 10^9$ anni. Durante questa fase di accrescimento l'orbita del sistema tende a circularizzare, sotto l'azione di forse mareali; la pulsar viene riaccelerata e il suo campo magnetico ridotto a $\sim 10^8 - 10^9$ G. Il meccanismo che porta alla diminuzione del campo magnetico è tutt'ora argomento di dibattito.

Una volta terminato il riciclo, la pulsar diventa nuovamente visibile in banda radio ed appartiene ad un sistema binario stretto quasi circolare con una compagna di piccola massa, tipicamente una nana bianca (*white dwarf*, WD).

Questo modello è supportato sia dall'osservazione di diversi sistemi di binarie X, sia da numerosi sistemi che hanno terminato la fase di accrescimento e sono visibili come pulsar e WD. In molti di questi sistemi è stata osservata anche la controparte ottica.

Misure di periodo orbitale ed eccentricità per questi sistemi, hanno mostrato una forte correlazione tra questi due parametri e la massa della stella compagna, in ottimo accordo con i modelli teorici di evoluzione.

3.1.3 Intermediate mass X-ray binary system

I sistemi di massa intermedia si differenziano per diversi aspetti da quelli di piccola massa [74]:

1. Il periodo rotazionale della pulsar è generalmente più lungo (9-200 ms).
2. La massa della WD è maggiore ($\gtrsim 0.5 M_{\odot}$).
3. L'orbita è più eccentrica ($e \gtrsim 10^{-3}$).

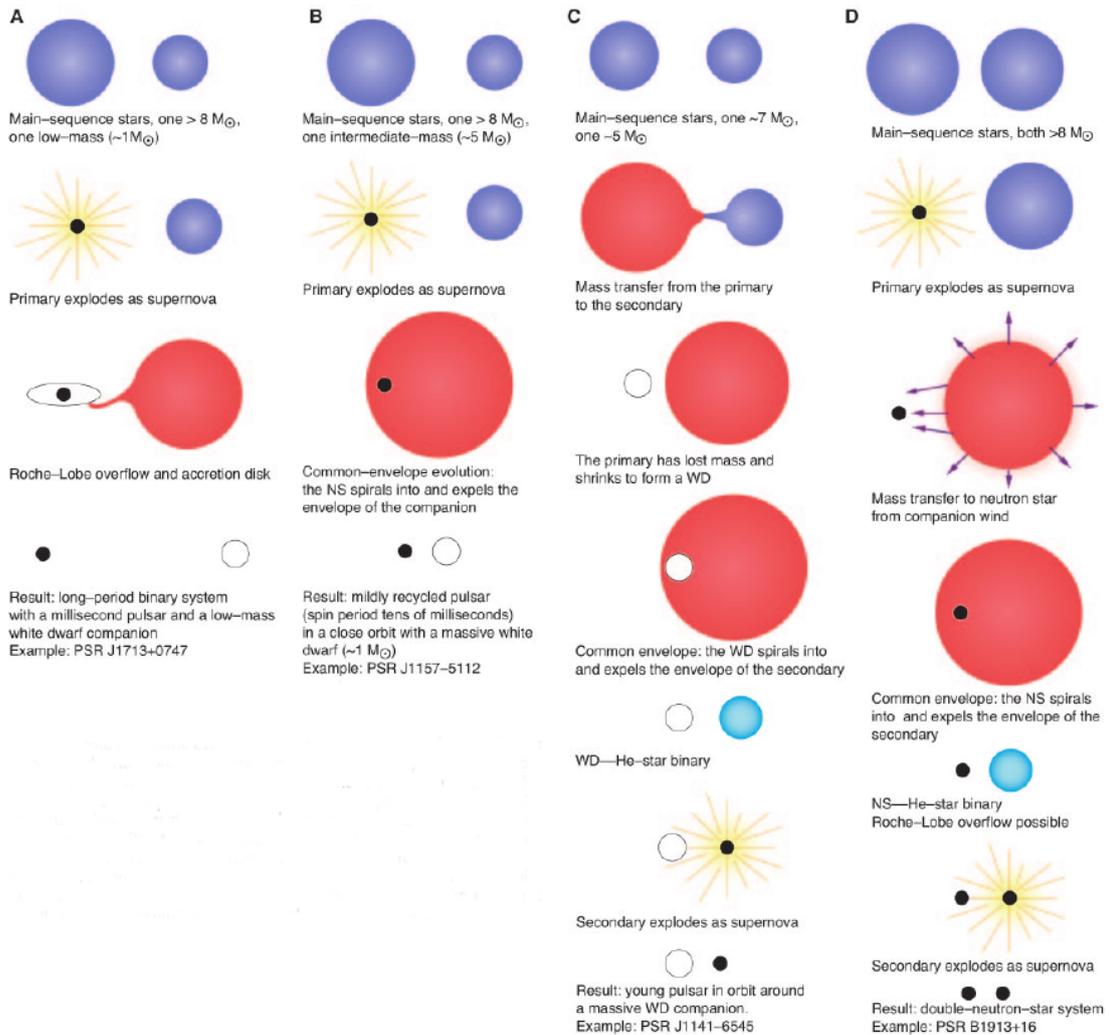


Figura 3.2: Schema dei possibili scenari evolutivi delle pulsar binarie a seconda della massa della stella compagna. In (A), (B) e (D) non vengono riportati i passaggi evolutivi che portano all'esplosione di supernova della prima stella [105].

4. Non c'è una forte correlazione tra massa-periodo orbitale ed eccentricità-periodo orbitale.

Questi sistemi di massa intermedia con una pulsar e una WD massiva possono formarsi in due differenti modi (vedi pannello (B) e (C) di Fig. 3.2).

Se il sistema è inizialmente composto da una NS e una stella compagna con massa $> 8M_{\odot}$ (B), il trasferimento di materia sulla NS può avvenire nella fase di inviluppo comune (*common-envelope*). In questa fase la stella compagna si espande e i suoi inviluppi esterni arrivano ad inglobare la NS. Quest'ultima, soggetta a forze di frizione, tende ad avvicinarsi al centro della stella compagna, così che la separazione orbitale tra le due stelle diminuisce. Durante questo stato la NS viene accelerata, e l'energia potenziale persa dal restringimento dell'orbita porta all'espulsione dell'inviluppo. Il sistema rimanente è formato da una NS parzialmente riciclata e una WD massiva. Invece se il sistema alle origini è composto da due stelle di $\sim 5 - 7 M_{\odot}$ (C), esso va incontro sia ad una fase di accrescimento attraverso RLOF sia ad una fase di *common-envelope*.

La stella più massiccia evolve per prima e dopo la fase di RLOF dà origine ad una WD. Nel frattempo anche la stella meno massiccia si espande e dà inizio alla fase di *common-envelope*. Se questa seconda stella ha una massa sufficientemente grande da superare, alla fine dell'evoluzione, la massa limite di Chandrasekhar nel nucleo, essa esplose come supernova e forma un sistema binario con una pulsar e una WD (percorso (C)).

3.1.4 High mass X-ray binary system

Se il sistema è formato da due stelle massicce ($M \geq 8-10 M_{\odot}$), quella con la massa maggiore evolve più rapidamente dando origine ad una NS in seguito all'evento di supernova. Se il sistema sopravvive all'evento di SN e la separazione orbitale tra le due stelle è adeguata inizia il trasferimento di massa sulla NS attraverso vento stellare, seguito anche in questo caso da una fase di *common-envelope*. La fase di accrescimento è piuttosto rapida e quindi non permette un grande trasferimento di materia e momento angolare sulla pulsar. La stella compagna termina la sua evoluzione con un'esplosione di supernova.

Il nuovo sistema, se non viene distrutto da questa seconda esplosione, è formato da una pulsar giovane e una MSP moderatamente riciclata (vedi scenario evolutivo (D) in Fig. 3.2). Sistemi di questo tipo tendono ad avere una grande eccentricità a causa dell'evento di supernova. Inoltre poiché la fase di accrescimento è molto più rapida, il campo magnetico della pulsar riciclata subisce una minor riduzione fino a $B \sim 10^{10}$ G.

La conferma di quest'ultimo scenario evolutivo è avvenuta quando è stata scoperta la prima pulsar doppia J0737-3039 [26]. Il sistema è composto da una pulsar riciclata "A" con un periodo di 22.7 ms e una pulsar ordinaria "B" con un periodo di 2.77 s.

3.2 Roche lobe overflow

Il trasferimento di materia che porta all'accrescimento di materia su un corpo in un sistema binario può avvenire in due diversi modi: vento stellare e *Roche lobe overflow*.

Il primo si verifica quando una delle due stelle è caratterizzata da una grande perdita di massa per vento radiativo. In questo caso la stella perde massa in modo isotropo,

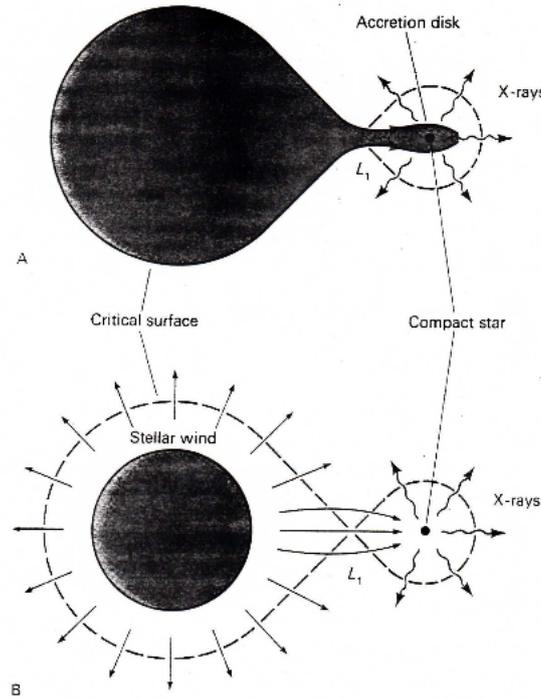


Figura 3.3: Meccanismo di accrescimento attraverso Roche lobe overflow (A) e tramite vento stellare (B).

quindi la stella compagna intercetta solo una piccola parte della materia espulsa e il meccanismo di trasferimento non è particolarmente efficiente. Un secondo meccanismo, molto più efficiente, è quello del RLOF (vedi Fig. 3.3).

Per capire come si verifica l'accrescimento nel RLOF, studiamo il moto di una particella di test che risente di un potenziale gravitazionale generato dai due corpi del sistema binario. La particella test non influenza il moto dei due corpi primari di massa M_1 e M_2 . I due corpi si muovono descrivendo orbite ellittiche attorno al comune centro di massa, ma per semplicità assumiamo che le loro orbite siano circolari. Assumiamo inoltre che la massa delle due stelle sia concentrata nel loro centro e quindi trattiamo le due stelle come punti massa.

Le due stelle si trovano in un sistema isolato, per cui il moto del centro di massa è uniforme. Se ci poniamo nel sistema di riferimento del centro di massa le due stelle descrivono orbite circolari con la medesima velocità angolare:

$$\omega = \sqrt{\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3}}, \quad (3.2)$$

ricavata dalla terza legge di Keplero, dove a è la distanza tra i due punti massa. Supponiamo ora di voler studiare il moto della particella test, ponendoci in un sistema di riferimento solidale al sistema binario ossia rotante con velocità angolare ω rispetto al centro di massa. Il potenziale netto che agisce sulla particella è dato da:

$$\phi(\mathbf{r}) = -\frac{GM_1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|} - \frac{1}{2}(\omega \times \mathbf{r})^2, \quad (3.3)$$

detto *potenziale di Roche*. In Eq. 3.3 \mathbf{r}_1 e \mathbf{r}_2 sono i raggi vettori che congiungono il centro di massa con le masse M_1 e M_2 , mentre \mathbf{r} è il raggio vettore della particella

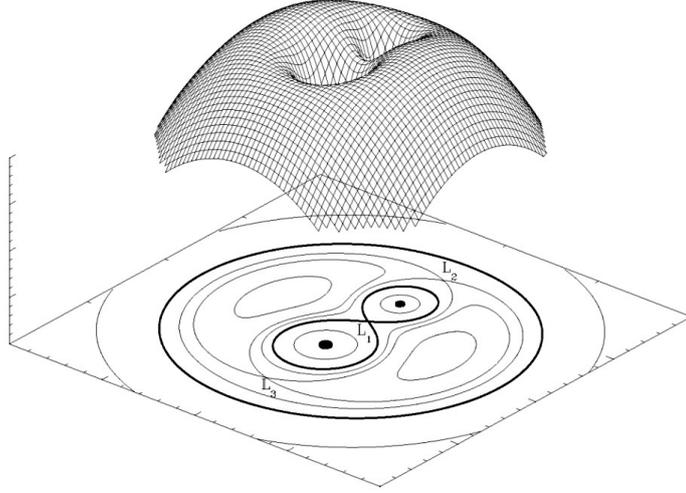


Figura 3.4: Superfici equipotenziali di un sistema binario,
https://en.wikipedia.org/wiki/Roche_lobe [124].

di prova. L'ultimo termine in Eq. 3.3 è il potenziale centrifugo, legato alla forza apparente di Coriolis che agisce sulla particella.

Le superfici equipotenziali definite dall'Eq. 3.3, ponendo $\phi = cost$, sono rappresentate in 3-D e in sezione in Fig. 3.4. Le superfici vicine alle stelle sono quasi circolari perché in quella regione prevale il potenziale delle stelle rispetto a quello della compagna. Mano a mano che ci si allontana dalle stelle le superfici si deformano a causa dell'attrazione gravitazionale della stella compagna, assumendo una forma a goccia. Allontanandosi molto dal sistema le orbite tornano ad essere circolari poiché la distanza a tra le due masse è trascurabile e il sistema è approssimabile ad una singola massa puntiforme.

Nel nostro studio ci interessano i *lobi di Roche*, ovvero quelle superfici equipotenziali passanti per il punto lagrangiano L_1 .

Il flusso di particelle tra le stelle viene studiato tramite l'equazione di Eulero:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla \phi - 2\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \nabla P, \quad (3.4)$$

dove P è la pressione interna di ciascuna stella.

Quando la particella si trova in L_1 (punto di sella del potenziale ϕ , cioè punto di equilibrio instabile), la risultante delle forze gravitazionali agenti sulla particella è pari a zero. La particella di test in L_1 tende a fluire verso la stella compagna, ma avendo una grande velocità tangenziale ($v_{tang} \approx 100$ km/s) e una piccola velocità radiale ($v_{rad} \approx 10$ Km/s) non precipita radialmente verso la NS. Essa prima di arrivare alla NS deve dissipare parte del suo momento angolare spiraleggiando nel disco di accrescimento. L'energia dissipata dalle particelle nel moto di caduta verso la NS, sostiene l'emissione X osservata durante la fase di accrescimento.

Fintantoché nessuna delle due stelle riempie il lobo di Roche, il meccanismo di accrescimento può avvenire solamente tramite vento stellare. Quando una delle due stelle evolve alla fase di gigante rossa, la sua superficie può arrivare a coincidere con il suo lobo di Roche, dando inizio al RLOF.

La dimensione del lobo di Roche è una funzione della separazione tra le due stelle a e del rapporto tra le masse $q \equiv M_1/M_2$. Per una stella di massa M_1 il raggio del

lobo di Roche è definito da [44]:

$$R_{L1} = \frac{0.49 q}{0.6 + q^{-2/3} \ln(1 + q^{1/3})} \quad (3.5)$$

per qualsiasi valore di q .

Quando inizia il trasferimento di materia i parametri a , M_1 , M_2 e di conseguenza q cambiano. A seconda della loro variazione il meccanismo può auto-sostenersi oppure no. Affinché il trasferimento di massa perduri nel tempo è necessario che il lobo di Roche della stella evoluta si restringa, in modo tale che il lobo sia sempre riempito dalla stella. Oppure, in alternativa, la stella deve continuare ad espandersi.

Il gas che fluisce da L_1 , inizia a spiraleggiare attorno alla stella compagna formando un *disco di accrescimento*. L'attrito tra le particelle del disco genera calore e dissipa il loro momento angolare orbitale, portando le particelle ad evolvere verso una configurazione di minima energia, cioè verso un'orbita circolare. Quando le particelle raggiungono quest'orbita la loro velocità angolare è:

$$\Omega_K = \left(\frac{GM_1}{R^3} \right)^{1/2}, \quad (3.6)$$

ossia è la *velocità angolare kepleriana*. Anche quando la particella si porta sull'orbita circolare continuano ad esserci meccanismi di dissipazione. Tra i vari anelli concentrici, caratterizzati da diversi momenti angolari specifici, si crea un attrito viscoso che fa diminuire il momento angolare della particella. Questo porta alla progressiva caduta della particella verso la superficie della NS.

3.3 Accrescimento intermittente da vento stellare

Alcune sorgenti X binarie, come abbiamo visto, possono condurre alla formazione delle MSP. Questi sistemi possono essere stabili oppure mostrare una natura transiente. Sono stabili quando il flusso di emissione X è costante nel tempo, quindi l'accrescimento non subisce interruzioni. Si dicono invece sorgenti transienti quando mostrano variazioni nel flusso X, cioè alternano periodi in cui il sistema ha una grande luminosità X, a periodi di inattività in cui il sistema si dice quiescente. Questa fenomenologia transiente può essere spiegata più semplicemente nel caso di un accrescimento sferico da vento, ma i risultati si applicano con piccole correzioni anche al caso di accrescimento tramite un disco.

Nella teoria dell'accrescimento di una NS, è opportuno tenere in considerazione tre raggi caratteristici [110]:

- *Raggio di accrescimento*, a partire dalla teoria dell'accrescimento sferico di Bondi e Hoyle (1944) [22], è definito come:

$$R_a = \frac{4GM_{NS}}{v_0^2}, \quad (3.7)$$

dove M_{NS} è la massa della NS e v_0 è la velocità del vento stellare. Questo raggio definisce la distanza alla quale le particelle del vento della stella compagna vengono catturate dalla NS.

- *Raggio magnetosferico*, a partire dal *raggio di Alfvén* definito in Eq. 2.43, è uguale a:

$$R_M \sim 0.5R_A. \quad (3.8)$$

A R_M le forze esercitate dal campo magnetico sono uguali alle forze di frizione dinamica della materia in accrescimento. Per raggi $< R_M$ il campo magnetico della NS inizia a dominare la dinamica del fluido di particelle in accrescimento.

- *Raggio di corotazione*, è il raggio a cui la velocità kepleriana è uguale alla velocità rotazionale della pulsar, ed è definito come:

$$R_C = \left(\frac{GM_{NS}P_{NS}^2}{4\pi^2} \right)^{1/3}, \quad (3.9)$$

dove P_{NS} è il periodo rotazionale della pulsar.

Dopo aver definito questi raggi possiamo distinguere diversi regimi di accrescimento per i sistemi binari X transienti:

- *Regime I: accrescimento diretto da vento stellare.* Si verifica quando $R_a > R_M$ e $R_C > R_M$, cioè quando le particelle del vento vengono catturate dalla NS, ed avendo una velocità sub-kepleriana non sono in grado di sfuggire e sono costrette a muoversi verso la NS seguendo le linee di campo magnetico. Le particelle penetrano nella magnetosfera della pulsar e vengono incanalate verso le calotte polari, uniche regioni della NS che subiscono l'accrescimento. In questa fase la luminosità X è governata dai parametri del vento stellare al raggio R_a .
- *Regime II: accrescimento inibito dalla forza centrifuga.* Si verifica quando $R_C < R_M < R_a$. Il materiale in accrescimento viene bloccato al raggio magnetosferico R_M e non è in più in grado di penetrare perché la forza di trascinamento esercitata dal campo magnetico della pulsar porta le particelle ad una velocità super-kepleriana. Questo conduce all'eiezione del materiale quando il raggio magnetosferico, a causa della diminuzione del tasso di accrescimento, si espande. In questo modo la velocità delle linee di campo ad R_M è maggiore della velocità kepleriana, quindi la forza centrifuga espelle la materia. In questa fase la luminosità X diminuisce notevolmente.
- *Regime III: accrescimento inibito dal campo magnetico.* Si verifica quando $R_M > R_a$, cioè quando il materiale in accrescimento viene ostacolato dal campo magnetico della pulsar (analogamente a quanto avviene quando le particelle del vento solare interagiscono con la magnetosfera terrestre). In questa situazione solo una piccola frazione di materia riesce a penetrare la magnetosfera e accrescere la NS, per questo la luminosità X diminuisce.
- *Regime IV: accrescimento inibito dalla radio pulsar.* Si verifica quando le pulsar hanno periodi rotazionali molto piccoli ($P \ll 1$ s). In questa fase la pressione radiativa esercitata dalla pulsar radio eguaglia quella del vento stellare ed impedisce l'accrescimento.

Quando il tasso di accrescimento diminuisce ulteriormente e si verifica la condizione $R_M > R_{LC}$ la radio pulsar si può accendere. Se la pulsar è stata accelerata fino a periodi rotazionali molto piccoli, può definitivamente bloccare l'accrescimento secondo quanto visto nel *regime IV*.

Questi sistemi X transienti possono attraversare ciclicamente nella loro vita più volte le fasi sopra elencate. Questo accade perché i raggi R_M e R_C sono dello stesso ordine di grandezza e dipendono fortemente dal tasso di accrescimento della stella

compagna, dal periodo rotazionale della pulsar e dal suo campo magnetico, quindi anche una piccola variazione di questi parametri può portare il sistema ad una fase di instabilità. Ad esempio, la fase di quiescenza può essere interrotta repentinamente da un improvviso aumento del tasso di accrescimento della stella compagna. Questo porta ad $R_M < R_{LC}$ e quindi alla rottura della barriera centrifuga in grado di bloccare l'accrescimento.

3.4 Black widow e redback

Nel 1988 fu scoperta la pulsar binaria PSR 1957+20 [46], caratterizzata da un periodo rotazionale di 1.6 ms e un periodo orbitale di 9.2 h. L'identificazione di questo sistema parve risolvere il problema dell'“anello mancante” tra i LMXB e le MSP isolate. Esso è costituito da una stella compagna di $\approx 0.025 M_\odot$, classificata come *brown dwarf*.

La peculiarità di questo sistema è che il segnale radio della pulsar viene eclissato per circa il 10% dell'orbita. Inoltre, il raggio di Roche lobe della compagna è $R_L \approx 0.3 R_\odot$, molto più piccolo della regione eclissante il cui raggio caratteristico è di $\approx 0.75 R_\odot$. Questo implica che il materiale eclissante non è gravitazionalmente legato alla stella compagna e viene continuamente perso da essa. Affinché questo si verifichi una frazione della luminosità di *spin-down* della pulsar deve essere emessa sotto forma di vento di particelle accelerate. Il vento della pulsar, scaldando la porzione di stella compagna rivolta verso la pulsar, ne provoca l'evaporazione e una progressiva diminuzione di massa. Il sistema è stato classificato come “black widow” (vedova nera), proprio perché la stella compagna viene “consumata” dalla pulsar. Negli anni successivi, la scoperta di altri sistemi con caratteristiche simili ha portato ad una classificazione in base alla massa e alle caratteristiche della stella compagna. Oggi distinguiamo due sotto-classi di sistemi eclissanti con pulsar al millisecondo e periodi orbitali $P_b \lesssim 1$ giorno: sistemi *black widow* (BW) e sistemi *redback* (RB). I sistemi BW sono caratterizzati da una stella compagna di piccolissima massa ($M_c \ll 0.1 M_\odot$) e probabilmente degenerare. I sistemi RB invece hanno stelle compagne non-degeneri o semi-degeneri con masse $M_c \sim 0.2 - 0.4 M_\odot$.

La caratteristica che accomuna entrambi i tipi di binarie è la presenza regolare di un'eclissi nelle vicinanze della congiunzione superiore della pulsar (cioè a fase orbitale $\phi = 0.25$, vedi Fig. 3.6). Queste eclissi sono causate dalla presenza di un materiale a bassa densità, altamente ionizzato che circonda la stella compagna. Le origini di questo materiale non sono ancora del tutto chiare: potrebbe essere generato dall'evaporazione della stella compagna a causa delle particelle altamente energetiche che provengono dalla pulsar; in alternativa potrebbe essere materiale che fluisce dalla stella compagna attraverso il lobo di Roche verso la pulsar, ma quest'ultima grazie alla pressione di radiazione è in grado di respingerlo [28],[29]. Nei sistemi RB il processo di trasferimento di massa non sempre si arresta del tutto, e quindi in alcuni casi essi presentano una natura transiente (vedi Sezione 3.3), cioè oscillano tra la fase di accrescimento e una fase quiescente in cui la pulsar è visibile in banda radio. Ad oggi si conoscono solo tre sistemi che mostrano la transizione tra accrescimento e quiescenza: PSR J1023+0038 [8], PSR J1824-2452 [82] e XSS J12270-4859 [39]. La scoperta di questi sistemi ha confermato ancora una volta il collegamento tra i sistemi *accreting X-ray millisecond pulsar* (AXMSP), che sono un sottogruppo di sistemi LMXB in cui la stella compagna trasferisce materia alla pulsar attraverso un disco di accrescimento dando origine ad un'emissione pulsata in

banda X alla frequenza di rotazione della pulsar, e le *rotation-powered millisecond pulsar*. Inoltre si è visto che i tempi scala in cui il sistema passa da una fase all'altra sono molto brevi, dell'ordine di giorni.

Recenti studi di otto sistemi RB in banda X con *Swift's X-ray Telescope*, hanno permesso di definire tre diversi stadi per questi sistemi [72]:

1. *Pulsar state*: la luminosità in banda X è compresa nell'intervallo di $10^{31} \text{ erg s}^{-1} < L_X < 4 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ e il sistema presenta emissione pulsata ed eclissi in banda radio.
2. *Disk state*: la luminosità è compresa nell'intervallo di $4 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1} < L_X < 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$, l'emissione del disco può essere rilevata in banda ottica e X.
3. *Outburst state*: la luminosità è $L_X > 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ ed è una fase identificata solo nel sistema PSR J1824–2452 [82].

3.4.1 Formazione

Per spiegare la formazione dei sistemi RB e BW dobbiamo tenere in considerazione diversi elementi: la NS deve essere riaccelerata fino a periodi dell'ordine del millisecondo e deve essere visibile come radio pulsar, la stella compagna, per dare origine all'eclissi, deve essere ablata dalla pulsar oppure essere una stella evoluta che riempie il suo *lobo di Roche* e perde materia. Infine i periodi orbitali e le masse delle stelle compagne devono essere in accordo con quelli osservati.

Fino ad oggi sono stati proposti tre modelli per la formazione dei sistemi RB e BW [62]:

1. *Disrupted Magnetic Braking Model* [62], [30]

Il trasferimento di massa nei sistemi LMXB è guidato dalla perdita di momento angolare orbitale, indotto dal frenamento magnetico (*magnetic braking*, MB) e dall'emissione di radiazione gravitazionale.

Quando la stella compagna raggiunge valori della massa di $\sim 0.2 - 0.3 M_{\odot}$, diventa completamente convettiva. Come risultato, il meccanismo di MB si arresta, e così accade anche per il trasferimento di massa. A questo punto dell'evoluzione, si stima che la massa trasferita alla NS sia dell'ordine di $\sim 0.35 M_{\odot}$ (assumendo che la massa iniziale della stella compagna sia di $1 M_{\odot}$) [30], sufficiente per riaccelerare la NS e portarla allo stadio di MSP.

Successivamente, inizia il processo di "evaporazione" della stella compagna a causa del forte vento generato dalla pulsar. Il vento diretto di e^-e^+ altamente energetici (dell'ordine dei TeV) o indiretto formato da fotoni γ , prodotti per sincrotrone, riscalda la superficie della stella compagna portandola all'evaporazione e quindi alla perdita di materiale. Se la stella compagna a causa dell'evaporazione si espande adiabaticamente fino a riempire il lobo di Roche, il materiale che fluisce dal punto lagrangiano viene respinto dalla pressione di radiazione della pulsar [28]. Se la perdita di massa è abbastanza grande, questo materiale espulso e rigettato dalla pulsar può generare l'eclissi del segnale radio in determinate fasi orbitali.

Assumendo che l'evaporazione sia dovuta solamente all'irraggiamento da parte della pulsar, la perdita di massa della stella compagna può essere stimata con

[111]:

$$\dot{M}_{2,evap} = -\frac{f}{2v_{2,esc}^2} L_P \left(\frac{R_2}{a} \right)^2, \quad (3.10)$$

dove la luminosità di *spin-down* della pulsar è $L_P = 4\pi^2 I \dot{P} / P^3$, $v_{2,esc}$ è la velocità di fuga del vento, R_2 è il raggio della stella compagna e f è il fattore di efficienza. Quest'ultimo valore non è facile da stimare e determina le sorti del sistema. Nell'articolo di Chen et al., (2013) [30], si dimostra che al variare della geometria del sistema, e in particolare dell'orientazione del campo magnetico della pulsar rispetto alla stella compagna, si ha una diversa efficienza del meccanismo di evaporazione f .

Partendo da determinate condizioni iniziali per M_2 , P , \dot{P} e P_b , Chen et al., (2013) hanno simulato alcuni scenari evolutivi dei sistemi LMBX al variare di f . Gli autori a partire dalle tracce evolutive per diversi valori di f , suggeriscono che i sistemi RB si formino per valori di f più grandi rispetto a quelli necessari per formare i sistemi BW. Inoltre propongono, per la prima volta, che i sistemi BW nella maggior parte dei casi non derivino dall'evoluzione dei sistemi RB. Sostengono infatti che BW e RB siano due popolazioni distinte che si formano in modo diverso.

2. Irradiation-induced Cyclic Mass Transfer Model [18], [19]

Quando la stella compagna cede materia in un LMXB, viene irradiata dalla NS in accrescimento con un fascio di fotoni X. Se la stella compagna ha un involucro convettivo esterno, l'irraggiamento da parte della NS può inibire l'emissione, facendo diminuire la luminosità intrinseca della compagna.

L'irraggiamento porta il sistema ad un'evoluzione diversa dalla teoria classica, infatti il rilassamento termico della stella compagna su un tempo scala dell'ordine del tempo di Kelvin-Helmholtz ($\tau_{KH} = GM_2^2 / (R_2 L_2)$, dove L_2 ed M_2 sono la luminosità e la massa della stella compagna) porta ad un'instabilità del meccanismo di RLOF.

Benvenuto et al., (2014, 2015) [18], [19], hanno trovato che l'instabilità dovuta all'irraggiamento porta a ciclici processi di trasferimento di massa, di durata ed efficienza diversa. Questi processi ciclici sembrano essere molto diffusi durante l'evoluzione dei LMXB, e i sistemi RB potrebbero formarsi durante i cicli con un basso tasso di trasferimento di massa. Inoltre considerando il fenomeno dell'evaporazione per il vento generato dalla pulsar, Benvenuto et al. (2015) [19] sostengono che i sistemi BW discendano dai sistemi RB, ma che non tutti i sistemi RB evolvano in BW. Questa teoria è in contrapposizione con quella proposta da Chen et al. (2013), secondo cui RB e BW sono due famiglie distinte che hanno una storia evolutiva differente.

3. Accretion-induced Collapse Model [62], [104]

Smedley et al., (2015) [104] ipotizzano che i sistemi RB e BW si formino dalla fase di accrescimento di una WD che induce il suo collasso (*accretion-induced collapse*, AIC). Come si può vedere in Fig. 3.5, in certi casi particolari non è necessaria una *supernova core collapse* per dar origine ad una NS.

Inizialmente il sistema è composto da una stella primaria di massa compresa tra 8 e 11 M_\odot e una stella compagna di circa 1 M_\odot . La distanza tra le due

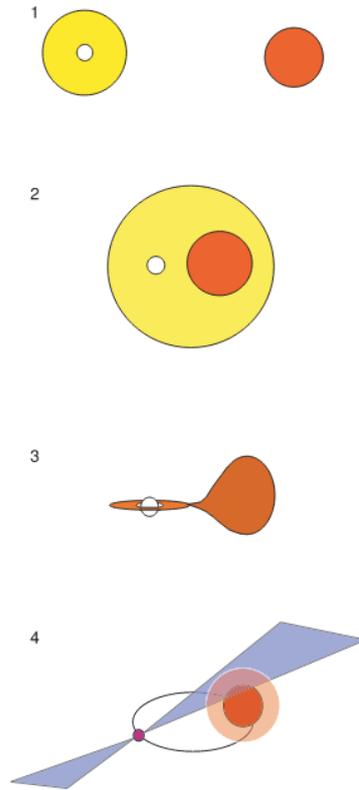


Figura 3.5: Schema di formazione di un sistema RB attraverso AIC. (1) Sistema iniziale è composto da una stella di $8-10 M_{\odot}$ e la compagna di circa $1 M_{\odot}$. (2) La stella più massiccia dopo aver formato un nucleo di O-Ne-Mg evolve dando origine alla fase di CE, in cui la stella compagna viene avvolta nell'involucro. (3) La stella compagna evolve ed inizia a trasferire materia sulla WD tramite Roche lobe overflow. (4) La WD dopo aver raggiunto la massa limite di $1.37 M_{\odot}$, collassa e dà origine alla NS. [104]

stelle deve essere sufficiente da permettere alla stella primaria di formare un nucleo di ossigeno, neon e magnesio prima di interagire con la stella compagna. Quando la stella primaria evolve inizia la fase di *common envelope*, in cui il sistema tende a restringersi poiché la stella compagna si avvicina al nucleo della stella primaria. Al termine di questa fase gli involucri della primaria vengono espulsi dal sistema e rimane una WD di O-Ne-Mg in un sistema stretto con la stella compagna. Quest'ultima evolve (passaggio 3, Fig. 3.5), e riempiendo il lobo di Roche inizia a trasferire materia alla WD. Il rapporto delle masse è tale per cui il meccanismo di RLOF è stabile. La WD accresce materia fino a raggiungere la massa di $1.37 M_{\odot}$. L'elevata pressione della materia induce il processo di cattura elettronica che porta al collasso della stella. La cattura degli elettroni da parte dei nuclei di magnesio e neon porta ad una riduzione della pressione, che è l'unica forza in grado di contrastare la forza gravitazionale e impedire il collasso. L'espulsione degli strati esterni avviene nella fase di *electron capture supernova* (EC SN). Il sistema nascente è formato da una NS e una stella evoluta.

Alcune proprietà dell'evento AIC indicano che esso potrebbe essere uno dei

meccanismi che porta alla formazione dei sistemi RB. Ad esempio quando una O-Ne-Mg WD implode per formare una NS, la conservazione del flusso magnetico prevede che la NS nascente abbia un campo magnetico $B \approx 10^8$ G, che è il valore tipico per una MSP. Inoltre la conservazione del momento angolare porta alla formazione di una NS in rapida rotazione. Questo modello quindi non necessita di meccanismo di riciclo per formare MSP.

L'energia rilasciata durante l'AIC è tale per cui il sistema può facilmente rimanere legato e non disgregarsi come tipicamente succede negli eventi di SN. Le interazioni mareali tra le due stelle portano alla circolarizzazione dell'orbita su tempi scala dell'ordine di 10^4 anni, molto più brevi dell'età tipica dei sistemi RB ($\sim 10^9$ anni). Questo spiega i bassi valori di eccentricità per i sistemi RB ricavati dalle osservazioni.

3.5 Meccanismi che generano le eclissi

Una delle caratteristiche dei sistemi RB e BW è quella di mostrare un'eclissi del segnale radio della pulsar a determinate fasi orbitali. L'eclissi può essere totale, in tal caso il segnale viene completamente assorbito, oppure parziale e quindi si ha un decremento del flusso e/o un ritardo nei ToA.

L'eclissi tipicamente si verifica quando la pulsar è in congiunzione superiore, cioè a fase orbitale $\phi = 0.25$ (vedi Fig. 3.6). Ma in alcuni casi viene osservata anche in altre fasi orbitali. La fase a cui si verifica l'eclissi e la sua durata dipendono dalla quantità e dalla posizione del materiale eclissante lungo l'orbita della pulsar.

In questa Sezione descriviamo alcuni dei meccanismi che possono dar origine alle eclissi. Tra questi distinguiamo tre processi di assorbimento: *assorbimento free-free*, *scattering di Raman* e *plasma frequency cutoff*. Se uno di questi si verifica, il segnale viene parzialmente o totalmente assorbito.

Il quarto meccanismo non è un processo di assorbimento e quindi non porta ad una variazione del flusso. Esso si verifica a causa della variazione della misura di dispersione e quindi della densità elettronica nel regione dell'eclissi. Porta ad un allargamento dell'impulso e ad un ritardo nei tempi di arrivo.

Assumiamo che l'eclissi sia generata da un plasma ionizzato e a bassa densità che circonda la stella compagna o che fluisce da essa verso la pulsar.

In teoria del trasporto radiativo l'energia dE che attraversa un'area dA in un tempo dt e in un intervallo di frequenza $d\nu$ (vedi Fig. 3.7) è definita da:

$$dE = I_\nu dA dt d\Omega d\nu, \quad (3.11)$$

dove I_ν è l'*intensità specifica*, cioè l'energia che attraversa la superficie dA , trasportata dai fotoni di frequenza $d\nu$, nell'unità di tempo dt e per un'apertura angolare $d\Omega$. L'unità di misura dell'intensità specifica è:

$$[I_\nu] = \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2 \text{ s Hz ster}}.$$

L'intensità specifica non è una grandezza direttamente misurabile, ma è di fondamentale importanza perché da questa possiamo costruire una serie di grandezze direttamente misurabili.

L'equazione che governa l'evoluzione di I_ν , ad esempio nel caso in cui la radiazione attraversi una nube di gas, è detta equazione del trasporto radiativo ed è definita da:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu + j_\nu, \quad (3.12)$$

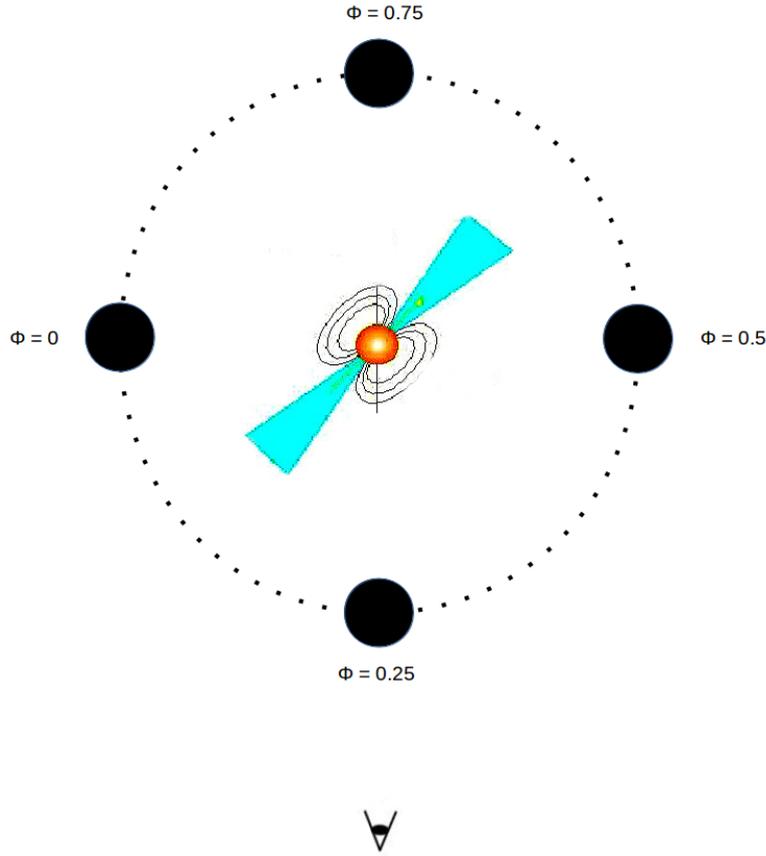


Figura 3.6: Schema delle fasi orbitali della pulsar, approssimando che essa sia ferma al centro del sistema. A fase $\phi = 0.25$ la pulsar si trova in congiunzione superiore, e generalmente si osserva l'eclissi. A fase $\phi = 0.75$ la pulsar è in congiunzione inferiore. Fase $\phi = 0.0-0.5$ la pulsar si trova in quadratura.

dove α_ν (cm^{-1}) è il *coefficiente di assorbimento specifico* e j_ν è il *coefficiente di emissione specifico* ($[j_\nu] = \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3} \text{ster}^{-1} \text{Hz}^{-1}$) e ds è la lunghezza del tratto attraversato dalla radiazione.

Nel caso delle eclissi, possiamo assumere che il coefficiente di emissione sia nullo ($j_\nu = 0$), quindi siamo nel caso di puro assorbimento e l'Eq. 3.12 si riduce a:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\alpha_\nu I_\nu, \quad (3.13)$$

la cui soluzione è:

$$I_\nu(s) = I_\nu(s_0) \exp \left[- \int_{s_0}^s \alpha_\nu(s') ds' \right]. \quad (3.14)$$

Da quest'ultima equazione possiamo definire un'altra grandezza fondamentale, chiamata *profondità ottica* τ_ν :

$$d\tau_\nu = \alpha_\nu ds, \quad \Rightarrow \quad \tau_\nu = \int_{s_0}^s \alpha_\nu(s') ds'. \quad (3.15)$$

La profondità ottica definita in Eq. 3.15 è una grandezza adimensionale ed è misurata lungo il percorso attraversato dalla radiazione. Un mezzo si dice otticamente spesso o opaco quando $\tau_\nu > 1$. Quando $\tau_\nu < 1$ il mezzo si dice otticamente sottile o

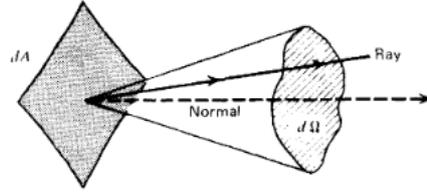


Figura 3.7: Rappresentazione del pennello di radiazione che attraversa la superficie dA [96].

trasparente. Essenzialmente, un mezzo otticamente sottile è quello in cui i fotoni di frequenza ν attraversano il mezzo senza venire assorbiti, mentre quando il mezzo è otticamente spesso i fotoni non possono attraversare il mezzo senza subire processi di assorbimento.

Dopo aver trattato il caso generale, studiamo i coefficienti di assorbimento α_ν dei vari processi fisici menzionati precedentemente. Integrando il coefficiente di assorbimento lungo la linea di vista possiamo calcolare la profondità ottica della nube.

Assorbimento free-free (Bremsstrahlung termico)

Generalmente si parla di Bremsstrahlung o emissione free-free quando un elettrone libero si muove in un campo permeato di particelle cariche, e la sua traiettoria viene deviata. A causa delle deviazioni l'elettrone decelera ed emette un fotone. Questa radiazione prende il nome di *radiazione di frenamento* o *emissione free-free*.

In modo del tutto analogo l'elettrone può assorbire la radiazione che incide su di esso e quindi si parla di *assorbimento free-free* o *bremsstrahlung inverso*.

Nel caso dell'assorbimento free-free da parte di un gas di particelle cariche in equilibrio termico a temperatura T , la legge di Kirchhoff, che mette in relazione le quantità α_ν , j_ν e la temperatura T della materia, assume la seguente forma [96]:

$$j_\nu^{ff} = \alpha_\nu^{ff} B_\nu(T), \quad (3.16)$$

dove j_ν^{ff} è il coefficiente di emissione free-free, α_ν^{ff} è il coefficiente di assorbimento free-free e B_ν è l'intensità specifica di radiazione di un corpo nero.

Il coefficiente di emissione dipende dalla potenza totale emessa per unità di volume e frequenza e si può esprimere nel seguente modo in unità CGS (*Centimetre-Gram-Second*):

$$4\pi j_\nu^{ff} = \frac{dW}{dt dV d\nu} = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 n_e n_i T^{-1/2} e^{-h\nu/k_B T} \bar{g}_{ff}, \quad (3.17)$$

dove T è la temperatura, n_i è la densità degli ioni e Z è la loro carica, k_B è la costante di Boltzmann e $\bar{g}_{ff}(T, \nu)$ è il fattore di Gaunt.

Il coefficiente di assorbimento di Eq. 3.16, esplicitando la funzione di Planck B_ν , sempre in unità CGS assume la seguente forma:

$$\alpha_\nu^{ff} = 3.7 \times 10^8 T^{-1/2} Z^2 n_e n_i \nu^{-3} (1 - e^{-h\nu/k_B T}) \bar{g}_{ff}. \quad (3.18)$$

Per $h\nu \ll k_B T$, siamo nel regime di Reyleigh-Jeans della funzione plankiana e la precedente equazione di riduce a:

$$\alpha_\nu^{ff} = \frac{4e^6}{3m_e k_B c} \left(\frac{2\pi}{3k_B m_e} \right)^{1/2} T^{-3/2} Z^2 n_e n_i \nu^{-2} \bar{g}_{ff}. \quad (3.19)$$

Da quest'ultima equazione vediamo che il coefficiente di assorbimento free-free è inversamente proporzionale al quadrato della frequenza di osservazione.

Questo tipo di meccanismo sembra un eccellente candidato per spiegare la maggior parte delle eclissi che si verificano nei sistemi RB e BW.

Scattering di Raman

Lo scattering di Raman è uno scattering anelastico di fotoni. I fotoni emessi per effetto Raman, invece che essere diffusi alla medesima frequenza di incidenza, diffondono con una frequenza più alta o più bassa di quella originaria.

Si tratta di un meccanismo di assorbimento non lineare, dovuto all'interazione non lineare di un'onda elettromagnetica con un'altra onda elettromagnetica o con un plasmon. Il plasmon è una quasiparticella associata alle oscillazioni del plasma.

Questo meccanismo richiede un alto grado di turbolenza del plasma, che nei sistemi che stiamo considerando potrebbe essere causato dalla penetrazione delle particelle relativistiche del vento della pulsar nel plasma che genera l'eclissi.

Quando un elettrone o un positrone relativistico con densità \mathcal{N}_b e fattore di Lorentz γ_b penetrano nel plasma con densità n_e , i plasmoni vengono eccitati con un tasso di crescita pari a [48]:

$$\Gamma \approx \left(\frac{\mathcal{N}_b}{n_e} \right)^{1/2} \omega_p \gamma_b^{-1/2}, \quad (3.20)$$

dove ω_p è la pulsazione di plasma. A seconda del valore di Γ , i plasmoni possono essere più o meno eccitati. Per valori sufficientemente alti di Γ :

$$\frac{\Gamma}{\omega_p} > \left(\frac{\omega_p v_T}{v_{res} \omega_p} \right)^2 \approx 5 \times 10^{-3} T_6^{3/2}, \quad (3.21)$$

dove v_{res} è la velocità di risonanza Cerenkov delle particelle, v_T è la velocità termica del plasma ($v_T \ll v_{res} < c$) e $T = T_6 \times 10^6$ K, il plasma presenta una forte turbolenza. In tal caso lo scattering Raman domina lo spessore ottico del plasma, che può essere approssimato dalla seguente relazione [48]:

$$\tau_\nu \approx \frac{1}{\sqrt{0.3}} \int \frac{\omega_p}{4\pi^2 c} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \left(\frac{T}{m_e c^2} \right)^2 \left(\frac{m_i}{m_e} \right) ds. \quad (3.22)$$

Per valori di $T \approx 10^6$ K e $s \approx 10^{11}$, si hanno valori di $\tau_\nu \geq 1$ quando $\omega_p/\omega \approx 10^{-1}$. Gedalin & Eichler (1993) [48], hanno ipotizzato che la scattering di Raman fosse una delle possibili cause dell'eclissi nei sistemi PSR 1957+20 e PSR 1744-24 A.

Plasma frequency cutoff

L'indice di rifrazione n del mezzo ionizzato dipende dalla frequenza della radiazione elettromagnetica dell'onda che lo attraversa (vedi Eq. 4.14). Esiste una frequenza oltre la quale la radiazione viene riflessa e non può propagarsi. Questo si verifica quando $f < f_p$, dove f_p è la *frequenza di plasma*, definita nel seguente modo [73]:

$$f_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}} \simeq 8.5 \text{ kHz} \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}} \right)^{1/2}. \quad (3.23)$$

Il fenomeno per cui la radiazione non si può propagare oltre una certa frequenza prende il nome di *plasma frequency cutoff*.

Come si può vedere nell'equazione 3.23, la quantità f_p dipende solamente dalla densità elettronica. Questo significa che una volta noto n_e si può stabilire a partire da quale frequenza il segnale della pulsar durante l'eclissi non è più visibile. O viceversa, partendo da osservazioni multifrequenza, si possono porre dei vincoli sulla densità elettronica della nube.

Questo meccanismo è stato indagato inizialmente da Fruchter et al. (1988) [46] e successivamente da molti altri, per spiegare l'eclissi di PSR 1957+20.

Per poter generare la riflessione dell'onda elettromagnetica e quindi la scomparsa del segnale sono richiesti valori molto alti di densità elettronica: a $f = 1400$ MHz è necessario $n_e \approx 1.4 \times 10^{10}$, a $f = 318$ MHz è necessario $n_e \approx 3 \times 10^9$.

3.5.1 Allargamento dell'impulso per variazione della misura di dispersione

L'ultimo processo che prendiamo in analisi è quello dell'allargamento del profilo dell'impulso a causa della rapida variazione della misura di dispersione nella regione dell'eclissi (chiamato *DM pulse smearing*). Come vedremo nel Capitolo successivo (Sezione 4.1.1), la radiazione che attraversa il mezzo interstellare subisce il fenomeno della dispersione. Questo accade perché la velocità di gruppo della radiazione dipende dalla frequenza di osservazione secondo l'Eq. 4.4.

Nel caso di un sistema binario eclissante, a causa della nube di gas che circonda la stella compagna, il segnale della pulsar deve attraversare una densità di colonna maggiore a determinate fasi orbitali. Per questa ragione si osserva un contributo extra della misura di dispersione che possiamo esprimere come segue:

$$\Delta DM(\phi) = \int_{nube} n_e ds. \quad (3.24)$$

L'integrale della densità elettronica in Eq. 3.24 viene calcolato lungo la nube eclissante a diverse fasi orbitali. Se si marginalizza sulla variazione della DM, che spesso cambia molto repentinamente durante l'eclissi, il profilo integrato dell'impulso subisce un allargamento pari a:

$$\Delta W = \Delta t(\phi) = \mathcal{D} \Delta DM(\phi) \left(\frac{1}{f_{min}^2} - \frac{1}{f_{max}^2} \right), \quad (3.25)$$

dove f_{max} e f_{min} sono le frequenze massime e minime di osservazione e \mathcal{D} è la costante di dispersione (vedi Eq. 4.8).

Inoltre l'eccesso di DM causa un ritardo nei tempi di arrivo della pulsar pari a Δt . A differenza dei meccanismi di assorbimento, la variazione della DM non causa una diminuzione del flusso totale osservato.

3.6 Sistemi scoperti

Negli ultimi anni il numero di sistemi eclissanti con pulsar al millisecondo conosciuti è aumentato notevolmente. Quasi tutti i sistemi binari scoperti sono caratterizzati da orbite molto strette e brevi con $P_b \leq 24$ ore.

La gran parte sono stati scoperti grazie a profonde survey di ammassi globulari (*globular cluster*, GC), effettuate con i telescopi di Parkes e Green Bank. Inoltre più recentemente, se ne sono identificati altri grazie alle osservazioni di sorgenti γ catalogate da *Fermi*. Nelle liste dei cataloghi di *Fermi* ci sono tutt'ora dei candidati

MPS eclissanti in attesa di conferma.

Nelle pagine successive riportiamo i sistemi RB e BW identificati fino ad ora, con le loro principali caratteristiche e l'anno di pubblicazione dell'articolo di scoperta. In Tab 3.1 c'è la lista completa delle pulsar appartenenti agli ammassi globulari, aggiornata grazie alla pagina web <http://www.naic.edu/~pfreire/GCpsr.html>, del Dr. Paulo Freire. La grande abbondanza di sistemi eclissanti nei GC è dovuta all'ambiente molto denso di stelle, che ne favorisce l'interazione. Infatti c'è una discreta probabilità che una NS isolata incontri un'altra stella o un sistema binario e in determinate circostanze dia origine ad un nuovo sistema binario. Sfortunatamente, a causa dell'alta densità, studi di energetica e l'identificazione delle stelle compagne in ottico sono molto più difficili rispetto alle osservazioni di sistemi nel campo galattico.

In Tab. 3.2 riportiamo le pulsar che si trovano sul campo galattico, anche in questo caso con le caratteristiche principali del sistema e delle due stelle. Per aggiornare la lista ci siamo serviti della review di Roberts, 2012 [94] e per i sistemi più recenti degli articoli di scoperta.

Tabella 3.1: Black Widow e Redback in ammassi globulari aggiornata ad agosto 2017, grazie a <http://www.naic.edu/~pfreire/GCpsr.html>.

Pulsar	Ammasso	P [ms]	\dot{P} ($\times 10^{-20}$)	P_b [giorni]	DM [cm ⁻³ pc]	Eccentricità	M_c^* [M _⊙]	Categoria	Anno di scoperta
J0024-7204 I	47 Tuc	3.48499	-4.587(2)	0.22979	24.42(2)	< 0.0004	0.015	BW	1991
J0023-7203 J	47 Tuc	2.10063	-0.97922(9)	0.12066	24.5848(9)	< 0.00004	0.024	BW	1991
J0024-7204 O	47 Tuc	2.64334	+3.0354(9)	0.13597	24.363(10)	< 0.00016	0.025	BW	2000
J0024-7204 P	47 Tuc	3.64302	-	0.14725	24.3	0.0	0.02	BW	2000
J0024-7204 R	47 Tuc	3.48046	+14.8371(3)	0.06623	24.4	0.0	0.030	BW	2000
J0024-7204 V	47 Tuc	4.81017	-	0.21213	24.105	0.0	0.35	RB	2000
J0024-7204 W	47 Tuc	2.35234	-8.6553	0.1330	24.3	0.0	0.14	RB	2000
J1518+0204 C	NGC 5904	2.48393	+2.6055(12)	0.086829	29.3146	0.0	0.038	BW	2007
J1641+3627 E	NGC 6205	2.487	-	0.117(8)	30.3	0.0	0.02	BW	2007
J1701-3006 B	NGC 6266	3.59385	-34.978(7)	0.14455	113.44(4)	< 0.00007	0.14	RB	2003
J1701-3006 E	NGC 6266	3.23374	31.03(27)	0.15848	113.79(2)	0.0	0.035	BW	2012
J1701-3006 F	NGC 6266	2.294727	22.21(18)	0.20549	113.29(3)	0.0	0.024	BW	2012
J1740-5340	NGC 6397	3.65033	+16.8(7)	1.35406	71.8(2)	< 0.0001	0.22	BW	2001
J1748-2446 A	Terzan 5	11.5632	-3.40(4)	0.075646	242.1(2)	0.0	0.10	RB	2005
J1748-2446 O	Terzan 5	1.67663	-	0.2595	236.38	0.0	0.04	BW	2005
J1748-2446 P	Terzan 5	1.72862	-	0.3626	238.79	0	0.44	RB	2005
J1748-2446 ad	Terzan 5	1.39595	-	1.09443	235.6	0	0.16	RB	2006
J1748-2021 D	NGC 6440	13.4958	+58.678(16)	0.28607	224.98(3)	0.0	0.14	RB	2008
J1807-2459 A	NGC 6544	3.05945	-0.4335(3)	0.071091	134.0040(6)	0.0	0.01	BW	2001
J1823-3021 F	NGC 6624	4.850	-	-	86.7	-	-	RB	2012
J1824-2452 G	M28 (NGC 6626)	5.909	-	0.1046	119.4	0.0	0.011	BW	2011
J1824-2452 H	M28 (NGC 6626)	4.629	-	0.435	121.5	0.0	0.20	RB	2011
J1824-2452 I	M28 (NGC 6626)	3.93185	-	0.45941	119.0	0.0	0.20	RB	2011
J1824-2452 J	M28 (NGC 6626)	4.039	-	0.0974	119.2	0.0	0.015	BW	2011
J1824-2452 L	M28 (NGC 6626)	4.10011	-	4.10011	119.0	0.0	0.022	BW	2011
J1836-2354 A	M22 (NGC 6656)	3.35434	3.35434	0.20283	89.107(2)	0.0	0.020	BW	2011
J1911+0102 A	NGC 6760	3.61852	-0.658	0.140996	202.678(3)	< 0.00013	0.020	BW	1993
J1953+1846 A	M71 (NGC 6838)	4.88830	+4.8506	0.176795	117.3941(15)	0.0	0.032	BW	2007
J2140-2310 A	M30 (NGC 7099)	11.0193	-5.181(20)	0.17399	25.0640(41)	< 0.00012	0.11	RB	2004

* : La massa della stella compagna è stata calcolata assumendo una massa per la pulsar pari a $M_{NS} = 1.35 M_{\odot}$ e $i = 60^{\circ}$

Tabella 3.2: Black Widow e Redback nel campo galattico.

Pulsar	P [ms]	\dot{E} [10^{34} erg s $^{-1}$]	P_b [ore]	d (NE2001) [kpc]	$M_c^{(*)}$ [M_\odot]	Categoria	Anno di scoperta
B1957+20	1.61	11	9.2	2.5	0.021	BW	1990
J0610-2100	3.86	0.23	6.9	3.5	0.025	BW	2006
J2051-0827	4.51	0.53	2.4	1.0	0.027	BW	1996
J2241-5236	2.19	2.5	3.4	0.5	0.012	BW	2011
J2214+3000	3.12	1.9	10.0	3.6	0.014	BW	2011
J1745+1017	2.65	1.3	17.5	1.3	0.014	BW	2012
J2234+0944	3.63	1.6	10	1.0	0.015	BW	2012
J0023+0923	3.05	1.6	3.3	0.7	0.016	BW	2011
J1544+4937	2.16	1.2	2.8	1.2	0.018	BW	2012
J1446-4701	2.19	3.8	6.7	1.5	0.019	BW	2012
J1301+08	1.84	6.7	6.5	0.7	0.024	BW	2012
J1124-3653	2.41	1.6	5.4	1.7	0.027	BW	2011
J2256-1024	2.29	5.2	5.1	0.6	0.034	BW	2011
J2047+10	4.29	1.0	3.0	2.0	0.035	BW	2012
J1731-1847	2.34	7.6	7.5	2.5	0.04	BW	2011
J1810+1744	1.66	3.9	3.6	2.0	0.044	BW	2011
J1628-3205	3.21	1.8	5.0	1.2	0.16	RB	2012
J1816+4510	3.19	5.2	8.7	2.4	0.16	RB	2012
J1023+0038	1.69	$\sim 5-10$	4.8	0.6	0.2	RB	2009
J2215+5135	2.61	6.2	4.2	3.0	0.22	RB	2011
J1723-2837	1.86	-	14.8	0.75	0.24	RB	2010
J2215+5135	7.61	3.9	15.2	0.9	0.37	RB	2011
J2129-0429	7.61	-	15.2	0.9	0.37	RB	2011
J1431-4715	2.01	6.8	10.8	1.53	0.13	RB	2015
J1227-4853	1.69	-	6.9	1.4	0.17-0.46	RB	2015
J1048+2339	4.66	-	6	0.7	0.3	RB	2015
J2339-0533	2.88	-	4.56	0.45	0.32	RB	2015
J0952-0607	1.41**	-	6.42	0.97	0.019	BW	2017

* : La massa della stella compagna è stata calcolata assumendo una massa per la pulsar pari a $M_{NS} = 1.4 M_\odot$ e $i = 90^\circ$
 ** : è la MSP più rapida che si trova nel campo galattico [12].

Capitolo 4

Mezzo interstellare e timing

Le pulsar sono rotatori generalmente molto stabili, questa loro caratteristica li rende ottimi “orologi cosmici”, tanto che in alcuni casi la loro precisione è paragonabile a quella degli orologi atomici. Un esempio è la pulsar J1012+5307, di cui, dopo quindici anni di osservazioni con l'*European Pulsar Timing Array* (EPTA) è stato possibile determinare il periodo rotazionale con una precisione straordinaria [70]:

$$P = 0.005255749014115410 \pm 0.0000000000000000015 \text{ s.}$$

Grazie a questa loro peculiarità, le pulsar possono essere utilizzate, tra le altre cose, per testare la teoria della *Relatività Generale* e per la rilevazione delle onde gravitazionali.

L'analisi che consente di ricavare con precisione il periodo di rotazione della pulsar e altri parametri fondamentali è chiamata *timing*. Lo scopo di questo Capitolo è introdurre i concetti fondamentali relativi a questa analisi nella banda radio.

Sono diversi i fenomeni fisici di cui tener conto quando si vuole effettuare uno studio di *timing* di alta precisione, in particolare bisogna considerare gli effetti dell'interazione del segnale elettromagnetico emesso dalla pulsar con il mezzo interstellare (*interstellar medium*, ISM) che esso attraversa. Nella prima parte del Capitolo daremo un compendio di questi effetti, mentre nella seconda parte spiegheremo i vari passaggi che costituiscono lo studio di *timing* sia per le pulsar singole che per le pulsar appartenenti a sistemi binari.

4.1 Effetti del mezzo interstellare

La radiazione elettromagnetica delle pulsar e di tutte le altre sorgenti astrofisiche per giungere all'osservatore deve attraversare il mezzo interstellare, costituito da un plasma freddo e ionizzato.

I principali effetti della sua interazione con la radiazione sono:

- dispersione del segnale,
- rotazione di Faraday,
- scattering,
- scintillazione.

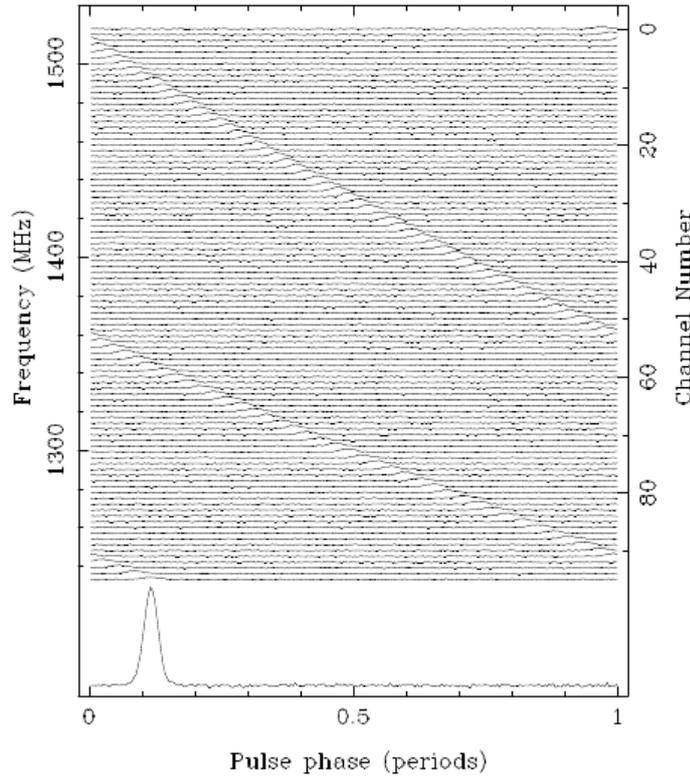


Figura 4.1: Dispersione dell’impulso della pulsar B1356–60. Nella parte superiore della figura si vede che gli impulsi a più alte frequenze arrivano prima rispetto a quelli a basse frequenze. Dopo aver corretto il segnale con il valore corretto della DM in ogni canale, pari a $295 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$, l’impulso può essere sommato coerentemente in frequenza come si vede nella parte inferiore [73].

Per trattare gli effetti della dispersione della radiazione e della rotazione di Faraday considereremo un mezzo omogeneo. Al contrario gli effetti di scattering e scintillazione intervengono quando il mezzo attraversato dalla radiazione è non omogeneo e/o si trova in regime turbolento.

4.1.1 Dispersione

Consideriamo un mezzo interstellare omogeneo permeato di particelle cariche e un’onda piana che vi si propaga all’interno. In un mezzo otticamente sottile (*thin medium*) l’equazione che definisce la dispersione di un’onda elettromagnetica è data da [123]:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad (4.1)$$

dove la *pulsazione di plasma* è definita come:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}. \quad (4.2)$$

La *frequenza di plasma* è definita come $f_p = \omega_p/2\pi$. L'Eq. 4.1 a seconda del valore di ω può avere due o nessuna soluzione reale:

$$\begin{aligned}\omega < \omega_p &\Rightarrow k^2 < 0 \Rightarrow \text{nessuna soluzione,} \\ \omega > \omega_p &\Rightarrow k^2 > 0 \Rightarrow \text{due soluzioni.}\end{aligned}$$

Nel caso di $\omega < \omega_p$ l'onda viene completamente riflessa dal mezzo. Per $\omega > \omega_p$, k è reale e la velocità di fase $v \equiv \omega/k$ è pari a:

$$v = c \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{-1/2}, \quad (4.3)$$

mentre la velocità di gruppo $v_g \equiv \frac{d\omega}{dk}$, cioè la velocità di propagazione del segnale è data da:

$$v_g = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} = c \sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2}}. \quad (4.4)$$

Come si può facilmente notare le equazioni 4.3 e 4.4 hanno una dipendenza inversa dalla frequenza infatti il prodotto tra le due soddisfa la relazione $vv_g = c^2$.

Secondo l'Eq. 4.4, la velocità di gruppo per alte frequenze tende asintoticamente alla velocità della luce nel vuoto. L'informazione contenuta in un'onda elettromagnetica si propaga con velocità uguale alla velocità di gruppo, che aumenta all'aumentare della frequenza di osservazione. Questo porta ad una dispersione del segnale che attraversa il plasma, poiché il segnale a frequenze più alte viaggia più velocemente e giunge prima all'osservatore rispetto a quello a frequenze più basse. Un esempio è riportato in Fig. 4.1, dove si vede chiaramente che gli impulsi a più alte frequenze arrivano prima di quelli a basse frequenze.

Possiamo calcolare il ritardo che subisce un segnale emesso ad una certa frequenza f dalla pulsar, che attraversa il mezzo interstellare e raggiunge la Terra da una distanza d , rispetto ad un segnale che percorre lo stesso tragitto in assenza di plasma:

$$\Delta t = \left(\int_0^d \frac{ds}{v_g} \right) - \frac{d}{c}. \quad (4.5)$$

Sostituendo l'espressione ricavata per la velocità di gruppo in Eq. 4.5, troviamo:

$$\Delta t = \frac{1}{c} \int_0^d \left[1 + \frac{f_p^2}{2f^2} \right] ds - \frac{d}{c} = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \frac{\int_0^d n_e ds}{f^2} \equiv \mathcal{D} \times \frac{\text{DM}}{f^2}, \quad (4.6)$$

dove la *misura di dispersione* viene solitamente espressa in $\text{cm}^{-3} \text{pc}$ ed è definita come:

$$\text{DM} \equiv \int_0^d n_e ds, \quad (4.7)$$

mentre la *costante di dispersione* è uguale a:

$$\mathcal{D} \equiv \frac{e^2}{2\pi m_e c} = (4.148808 \pm 0.000003) \times 10^3 \text{ MHz}^2 \text{pc}^{-1} \text{cm}^3 \text{s}. \quad (4.8)$$

La misura di dispersione insieme al periodo rotazionale è uno dei primi parametri che si misura quando si scopre una pulsar. La misura della DM può essere utilizzata anche per stimare in maniera grossolana la distanza delle pulsar. Se assumiamo che

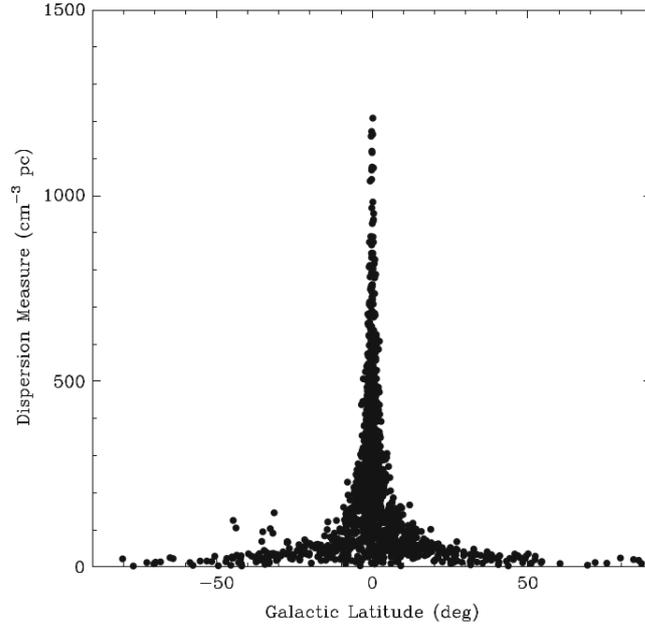


Figura 4.2: Misura di dispersione delle pulsar note a diverse latitudini galattiche [123].

la distribuzione degli elettroni lungo la linea di vista sia costante, a partire dalla misura del ritardo nei tempi di arrivo tra due diverse frequenze, data da:

$$\Delta t = \mathcal{D} \times \left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2} \right) \times \text{DM}, \quad (4.9)$$

possiamo stimare la distanza d della sorgente. Il valore tipico di n_e nell'ISM è di $\sim 0.03 \text{ cm}^{-3}$.

Viceversa se conosciamo la distanza della pulsar da altre misure indipendenti, come la parallasse, possiamo utilizzare la DM per mappare la densità elettronica. In Fig. 4.2 si può vedere come varia il valore della DM a diverse latitudini galattiche. Da questa informazione una volta nota la distanza della sorgente è possibile ricostruire la densità elettronica alle varie distanze e latitudini.

4.1.2 Rotazione di Faraday

La rotazione di Faraday si verifica quando un'onda elettromagnetica polarizzata linearmente attraversa un plasma nel quale è presente un campo magnetico. Un'onda polarizzata linearmente può essere pensata come la sovrapposizione di due onde con polarizzazione circolare. In questo caso la forza che agisce sull'onda è:

$$\mathbf{F} = m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e(\mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (4.10)$$

Dalla precedente equazione del moto (Eq. 4.10) ricaviamo la velocità di propagazione pari a [123]:

$$\mathbf{v}_{\pm} = -i \frac{\frac{e}{m_e}}{\omega^2 \pm \frac{e}{m_e c} B \omega} \omega E_{\pm} = -i \frac{e}{(\omega \pm \omega_c) m_e} E_{\pm}. \quad (4.11)$$

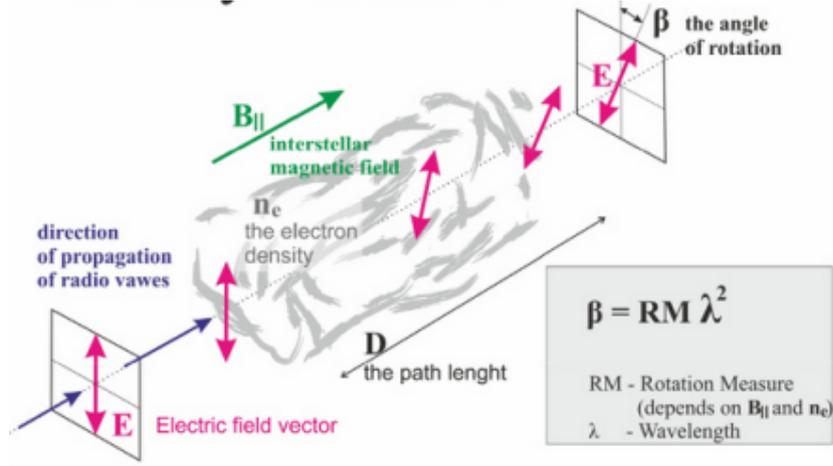


Figura 4.3: Schema della rotazione di Faraday per un'onda polarizzata linearmente che attraversa un plasma magneticamente attivo.

Nell'Eq. 4.11 abbiamo introdotto la *pulsazione di Larmor* ω_c , dalla quale si ricava la *frequenza di ciclotrone* $f_c = \omega_c/2\pi = \frac{eB_{\parallel}}{2\pi m_e c}$. I segni \pm in Eq. 4.11 indicano la polarizzazione circolare destra ($-$) e quella circolare sinistra ($+$) dell'onda elettromagnetica. Le due componenti dell'onda passando attraverso un plasma magnetizzato subiscono uno sfasamento dato da:

$$\Delta\Phi = -k(f)d, \quad (4.12)$$

dove il numero d'onda dipende dalla frequenza di osservazione ed è definito come [73]:

$$k(f)_{\pm} = \frac{2\pi}{c} n f = \frac{2\pi}{c} \sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2} \mp \frac{f_p^2 f_c}{f^3}}. \quad (4.13)$$

L'indice di rifrazione n nell'Eq. 4.13 è definito come:

$$n = \sqrt{1 - \frac{f_p^2}{f^2}}. \quad (4.14)$$

Per $f \gg f_c$ e $f \gg f_p$ (caso tipico per le osservazioni radioastronomiche), la differenza di fase dovuta alla rotazione di Faraday tra due onde che percorrono una distanza d , si può dunque esprimere nel seguente modo [73]:

$$\Delta\Psi_{Faraday} = \int_0^d (k_- - k_+) dl = \frac{e^3}{\pi m_e^2 c^2 f^2} \int_0^d n_e B_{\parallel} dl, \quad (4.15)$$

dove k_- e k_+ sono il numero d'onda dell'onda polarizzata circolarmente rispettivamente a destra e a sinistra definiti in Eq. 4.13.

Questo sfasamento inoltre induce una variazione dell'angolo di posizione di polarizzazione (*polarisation position angle*, PPA) di una quantità pari a (vedi Fig. 4.3):

$$\beta = \Delta\Psi_{Faraday}/2 \equiv \lambda^2 \times RM, \quad (4.16)$$

dove definiamo la misura di rotazione (*rotation measure*, RM) come:

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^d n_e B_{\parallel} ds. \quad (4.17)$$

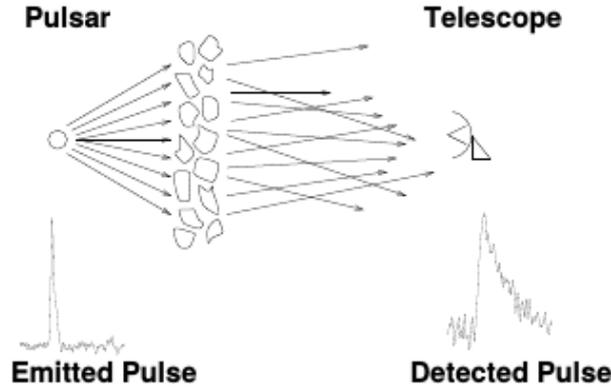


Figura 4.4: Impulso scatterato a causa delle disomogeneità del mezzo interstellare [74].

Dalla misura della DM (Eq. 4.7) e dell'RM (Eq. 4.17) possiamo stimare l'intensità media del campo magnetico del mezzo attraversato dalla radiazione grazie a [61]:

$$\langle B_{\parallel} \rangle \equiv \frac{\int_0^d n_e B_{\parallel} ds}{\int_0^d n_e ds} = 1.23 \mu\text{G} \left(\frac{\text{RM}}{\text{rad m}^{-2}} \right) \left(\frac{\text{DM}}{\text{cm}^{-3}\text{pc}} \right)^{-1}. \quad (4.18)$$

4.1.3 Scattering

Il fenomeno dello scattering (vedi Fig.4.4) è dovuto alla presenza di un mezzo disomogeneo che si frappone tra l'osservatore e la sorgente. Nel modello riportato in figura assumiamo che la regione di scattering sia confinata in una stretta regione di spazio (approssimazione di schermo sottile, *thin screen approximation* [99]). I fotoni che attraversano questa porzione di spazio vengono scatterati in tutte le direzioni e quindi sono costretti a percorrere un cammino ottico più lungo. La conseguenza di questo fenomeno è un ritardo nei tempi di arrivo, che si ripercuote sulla forma del profilo dell'impulso. Il segnale arriva con una variazione temporale pari a:

$$\delta t_{\text{scatt}} \propto \frac{d^2}{\nu^4}. \quad (4.19)$$

La dipendenza della frequenza mostrata in Eq. 4.4 è valida nel caso di distribuzione gaussiana delle disomogeneità del mezzo interstellare, invece nel caso di disomogeneità con uno spettro di *Kolmogorov* l'esponente della frequenza è -4.4 .

Come si può vedere dell'Eq. 4.19 il ritardo dipende fortemente dalla frequenza. Si verifica quindi un allargamento asimmetrico del profilo intrinseco della pulsar. L'allargamento coinvolge maggiormente la coda dell'emissione come si vede in Fig. 4.4 (poiché fotoni scatterati possono ritardare ma mai anticipare). Per diminuire gli effetti dello scattering bisognerebbe osservare ad alte frequenze, dove però il flusso intrinseco delle pulsar è minore (vedi Eq. 2.20).

4.1.4 Scintillazione

Analogamente alla turbolenza dell'atmosfera terrestre che causa un fenomeno di scintillazione nella luce delle stelle, le rapide variazioni della densità elettronica dell'ISM causano la scintillazione interstellare delle pulsar. L'ISM attraverso cui

passa la radiazione delle pulsar è disomogeneo cioè presenta regioni di diversa densità elettronica e quindi di diverso indice di rifrazione. La rapida variazione della densità elettronica è indotta dal moto della pulsar e dell'osservatore rispetto al mezzo interstellare. Il segnale attraversa quindi regioni in cui l'indice di rifrazione cambia nel tempo.

La scintillazione in radio presenta una fenomenologia simile a quella in ottico a cui sono soggette le stelle. Essa è caratterizzata da rapide fluttuazioni dell'intensità del segnale. La scintillazione radio è dovuta a variazioni nel tempo dei fenomeni di interferenza tra le onde elettromagnetiche. Queste ultime dopo aver attraversato un mezzo turbolento subiscono uno sfasamento a causa della diversa rifrazione a cui sono soggette. Esse quindi possono interferire tra loro in modo costruttivo o distruttivo, in questo modo il flusso della sorgente è soggetto a fluttuazioni.

La scintillazione diminuisce per le pulsar più lontane che si trovano sul disco galattico, poiché la sovrapposizione di più fenomeni di interferenza lungo la linea di vista tende a cancellare l'effetto.

4.2 Modello di timing

Il *timing* è lo strumento di analisi che ci permette di conoscere i parametri fondamentali delle pulsar. Questo metodo sfrutta l'estrema costanza del periodo rotazionale delle pulsar, che varia in tempi molto lunghi per il frenamento causato dall'emissione magneto-rotazionale.

Quando viene scoperta una nuova pulsar gli unici parametri che si conoscono in maniera approssimata sono il periodo rotazionale, la posizione e la misura di dispersione.

Effettuare uno studio di *timing* significa monitorare regolarmente le rotazioni della sorgente attraverso la misura dei "tempi di arrivo" (*Time of Arrivals*, ToA).

L'analisi di *timing* prevede una serie di operazioni che possiamo riassumere in:

- Identificazione del segnale e de-dispersione,
- Folding,
- Estrazione dei ToA,
- Fit dei residui di timing e stima dei parametri,

dove le prime due procedure sono operazioni preliminari mentre le ultime due sono le operazioni di *timing* vere e proprie. La prima parte dell'analisi è schematizzata in Fig. 4.5 e nelle sezioni successive affrontiamo ogni operazione nel dettaglio.

Ogni radio telescopio a seconda delle caratteristiche tecniche e dei ricevitori montati può osservare a determinate frequenze. Il segnale che giunge al telescopio viene per inizialmente processato attraverso una serie di operazioni preliminari che comprendono l'amplificazione del segnale, la rimozione di eventuali interferenze note (di origine artificiale) e la suddivisione in un gran numero di canali in frequenza. Quest'ultima operazione viene fatta per poter ridurre la dispersione. Il segnale viene infine digitalizzato e può essere poi utilizzato per l'analisi.

4.2.1 Identificazione del segnale e de-dispersione

Le osservazioni effettuate con i radiotelescopi, come anticipato precedentemente, coprono un largo intervallo di frequenze e quindi sono affette dal fenomeno della

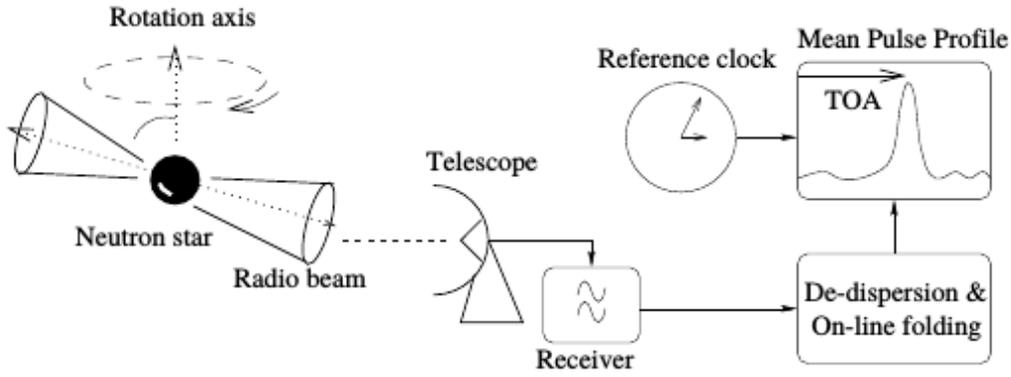


Figura 4.5: Schema dei principali passaggi per l'analisi di timing [73]

dispersione del segnale (vedi sezione 4.1.1). Il primo passo per poter identificare una nuova radio pulsar oppure estrarre un profilo dell'impulso per una pulsar già nota è correggere il segnale attraverso la de-dispersione.

A seconda del back-end montato al telescopio il segnale può essere de-disperso coerentemente o incoerentemente (attraverso le procedure chiamate *coherent* e *incoherent de-dispersion*).

Nel primo caso la dispersione del segnale viene compensata completamente. Dopo aver misurato il voltaggio indotto nel telescopio dalla radiazione elettromagnetica, $v(t)$, questo viene riportato al voltaggio intrinseco della pulsar, $v_{int}(t)$. La de-dispersione coerente sfrutta il fatto che le variazioni del segnale dovute all'azione del mezzo interstellare possono essere descritte da una *funzione di trasferimento* H , definita come segue [51]:

$$H(f_0 + f) = e^{\frac{i 2\pi D}{(f + f_0)f_0^2} \text{DM} f^2}, \quad (4.20)$$

dove f_0 è la frequenza centrale di osservazione. Applicando la funzione inversa della funzione di trasferimento H^{-1} al voltaggio in arrivo, si riesce a ricostruire il voltaggio originario. Quest'ultimo, non più affetto dal mezzo interstellare, viene trasformato in segnale reale e può essere utilizzato per l'analisi.

Nella de-dispersione incoerente invece la banda di osservazione viene suddivisa in frequenza in un gran numero di canali (vedi Fig. 4.6). Successivamente il segnale viene corretto tra un canale e l'altro applicando un opportuno ritardo temporale calcolato con l'Eq. 4.9. In questo modo gli impulsi della pulsar risultano allineati in fase in ogni canale e possono essere sommati in maniera coerente.

Tra le due metodologie la de-dispersione coerente è una tecnica più efficace, come si può vedere in Fig. 2.2. Nell'immagine vengono mostrati due profili per la pulsar PSR B1937+21, quello in alto è ottenuto tramite de-dispersione coerente ed è maggiormente definito, mentre per ricavare quello in basso è stata utilizzata la de-dispersione incoerente. Quest'ultimo presenta una risoluzione più bassa, dovuta alla residua dispersione del segnale nel singolo canale.

4.2.2 Folding

Le pulsar sono sorgenti radio molto deboli il cui singolo impulso è, di norma, al di sotto del rumore, come mostrato in Sezione 2.3. Il passo successivo nell'analisi è

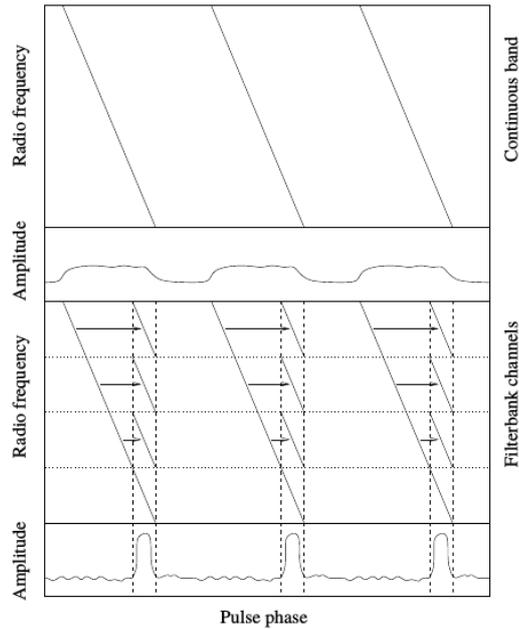


Figura 4.6: Fenomeno della dispersione del segnale nel pannello in alto che provoca un allargamento dell'impulso. Processo di de-dispersione incoerente del segnale nel pannello in basso [73].

quello di riuscire ad ottenere un profilo dell'impulso stabile nel tempo e dall'elevato rapporto S/N.

Nella pratica, si suddivide la serie temporale relativa ad ogni canale, in tanti intervalli della lunghezza pari al periodo rotazionale della pulsar che si osserva. Dopo averli suddivisi possono essere sommati insieme in fase. Se il periodo rotazionale è corretto si ottiene un *profilo integrato* dall'alto rapporto S/N (vedi Fig.4.7). Esso rappresenta l'emissione media della pulsar nell'intervallo temporale entro cui si è effettuata la procedura di *folding*. Se il periodo della pulsar non è noto con grande precisione, si commette un errore nella suddivisione della serie temporale, che genera un allargamento del profilo integrato e di conseguenza un S/N più basso.

Dunque, affinché il folding vada a buon fine, è importante conoscere con molta precisione il periodo rotazionale della pulsar e la sua evoluzione nel tempo, altrimenti si rischia di propagare l'errore iniziale su tutte le sottointegrazioni.

Poiché inizialmente la stima del periodo è approssimata (e/o il periodo osservato può essere cambiato), si effettuano *folding* parziali su sezioni brevi di osservazione (*sottointegrazioni*) e si creano grafici diagnostici sottointegrazioni-fase (*waterfallplot*, si veda Fig. 4.7 (b)). L'eventuale variazione del periodo della pulsar rispetto a quello usato nel *folding* è così facile da visualizzare e correggere.

4.2.3 Estrazione dei tempi di arrivo e baricentrizzazione

Quando il profilo integrato ricavato con il folding presenta un S/N particolarmente elevato, esso viene utilizzato come *profilo standard* per l'estrazione dei tempi di arrivo (*Time of arrival*, ToA).

I ToA vengono estratti tramite una *cross-correlazione* tra il profilo standard e i profili integrati di ogni osservazione. Se la pulsar è abbastanza luminosa da una singola osservazione possiamo estrarre più profili integrati e quindi un maggior numero di

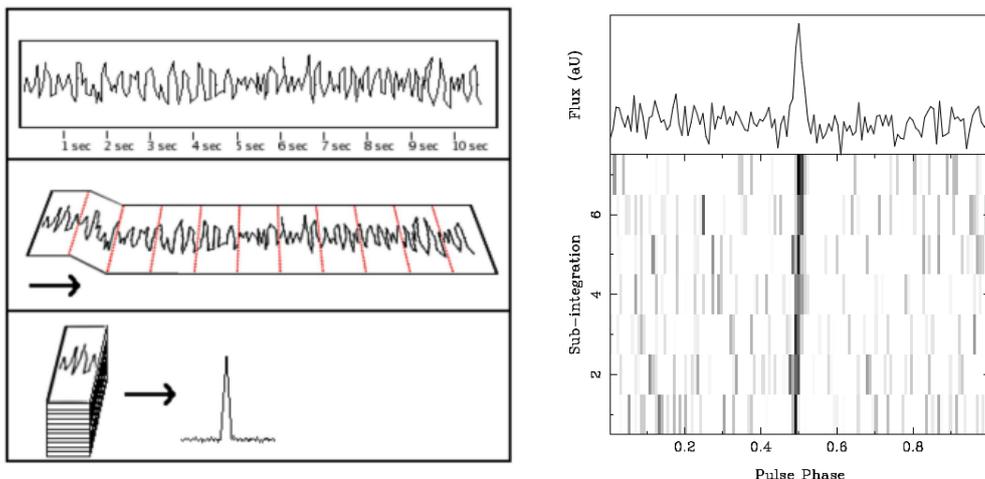


Figura 4.7: Sinistra: illustrazione del procedimento di *folding*. Nel primo pannello in alto è riportata la serie temporale, in quello centrale è indicata la suddivisione in intervalli pari al periodo rotazionale. Nell'ultimo pannello si vede la somma di tutti gli intervalli che danno origine al profilo integrato. Immagine tratta da <http://tomkimpson.com/observation/GBT/>. Destra: *waterfall plot* per PSR J1842-0415 [73].

ToA. Quando le effemeridi della pulsar sono note con sufficiente precisione, il profilo standard viene ricavato anche dalla somma coerente di più osservazioni.

Da questa correlazione incrociata otteniamo i ToA *topocentrici*, quindi non riferiti ad un sistema di riferimento inerziale. E' quindi necessario riportare i ToA al baricentro del sistema solare (*Solar System Barycenter*, SSB), che può essere approssimato come un sistema di riferimento inerziale, attraverso la seguente formula [83]:

$$t_{SSB} = t_{obs} + t_{clock} - \Delta_{DM} + \Delta_{R\odot} + \Delta_{E\odot} + \Delta_{S\odot}, \quad (4.21)$$

dove t_{obs} è il tempo di arrivo rilevato al telescopio. Esso viene registrato in formato UTC (*Coordinated Universal Time*) utilizzando il GPS (*Global Positioning System*). Il secondo termine t_{clock} detto *clock correction chain* è un termine correttivo che ci permette di convertire il tempo di arrivo al telescopio da UTC a TAI (*International Atomic Time*) e da TAI a TT (*Terrestrial Time*). I tempi TAI e TT differiscono per una costante tabulata e pubblicata da *Bureau International des Poids et Mesures* (BIMP, www.bipm.org): $TT = TAI + 32.184$ s.

Il termine successivo nell'equazione tiene conto del fenomeno della dispersione del segnale a causa del mezzo interstellare. Esso dipende dalla frequenza di osservazione e dal valore della DM:

$$\Delta_{DM} = \mathcal{D} \times \frac{DM}{f^2}. \quad (4.22)$$

Gli ultimi tre termini sono quelli che ci permettono di passare da ToA *topocentrici* a ToA *baricentrici*.

Seguendo l'ordine in Eq. 4.21, per primo c'è il ritardo di Römer $\Delta_{R\odot}$. Questo ritardo è dovuto alla diversa lunghezza del percorso che devono compiere i fotoni per arrivare al baricentro del sistema solare. Questa correzione viene calcolata in base alla posizione della pulsar e della Terra rispetto al baricentro. La correzione chiaramente cambia a seconda della posizione della pulsar e della Terra nella sua

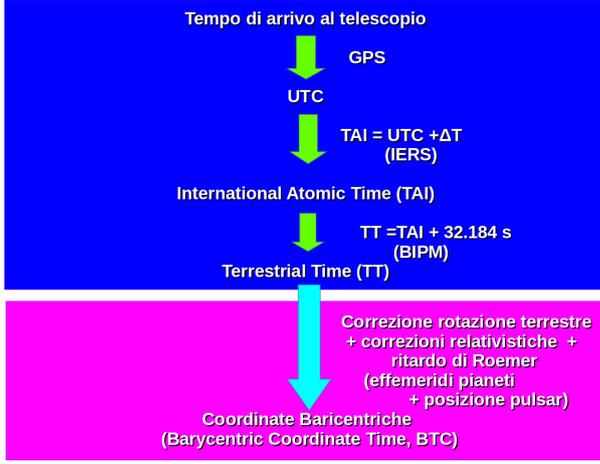


Figura 4.8: Schema del processo di baricentrizzazione dei ToA.

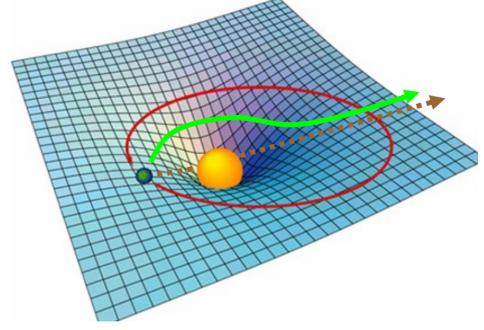


Figura 4.9: Rappresentazione del ritardo di Shapiro a causa della curvatura dello spazio-tempo.

orbita, ed è definita da [83]:

$$\Delta_{R\odot} = \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{n}}{c} \frac{(\mathbf{r} \cdot \mathbf{n})^2 - |r|^2}{2cd}, \quad (4.23)$$

dove \mathbf{n} è il vettore che congiunge la pulsar con il baricentro, invece \mathbf{r} unisce la Terra con il baricentro.

Il ritardo di Einstein $\Delta_{E\odot}$ è dato da:

$$\Delta_{E\odot} = \int_0^t dt' \left[\sum_k \frac{Gm_k}{c^2 |\mathbf{d}_{k,\oplus}|} + \frac{v_{\oplus}^2}{2c^2} \right], \quad (4.24)$$

dove m_k sono le masse dei corpi del sistema solare, $d_{k,\oplus}$ sono le distanze dei vari corpi dalla Terra, v_{\oplus} è la velocità della Terra rispetto al baricentro e G la costante gravitazionale. Questa correzione è dovuta al *redshift gravitazionale* e al fenomeno della dilatazione dei tempi. Il *redshift gravitazionale* è causato dai campi gravitazionali dei corpi celesti del sistema solare. La presenza di un campo gravitazionale causa un rallentamento degli orologi, e questo è tanto più grande quanto più il fotone si avvicina alla massa che deforma lo spazio-tempo. Il rallentamento maggiore, seppur piccolissimo, è dovuto al campo gravitazionale solare. La correzione è quasi costante ed incorporata nel tempo espresso in unità TAI, ma subisce delle piccole variazioni a causa dell'ellitticità dell'orbita terrestre.

Un ulteriore effetto di dilatazione dei tempi è dovuto alla velocità rotazionale e orbitale della Terra. E' una correzione molto piccola, ma data l'estrema precisione delle pulsar è necessario tenerne conto.

L'ultima correzione è quella dovuta al ritardo di Shapiro $\Delta_{S\odot}$ [101]. A causa del campo gravitazionale solare i fotoni non viaggiano più in linea retta ma seguono la curvatura dello spazio-tempo (vedi Fig. 4.9). Il ritardo, tenendo conto di tutti i corpi massivi del sistema solare, è dato da:

$$\Delta_{S\odot} = -2 \sum_k \frac{Gm_k}{c^3} \ln \left[\frac{\hat{s} \cdot \mathbf{d}_{k,\oplus} + d_{k,\oplus}}{\hat{s} \cdot \mathbf{d}_k^P + d_k^P} \right], \quad (4.25)$$

dove \hat{s} è il vettore unitario che congiunge pulsar e SSB, \mathbf{d}_k^P è la posizione della pulsar rispetto ad ogni k -esimo corpo. Anche questo fenomeno è maggiore quanto più la

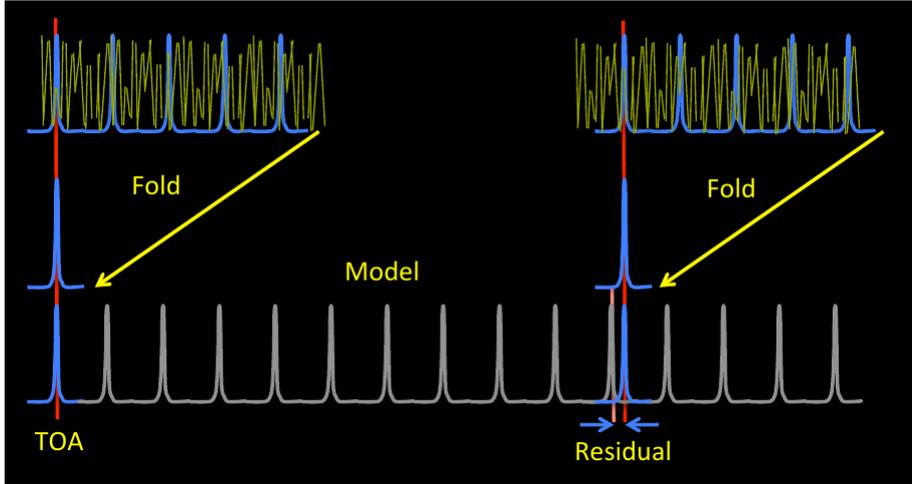


Figura 4.10: Schematizzazione del *folding*, dell'estrazione dei ToA e dei *residui temporali* (Kramer, M., *Fermi Summer School, Varenna, luglio 2017*).

radiazione passa vicino al corpo, e dipende dalla posizione relativa tra pulsar, Terra e corpo che perturba lo spazio-tempo. In Fig. 4.8 è riportato uno schema riassuntivo di tutti i passaggi che conducono dal tempo di arrivo al telescopio UTC fino a quello baricentrizzato in BTC (*Barycentric Coordinate Time*).

4.2.4 Fit dei residui di timing

Dopo aver riferito i ToA ad un sistema di riferimento inerziale, l'obiettivo è trovare un'espressione che descriva l'evoluzione rotazionale della pulsar. Il modello rotazionale che descrive lo *spin-down* della pulsar può essere espresso grazie ad un'espansione in serie di Taylor della frequenza rotazionale:

$$\nu(t) = \nu_0 + \dot{\nu}_0(t - t_0) + \frac{1}{2}\ddot{\nu}_0(t - t_0)^2 + \dots, \quad (4.26)$$

o equivalentemente con un'espansione in serie del numero di rotazioni della pulsar che intercorrono tra un'epoca di riferimento t_0 e un generico tempo t :

$$N(t) = N_0 + \nu_0 \times (t - t_0) + \frac{1}{2}\dot{\nu}_0 \times (t - t_0)^2 + \frac{1}{6}\ddot{\nu}_0 \times (t - t_0)^3 + \dots \quad (4.27)$$

N_0 è il numero di rotazioni all'epoca di riferimento, ν_0 , $\dot{\nu}_0$, $\ddot{\nu}_0$ sono la frequenza rotazionale, la derivata prima e seconda della frequenza rotazionale all'epoca di riferimento.

Nello studio di *timing*, vogliamo essere in grado di contare senza ambiguità tutte le pulsazioni che arrivano dalla nostra sorgente a partire da un'epoca di riferimento fino all'epoca dell'ultima osservazione e predire correttamente gli impulsi successivi.

I ToA dipendono dalle caratteristiche fisiche della pulsar (rotazione, posizione e moti propri, moti orbitali, distanza, etc...), le quali si possono riassumere in un set di effemeridi (rotazionali, astrometriche e orbitali, DM). Una prima stima delle effemeridi viene utilizzata per costruire un primo modello di *timing*.

I ToA osservati vengono confrontati con i ToA predetti dal modello. Le differenze tra questi costituiscono i *residui temporali*. In Fig. 4.10 sono riportati i passaggi fondamentali dell'analisi di timing e in basso il confronto tra il modello (rappresentato

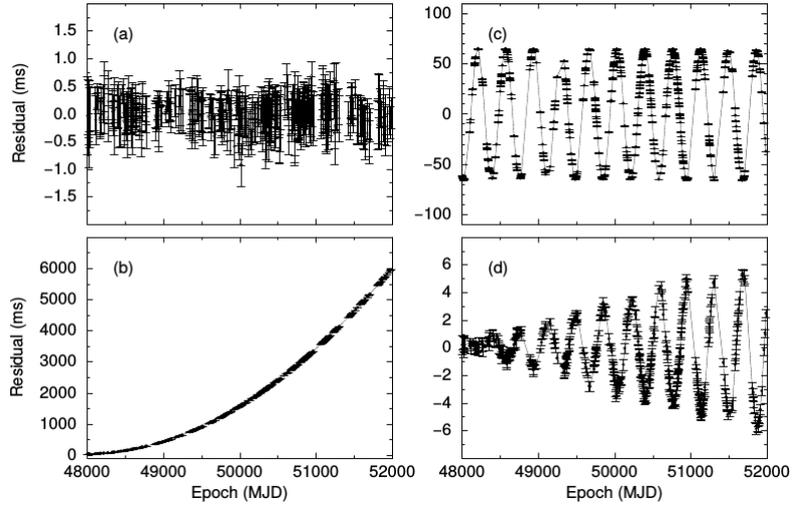


Figura 4.11: (a) Residui temporali per la pulsar B1133+16. I residui sono distribuiti randomicamente intorno allo zero, (b) Andamento parabolico nei residui che segnala una sottostima di \dot{P} , (c) un errore nella posizione provoca un andamento sinusoidale nei residui, la sinusoide ha periodo di un anno ed è causata da un'errata baricentrizzazione dovuta all'errata posizione nel modello, (d) andamento dei residui trascurando il moto proprio della pulsar, che si può visualizzare come un errore in posizione con ampiezza crescente man mano che la pulsar si sposta e la posizione del modello è via via più distante da quella effettiva [73].

in grigio) e i dati (in blu).

Se modello e dati sono in accordo, i *residui temporali* sono distribuiti in modo casuale intorno al valore zero. Al contrario se nei residui è presente un andamento sistematico significa che stiamo commettendo un errore nella valutazione di alcuni parametri. In Fig. 4.11 riportiamo alcuni andamenti che si possono presentare se commettiamo un errore su \dot{P} (pannello (b)), sulla posizione della pulsar (pannello (c)) o se trascuriamo il moto proprio della pulsar (pannello (d)). Nelle fasi iniziali dell'analisi di *timing* non è facile distinguere un andamento da un altro perché l'errore non viene commesso su un singolo parametro. Le diverse scale temporali su cui le variazioni nei ToA avvengono a seconda del parametro indagato, possono aiutare a discernere i vari effetti cumulati nei ToA: un errore sul periodo rotazionale, ad esempio, in particolare all'inizio dell'analisi quando i parametri sono noti solo con approssimazione, sarà visibile su tempi scala molto più brevi (ore, giorni) che una variazione nel tasso di rotazione (visibile su scale di mesi).

I residui temporali vengono esaminati al fine di determinare la miglior *soluzione di timing* per i parametri rotazionali, astrometrici (e orbitali nel caso di sistemi binari). Nella pratica si minimizza la seguente espressione al variare di tutti i parametri:

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{N(t_i) - n_i}{\sigma_i} \right)^2 \quad (4.28)$$

dove n_i è il numero intero più vicino a $N(t_i)$, e σ_i è l'incertezza associata ad ogni ToA. Se il fit viene eseguito correttamente per tutti i parametri coinvolti, i residui temporali post-fit risulteranno come quelli del pannello (a) in Fig. 4.11, cioè distribuiti casualmente intorno allo zero.

L'analisi di *timing* è iterativa, mano a mano che aggiungiamo ToA possiamo migliorare la *soluzione di timing*, foldare in maniera più corretta i dati, ottenere ToA con σ_i migliori e ricavare parametri di spin o astrometrici ulteriori. Questo ci permette di costruire un modello di evoluzione rotazionale sempre più preciso.

4.3 Rumore cronometrico

Il regolare *spin down* della pulsar è disturbato da piccole irregolarità nei tempi di arrivo. Questo “rumore cronometrico” chiamato *timing noise* si traduce in brevi anticipi/ritardi casuali o fluttuanti nei ToA. Il *timing noise* a seconda della sorgente, può essere descritto come una variazione dei parametri rotazionali su tempi scala di mesi o anni.

Queste fluttuazioni sono più frequenti nelle pulsar giovani che hanno un tasso di rallentamento molto alto, mentre sono rare e di scala più piccola nelle pulsar al millisecondo. Generalmente si osserva che le fluttuazioni dei ToA diminuiscono con la derivata del periodo rotazionale, \dot{P} , per questo il fenomeno è più evidente nelle pulsar giovani.

I processi fisici che generano questo fenomeno non sono ancora chiari, si pensa siano collegati alla variazione di temperatura all'interno della stella e a moti turbolenti del plasma [6], oppure a fluttuazioni della magnetosfera [31]. Anche variazioni dell'ISM e/o del vento solare o del profilo dell'impulso nel tempo, possono tradursi in *timing noise* che, in questo caso non è intrinseco alla rotazione della pulsar, ma introdotto nei ToA da fenomeni non correttamente o completamente modellati.

Un'altra irregolarità più rara, che disturba le misure di *timing*, sono i *glitch*. Essi sono causati da repentine variazioni della struttura della crosta rigida della stella di neutroni. Si presentano come un improvviso aumento della frequenza rotazionale, seguito da un lento e parziale recupero del precedente periodo rotazionale. Questi eventi vengono spiegati studiando la struttura interna delle stelle di neutroni: durante il rallentamento la pulsar tende a diventare più sferica e questo può provocare delle fratture della crosta. In seguito a questo evento, paragonabile ad un terremoto, la pulsar diminuisce il suo raggio, ma conservando il momento d'inerzia aumenta la sua velocità di rotazione. I glitch sono piuttosto rari ma quando si verificano, se non se ne tiene conto, possono compromettere misure precise di *timing*.

4.4 Timing nelle binarie

Quando la pulsar si trova in un sistema binario i tempi di arrivo subiscono delle variazioni periodiche (vedi Fig. 4.12) a causa del moto orbitale. Per questo motivo l'Eq. 4.21 deve essere corretta tenendo conto anche del moto della pulsar rispetto al centro di massa del sistema:

$$t_{SSB} = t_{obs} + t_{clock} - \Delta_{DM} + \Delta_{R\odot} + \Delta_{S\odot} + \Delta_{E\odot} + \Delta_{RB} + \Delta_{SB} + \Delta_{EB} + \Delta_{AB}. \quad (4.29)$$

I nuovi 4 termini in Eq. 4.29 descrivono il ritardo di Römer Δ_{RB} aggiuntivo dovuto all'orbita del sistema binario, il ritardo di Shapiro Δ_{SB} e Einstein Δ_{EB} dovuto al campo gravitazionale della stella compagna. L'ultimo termine Δ_{AB} prende in considerazione gli effetti di aberrazione dovuti al moto orbitale.

Nelle pulsar isolate il periodo rotazionale rimane costante durante un'osservazione, perché i tempi scala con cui esso cambia a causa della perdita di energia o del moto della Terra attorno al SSB sono molto lunghi.

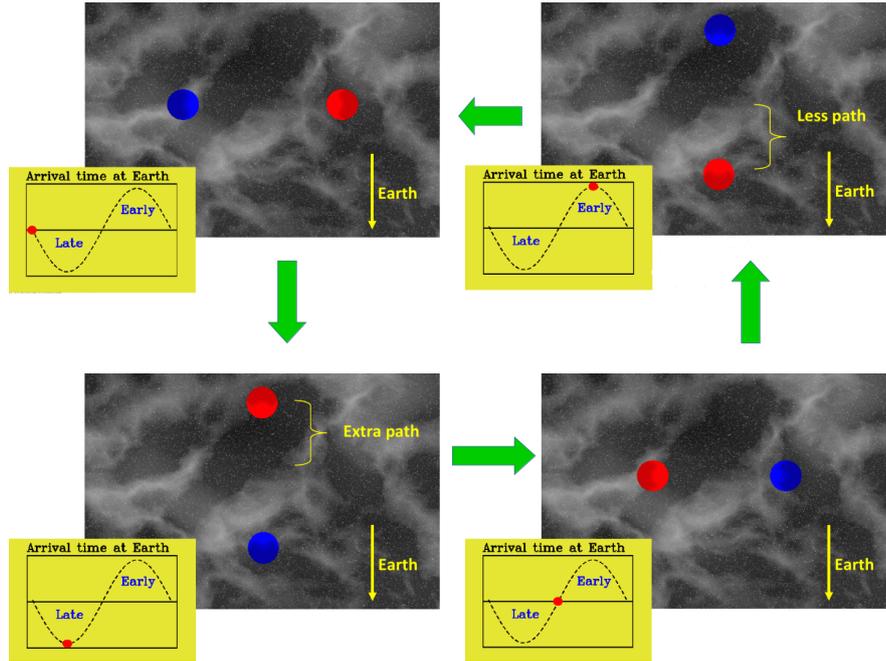


Figura 4.12: Variazione nei tempi di arrivo per una pulsar che si trova in un sistema binario.

Quando la pulsar si trova in un sistema binario il suo periodo rotazionale subisce delle piccole variazioni, dovute al cambiamento della velocità della pulsar nel suo moto orbitale. Se la pulsar si allontana dall'osservatore, si registra un apparente aumento del periodo rotazionale a causa del fenomeno di red-shift, mentre quando la pulsar si avvicina il periodo rotazionale risulta più breve a causa del blu-shift. Il periodo osservato a Terra varia dunque su tempi scala paragonabili a quelli dell'osservazione: nel folding, dunque, il segnale non apparirà sempre alla stessa fase, con un conseguente allargamento e perdita di S/N dell'impulso integrato. E' necessario tener conto di questo effetto che può portare ad un allargamento del profilo dell'impulso come si può vedere nel pannello di sinistra in Fig. 4.13.

Per ovviare a questo allargamento Doppler (*Doppler smearing*), quando si effettua il *folding* di una pulsar binaria bisogna tener conto della variazione del periodo rotazionale dovuta al moto orbitale, così da recuperare la forma e il S/N dell'impulso (vedi Fig. 4.13), e ricavare, come si vedrà nella successiva Sezione, i parametri orbitali.

4.4.1 Parametri Kepleriani

Per le pulsar appartenenti ai sistemi binari, dall'analisi di *timing*, possiamo ricavare anche i parametri orbitali, chiamati *parametri kepleriani*:

- periodo orbitale P_b ,
- longitudine del periastro ω ,
- epoca di passaggio al periastro T_0 ,
- eccentricità e ,

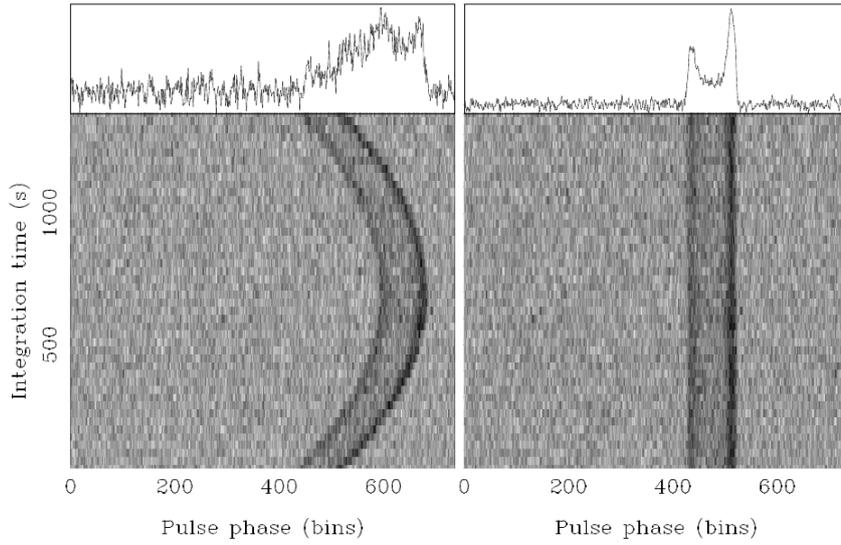


Figura 4.13: Nel pannello di sinistra è riportata un'osservazione di 22.5 min della pulsar binaria B1913+16. In questo caso si è assunto che periodo rotazionale sia costante nel tempo. Nel pannello di destra è riportata la stessa osservazione ma in questo caso si è tenuto conto della variazione del periodo rotazionale prima di sommare gli impulsi lungo tutta l'osservazione [74].

- proiezione del semiasse maggiore $x_p = a \sin i$, dove i è l'inclinazione del sistema, cioè l'angolo tra la linea di vista e la normale al piano dell'orbita.

Per la misura di questi parametri è necessario riferire i ToA al centro di massa del sistema pulsar-stella attraverso Eq. 4.29.

A partire dai *parametri kepleriani* possiamo porre dei vincoli sulla massa della stella compagna, utilizzando la *funzione di massa*:

$$f(m_p, m_c) = \frac{(m_c \sin i)^3}{(m_p + m_c)^2} = \frac{4\pi^2}{G} \frac{x_p^3}{P_b^2}. \quad (4.30)$$

L'Eq. 4.30 si ricava a partire dalla terza legge di Keplero, ed è una funzione della massa della pulsar, m_p , e della massa della stella compagna, m_c . Assumendo un valore per m_p tipicamente di $1.4 M_\odot$ e un'inclinazione orbitale $i = 90^\circ$ possiamo porre un limite inferiore per la massa della stella compagna.

4.4.2 Parametri Post-Kepleriani

In alcuni sistemi peculiari (caratterizzati da alte velocità orbitali e/o masse elevate) i parametri kepleriani non sono sufficienti per descrivere la fenomenologia e l'evoluzione del sistema stesso. Per questo è necessario ricorrere a un set di parametri detti "*post-kepleriani*" (PK). Questi parametri cambiano a seconda della teoria di gravità che si considera [35], quindi sono un utile strumento per porre dei vincoli alle varie teorie della gravitazione. Nella teoria della *Relatività Generale* (*General*

Relativity, GR) assumono la seguente formulazione:

$$\dot{\omega} = 3 \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-5/3} (T_\odot M)^{2/3} (1 - e^2)^{-1}, \quad (4.31)$$

$$\dot{P}_b = -\frac{192\pi}{5} \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-5/3} \left(1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4 \right) (1 - e^2)^{-7/2} T_\odot^{5/3} m_p m_c M^{-1/3}, \quad (4.32)$$

$$\gamma = e \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{1/3} T_\odot^{2/3} M^{-4/3} m_c (m_p + 2m_c), \quad (4.33)$$

$$r = T_\odot m_c, \quad (4.34)$$

$$s = x \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-2/3} T_\odot^{-1/3} M^{2/3} m_c^{-1}. \quad (4.35)$$

Nelle espressioni sopra indicate tutte le masse sono espresse in unità di masse solari, $M \equiv m_p + m_c$ e $T_\odot \equiv GM_\odot/c^3 = 4.925490947 \mu\text{s}$.

Il primo parametro $\dot{\omega}$ (Eq. 4.31), descrive l'avanzamento del periastro in rad s^{-1} . Dalla misura di questo parametro otteniamo la massa totale del sistema M .

Il secondo parametro \dot{P}_b descrive il decadimento dell'orbita per emissione di onde gravitazionali, esso dipende sia dalla somma che dal prodotto delle masse. Nell'Eq. 4.33 viene esplicitato il parametro, γ , legato alla dilatazione dei tempi e al red-shift gravitazionale. Le equazioni 4.34 ed 4.35 sono legate al ritardo di Shapiro, dovuto alla presenza della stella compagna che deforma lo spazio-tempo attraversato dai fotoni emessi dalla pulsar.

Nel set di equazioni dei parametri PK le uniche incognite sono le masse della pulsar e della stella compagna. Misurando due parametri PK siamo quindi in grado di risolvere il sistema. La misura di ulteriori parametri PK costituisce dunque un test della teoria a cui il set di equazioni si riferisce (nel nostro caso GR). Una volta note le masse dalle equazioni per i primi due parametri PK ricavati, si può calcolare il valore atteso per gli altri e confrontarlo con quello ricavato da studi di *timinig*: se i valori sono in accordo entro un certo margine di errore la teoria non è falsificata.

Il primo sistema binario utilizzato come test della Relatività Generale è PSR B1913+16, scoperto da Hulse e Taylor nel 1974 [59]. Esso è il primo sistema binario con una pulsar scoperto in assoluto; è composto da una pulsar con periodo rotazionale di 59 ms e da una stella di neutroni. Attraverso questo sistema, grazie ad osservazioni condotte per molti anni con il telescopio di Arecibo, è stato possibile calcolare tutti e cinque i parametri PK: $\dot{\omega}$, γ , \dot{P}_b , r ed s [122]. La misura del decadimento dell'orbita su un arco temporale di 30 anni, ha confermato la teoria della GR con un'incertezza dello 0.2% ed è stata la prima prova indiretta dell'esistenza delle onde gravitazionali (vedi Fig. 4.14).

La scoperta della doppia pulsar J0737–3039 [26] ha permesso di determinare con grande precisione tutti e cinque i parametri PK in meno di due anni di osservazioni. Inoltre i test della GR condotti con J0737–3039 hanno una precisione almeno un ordine di grandezza superiore rispetto a quelli condotti con B1913+16 nell'arco di 30 anni.

J0737–3039 è composto da due pulsar: la pulsar “A” con un periodo rotazionale di 22.7 ms mentre la pulsar “B” pari a 2.7 s. Il primo parametro PK, $\dot{\omega}$, è stato misurato dopo pochi giorni dalla scoperta. Dopo qualche mese è stato possibile misurare il ritardo di Shapiro, poiché la traiettoria dei fotoni emessi da PSR J0737–3039A

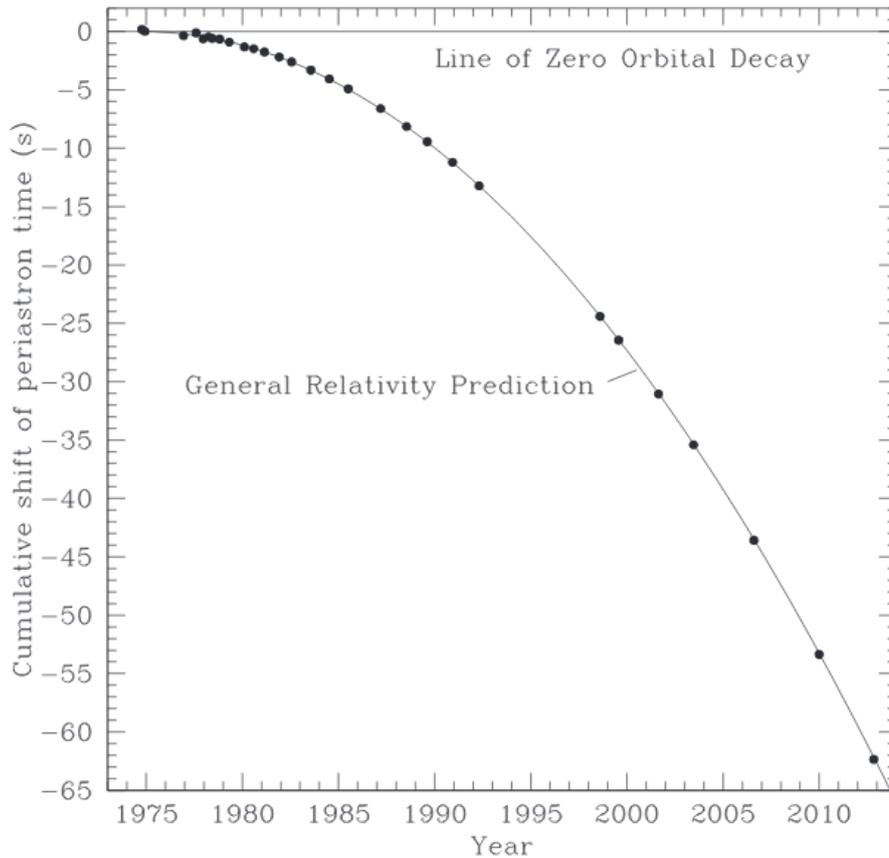


Figura 4.14: Decadimento dell'orbita di B1913+16, dimostrato da una variazione dell'epoca di passaggio al periastro. La parabola continua rappresenta la predizione teorica, dove è prevista una perdita di energia da parte del sistema per emissione di onde gravitazionali [121], [122].

viene deviata dalla presenza del campo gravitazionale di PSR J0737–3039B. Gli ultimi due parametri sono stati calcolati nei successivi mesi di osservazione.

La conoscenza di tutti i parametri PK ha permesso di calcolare il valore di entrambe le masse con altissima precisione (vedi Fig. 4.15), e di confermare ancora una volta la validità della teoria della GR.

Inoltre solamente per la doppia pulsar si può ricavare una relazione tra i parametri osservativi e le masse delle due stelle. Questa relazione afferma che il rapporto tra le masse è uguale all'inverso del rapporto tra i semiassi maggiori $R = x_b/x_A$. Solamente nel caso della pulsar doppia entrambi i semiassi sono misurabili. Questo sesto vincolo sulle masse è anche indipendente dalla teoria della gravità scelta. Le curve che rappresentano tutti i vincoli ottenuti dai parametri PK che sono graficate in Fig. 4.15, non solo devono incontrarsi tutte nella medesima regione affinché la teoria sia valida, ma devono anche intersecare la regione delimitata da R , indipendentemente dalla teoria.

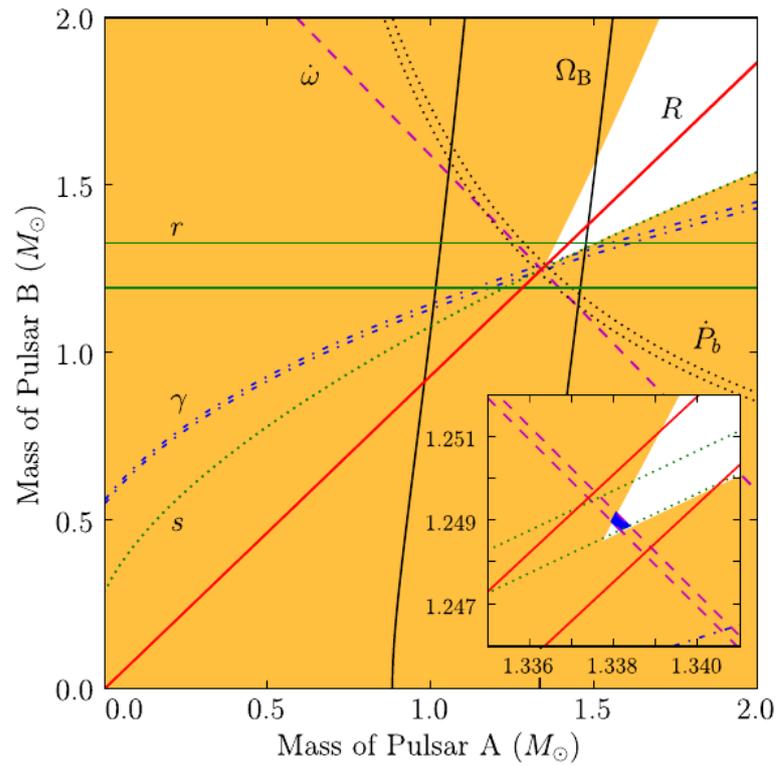


Figura 4.15: Diagramma m_p-m_c per la doppia pulsar J0737–3039 A e B. Nel grafico sono mostrate le linee di confidenza dei vari parametri PK. Le regioni gialle sono proibite dalla funzione di massa e quindi a partire da considerazioni di meccanica classica. Nel riquadro ingrandito, in azzurro, è evidenziata la regione di intersezione di tutti i parametri, che ci permette di vincolare le masse di entrambi i corpi con grande precisione [20].

Capitolo 5

PSR J1431–4715

In questo Capitolo trattiamo l'analisi dei dati in banda radio della MSP ad eclissi J1431–4715. I dati sono stati acquisiti in un arco temporale di sei anni con il radiotelescopio di Parkes.

Nella parte introduttiva del Capitolo descriviamo brevemente le caratteristiche generali dei radiotelescopi e del telescopio di Parkes.

Successivamente spieghiamo le procedure utilizzate per l'analisi di *timing*, dove sono state usate solamente le osservazioni a 1.4 GHz fuori dalla regione eclissante, per ottenere una soluzione di *timing* più accurata.

Nella seconda parte del Capitolo ci soffermiamo sullo studio della regione eclissante, dove abbiamo analizzato il possibile meccanismo che genera l'eclissi e a partire dalla curva dei ritardi nei tempi di arrivo abbiamo indagato la possibile geometria della nube di gas che circonda la stella compagna.

A conclusione del Capitolo riportiamo i nostri risultati e gli studi che potremo intraprendere in futuro sul sistema in esame.

5.1 Radiotelescopi e telescopio di Parkes

La radioastronomia è quel ramo dell'astronomia che si occupa di studiare l'emissione in banda radio delle sorgenti astronomiche. La banda radio è una delle finestre di trasmissione della nostra atmosfera, ed insieme alla finestra ottica raccoglie la maggior parte della radiazione che arriva a terra. Anche nel vicino infrarosso ci sono cinque bande di ottima trasmissione, vicina al 100%.

Gli strumenti utilizzati dall'astronomia radio sono i radiotelescopi, che possono osservare in un intervallo di frequenza molto ampio (10 MHz-100 GHz). A parità di dimensioni della superficie colletttrice, le capacità di produrre mappe celesti di un radiotelescopio sono nettamente inferiori, a causa del potere risolutivo definito come:

$$\alpha \approx \frac{\lambda}{d}, \quad (5.1)$$

dove d è il diametro dell'area colletttrice e λ è la lunghezza d'onda della radiazione incidente sulla superficie colletttrice.

Questo significa che un radiotelescopio per poter avere lo stesso potere risolutivo di un telescopio ottico deve avere un diametro estremamente più grande. Un vantaggio dell'astronomia radio è quello della possibilità di conservare la fase del segnale elettrico, che può essere combinato in fase, con segnali provenienti da strumenti diversi. La tecnica, che combina insieme segnali raccolti da diversi radiotelescopi, si

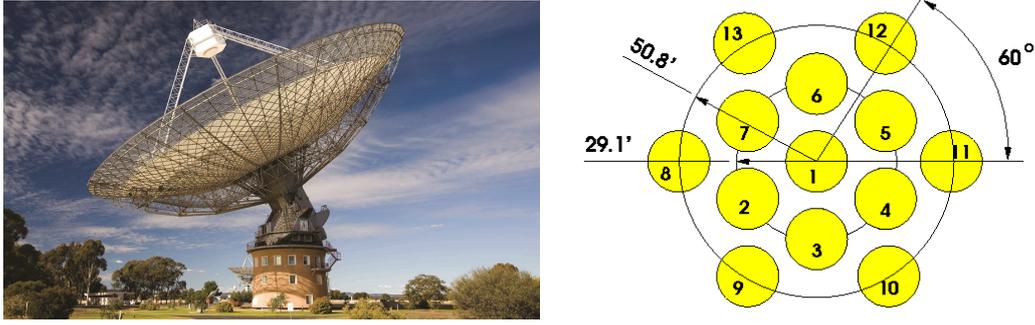


Figura 5.1: Telescopio di Parkes a sinistra e ricevitore *multi-beam* a destra.

chiamata *interferometria* ed è stata sviluppata alla fine degli anni '50. Grazie a questa tecnica, il potere risolutivo non dipende più dalla dimensione d dell'antenna, ma dalla distanza fra le antenne.

Una quantità importante per un radiotelescopio è la sensibilità, ovvero la capacità di rivelare segnali deboli. Se consideriamo una pulsar di periodo rotazionale P , la sensibilità può essere definita dall'*equazione del radiometro* [40], [73]:

$$S_{min} = \beta \frac{(S/N_{min})T_{sys}}{G\sqrt{n_p t_{int} \Delta f}} \sqrt{\frac{W}{P - W}}, \quad (5.2)$$

dove β è il fattore di correzione legato ad imperfezioni del sistema, S/N_{min} è il rapporto segnale-rumore minimo per rivelare la sorgente, T_{sys} è la temperatura del sistema espressa in K e raggruppa al suo interno la temperatura del ricevitore ($T_{rec} \simeq 20$ K), la temperatura di rumore proveniente dal suolo ($T_{spill} \simeq 10$ K), la temperatura dovuta all'emissione dell'atmosfera terrestre T_{atm} e la temperatura di fondo cielo T_{sky} , che dipende dalla zona del cielo osservata. I rimanenti termini di Eq. 5.2 sono: G è il guadagno dell'antenna, cioè la capacità dell'antenna di concentrare la radiazione in una certa direzione, W è la larghezza dell'impulso della pulsar, n_p è il numero di polarizzazioni che lo strumento è in grado di osservare ($n_p = 1$ singola polarizzazione, $n_p = 2$ due polarizzazioni ortogonali), Δt è il tempo di integrazione in secondi e Δf è la larghezza della banda di osservazione in MHz.

Il guadagno G dell'antenna, che misura la sensibilità dell'antenna, è definito dalla relazione seguente [73]:

$$G = 10^{-26} \frac{m\eta A}{k_B} \text{ KJy}^{-1}, \quad (5.3)$$

dove η è l'efficienza del telescopio, A è l'area di raccolta del segnale, m dipende dalla polarizzazione della radiazione incidente ($m = 0.5$ radiazione non polarizzata, $m = 1$ l'antenna riceve tutte le componenti di polarizzazione dell'onda che incide), k_B è la costante di Boltzmann. I telescopi radio sono progettati per avere il massimo del guadagno nelle frequenze radio.

Telescopio di Parkes

Il radiotelescopio di Parkes (vedi Fig. 5.1) è situato a circa 20 Km dalla città di Parkes, in Australia. Fu inaugurato nel 1961 ed entrò pienamente in funzione nel 1963. Esso fa parte di un gruppo di radiotelescopi chiamato ATNF (*Australia Telescope National Facility*) gestito dall'agenzia scientifica nazionale australiana

CSIRO (*Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation*).

Il radiotelescopio è costituito da una parabola di 64 m, montata su una torre di cemento, all'interno della quale si trova la sala controllo per le osservazioni. E' tutt'ora lo strumento ad antenna singola più grande dell'emisfero sud.

Il paraboloide e la struttura mobile che lo sorregge pesano mille tonnellate. La superficie della parabola è fatta di alluminio e acciaio, ed ha un'area di raccolta pari a 3216 m². E' in grado di osservare onde radio di lunghezza d'onda comprese tra 7 mm e 4 m.

Il radiotelescopio viene utilizzato per osservare qualsiasi sorgente radio, ma in passato è servito anche come ricevitore per i segnali inviati dalle navicelle spaziali della NASA, ad esempio ricevette i segnali dell'Apollo 11 in seguito allo sbarco dell'uomo sulla Luna nel 1969.

I ricevitori per osservare nelle diverse bande di frequenza si trovano in una cabina all'interno della torretta. Tra i vari ricevitori ricordiamo il *Parkes 21cm Multibeam Receiver* [106] che è operativo a Parkes dal 1997 e viene utilizzato per le osservazioni delle pulsar a 21 cm. Esso, composto da 13 ricevitori detti *beam*, può osservare contemporaneamente 13 regioni di cielo secondo la configurazione di Fig. 5.1, cioè a formare due esagoni concentrici. E' stato progettato per avere un'alta sensibilità a 21 cm: il ricevitore centrale ha un guadagno di 0.73 K/Jy, quelli dal 2 al 7 hanno un guadagno di 0.69 K/Jy, mentre quelli dall'8 al 13 di Fig. 5.1 pari a 0.58 K/Jy. Tutti i beam osservano nell'intervallo di frequenza 1.23-1.53 GHz e sono caratterizzati da una temperatura media di sistema pari a 21 K.

Questo ricevitore, grazie al suo grande campo di osservazione, è un ottimo strumento per la ricerca di nuovi oggetti celesti su ampie zone di cielo. I puntamenti delle sorgenti vengono fatti in modo tale che le parti scoperte dal *multi-beam* vengano osservate nei puntamenti successivi.

Il ricevitore *multi-beam* ha permesso la scoperta di 740 pulsar, durante la *Parkes Multibeam Pulsar Survey* [77]. Questa survey, iniziata nel 1997, ha esplorato il piano galattico nella regione $-100^\circ < l < 50^\circ$, $|b| < 5^\circ$ (dove l è la longitudine galattica e b è la latitudine galattica). Grazie al grande successo, sono state avviate in seguito altre survey: *The Parkes High Latitude Pulsar Survey* [27] che ha coperto la regione di cielo $220^\circ < l < 260^\circ$, $|b| < 60^\circ$ e *The High Time Resolution Survey* [67] che si suddivide in *High* ($\delta < +10^\circ$), *Mid* ($-120^\circ < l < 30^\circ$, $|b| < 15^\circ$) e *Low* ($-80^\circ < l < 30^\circ$, $|b| < 3.5^\circ$) a seconda della regione osservata.

5.2 Caratteristiche di PSR J1431–4715

La pulsar J1431–4715 è stata scoperta nel 2011 durante l'*High Time Resolution Universe* (HTRU) survey [14] con il telescopio di Parkes usando il ricevitore *multi-beam*. PSR J1431–4715 è caratterizzata da un periodo rotazionale di 2.01 ms (è la 14-esima pulsar più rapida che conosciamo) e da una piccola derivata del periodo rotazionale $\dot{P} = 1.4 \times 10^{-20}$. Con questi valori di P e \dot{P} la pulsar si posiziona in basso a sinistra nel diagramma $P - \dot{P}$, nella regione delle MSP.

Essa appartiene ad un sistema binario stretto quasi perfettamente circolare, con periodo orbitale di circa 10.8 h ed eccentricità di 0.000023 [14].

La pulsar fino ad ora è stata osservata in banda radio a 10 cm, 20 cm e 40 cm con il telescopio di Parkes, ed in banda γ con il satellite *Fermi* [114]. Sono stati misurati un flusso e una luminosità molto deboli in banda γ ($L_\gamma < 1.36 \times 10^{33}$ erg/s), inoltre

la distanza stimata a partire dalle osservazioni γ è di 2.42 kpc (mentre il valore stimato da Bates et al., 2016 [14] a partire dalla misura della DM è di 1.53 kpc).

5.3 Analisi dati

In questa sezione presentiamo l’analisi di *timing* e della regione eclissante effettuata per la pulsar J1431–4715. Il nostro set di dati consiste di osservazioni fatte con il telescopio di Parkes da luglio 2011 fino a giugno 2017 a tre diverse frequenze: 0.7 GHz, 1.4 GHz e 3.1 GHz.

In tabella 5.1 riportiamo tutti i dati utilizzati per l’analisi, indicando la frequenza centrale dell’osservazione, la lunghezza in secondi, il giorno giuliano modificato (*Modified Julian Date*, MJD), il *back-end*, il numero di bin con cui l’osservazione è stata creata ($n_{bin,obs}$) e il numero di bin a cui noi abbiamo ridotto l’osservazione (n_{bin}).

La pulsar è stata osservata regolarmente da luglio 2011 fino a dicembre 2012, poi negli anni 2013/2014 abbiamo a disposizione solo due osservazioni, una ad agosto 2013 e un’altra a dicembre 2013. A novembre 2014 ricominciano le osservazioni regolari, che sono in corso tutt’ora a cadenza mensile.

In tabella 5.1 non sono presenti tutti i dati acquisiti, ma solamente quelli utilizzati per l’analisi, quindi quelli in cui è presente il segnale della pulsar. Inoltre in rosso abbiamo evidenziato i dati a 40 cm e in blu quelli a 10 cm, mentre in nero sono quelli a 20 cm.

I dati a 20 cm sono stati acquisiti con il ricevitore *multi-beam*, mentre quelli a 10 cm e 40 cm con il ricevitore coassiale a 10/50 cm. Sono stati processati con tre diversi *back-end* [98]:

- APSR (Australia Telescope National Facility Parkes Swinburne Recorder),
- CASPSR (Center for Astronomy Signal Processing and Electronics Research Parkes Swinburne Recorder),
- DFB3/4 (Digital Filterbank).

I dati sono stati acquisiti tutti in *folded mode*. Essa è una delle tre modalità con cui possono essere acquisiti i dati dai moderni *back-end* utilizzati per osservare le pulsar.

La *folded mode* viene utilizzata quando si osservano pulsar di cui si conoscono già i parametri rotazionali e la DM con buona accuratezza. Questo perché il segnale che giunge al *back-end* viene processato in tempo reale attraverso una procedura chiamata *folding*. In questa procedura la banda di osservazione viene divisa in certo numero di canali e in ciascun canale viene rimosso l’effetto della dispersione in accordo con il valore della DM. A seconda del *back-end* la de-dispersione può essere coerente oppure incoerente (ad esempio il DFB permette di fare solamente la de-dispersione incoerente). Successivamente la serie temporale de-dispersa viene divisa in un certo numero di intervalli temporali chiamati sotto-integrazioni. Queste sotto-integrazioni a loro volta vengono divise in modo tale da avere lunghezza pari al periodo di rotazione della pulsar, così da poter essere sommate coerentemente per formare il profilo integrato della pulsar. Il risultato di questa procedura sono degli archivi *folded*, che contengono al loro interno una collezione di profili integrati, uno per ogni sotto-integrazione.

Le altre due modalità di acquisizione sono *search mode* e *base-band mode* che vengono brevemente illustrate nel Capitolo 6.

Tabella 5.1: Osservazioni di J1431–4715.

Nome file	Frequenza	Lunghezza [s]	MJD	Back-end	$n_{bin,obs}$	n_{bin}
b110926-233320	1369	1085	55830.981	APSR	512	256
b111210-004730	1369	905	55905.032	APSR	512	256
b111211-213100	1369	905	55906.896	APSR	512	256
b111212-213650	1369	905	56011.495	APSR	512	256
b120425-095000	1369	605	56042.409	APSR	512	256
b120712-041340	1369	545	56120.176	APSR	512	256
b120904-032400	1369	605	56174.141	APSR	512	256
b120920-000400	1369	605	56190.002	APSR	512	256
b120920-004300	1369	605	56190.029	APSR	512	256
b120920-025510	1369	1205	56190.121	APSR	512	256
b121121-203910	1369	1085	56252.860	APSR	512	256
p110728-040704	1382	605	55770.171	CASPSR	1024	256
p110728-042032	1382	607	55770.180	CASPSR	1024	256
p110926-233320	1382	1089	55830.981	CASPSR	1024	256
p111031-205640	1382	1099	55865.872	CASPSR	1024	256
p111031-220400	1382	1089	55865.919	CASPSR	1024	256
p111101-025312	1382	1087	55866.120	CASPSR	1024	256
p111101-040304	1382	1085	55866.168	CASPSR	1024	256
p111207-003248	1382	914	55902.022	CASPSR	1024	256
p111208-035520	1382	912	55903.163	CASPSR	1024	256
p111210-004728	1382	914	55905.032	CASPSR	1024	256
p111212-213648	1382	914	55907.900	CASPSR	1024	256
p120325-115248	1382	914	56011.495	CASPSR	1024	256
p120425-095000	1382	612	56042.409	CASPSR	1024	256
p120521-091840	1382	612	56068.387	CASPSR	1024	256
p120521-102240	1382	612	56068.432	CASPSR	1024	256
p120904-032400	1382	612	56174.141	CASPSR	1024	256
p120920-000352	1382	620	56190.002	CASPSR	1024	256
p120920-004256	1382	616	56190.029	CASPSR	1024	256
p120920-025512	1382	1210	56190.121	CASPSR	1024	256
p130806-061744	1382	1088	56510.262	CASPSR	1024	256
p131201-204120	1382	1102	56627.862	CASPSR	1024	256
p141120-002928	1382	1804	56981.0204	CASPSR	1024	256
p150618-085008	1382	1814	57191.368	CASPSR	1024	256
p150706-061656	1382	1816	57209.261	CASPSR	1024	256
p151020-023448	1382	1396	57315.107	CASPSR	1024	256
p151114-232720	1382	1812	57340.977	CASPSR	1024	256
p151218-193920	1382	1812	57374.819	CASPSR	1024	256
p160325-131240	1382	1802	57472.550	CASPSR	1024	256
p160601-094600	1382	1802	57540.406	CASPSR	1024	256
p160821-055224	1382	1798	57621.244	CASPSR	1024	256
p160924-023320	1382	1770	57655.106	CASPSR	1024	256
p161110-220912	1382	1800	57702.923	CASPSR	1024	256
p161209-225440	1382	3572	57731.954	CASPSR	1024	256
p161209-235520	1382	2017	57731.996	CASPSR	1024	256
p170212-142832	1382	335	57796.603	CASPSR	1024	256
p170212-143632	1382	1214	57796.608	CASPSR	1024	256
p170212-172504	1382	1351	57796.725	CASPSR	1024	256
p170212-195816	1382	926	57796.832	CASPSR	1024	256
p170311-130520	1382	3602	57823.545	CASPSR	1024	256
p170402-151224	720	3597	57845.633	CASPSR	1024	256
p170402-165744	720	3551	57845.706	CASPSR	1024	256
p170427-103952	1382	3580	57870.444	CASPSR	1024	256

Tabella 5.1

Nome file	Frequenza	Lunghezza [s]	MJD	Back-end	$n_{bin,obs}$	n_{bin}
p170601-112648	1382	3564	57905.477	CASPSR	1024	256
sA110715-040100	1369	599	55757.167	PDFB3	512	256
sA110715-061338	1369	599	55757.259	PDFB3	512	256
sA110715-064909	1369	599	55757.284	PDFB3	512	256
sA110715-084709	1369	599	55757.366	PDFB3	512	256
sA110715-092148	1369	599	55757.390	PDFB3	512	256
sA110715-102826	1369	599	55757.436	PDFB3	512	256
sA110716-051216	1369	599	55758.217	PDFB3	512	256
sA110716-061627	1369	599	55758.261	PDFB3	512	256
sA110716-070459	1369	599	55758.295	PDFB3	512	256
sA110716-100827	1369	599	55758.422	PDFB3	512	256
sA110716-115550	1369	599	55758.497	PDFB3	512	256
sA110926-233305	1369	1079	55830.981	PDFB3	512	256
sA111001-002054	1369	1039	55835.014	PDFB3	512	256
sA111014-063814	1369	599	55848.276	PDFB3	512	256
sA111030-235615	1369	899	55864.997	PDFB3	512	256
sA111031-205626	1369	1079	55865.872	PDFB3	512	256
sA111101-025254	1369	1079	55866.120	PDFB3	512	256
sA111101-040245	1369	1079	55866.168	PDFB3	512	256
sA111208-035505	1369	899	55903.163	PDFB3	512	256
sA111208-192844	1369	3599	55903.811	PDFB3	512	256
sA111208-224316	1369	599	55903.946	PDFB3	512	256
sA111211-213045	1369	899	55906.896	PDFB3	512	256
sA120111-162014	1369	1079	55937.680	PDFB3	512	256
sA120111-193614	1369	599	55937.817	PDFB3	512	256
sA120112-182124	1369	599	55938.765	PDFB3	512	256
sA120325-115234	1369	899	56011.495	PDFB3	512	256
sA120425-094944	1369	599	56042.409	PDFB3	512	256
sA120521-102225	1369	599	56068.432	PDFB3	512	256
sB120920-000336	1369	599	56190.002	PDFB3	512	256
sB120920-004236	1369	599	56190.029	PDFB3	512	256
sB120920-025446	1369	1199	56190.121	PDFB3	512	256
sB121012-001605	1369	779	56212.011	PDFB3	512	256
sB121121-203855	1369	1079	56252.860	PDFB3	512	256
sB121217-184516	1369	569	56278.781	PDFB3	512	256
sB130508-101232	1369	1079	56420.425	PDFB3	512	256
sB131201-204110	1369	1079	56627.862	PDFB3	512	256
tA111012-055454	1369	659	55846.246	PDFB4	512	256
tA111012-060650	1369	899	55846.254	PDFB4	512	256
tA111012-082000	1369	599	55846.347	PDFB4	512	256
tA111013-024807	1369	599	55847.116	PDFB4	512	256
tA111013-043024	1369	599	55847.187	PDFB4	512	256
tA111013-044119	1369	599	55847.195	PDFB4	512	256
tA111209-030845	3100	3599	55904.131	PDFB4	512	256
tA120405-112820	3100	1139	56022.478	PDFB4	256	256
tA120405-115151	3100	3599	56022.494	PDFB4	256	256
tA120405-125540	3100	1519	56022.538	PDFB4	256	256
tA120409-114440	3100	3599	56026.489	PDFB4	256	256
tA120409-124600	3100	3599	56026.532	PDFB4	256	256
tA120409-193921	3100	2619	56026.819	PDFB4	256	256
tB120819-025354	1369	1079	56158.120	PDFB4	512	256
tC141120-002907	1369	1799	56981.020	PDFB4	512	256
tC150420-161759	1369	569	57132.679	PDFB4	512	256
tC150618-084949	1369	1799	57191.368	PDFB4	512	256

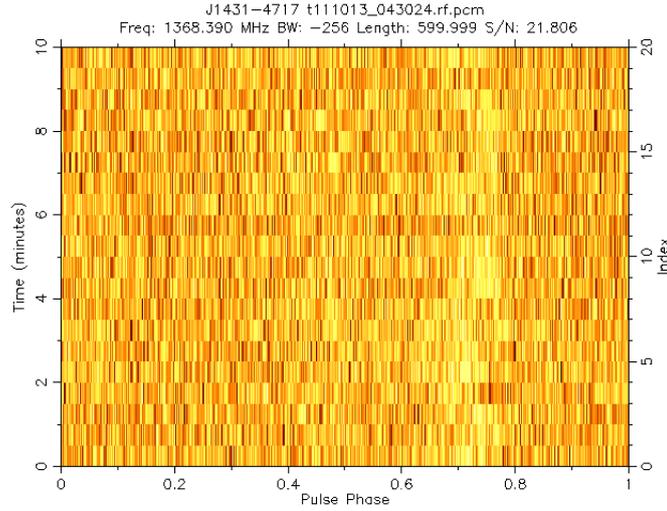


Figura 5.2: Archivio di J1431–4715 visualizzato con `pav` graficando la fase rotazionale in funzione del tempo. In questo caso il segnale viene rappresentato con una scala di gialli e arancioni. Il segnale della pulsar è evidente circa a fase 0.7 dove è presente un linea verticale più chiara.

Tabella 5.1

Nome file	Frequenza	Lunghezza [s]	MJD	<i>Back-end</i>	$n_{bin,obs}$	n_{bin}
tC160325-131218	1369	1799	57472.550	PDFB4	512	256
tC161110-220848	1369	1799	57702.922	PDFB4	512	256
tC161209-225425	1369	3599	57731.954	PDFB4	512	256
tC161209-235458	1369	2039	57731.996	PDFB4	512	256
tC170311-130459	1369	3599	57823.545	PDFB4	512	256
tC170402-151158	3100	3599	57845.633	PDFB4	512	256
tC170402-165718	3100	3599	57845.706	PDFB4	512	256

5.3.1 Timing

Per ottimizzare i parametri osservativi di J1431–4715 attraverso l’analisi di *timing*, spiegata dal punto di vista teorico nel precedente Capitolo, è necessario manipolare i dati grezzi generati dal telescopio.

Prima di procedere con l’analisi di *timing* vera e propria, abbiamo analizzato tutti i dati degli archivi *folded*, per selezionare quelli in cui il segnale della pulsar è visibile. A questo scopo utilizziamo il software `PSRCHIVE` [116], che è fornito di una serie di programmi per l’analisi e la pulizia del segnale.

Elenchiamo di seguito quelli da noi utilizzati:

- `vap`: è il programma che consente di visualizzare tutte le informazioni dell’archivio come nome della sorgente, frequenza di osservazione, MJD, etc...
- `pav`: permette di visualizzare i dati salvati nell’archivio. Esso utilizza le librerie di `PGPLOT` e offre la possibilità di graficare diverse quantità (flusso contro fase, fase contro tempo, fase contro frequenza etc...). In Fig. 5.2 mostriamo un esempio visualizzando l’informazione dell’archivio in fase contro tempo dell’osservazione S110716-051216.

- **pdmp**: programma che permette di trovare il miglior valore di periodo rotazionale e misura di dispersione. Da noi è stato utilizzato per avere una stima più precisa del rapporto S/N delle singole osservazioni.
- **pam**: è il programma che permette di modificare i dati. Ad esempio con il comando `pam -d` posso modificare il valore della DM nel singolo archivio. Noi lo abbiamo utilizzato per ottenere degli archivi con un unico profilo in tempo e frequenza, cioè sommando la serie temporale sia in tempo che in frequenza attraverso l'operazione chiamata *scrunch*. Questo programma inoltre permette di installare nuove effemeridi negli archivi.
- **pazi**: è il programma che visualizza l'archivio in fase contro frequenza o fase contro tempo e permette di eliminare alcuni canali in frequenza o sotto-integrazioni al fine di ripulire l'osservazione da eventuali interferenze.
- **psradd**: è il programma che permette di combinare insieme più archivi in uno o più file di output. Lo utilizziamo per creare il profilo standard, cioè un profilo caratterizzato dall'alto rapporto S/N.
- **pat**: è utilizzato per determinare i tempi di arrivo topocentrici di ogni profilo integrato. Esso effettua una cross-correlazione tra il profilo standard e i profili integrati ricavati dagli archivi (a seconda che si esegua lo *scrunch* dell'intera serie o su parti di essa si possono ricavare uno o più ToA da ogni archivio).
- **psrsh**: è il programma che permette l'accesso agli algoritmi di elaborazione dati di PSRCHIVE.

Nella pratica, abbiamo analizzato ogni archivio, valutandone la qualità a partire dal rapporto S/N del profilo dell'impulso (che si può visualizzare con `pav -DTF`).

Attraverso **pazi** abbiamo ripulito gli archivi dalle interferenze e dopo aver reinstallato le effemeridi presenti in letteratura [14] abbiamo scartato le osservazioni in cui il segnale della pulsar era troppo debole.

Successivamente abbiamo effettuato la calibrazione in polarizzazione (attraverso il segnale di calibrazione, cioè un'onda quadra, creato durante l'acquisizione dati) e in flusso attraverso degli script `psrsh` contenenti i comandi di PSRCHIVE necessari alla calibrazione (come **pazi** per la pulizia del segnale dell'onda quadra, `fluxcal` per la calibrazione in flusso).

A partire dalle osservazioni migliori, cioè caratterizzate da un alto rapporto S/N, grazie al programma **psradd**, abbiamo creato un profilo standard per ognuna delle frequenze osservate (vedi Fig. 5.3). In questi profili il numero di bin nella serie temporale è stato ridotto fino a 64 affinché la forma del profilo fosse più regolare. Possiamo notare che la forma dell'impulso varia con la frequenza osservata. I profili a 10 e 20 cm sono caratterizzati da due picchi e da un alto rapporto S/N (rispettivamente 41 e 56), mentre il profilo a 40 cm risulta molto rumoroso a causa delle poche, deboli e disturbate osservazioni in questa banda.

In seguito abbiamo estratto i tempi di arrivo topocentrici grazie alla cross-correlazione tra i profili degli impulsi e il profilo standard a 20 cm. Abbiamo utilizzato quello a 20 cm perché è il profilo standard con il rapporto S/N più alto e la maggior parte dei dati sono a questa lunghezza d'onda.

L'analisi di *timing* vera e propria viene effettuata con il software TEMPO2 [43]. Esso necessita di due file in input: il file contenente i tempi di arrivo topocentrici (file `.tim` ricavato dalla cross-correlazione) e il file che contiene le effemeridi della

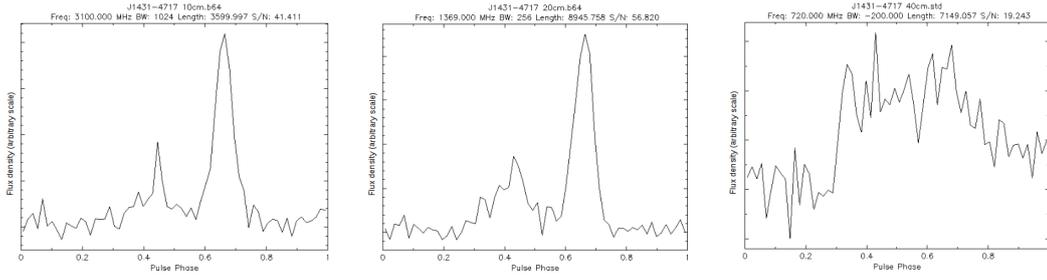


Figura 5.3: Partendo da sinistra profili integrati di PSR J1431–4715 a 0.7 GHz, 1.4 GHz e 3.1 GHz.

pulsar, derivante nel nostro caso dallo studio di *timing* effettuato da Bates et al., 2015 [14]. Le effemeridi contengono al loro interno i parametri rotazionali (frequenza di rotazione e la sua derivata), orbitali (parametri kepleriani), astrometrici (posizione e moto proprio) e la misura di dispersione.

Il programma TEMPO2 converte i ToA topocentrici in ToA baricentrici e nella finestra grafica mostra il fit dei residui di *timing*. Quando si dispone di un buon modello di *timing* che riproduce i dati, le osservazioni si distribuiscono gaussianamente intorno allo zero e il χ^2 definito in Eq. 4.28 ha valori compatibili col numero di ToA utilizzati.

Nel nostro caso le effemeridi presenti in letteratura non descrivevano correttamente l’andamento dei dati fino al 2017, così abbiamo iniziato l’analisi effettuando il fit dei dati dal 2011 fino circa al 2013, escludendo naturalmente tutte le osservazioni nelle fasi orbitali dell’eclissi ($0.1 < \phi < 0.4$). Una volta trovata una buona soluzione per i parametri rotazionali e orbitali abbiamo aggiunto gradualmente le osservazioni più recenti. Abbiamo infine effettuato il fit di frequenza di rotazione f , derivata prima della frequenza di rotazione \dot{f} , posizione (α e δ), moto proprio in declinazione e ascensione retta (μ_δ e μ_α), proiezione del semiasse maggiore della pulsar x_p , epoca di passaggio al nodo ascendente T_{asc} , periodo orbitale P_b e derivata del periodo orbitale \dot{P}_b , minimizzando il χ^2 .

Grazie al lungo intervallo coperto dalle osservazioni, anche se non sempre continuative, siamo riusciti a ricavare la derivata del periodo orbitale $\dot{P}_b = -1.09(7) \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$. Essa eccede di tre ordini di grandezza il contributo di \dot{P}_b che ci aspettiamo dalla relatività generale, calcolato utilizzando Eq. 4.32 ed assumendo $M_{NS} = 1.4 M_\odot$ e $M_c = 0.13 M_\odot$.

Per verificare se fosse effettivamente necessario eseguire il fit di \dot{P}_b , abbiamo effettuato l’F-test. Abbiamo confrontato il valore del χ^2 senza effettuare il fit di \dot{P}_b e in un secondo momento inserendolo nei parametri di fit. Nel primo caso abbiamo trovato un $\chi^2 = 440$ con 60 gradi di libertà, nel secondo caso $\chi^2 = 71.12$ con 70 gradi di libertà. Questo indica che il fit di \dot{P}_b era necessario al fine di migliorare l’andamento dei residui.

Il valore trovato per \dot{P}_b , essendo negativo e molto superiore a quello previsto della relatività generale, probabilmente è dovuto ad una forte perdita di massa da parte della stella compagna. Il materiale perso viene espulso dal sistema a causa del vento della pulsar. Questo porta ad una diminuzione del momento angolare del sistema e di conseguenza del periodo orbitale.

Per il fit dei parametri sopra elencati abbiamo utilizzato osservazioni solamente a 20 cm fuori dalla regione eclissante ed il risultato è stato un $rms = 7.943 \mu\text{s}$ con dei residui distribuiti casualmente intorno allo zero (vedi Fig. 5.4). Inoltre, per il

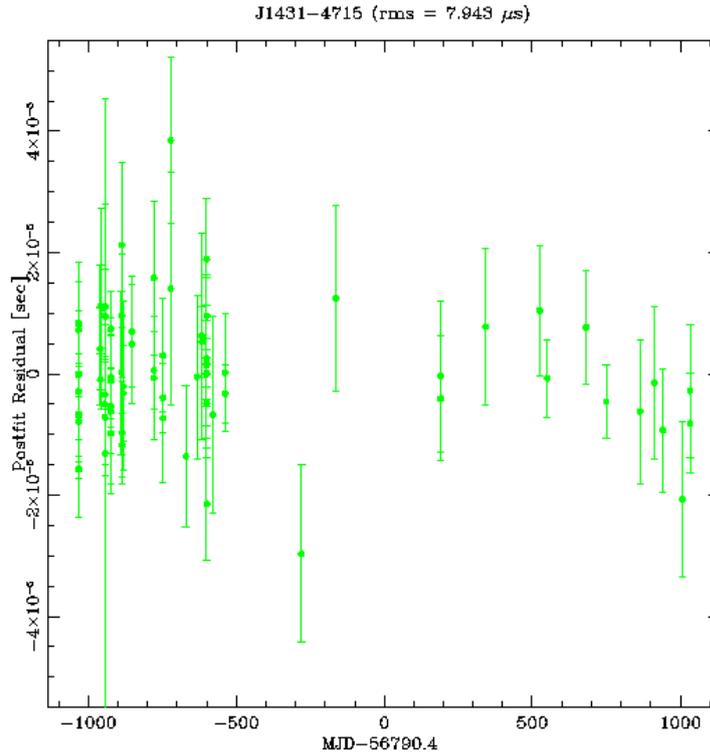


Figura 5.4: Residui di *timing* per la pulsar J1431–4715 per osservazioni a 1.4 GHz, effettuando il fit di tutti i parametri tranne della DM.

fit (che si basa su un algoritmo ai minimi quadrati pesato) abbiamo utilizzato il modello orbitale ELL1, descritto nell’appendice A di Lange et al., 2011 [69], adatto a descrivere sistemi con bassa eccentricità.

Nel nostro caso, utilizzando dati processati con diversi sistemi di acquisizione, è stato necessario applicare un piccolo JUMP strumentale, cioè un salto tra i ToA processati da *back-end* diversi. Questo perché ToA della stessa sorgente possono risultare sfasati tra loro a causa di ritardi elettronici intrinseci tra i *back-end*. I JUMP che abbiamo applicato alle osservazioni sono riportati in Tab. 5.2, essi sono stati ricavati dal fit dei residui, selezionando nell’interfaccia grafica di TEMPO2 i nomi dei vari *back-end*. Il fit è stato fatto selezionando tutti i *back-end* tranne uno, nel nostro caso CASPSR, per evitare di andare incontro ad una degenerazione. Il valore del JUMP per CASPSR riportato in Tab. 5.2 è quello standard tabulato, non misurato con il fit.

L’ultimo parametro che abbiamo ricavato dal *timing* è il valore della DM. Per determinare questa quantità abbiamo utilizzato i dati con più alto S/N a tutte e tre le frequenze a disposizione. In accordo con Eq. 4.9, per valutare più accuratamente il valore della DM, abbiamo considerato un intervallo maggiore di frequenze. In Fig. 5.5 riportiamo il grafico dei residui per il calcolo della DM, dove abbiamo utilizzato osservazioni a 0.7 GHz (rosso), a 1.4 GHz (verde) e a 3.1 GHz (blu). Il valore trovato è pari a $59.345 \pm 0.002 \text{ pc cm}^{-3}$.

Dopo aver calcolato il valore della DM abbiamo eseguito nuovamente il fit di tutti gli altri parametri con le sole osservazioni a 20 cm, tenendo fissato il valore della DM. Il risultato di questo lavoro sono le effemeridi riportate in Tab. 5.3.1, dove ci sono sia i valori calcolati dal fit dei residui, sia i parametri derivati.

<i>Back-end</i>	JUMP [s]
CASPSR	-1.31×10^{-6}
APSR	$-1.1196324862951 \times 10^{-5}$
DFB3A	$7.2420921180125 \times 10^{-6}$
DFB3B	$2.7716395195676 \times 10^{-6}$
DFB4A	$-4.38739592214 \times 10^{-6}$
DFB4B	$4.0852478288211 \times 10^{-6}$
DFB4C	$6.5406881079844 \times 10^{-6}$

Tabella 5.2: JUMP strumentali tra i diversi *back-end*. I JUMP sugli strumenti DFB3/4 variano a seconda della data di osservazione: DFB3A nell'intervallo 3/05/2010-21/08/2012, DFB3B tra 21/08/2012-25/02/2023, DFB4A tra 3/05/2010-08/05/2012, DFB4B tra 2/07/2012-21/08/2012 e DFB4C tra 21/08/2012-25/02/2023.

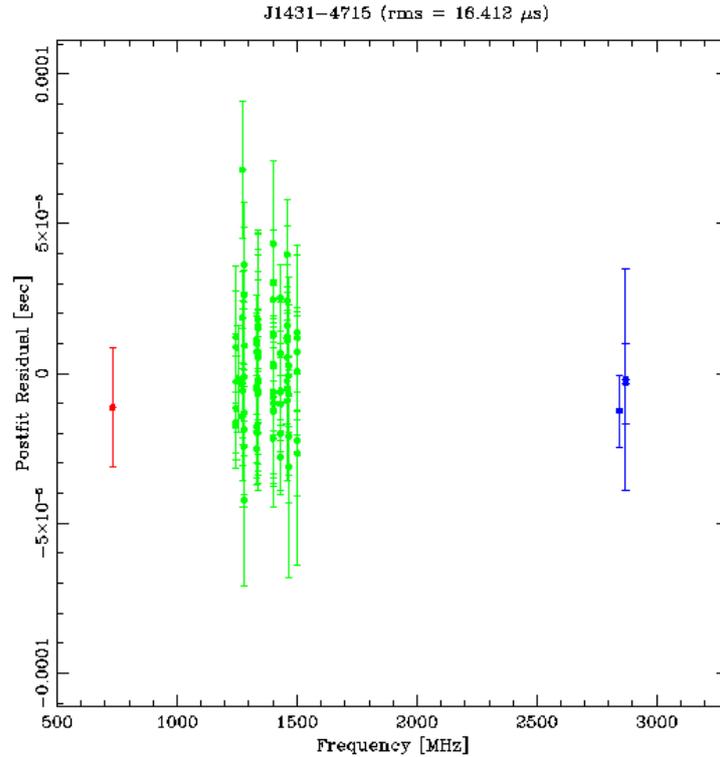


Figura 5.5: Residui di *timing* per la pulsar J1431–4715 con osservazioni a 0.7 GHz (rosso), 1.4 GHz (verde) e 3.1 GHz (blu) quando eseguiamo il fit della DM.

Per il calcolo del periodo e della sua derivata abbiamo usato la relazione tra frequenza e periodo:

$$P = \frac{1}{f}, \quad \dot{P} = -\frac{1}{f^2} \dot{f}, \quad (5.4)$$

con i relativi errori ricavati con la propagazione degli errori:

$$\sigma_P = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial f}\right)^2 \sigma_f^2} = \frac{1}{f^2} \sigma_f, \quad (5.5)$$

$$\sigma_{\dot{P}} = \sqrt{\left(\frac{2}{f^3} \dot{f}\right)^2 \sigma_f^2 + \left(-\frac{1}{f^2}\right)^2 \sigma_{\dot{f}}^2}. \quad (5.6)$$

A partire dall'Eq. 4.30 abbiamo ricavato la funzione di massa e facendo un'assunzione sulla massa della pulsar ($M_{NS} = 1.4 M_\odot$) e sull'inclinazione dell'orbita ($i = 90^\circ$) abbiamo ricavato la massa minima della stella compagna pari a $0.13 M_\odot$. Invece l'età caratteristica τ_c e il campo magnetico B li abbiamo stimati a partire dalle equazioni 2.32 e 2.33. I valori trovati sono $B_0 = 1.69 \times 10^8$ G e $\tau_c = 2.25$ Gyr.

5.3.2 Studio dell'eclissi

I risultati che abbiamo mostrato nella precedente sessione non tengono conto delle osservazioni durante la fase orbitale delle eclissi. In Fig. 5.6 grafichiamo i residui temporali per tutte le osservazioni riportate in Tab. 5.1 in funzione della fase orbitale a tre diverse frequenze.

Nell'intervallo di fase orbitale compreso tra $0.1 < \phi < 0.4$, cioè in corrispondenza e nelle vicinanze della congiunzione superiore (vedi Fig. 3.6) c'è un chiaro ritardo nel segnale radio. Tuttavia il segnale non scompare mai, quindi non viene totalmente assorbito. L'eclissi copre circa il 25% dell'orbita, che corrisponde ad una durata di circa 2.7 h.

Dimensioni caratteristiche del sistema binario

A partire dalle quantità ricavate nello studio di *timing* possiamo calcolare la separazione tra le stelle A e il rapporto delle masse q dalle seguenti relazioni:

$$A = \left(\frac{M_{NS} + M_c}{M_c}\right) a_p \sim 6.7 \text{ lt s} \sim 2.89 R_\odot, \quad q = \frac{M_c}{M_{NS}} \sim 0.093, \quad (5.7)$$

dove a_p è il raggio orbitale della pulsar. Le stime sono calcolate considerando un'inclinazione pari a 90° , la massa della pulsar pari a $1.4 M_\odot$ e la massa della compagna di $0.13 M_\odot$. Grazie a queste quantità possiamo stimare le dimensioni del lobo di Roche della stella compagna, utilizzando [44]:

$$R_L = \frac{0.49 A q^{2/3}}{0.6 q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}. \quad (5.8)$$

Nel nostro caso $R_L \sim 0.6 R_\odot$.

Inoltre assumendo che l'orbita sia circolare e vista di taglio dall'osservatore ($i = 90^\circ$), a partire dalla conoscenza della frazione di orbita coperta dall'eclissi $\Delta\Phi_b^{ecl} \sim 0.25$, possiamo stimare il raggio della regione eclissante grazie alla seguente relazione:

$$R_c = a_p(1 + q) \sin\left(\frac{2\pi \Delta\Phi_b^{ecl}}{2}\right). \quad (5.9)$$

Pulsar	J1431–4715
Ascensione retta, α (J2000)	14:31:44.6182(1)
Declinazione, δ (J2000)	–47:15:27.567(2)
Moto proprio in α , μ_α (mas yr ^{–1})	–11.0(8)
Moto proprio in δ , μ_δ (mas yr ^{–1})	–14.2(8)
Frequenza di rotazione, f (s ^{–1})	497.02939385196(6)
Derivata prima della frequenza di rotazione, \dot{f} (Hz s ^{–2})	–3.4949(7) × 10 ^{–15}
Epoca di riferimento (MJD)	55756.100
Inizio delle osservazioni (MJD)	55758.264
Fine delle osservazioni (MJD)	57845.655
Misura di dispersione, DM (pc cm ^{–3})	59.345(2)
Tempo terrestre standard	TT(TAI)
Unità di tempo	TCB
Numero di ToAs	90
Parametri binari	
Modello binario	ELL1
Proiezione del semiasse maggiore della pulsar, x_p (lt-s)	0.550053(6)
Epoca di passaggio al nodo ascendente, T_{asc} (MJD) ...	55756.1047756(4)
Periodo orbitale, P_b (days)	0.4497391416(7)
Derivata del periodo orbitale, \dot{P}_b (10 ^{–11} s s ^{–1})	–1.09(7)
Parametri derivati	
Periodo rotazionale, P (s)	2.0119534425319(2) × 10 ^{–3}
Derivata prima del periodo rotazionale, \dot{P} (s s ^{–1})	1.4147(3) × 10 ^{–20}
Funzione di massa, $f(M_p)$ (M _⊙)	8.83 × 10 ^{–4}
Massa minima della stella compagna, $M_{c,\text{min}}$ (M _⊙) ...	0.13
Campo magnetico superficiale, B_0 , (10 ⁸ G)	1.69
Età caratteristica, τ_c (Gyr)	2.25

Tabella 5.3: Soluzione di timing per la pulsar J1431–4715. Tutti gli errori sono 1- σ e calcolati con **TEMPO2**. ELL1 è un modello utilizzato per sistemi binari con eccentricità molto bassa[69].

L'equazione precedente è valida se assumiamo che l'eclissi sia generata da una nube sferica che avvolge la stella compagna, e nel nostro caso il raggio vale $R_c \sim 2 R_\odot$. Da queste stime possiamo concludere che una significativa quantità del materiale che genera l'eclissi si trovi fuori dal raggio di Roche Lobe della stella compagna e non essendo gravitazionalmente legata alla stella compagna può essere facilmente rimossa dal vento relativistico della pulsar. Di conseguenza il materiale eclissante viene continuamente perso dalla stella compagna per poter riempire la regione che genera l'eclissi.

Dall'Eq. 2.25 possiamo stimare la perdita di energia per evoluzione magnetorotazionale pari $\sim 6.8 \times 10^{34}$. Segue che la radiazione di dipolo per lo *spin-down* della pulsar alla distanza a cui si trova la compagna è $\dot{E}/A^2 \sim 1.5 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1} \text{ ls}^{-2}$, in accordo con i valori trovati negli altri sistemi eclissanti [94].

Meccanismo che genera il ritardo dei ToA

Assumiamo che la causa dell'eclissi sia una nube di materiale ionizzato a bassa densità che circonda la stella compagna. Nel nostro caso possiamo supporre che il ritardo nei tempi di arrivo dipenda da un eccesso di materiale tra la pulsar e la stella compagna a determinate fasi orbitali. La variazione della densità elettronica causata dalla nube provoca quello che viene chiamato un eccesso di DM. Esso non causa una variazione del flusso totale, infatti noi non registriamo una significativa variazione del flusso, ma genera un ritardo nei ToA e un allargamento dell'impulso della pulsar. Per le pulsar molto deboli, come nel nostro caso, le misure di flusso effettuate a partire dall'analisi di serie temporali non sono sempre affidabili. Se i valori dei flussi, che abbiamo calcolato nella nostra analisi, sono corretti, significa che durante l'eclissi non dominano processi di assorbimento. L'allargamento dell'impulso invece, è molto difficile da correggere perché spesso la variazione della DM è molto rapida e per poterla campionare servirebbero moltissime osservazioni. L'eccesso di DM nella nube è dato dalla seguente espressione:

$$\Delta\text{DM}(\phi) = \int_{\text{cloud}} n_e dl, \quad (5.10)$$

dove l'integrale è calcolato lungo la nube di gas a particolari fasi orbitali. Dalla Fig. 5.6 possiamo notare che il ritardo dipende dalla frequenza di osservazione, in particolare le osservazioni a 3.1 GHz (in blu) mostrano un ritardo più piccolo rispetto alle osservazioni a 1.4 GHz (in verde). Le osservazioni a 0.7 GHz (in rosso) non ci danno informazioni aggiuntive perché sono troppo poche e rumorose. Questa differenza nei ritardi può essere rimossa se convertiamo i ritardi Δt nella variazione di DM lungo la linea di vista ΔDM . Se i ritardi sono dovuti puramente ad un eccesso di DM vale la seguente relazione:

$$\Delta t = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \frac{\Delta\text{DM}}{f^2}, \quad (5.11)$$

da cui possiamo ricavare ΔDM ed il suo errore:

$$\Delta\text{DM} = \frac{\Delta t f^2}{\mathcal{D}}, \quad (5.12)$$

$$\sigma_{\Delta\text{DM}} = \sqrt{\left(\frac{f^2}{\mathcal{D}}\right)^2 \sigma_t^2}. \quad (5.13)$$

In Fig. 5.7 abbiamo convertito i ritardi nei tempi di arrivo nella variazione della misura di dispersione, quindi in una densità di colonna. Possiamo notare che le osservazioni a 1.4 GHz e a 3.1 GHz mostrano lo stesso andamento in funzione di ΔDM e quindi possiamo concludere che la causa del ritardo dei tempi di arrivo in J1431–4715 sia principalmente dovuta ad un eccesso di DM, introdotto dal materiale che si frappone tra la Terra e l'osservatore.

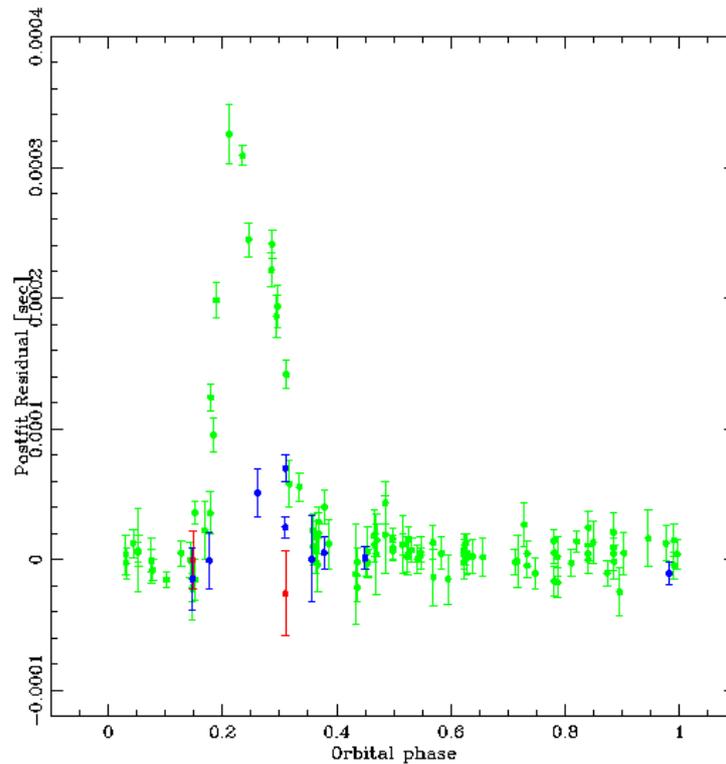


Figura 5.6: Residui temporali in funzione della fase orbitale per la pulsar J1431–4715. I dati coprono un intervallo temporale di sei anni (da luglio 2011 a giugno 2017) e sono stati acquisiti in tre frequenze diverse: 0.7 GHz, 1.4 GHz e 3.1 GHz.

Geometria della nube che circonda la stella compagna

Infine abbiamo simulato la geometria della nube che circonda la stella compagna, grazie ad un codice sviluppato in [91], e confrontato i risultati teorici con i dati a 20 cm rappresentati in Fig. 5.6. Il codice è scritto Python e utilizza la libreria grafica V-Python per visualizzare una rappresentazione 3-D della nube. Esso in input richiede:

- La geometria della nube che si vuole simulare (es. sfera, paraboloide, ellissoide).
- File contenente i residui dei tempi di arrivo in funzione del periodo orbitale. C'è la possibilità di inserire anche l'informazione sulla densità di flusso sempre in funzione della fase orbitale.
- Il file di effemeridi ricavato dal *timing*.

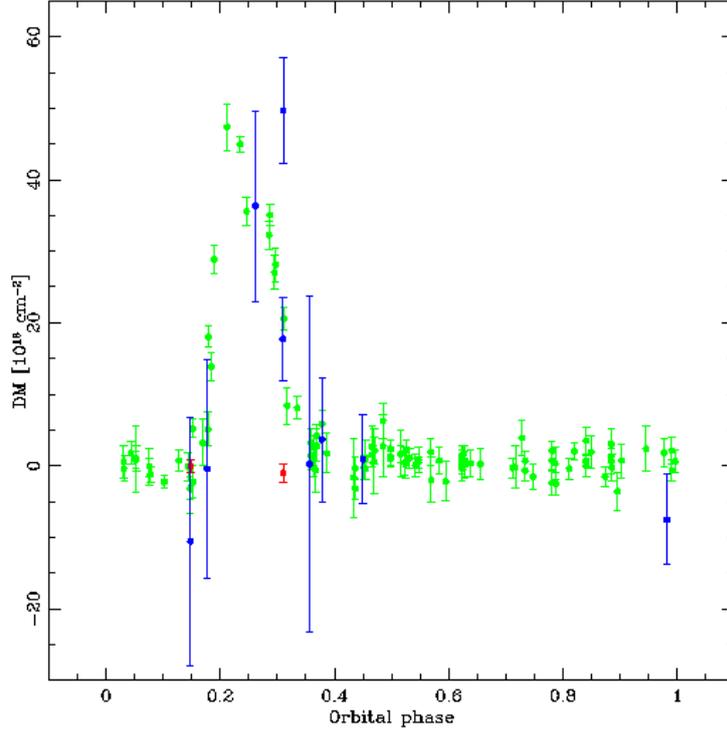


Figura 5.7: Ritardo dei tempi di arrivo convertito in densità di colonna in funzione della fase orbitale per PSR J1431–4715. Le frequenze di osservazione sono: 0.7 GHz (rosso), 1.4 GHz (verde), 3.1 GHz (blu).

- Intervallo ai parametri liberi richiesti dalla geometria che si è scelta per effettuare la simulazione.

Una volta date in input queste informazioni la procedura inizia. Il codice esplora lo spazio dei parametri liberi e alla fine del processo restituisce il modello di best-fit, cioè un set di parametri che meglio riproduce l'andamento dei dati.

Il codice opera ponendo il sistema di riferimento centrato sulla pulsar, che è posizionata sul fuoco dell'orbita ellittica della stella compagna (vedi Fig. 5.8).

Per ognuna delle geometrie si possono considerare diversi profili di densità. Nel nostro caso ci siamo soffermati sulla geometria sferica, che può essere rappresentata come una nube che emette isotropicamente e la sua forma non viene alterata nè dal moto orbitale nè dalla pressione di radiazione esercitata dal vento della pulsar. Il profilo di densità può essere descritto dalla seguente legge di potenza:

$$n_e(r) = n_e(R_E) \left(\frac{R_E}{r} \right)^\beta, \quad (5.14)$$

dove R_E è un raggio di riferimento, $n_e(R_E)$ è la densità elettronica al raggio R_E e β è l'esponente della legge di potenza.

I parametri liberi che abbiamo indagato sono: inclinazione i , esponente β e densità elettronica al raggio di riferimento $n_e(R_E)$.

Nella prima simulazione abbiamo utilizzato un modello molto semplice, in cui la nube che circonda la stella compagna è sferica, la materia viene espulsa radialmente dalla stella compagna con velocità di fuga v_{esc} e con un tasso di perdita di massa pari a $\dot{M}_c = 4\pi r^2 \rho(r) v_{esc}$. A partire dall'equazione di conservazione della massa,

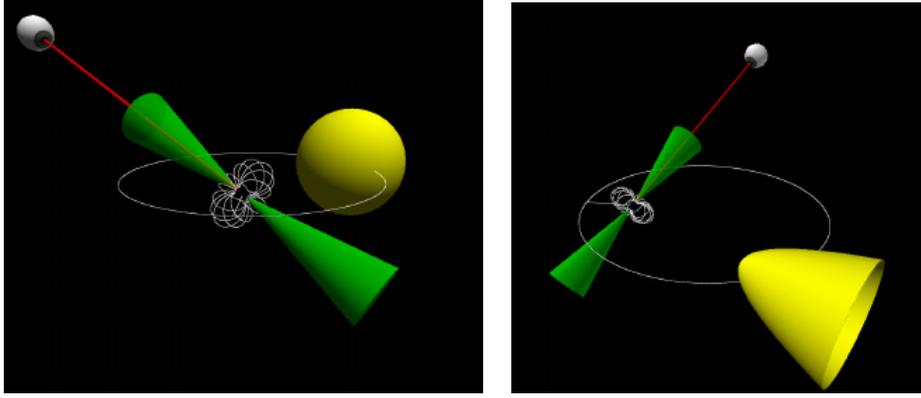


Figura 5.8: Due delle possibili forme della nube di gas che circonda la stella compagna. La linea di vista è rappresentata in rosso. A sinistra è riportata la geometria sferica mentre a destra il paraboloide [91].

Prova	Geometria	i [°]	M_c [M_\odot]	R_E [R_\odot]	n_e (R_E) [cm^{-3}]	β
1	Sfera	$83.07^{+0.25}_{-0.26}$	0.13	2*	$10^{5.35 \pm 0.01}$	2*
2	Sfera	36.67^{+2}_{-1}	0.23	2*	$10^{8.61^{+0.31}_{-0.69}}$	$27.47^{+1.88}_{-4.25}$

Tabella 5.4: Best-fit dei parametri nel caso di geometria sferica per la nube che circonda la stella compagna.

*: parametri fissati.

supponendo che il tasso di perdita di massa sia costante, otteniamo un profilo di densità a legge di potenza con indice pari a 2:

$$4\pi\rho(r)v_{esc} = 4\pi R_E^2 \rho(R_E)v_{esc} \quad \Rightarrow \quad n_e(r) = n_e(R_E) \left(\frac{R_E}{r}\right)^2 \quad (5.15)$$

Nella simulazione abbiamo quindi fissato l'esponente β della legge di potenza a 2 e il raggio di riferimento R_E ad $2 R_\odot$, mentre abbiamo fatto variare gli altri due parametri fisici. Il risultato di questa prima prova è visibile nella prima riga in Tabella 5.3.2. Grazie a questi valori possiamo stimare la perdita di massa della stella compagna, pari a $2.07 \times 10^{-14} M_\odot$. In Figura 5.9 riportiamo il corner plot dove è raffigurata la distribuzione dei parametri che abbiamo indagato, in questo caso inclinazione e densità elettronica, con i rispettivi contorni di confidenza. Mentre in Figura 5.10 riportiamo il best-fit del modello a partire dai valori trovati. In questo caso il modello non segue esattamente l'andamento dei dati, poiché la geometria sferica probabilmente non è la più adatta a descrivere la nube che circonda la stella compagna, ma ci fornisce ugualmente un'indicazione sull'inclinazione del sistema. Nella seconda simulazione invece, abbiamo lasciato libero anche l'esponente β della legge di potenza, fissando $R_E = 2 R_\odot$. Chiaramente in questo caso è più difficile indagare lo spazio dei parametri, ma il best-fit che si può vedere in Figura 5.12 interpola meglio i dati del fit in Figura 5.10. Come si può vedere in Figura 5.11 il best-fit tende a favorire valori molto alti dell'esponente β , a cui è difficile dare un giustificazione fisica partendo da un modello molto semplificato.

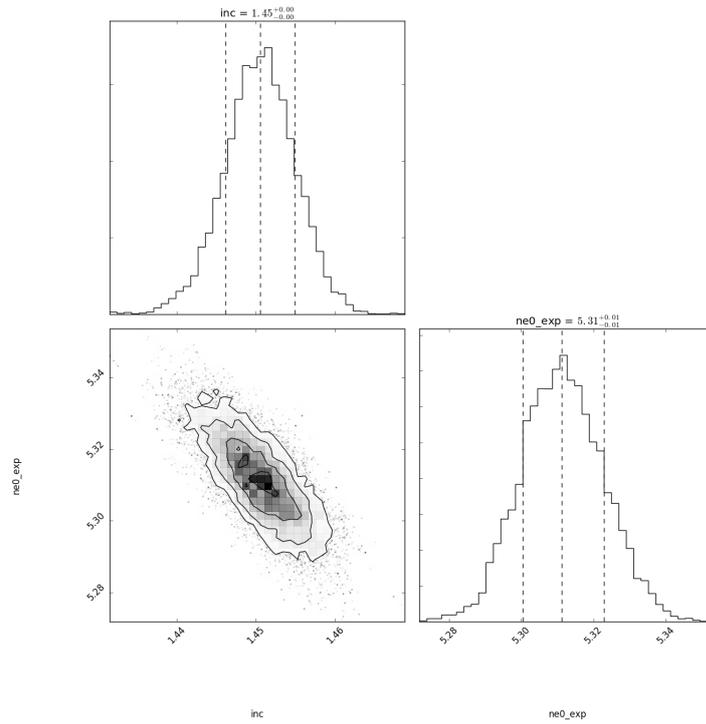


Figura 5.9: Corner plot della prima simulazione in cui abbiamo fissato i valori di β ed R_E , mentre abbiamo fatto variare inclinazione i e densità elettronica n_e .

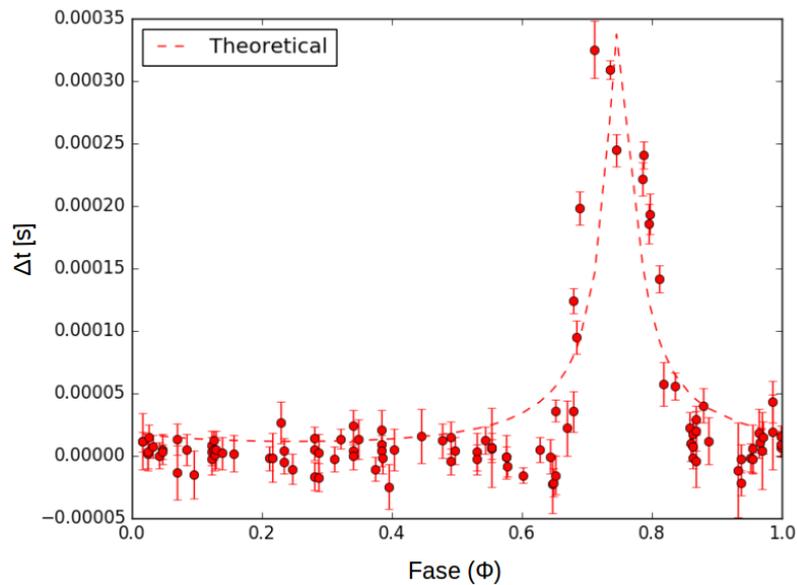


Figura 5.10: Modello migliore per la simulazione 1, in cui abbiamo indagato l'inclinazione del sistema e la densità elettronica della nube al raggio di riferimento.

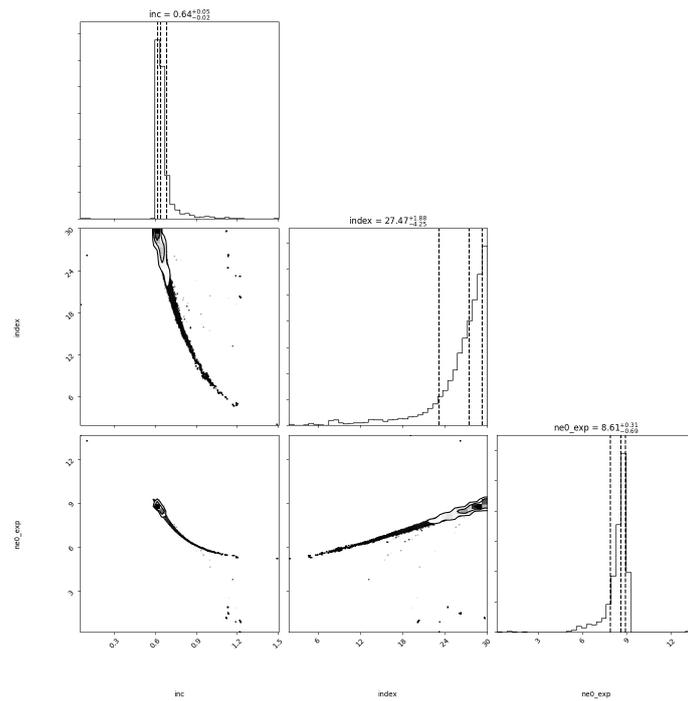


Figura 5.11: Corner plot della seconda simulazione in cui abbiamo fissato solo il raggio di riferimento e fatto variare inclinazione, densità elettronica ed esponente β .

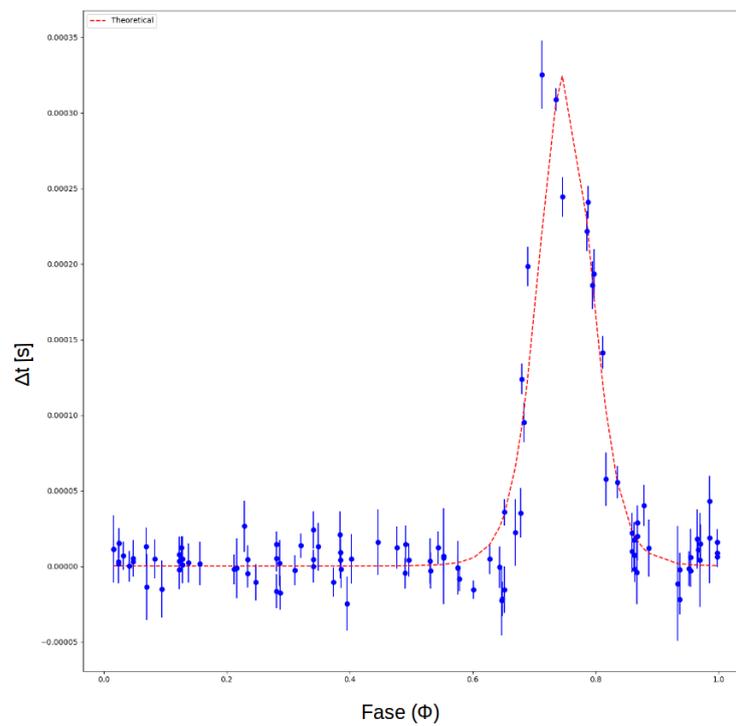


Figura 5.12: Modello migliore per la simulazione 2, in cui abbiamo indagato l'inclinazione del sistema, la densità elettronica della nube al raggio di riferimento e l'indice β .

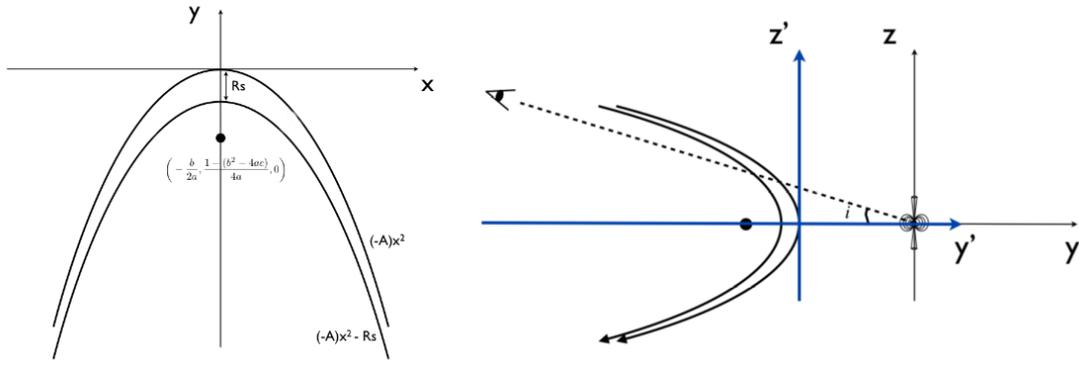


Figura 5.13: Modello di bow-shock per la nube di gas che circonda la stella compagna.

5.3.3 Risultati e prospettive future

Lo studio di *timing* di J1431–4715 su un *data-set* di 6 anni ha permesso di ricavare nuove effemeridi, visibili in Tab. 5.3.1, i cui parametri invece hanno barre d'errore simili a quelle riportate in [14]. Alcuni parametri, come μ_α , μ_δ , DM, x_p e \dot{P} , sono stati misurati con una precisione migliore, gli altri invece hanno le stesse barre d'errore di [14].

La pulsar ora viene monitorata costantemente grazie ad osservazioni a cadenza mensile di circa un'ora, quindi in futuro la soluzione di *timing* potrà essere aggiornata. Per quanto riguarda lo studio della regione eclissante, le osservazioni a 3.1 GHz e 1.4 GHz ci hanno permesso di identificare il meccanismo prevalente che provoca l'eclissi. Grazie al confronto tra i grafici di Fig. 5.6 e Fig. 5.7 possiamo vedere che nel primo, dove sono graficati i residui in funzione della fase orbitale, le osservazioni a frequenze diverse seguono due andamenti differenti, in particolare le curva dei ritardi a 3.1 GHz è molto più bassa di quella a 1.4 GHz. Nel secondo plot invece, dove abbiamo graficato l'eccesso di DM in funzione della fase orbitale vediamo che la differenza tra le frequenze non c'è più e i dati a 3.1 e 1.4 GHz seguono lo stesso andamento. Questo dimostra che il meccanismo predominante nel nostro sistema non è un meccanismo di assorbimento (infatti il flusso non varia) ma è un eccesso di DM.

Per quanto riguarda la geometria del sistema abbiamo simulato una forma sferica per la nube che circonda la stella compagna, al fine di porre alcuni limiti sull'inclinazione del sistema. Nel nostro caso poiché i residui non sono simmetrici in prossimità della congiunzione superiore, probabilmente la nube non è esattamente sferica. Per questo motivo in futuro investigheremo altre possibili geometrie.

In particolare la prima geometria che indagheremo è quella del bow-shock (vedi Fig. 5.13), poiché questo tipo di geometria è stata osservata in altri sistemi eclissanti.

In futuro, oltre agli studi in banda radio, un altro utile strumento per comprendere la natura della stella compagna e l'interazione tra questa e la pulsar sarà lo studio fotometrico e spettroscopico in banda ottica della stella compagna.

A partire da studi fotometrici è possibile calcolare la temperatura della stella e da questa tramite l'età di raffreddamento (*cooling age*) stimare l'età del sistema e della pulsar in modo indipendente.

Inoltre studi della forma della curva di luce della stella compagna possono dare informazioni sulla geometria del sistema, sulla forma della stella compagna e quindi sul meccanismo che genera la variazione del flusso in ottico. Ad esempio se la

curva presenta un solo picco in prossimità della congiunzione inferiore della pulsar (cioè a fase orbitale $\phi = 0.75$), significa che la pulsar illumina la stella e molto probabilmente è in atto un meccanismo di ablazione. Al contrario se la curva ha due picchi in corrispondenza delle fasi di quadratura ($\phi = 0.0$ e $\phi = 0.5$), significa che la stella compagna è deformata dall'interazione mareale con la pulsar. La forma ellissoidale suggerisce anche che la stella potrebbe aver riempito il suo lobo di Roche. In tal caso la materia che fluisce potrebbe essere la causa dell'eclissi, mentre l'effetto dell'irraggiamento della pulsar sarebbe trascurabile.

Infine studi spettroscopici permettono di determinare il rapporto delle masse e studiare l'atmosfera della stella compagna.

Nel caso di J1431–4715 è stato ipotizzato da Bates et al., 2015 [14] che la stella compagna sia una nana bianca con un nucleo di elio. A partire dagli studi di *timing* hanno determinato distanza, età caratteristica e massa media della stella compagna. Attraverso questi valori hanno stimato alcune quantità per la stella compagna:

- Assorbimento in banda V: $A_V = 2.290$ a partire dai modelli di estinzione galattica di Amôres & Lépine [7].
- La magnitudine assoluta in banda V: $M_V > 10$ a partire dal modello di raffreddamento di una nana bianca con nucleo di elio [100].
- Il modulo di distanza in banda V: $(m - M)_V = 13.21$.
- La magnitudine apparente in banda V: $m_V > 23.2$ a partire da magnitudine assoluta e modulo di distanza.

I telescopi ottici della classe 8-metri sono in grado di osservare oggetti fino a magnitudini apparenti dell'entità menzionata, quindi in futuro la compagna di PSR J1431–4715 potrà probabilmente essere osservata. Questo ci premetterà di avere ulteriori informazioni sul sistema e sulla sua geometria.

Capitolo 6

Redback e Black Widow con SRT

In questo Capitolo presentiamo l'analisi preliminare di undici sistemi eclissanti (sia RB che BW). I dati sono stati acquisiti con il Sardinia Radio Telescope (SRT) a luglio 2016 durante l'*Early Science Program*, il primo run osservativo del nuovo 64-m italiano.

Nella parte introduttiva descriviamo brevemente le caratteristiche tecniche di SRT ed esponiamo le principali proprietà di ogni sistema preso in esame. Nel seguito presentiamo l'analisi di questi sistemi, che ha come obiettivo l'identificazione del segnale radio della pulsar e della sua eventuale eclissi. Il Capitolo si conclude con i nostri risultati e gli sviluppi futuri legati alle osservazioni di sistemi eclissanti con SRT.

6.1 Caratteristiche di SRT

SRT è un radiotelescopio situato a 39 Km a nord di Cagliari, nel comune di San Basilio (Lat. $39^{\circ}29'34''$ N e Long. $9^{\circ}14'42''$ E).

E' stato inaugurato il 30 settembre 2013 e fa parte di una rete di tre radiotelescopi (SRT, Medicina e Noto, vedi Fig. 6.1), gestita dall'Istituto Nazionale di Astrofisica (INAF).

SRT è un telescopio gregoriano dotato di una superficie riflettente attiva. Il diametro dello specchio primario è di 64-m, ed è quindi uno dei più grandi radiotelescopi ad antenna singola. L'intera struttura pesa 3000 tonnellate ed è appoggiata su un basamento di cemento che si estende per 6.5 m in profondità sotto il suolo.

Il telescopio è dotato di due assi, una per il movimento azimutale in un intervallo di $\pm 270^{\circ}$ e una per quello in altezza da 5° a 90° . Il design dell'antenna è schematizzato in Fig. 6.2.

SRT è in grado di osservare in un intervallo di frequenze da 300 MHz a 100 GHz; il guadagno dell'antenna (definito in Eq. 5.3) è di 0.5-0.7 K/Jy nell'intervallo di frequenza 0.3-50 GHz e di 0.34 K/Jy tra 70 e 115 GHz [21].

Lo specchio primario è composto da 1008 pannelli di alluminio. L'elemento chiave di SRT è la superficie attiva, fornita di 1116 attuatori elettromeccanici in grado di correggere le deformazioni indotte dalla gravità, dal vento e da effetti termici sullo specchio primario. Questi attuatori agiscono sui singoli pannelli del primario.

Lo specchio secondario, di 8 m di diametro, è costituito da 49 pannelli, anch'essi dotati di attuatori elettromeccanici.

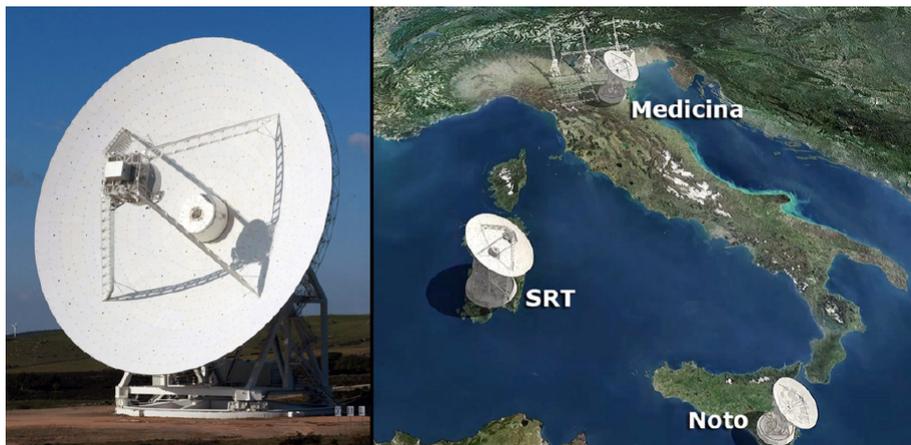


Figura 6.1: A sinistra il Sardinia Radio Telescope, a destra la rete di tre radiotelescopi italiani: SRT, Noto e Medicina [21].

Ricevitore	Intervallo di freq. [GHz]	Posizione focale	Pixel \times polarizzazione	Guadagno [K/Jy]	Temperatura di sistema allo zenith [K]
Banda P e L	0.305-0.410	F1	1×2	0.47-0.59	50-80
(coassiali)	1.3-1.8		1×2	0.50-0.60	17-23
Band C	5.7-7.7	F3	1×2	0.64-0.70	24-28
Banda K	18-26	F2	7×2	0.60-0.66	40-70
Banda S	2.3-4.3	F1	5×2	0.76	54
Banda C (low)	4.2-5.6	F4	1×2	0.62-0.70	30-35
Banda X e Ka	8.2-8.6	F1	1×1	0.64	120
(coassiali)	31.8-32.3		1×1	0.57	190
Banda Q	33-50	F2	19×2	0.45-0.56	45-120
Banda W	84-116	F2	1×1	0.34	115

Tabella 6.1: Caratteristiche dei ricevitori montati o in via di costruzione ad SRT [21]. I ricevitori in banda L, P, C e K sono quelli attualmente disponibili per le osservazioni radioastronomiche.

Il telescopio è stato progettato con una configurazione quasi-gregoriana, il profilo *shaped* dei due riflettori (cioè non perfettamente parabolico) riduce le riflessioni tra il primario ed il secondario.

Nel sistema ottico sono disponibili 3 posizioni focali principali: il fuoco primario (F1) può ospitare ricevitori che osservano nell'intervallo 0.3-20 GHz, il fuoco secondario o gregoriano (F2) è pensato per osservare nell'intervallo 7.5-100 GHz. Infine il sistema *Beam Wave Guide* (BWG) dispone di altre due posizioni focali, F3 ed F4 [38]. L'intervallo di osservazione di F3 ed F4 è 1.4-35 GHz.

SRT, osservando in un ampio intervallo di frequenze, dispone di diversi ricevitori e *back-end*. In Tab. 6.1 mostriamo le caratteristiche dei ricevitori montati o in via di costruzione per SRT.

Le osservazioni che presentiamo in questo Capitolo sono state acquisite con i ricevitori coassiali in banda P (0.305-0.410 GHz) e in banda L (1.3-1.8 GHz). Il segnale acquisito con questi ricevitori è a fuoco in F1.

I *back-end* identificano tutta la strumentazione elettronica utilizzata per l'elabora-

zione del segnale. Per l'analisi delle pulsar, dove è indispensabile poter correggere il segnale per l'effetto del mezzo interstellare, solitamente si usano degli spettrometri in grado di dividere la banda in un gran numero di canali. I *back-end* attualmente utilizzati per l'osservazione delle pulsar sono:

- *Digital Filter Bank* (DFB). Esso è in grado di registrare il segnale fino a 8-bit al secondo. Esso è adatto per l'osservazione di pulsar perché ha un'alta risoluzione temporale ($\leq 100 \mu s$ a seconda della modalità osservata). Quando viene utilizzato in *pulsar mode* permette la creazione di un massimo di 8192 canali, utili per contrastare l'effetto della dispersione dovuto al mezzo interstellare. Può operare in *folding mode* oppure in *search mode*. Il *folding mode*, come anticipato nel Capitolo precedente, viene utilizzato quando si conoscono le effemeridi della pulsar. Il *search mode* invece viene utilizzato quando si cercano nuove pulsar o si osservano alcune di cui non si conoscono con buona precisione i parametri rotazionali e/o orbitali o la DM.
- *ROACH Digital Backend* (RDB) [85]. Ha un campionamento a 8-bit. Può operare in *beseband recording mode* su una banda massima di 500 MHz, quindi registra il segnale in banda base, alla frequenza di Nyquist (cioè alla frequenza minima per campionare un segnale analogico senza perdere informazioni). Dati acquisiti in questa modalità possono essere utilizzati per qualsiasi scopo scientifico ma essendo molto voluminosi si usano per applicazioni molto specifiche che richiedono un'alta risoluzione temporale e spettrale. Può acquisire anche in *search mode* e in *folding mode*, anche con de-dispersione coerente.
- *SARDARA* (*Sardinia Roach2-based Digital Architecture for Radio Astronomy*) [85]. Analogo a RDB ma basato su schede ROACH2. Consente di operare su bande fino a 2 GHz.

SRT è in grado di operare sia come antenna singola, sia in modalità *Very Long Baseline Interferometry* (VLBI). Grazie alla sua area di raccolta e versatilità (copre un grande intervallo di frequenze e può osservare a più frequenze contemporaneamente) può essere utilizzato per diversi scopi scientifici. Viene utilizzato nella rete VLBI e nell'*European VLBI Network* (EVN). SRT è anche uno dei cinque telescopi dell'*European Pulsar Timing Array* (EPTA) [68], che insieme al *North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves* (NANOGrav) <http://nanograv.org/telescopes/> e al *Parkes Pulsar Timing Array* (PPTA) [56] ha come obiettivo la rilevazione delle onde gravitazionali.

SRT è in grado di osservare pulsar fino a declinazione -40° , e quindi copre parzialmente l'intervallo di latitudini osservato dal PPTA. Grazie ai ricevitori nelle due bande (L e P), SRT può misurare con grande accuratezza le variazioni di DM, che sono di fondamentale importanza per avere analisi di *timing* di altissima precisione. Questo consentirà in futuro di identificare, nei residui di *timing* di una rete (array) di pulsar, segni di eventuali perturbazioni dello spazio-tempo dovute al passaggio di un'onda gravitazionale.

6.2 Campione di dati

I dati degli undici sistemi eclissanti analizzati sono stati acquisiti con SRT dal 9 al 12 luglio 2016.

L'acquisizione è avvenuta in *search mode* per tutti i sistemi, sia in banda L con il

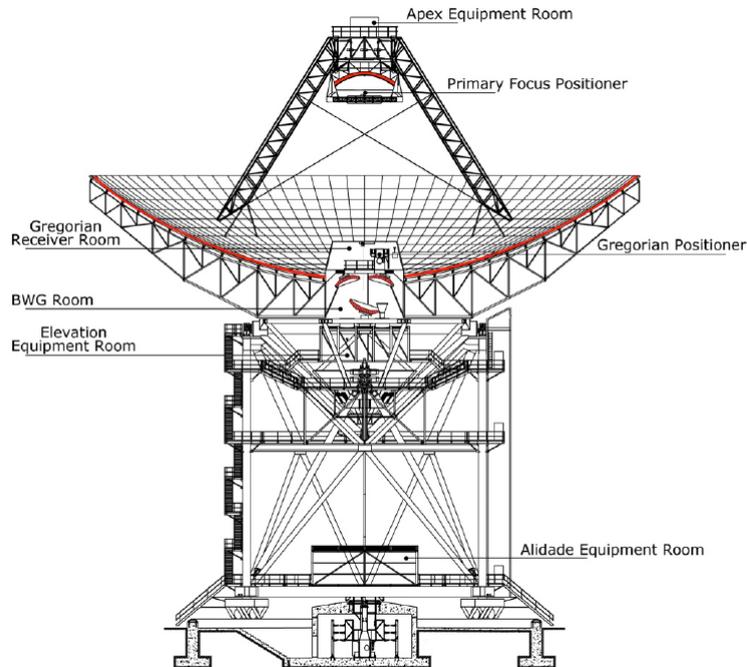


Figura 6.2: Struttura meccanica di SRT. Le superfici riflettenti sono evidenziate in rosso [21].

DFB che in banda P con la ROACH. Questa modalità viene utilizzata quando, ad esempio, si cercano nuove pulsar oppure, come nel nostro caso, quando non si hanno a disposizione delle effemeridi precise o aggiornate dei sistemi in analisi. Come nel *folding mode* (vedi Sezione 5.3), anche in *search mode* la banda di osservazione viene suddivisa in centinaia di canali. Contrariamente al *folding mode*, nel *search mode* il segnale non viene foldato, poiché non si hanno effemeridi a disposizione a priori, ma viene campionato velocemente nel tempo creando un file FILTERBANK. Nel dominio del tempo il campione viene suddiviso in intervalli di alcuni decimi di microsecondo, in modo da avere un'alta risoluzione temporale indispensabile per osservare anche le pulsar più veloci. I formati dei dati prodotti da questa modalità di acquisizione sono nel caso delle nostre osservazioni, PSRFITS [57] o FILTERBANK. Di seguito riportiamo una breve descrizione dei sistemi osservati:

- J2051–0827: la MSP è stata scoperta nel 1996 [107]. Ha un periodo rotazionale di 4.5 ms ed è in un'orbita circolare molto stretta con una compagna parzialmente non-degenere di massa $\gtrsim 0.0273 M_{\odot}$ [42], per questo motivo il sistema è stato classificato come BW. Il periodo orbitale è di 2.4 h. Il flusso calcolato a 400 MHz è 22 mJy mentre a 1400 MHz è pari a 2.8 mJy. Osservazioni a basse frequenze mostrano che la durata dell'eclissi copre circa il 10% dell'orbita. Il segnale della pulsar a frequenze inferiori a 1 GHz viene completamente assorbito durante l'eclissi [108]. Osservazioni effettuate con l'*European Pulsar Timing Array* e con il telescopio di Parkes su un intervallo temporale di 13 anni, hanno rivelato variazioni secolari della proiezione del semiasse maggiore dell'orbita della pulsar e del periodo orbitale del sistema. La prima probabilmente è dovuta ad un accoppiamento spin-orbita nel sistema binario, mentre la variazione del periodo orbitale è dovuta ad una dissipazione mareale, che porta una variazione del momento di

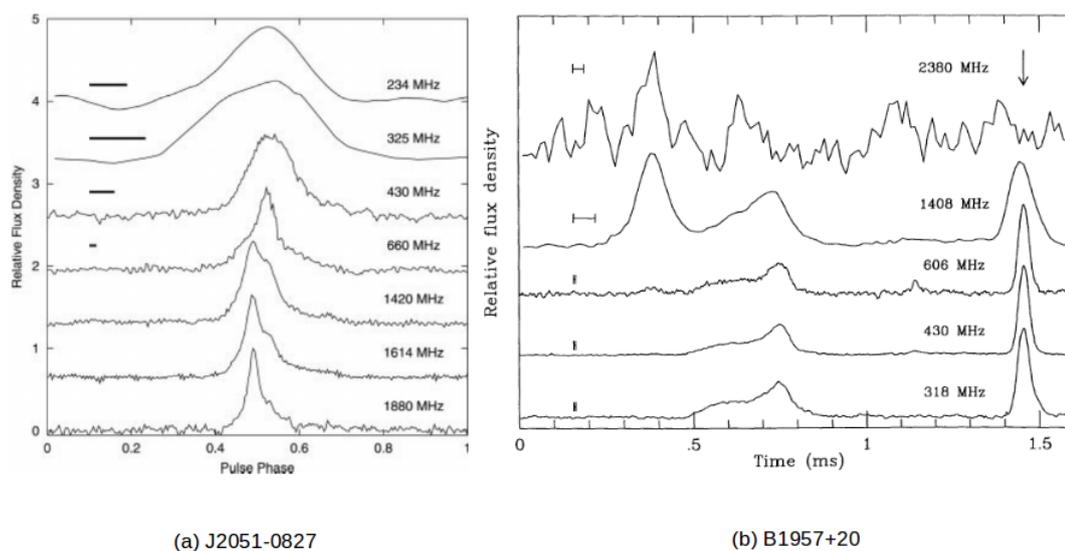


Figura 6.3: (a) Profili integrati di PSR J2051–0827 a sette diverse frequenze [107].(b) Profili integrati di PSR B1957+20 a cinque diverse frequenze [90].

quadrupolo della stella compagna [71], [102].

Oltre all'emissione in banda radio, è stata osservata un'emissione pulsata in banda γ con il satellite *Fermi Gamma-ray Space Telescope* ed un'emissione in banda X con *Chandra* [125].

In Fig. 6.3 è riportato il profilo dell'impulso in un ampio intervallo di frequenze, da 234 MHz a 1880 MHz, e si può vedere come cambia la forma [107].

- B1957+20: la MSP è stata scoperta nel 1988 [46]. Ha un periodo rotazionale di 1.6 ms ed un periodo orbitale di 9.17 h. L'orbita è quasi circolare e il sistema è stato classificato come BW, poiché la massa della stella compagna non è maggiore di $0.022 M_{\odot}$ [47]. Il flusso a 400 MHz è di 20 mJy, mentre a 1400 MHz è di 0.4 mJy. La durata dell'eclissi è di circa 56 minuti a 318 MHz e 50 minuti a 430 MHz, quindi dipende dalla frequenza di osservazione.

Il meccanismo più probabile che genera l'eclissi del segnale radio della pulsar è assorbimento free-free a causa del materiale ionizzato, a bassa densità che circonda la stella compagna [88]. A causa della radiazione proveniente dalla pulsar è in atto un processo di ablazione della stella compagna, ma poiché il periodo orbitale non varia sensibilmente, i tempi scala di evaporazione della compagna sono superiori a 10^7 anni [47].

Osservazioni con il satellite *Chandra* hanno rivelato un'emissione non termica in banda X. Questa radiazione probabilmente viene generata in shock intra-binari (*intra-binary shocks*), quando il vento della pulsar interagisce con il materiale ablatato della stella compagna [58].

Recenti osservazioni con i telescopi MAGIC, hanno mostrato che non vi è nessuna emissione significativa in banda γ [2].

In Fig. 6.3 nel pannello (b) riportiamo il profilo dell'impulso a cinque diverse frequenze ed anche in questo caso riscontriamo una variazione della forma [90] al variare della frequenza.

- J1544+4937: la MSP è stata scoperta nel 2013 [16], con il *Giant Metrewave Radio Telescope*, osservando nella direzione in cui era stata osservata una

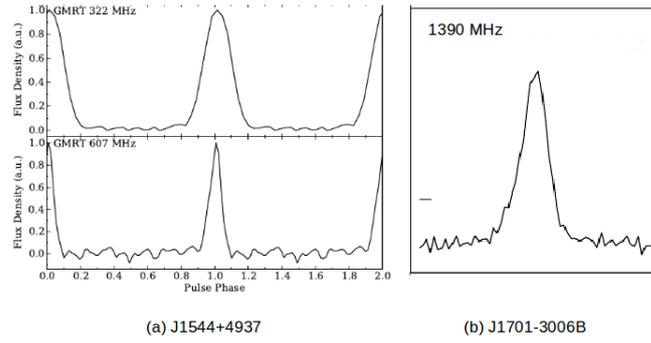


Figura 6.4: (a) Profili integrati della pulsar J1544+4937 a due diverse frequenze (*Giant Metrewave Radio Telescope*) [16], (b) Profilo integrato della pulsar J1701–3006B a 1390 MHz (telescopio di Parkes). La scala dei flussi in ordinata è arbitraria [84].

sorgente γ non catalogata, con il satellite *Fermi*. La pulsar, con un periodo di 2.16 ms, si trova in un'orbita circolare molto stretta di 2.9 h con una stella compagna di piccola massa ($M_c > 0.017M_\odot$). Il sistema è dunque classificato come BW. Il flusso della pulsar a 400 MHz è pari a 5.4 mJy.

L'eclissi a 322 MHz copre il 13% dell'orbita. L'inizio dell'eclissi cambia al variare della frequenza di osservazione.

Utilizzando le effemeridi ottenute con il *timing* in radio è stato possibile identificare un'emissione pulsata in banda γ .

Con il *Keck I 10 m Telescope* è stata identificata la controparte ottica di questo sistema. Misure spettroscopiche nella posizione nominalmente occupata dalla pulsar mostrano variazioni di 2 mag durante la fase orbitale tra le bande *B*, *g*, *R* e *I* [113]. La forma della curva di luce suggerisce che l'emissione sia dominata da una piccola regione isoterma sulla superficie della stella compagna rivolta verso la pulsar.

In Fig. 6.4 mostriamo il profilo dell'impulso a 322 MHz e 607 MHz [16].

- J1701–3006B: la MSP è stata scoperta nel 2001 [41] con il radio telescopio di Parkes. Questa pulsar è caratterizzata da un periodo rotazionale di 3.59 ms e orbitale di 3.4 h. Il flusso a 1400 MHz è di 0.3 mJy. Questa pulsar appartiene all'ammasso globulare NGC 6266. La massa della stella è $> 0.12 M_\odot$, per questo il sistema è classificato come RB [84].

A 1.4 GHz il segnale radio della pulsar viene eclissato vicino alla congiunzione superiore. L'eclissi copre più del 20% dell'orbita, ma la sua durata nel tempo non è costante. Inoltre il segnale non viene sempre assorbito, talvolta la pulsar rimane visibile anche durante la fase orbitale contrassegnata dall'eclissi. Il segnale subisce un ritardo, probabilmente dovuto ad una variazione della densità elettronica n_e del mezzo attraversato dalla radiazione della pulsar.

Osservazioni più recenti del sistema hanno riscontrato una significativa variazione del periodo orbitale e della DM. La variazione del periodo orbitale probabilmente è dovuta agli effetti mareali della stella compagna, poiché il valore trovato pari a $\dot{P}_b = -5.51(62) \times 10^{-12}$, eccede il contributo che ci si aspetta dalla relatività generale per emissione di onde gravitazionali di due ordini di grandezza [75].

Nel 2008, grazie ad osservazioni dell'*Hubble Space Telescope*, è stato possibile

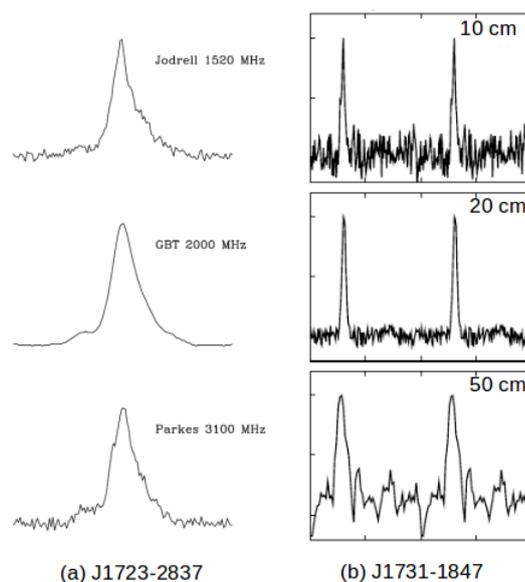


Figura 6.5: (a) Profili integrati della pulsar J1723–2837 a 1520 MHz (Jodrell Bank), a 2000 MHz (GBT) e a 3100 MHz (telescopio di Parkes) [34]. (b) Profili integrati della pulsar J1731–1847 a 10 cm, 20 cm e 50 cm (telescopio di Parkes) [13].

identificare la compagna in ottico [32]. Questa risulta una stella relativamente brillante di colore rosso e con una variabilità di ~ 0.2 mag. La forma della curva di luce suggerisce che la stella sia deformata marealmente e che sia vicina a riempire il suo lobo di Roche.

In Fig. 6.4 riportiamo la forma del profilo dell’impulso a 1390 MHz [84].

- J1723–2837: la MSP è stata scoperta nel 2013 nella *Parkes Multibeam survey* [77]; il suo periodo rotazionale è di 1.86 ms [34]. Il flusso a 1400 MHz è di 1.10 mJy. Studi di *timing* indicano che l’orbita è quasi circolare e ha una durata di circa 15 h. La massa della compagna è stimata in un intervallo tra 0.4 e 0.7 M_{\odot} , quindi il sistema è classificato come RB.

L’eclissi copre circa il 15 % dell’orbita. Il sistema è soggetto a grande variabilità orbitale, quindi per trovare la soluzione di timing coerente sono necessari alti ordini della derivata del periodo orbitale.

La stella compagna non-degenere è stata identificata in banda UV, ottica e IR. Da misure spettroscopiche è risultata una stella di classe G, con magnitudine in banda V di 15.5 mag. La curva di luce mostra delle irregolarità e delle asimmetrie probabilmente dovute all’attività della stella [117], [118].

In Fig. 6.5 riportiamo il profilo dell’impulso a tre frequenze: 1520 MHz, 2000 MHz e 3100 MHz [34]. In questo intervallo di frequenze non si vede una sostanziale variazione nella forma dell’impulso.

- J1731–1847: la MSP è stata scoperta nel 2011 durante l’*High Time Resolution Universe survey* [67] con il telescopio di Parkes [13]. La pulsar ha un periodo rotazionale di 2.34 ms e un periodo orbitale di 7.2 h. Il flusso stimato a 1400 MHz è di 0.37 mJy. La stella compagna ha una massa minima di 0.037 M_{\odot} , per questo il sistema è classificato come BW.

Per studiare il meccanismo che genera l’eclissi, la pulsar è stata osservata a 10, 20 e 50 cm (vedi Fig. 6.5 per il profilo dell’impulso). Tra i vari meccanismi è

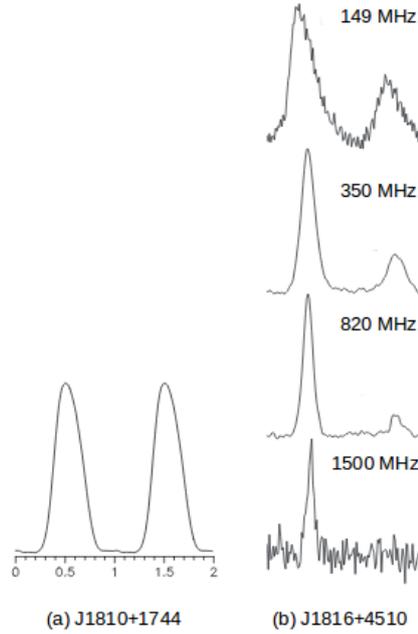


Figura 6.6: (a) Profilo integrato della pulsar J1810+1744 a 350 MHz [54]. (b) Profili integrati della pulsar J1816+4510 a 149 MHz (LOFAR) e 350 MHz (GBT), 820 MHz (GBT) e 1500 MHz (GBT) [112].

stata ipotizzata la variazione della DM. A 10 cm, per spiegare la scomparsa del segnale è stato ipotizzato l'assorbimento per sincrotrone [13].

- J1810+1744: la MSP è stata scoperta nel 2011 grazie ad osservazioni condotte con GBT a 350 MHz [55]. Il periodo rotazionale è di 1.66 ms e quello orbitale di 3.6 h. Il flusso stimato a 400 MHz è di 20 mJy. La massa minima della stella compagna è di $0.035 M_{\odot}$, quindi il sistema è classificato come BW. Studi recenti sulla curva di luce della controparte ottica [103], [24], hanno permesso di porre alcuni vincoli sulla geometria del sistema, come l'inclinazione $i = 48^{\circ} \pm 7^{\circ}$. L'eccesso di luminosità della stella compagna, che si osserva nella curva di luce, porta a pensare che la luminosità di *spin-down* della pulsar non sia il solo meccanismo di irraggiamento della stella compagna. In Fig. 6.5 riportiamo il profilo dell'impulso a 350 MHz [54].
- J1816+4510: la MSP è stata scoperta nel 2012 [112], [63], cercando un segnale radio pulsato in una sorgente γ osservata con *Fermi* ma non classificata. Il periodo rotazionale è di 3.19 ms e il periodo orbitale di 8.7 h. Il flusso stimato a 400 MHz è di 1.5 mJy. L'orbita ha un'eccentricità molto bassa. La massa minima della compagna è stimata $\sim 0.162 M_{\odot}$ e per questo il sistema è classificato come RB. L'eclissi copre circa il 10% dell'orbita e questo implica che il diametro minimo della regione eclissante è di $1.3 R_{\odot}$, mentre il raggio del lobo di Roche della stella compagna è $R_L \approx 0.5 R_{\odot}$. Osservazioni della controparte ottica [64] mostrano una temperatura efficace molto alta $T_{eff} \sim 15000$ K, più alta di quella riscontrata negli altri sistemi RB. Studi spettroscopici della compagna mostrano la presenza di forti righe

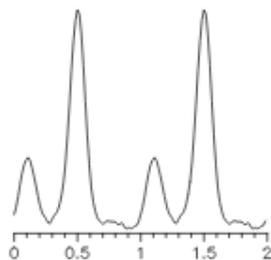


Figura 6.7: Profilo dell’impulso di PSR J2215+5135 a 350 MHz (GBT) [54].

dell’elio e di metalli.

Osservazioni in banda X con *Chandra* evidenziano una bassa emissione in X generata da shock intra-binari, a differenza di quanto si vede nella maggior parte dei sistemi RB.

In Fig. 6.5 riportiamo il profilo dell’impulso a quattro diverse frequenze: 149 MHz, 350 MHz, 820 MHz e 1500 MHz. Come si può vedere è caratterizzato da due picchi. Il picco secondario non è più visibile a 1500 MHz [112].

- J1824–2452 I: la MSP è stata scoperta nel 2013 [82]. Questa pulsar appartiene ad uno dei tre sistemi con natura transiente. A seconda dello stato in cui si trova, il sistema è visibile in accrescimento in banda X (IGR J18245–2452), oppure in banda radio grazie all’emissione della MSP.

La pulsar ha un periodo rotazionale di 3.93 ms e un periodo orbitale di 11 h. La massa minima della compagna è di circa $0.17 M_{\odot}$ e per questo il sistema è classificato come RB oltre che AXMSP (*Accreting X-ray MSP*).

La MSP, anche durante la fase di quiescenza X, non è sempre visibile in radio. Questo ci fa pensare che la maggior parte della materia trasferita sulla NS venga eiettata dalla pressione di radiazione del vento della pulsar. Un lieve incremento del trasferimento di massa può far passare il sistema dalla fase quiescente alla fase di *outburst* come è stato osservato per IGR J18245–2452 in Papitto et al., 2013 [82].

E’ stata identificata la controparte ottica sia durante la fase quiescente che quella di *outburst*. Nel primo caso appare come una stella imperturbata di sequenza principale, mentre nel secondo caso viene osservata più brillante di due magnitudini e come stella di sequenza principale più blu [81].

- J2215+5135: la MSP è stata scoperta nel 2011, effettuando osservazioni con GBT a 350 MHz di sorgenti scoperte con *Fermi*, ma non classificate [93]. La MSP ha un periodo rotazionale di 2.6 ms e orbitale di 4.14 h. Il flusso a 400 MHz è circa 5 mJy. La massa minima della stella compagna è di circa $0.22 M_{\odot}$, quindi il sistema è classificato come RB.

Studi fotometrici della curva di luce in banda B-V-R effettuati da Schroeder & Halpern, 2014 [103] hanno trovato un valore basso per l’inclinazione del sistema ($\sim 51^{\circ}$) e una grande valore per la massa della NS, $M_{NS} = 2.45^{+0.22}_{-0.11} M_{\odot}$, il più alto valore trovato.

Studi spettroscopici più recenti indicano invece che il sistema potrebbe avere un’inclinazione $i = 88^{\circ}.8$ [95].

Recenti osservazioni condotte da Broderick et al., 2016 [25], con LOFAR, hanno messo in luce la dipendenza della durata dell’eclissi dalla frequenza di

osservazione. Lo studio analizza la curva di luce a 6 diverse frequenze e trova che la durata dell'eclissi è maggiore a basse frequenze.

In Fig. 6.7 riportiamo il profilo dell'impulso a 350 MHz [54].

- J2256–1024: la MSP è stata scoperta nel 2011 grazie ad osservazioni effettuate con GBT a 350 MHz. Ha un periodo rotazionale di 2.29 ms e orbitale di 5.04 h [23]. Il flusso stimato a 400 MHz è di circa 7 mJy. La massa minima della stella compagna è di $0.03 M_{\odot}$ e quindi il sistema è classificato come BW. Il sistema mostra un'eclissi nel segnale radio vicino alla congiunzione superiore e una variazione della DM lungo diverse fasi orbitali. In corrispondenza di questa sorgente è stata osservata con *Fermi* un'emissione in banda γ . Questo sistema inoltre mostra una grande variabilità orbitale.

6.3 Analisi dati

L'obiettivo principale dello studio preliminare svolto in questo lavoro di tesi è stato quello di identificare alcune delle sorgenti RB e BW che potranno essere osservate in futuro con SRT.

Il nuovo ricevitore coassiale in banda L e in banda P montato ad SRT è lo strumento ideale per studiare le eclissi, poiché è in grado di osservare simultaneamente a due diverse frequenze, inoltre l'intervallo di frequenze coperto è particolarmente adatto allo studio delle eclissi, che sono più evidenti al di sotto dei 2 GHz.

A gennaio 2016, quando è stata pianificata la sessione osservativa di luglio, c'erano 28 pulsar eclissanti osservabili dal sito di SRT (14 BW, 14 RB di cui due sistemi transienti).

Di seguito elenchiamo i sistemi selezionati per la prima sessione osservativa, affiancati dal numero di ore in cui sono stati osservati in banda L e simultaneamente in banda P (indicati con +P e il tempo associato nel caso sia diverso da quello in banda L):

- B1957+20: 3.2 h + 2 h (+P)
- J1544+4937: 0.4 h (+P 5 min) + 2.7 h + 1 h
- J1701–3006 B: 3.0 h (+P)
- J1723–2837: 5.0 h (+P 3.1 h)
- J1731–1847: 5.1 h (+P 4.3 h)
- J1810+1744: 2.0 h (+P 0.5 h) + 1 h
- J1816+4510: 3.4 h (+P) + 3 h (+P 1 h)
- J1824–2452 I: 2.5 h (+P)
- J2051–0827: 1.9 h (+P 2.3 h)
- J2215+5135: 2.0 h (+P 1.5 h)
- J2256–1024: 3.0 h (+P 2 h)

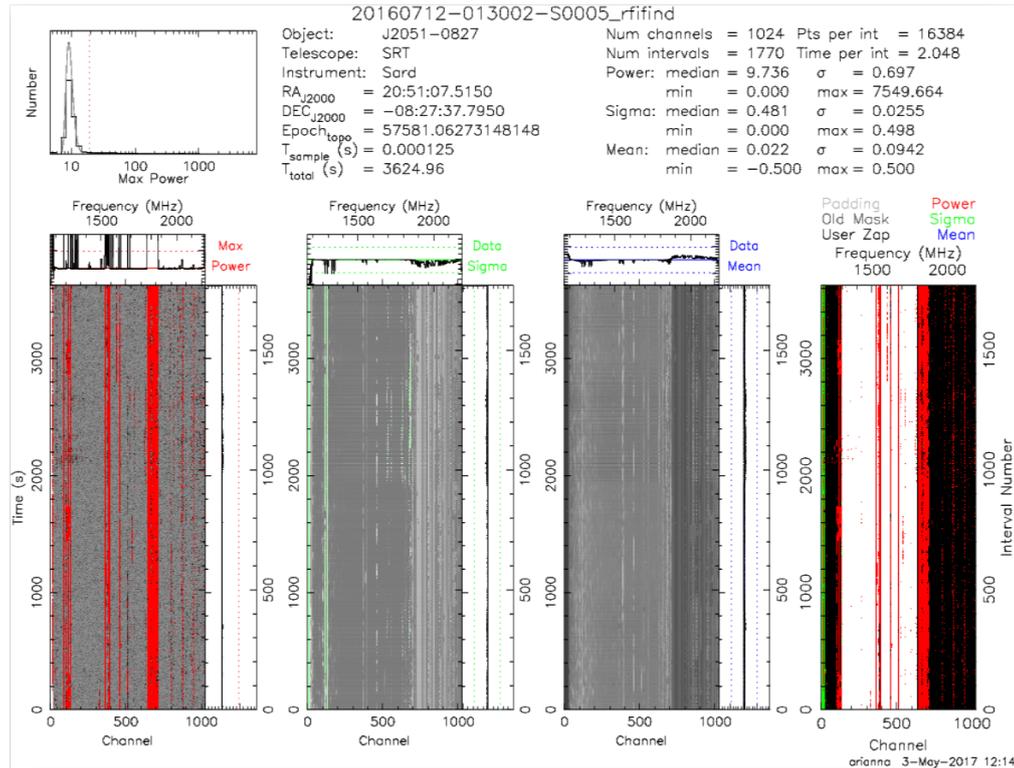


Figura 6.8: Maschera prodotta con `rfifind` per l'osservazione 20160712-013002 della sorgente PSR J2051-0827.

La simultaneità delle osservazioni nelle due bande è molto importante a causa della grande variabilità delle eclissi sia nella durata che nell'intensità, tra un'orbita e l'altra. Le osservazioni sopra riportate coprono un'orbita completa per quasi tutti i sistemi. Problemi tecnici, dovuti al fatto che, fino ad agosto 2017, i back-end erano in un container temporaneo, hanno limitato l'uso simultaneo di ROACH e DFB. Per questo motivo non tutte le osservazioni sono ottenute simultaneamente nelle due bande.

Nell'analisi, mirata ad osservare il segnale della pulsar, il profilo dell'impulso e l'eventuale presenza o meno dell'eclissi, abbiamo utilizzato il software PRESTO (**P**ulsar **R** Exploration and **S**earch **T**oolkit), sviluppato da Scott Ransom[87]. PRESTO è un software utilizzato per la ricerca e l'analisi delle pulsar. E' stato ideato per cercare MSP binarie in ammassi globulari con lunghe osservazioni, successivamente è stato utilizzato anche per osservazioni con integrazioni brevi. E' scritto in ANSI C, ma molti programmi ancillari recenti sono scritti in Python.

Il software è composto da numerosi programmi per coprire le tre operazioni più importanti che si effettuano nell'analisi delle pulsar:

1. Preparazione dei dati:

- Identificazione delle interferenze: `rfifind`.
- Rimozione delle interferenze: `zaphirds`.
- De-dispersione: `prepdata`.
- Baricentrizzazione: avviene attraverso TEMPO in `prepdata`

2. Ricerca del segnale:

- Ricerca del segnale nel dominio di Fourier: `accelsearch`.
3. Folding e timing:
- Folding di un'intera serie temporale o di una parte: `prepfold`.
 - Estrazione dei tempi di arrivo: `get_TOAs.py`.

Per quanto riguarda l'analisi in banda L abbiamo eseguito le seguenti operazioni per ciascuna delle osservazioni elencate in Tabella 6.2:

- **rfifind**: è il comando che permette di creare una maschera in grado di identificare le interferenze più evidenti nell'osservazione. In input il comando richiede il file dell'osservazione in formato PSRFITS (.sf) oppure FILTERBANK (.fil) e l'intervallo temporale in cui ricercare l'interferenza (nel nostro caso ogni 2 s). In output genera un file `rfifind.ps`, contenente le informazioni che riportiamo in Fig. 6.8 e un file `rfifind.mask`. In Fig. 6.8 in rosso vengono evidenziate le interferenze radio (*Radio Frequency Interference*, RFI) periodiche, in blu e verde problemi statistici nel dominio del tempo. Le bande nere nell'ultimo rettangolo a sinistra sono le frequenze escluse da noi. Questo perché le osservazioni in banda L sono state effettuate in un intervallo più ampio di frequenze per poter utilizzare il filtro tra 1300 MHz e 1800 MHz al massimo della sua efficienza. Per i dati in banda P invece non abbiamo escluso nessuna frequenza a priori. L'identificazione delle interferenze si è rivelata una procedura essenziale in questa analisi, poiché i dati acquisiti da SRT sono parecchio rumorosi, anche a causa di segnali spuri provenienti da emettitori nelle vicinanze del telescopio e a causa del fatto che, fino ad agosto 2017, la strumentazione non era in camere schermate.
- **prepdata**: è il comando che permette di de-disperdere il segnale e quindi creare un file con un unico canale in frequenza. In input richiede il valore della DM della sorgente presa in esame (che conosciamo grazie alle effemeridi già presenti in letteratura), il file `rfifind.mask` per togliere le interferenze e il file di osservazioni in formato .sf o .fil. L'output è un file .dat contenente la serie temporale de-dispersa.
- **prepfold**: è il comando che permette di effettuare il folding. Abbiamo fatto un primo tentativo di folding dei dati utilizzando le effemeridi di letteratura. In input possiamo dargli sia il file .dat già de-disperso e ripulito dalle interferenze, sia il file originale in formato PSRFITS insieme al file .mask per la rimozione delle interferenze. In entrambi i casi esso va accompagnato con il file delle effemeridi. Chiaramente la prima procedura ha un costo computazionale più basso poiché il file è già stato de-disperso. In output **prepfold** restituisce la serie temporale *folded* e una finestra grafica come in Figura 6.9, dove in alto a sinistra è riportato il profilo integrato, in questo caso per PSR J2051–0827 osservata con il ricevitore in banda L. In basso a sinistra è riportata tutta la serie temporale (sottointegrazioni in tempo contro fase) dove il segnale è rappresentato con una scala di grigi. Il pannello affiancato mostra l'andamento del χ^2 ridotto, definito come:

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{N_{bin}-1} \left(\frac{y_j - \bar{y}}{e_j} \right)^2, \quad (6.1)$$

dove y_j sono i conteggi per bin del profilo integrato, \bar{y} è il valore medio dei conteggi per bin, e_j è l'errore associato ad ogni y_i ed N_{bin} è il numero totale di bin in fase. Quando la stima del periodo rotazionale è corretta e la pulsar è ben visibile il valore del χ^2 è alto e aumenta con l'aumentare del tempo di integrazione.

A destra in Figura 6.9, invece vengono riportati i parametri del sistema come posizione, periodo orbitale, semiasse maggiore, eccentricità, etc...; infine nel grafico in basso vi è un plot con i contorni di confidenza tracciati con una scala di colori, per identificare il valore del periodo rotazionale e della derivata del periodo rotazionale utilizzati nel best fit.

- **Ricerca di T_0** , cioè del tempo di passaggio al periastro.

Questa fase nell'analisi è stata quasi sempre necessaria, in quanto i sistemi che analizziamo sono caratterizzati da variabilità orbitale. Inoltre molte delle effemeridi di cui disponiamo non sono aggiornate o sufficientemente precise per predire correttamente la fase orbitale e dunque per effettuare un folding diretto della serie temporale. La loro conoscenza approssimativa ci ha comunque consentito di effettuare una ricerca mono parametrica (su T_0 appunto) e non completamente cieca.

L'incertezza sul periodo orbitale insieme alla grande variabilità orbitale che alcuni di questi sistemi mostrano, non ci permette di predire in maniera corretta la fase orbitale delle nostre osservazioni. L'incertezza $\Delta\phi(t)$ associata alla fase orbitale ϕ ad ogni tempo t cresce linearmente con il tempo secondo:

$$\Delta\phi(t) = \frac{\Delta P_b(t - t_0)}{P_b^2}, \quad (6.2)$$

dove t_0 è l'epoca a cui stimiamo il periodo orbitale P_b e la sua incertezza ΔP_b . L'incertezza sul periodo orbitale si ripercuote su un'incertezza in T_0 , cioè sull'epoca di passaggio della pulsar al periastro. Nel caso di orbite circolari dove T_0 non è definito, l'errore si trasferisce su T_{asc} , cioè il tempo di passaggio della pulsar al nodo ascendente.

Se effettuiamo la procedura di folding con parametri orbitali non sufficientemente accurati, questo porta ad una correzione errata della serie temporale per il ritardo di Römer, perché valutata ad una fase orbitale sbagliata. Questo conduce ad un allargamento o alla cancellazione dell'impulso nella serie temporale *folded*.

Per ovviare a questo problema effettuiamo quella che viene chiamata una ricerca di T_0 (tramite il codice *T_0 -search* presentato in Ridolfi, Freire et al., 2016 [92]), cioè procediamo con il folding della serie temporale tenendo fissati tutti i parametri nelle effemeridi tranne T_0 . Quest'ultimo parametro viene fatto variare per un certo numero di passi, che dipendono dal periodo rotazionale della pulsar e dalla proiezione del semiasse maggiore dell'orbita x_p .

Per minimizzare il costo computazionale e non compromettere la sensibilità della ricerca è importante la scelta del numero di passi. Consideriamo un'orbita perfettamente circolare e assumiamo di conoscere in modo preciso sia P_b che x_p . Se la fase predetta da effemeridi sbagliate differisce dalla fase ϕ di una quantità $\Delta\phi$, la correzione del ritardo di Römer al tempo t sarà sbagliata di una quantità pari a:

$$x_p \sin[\phi(t) + \Delta\phi] - x_p \sin[\phi(t)] = A \cos \left[\frac{2\pi}{P_b}(t - T_0) + \frac{\Delta\phi}{2} \right], \quad (6.3)$$

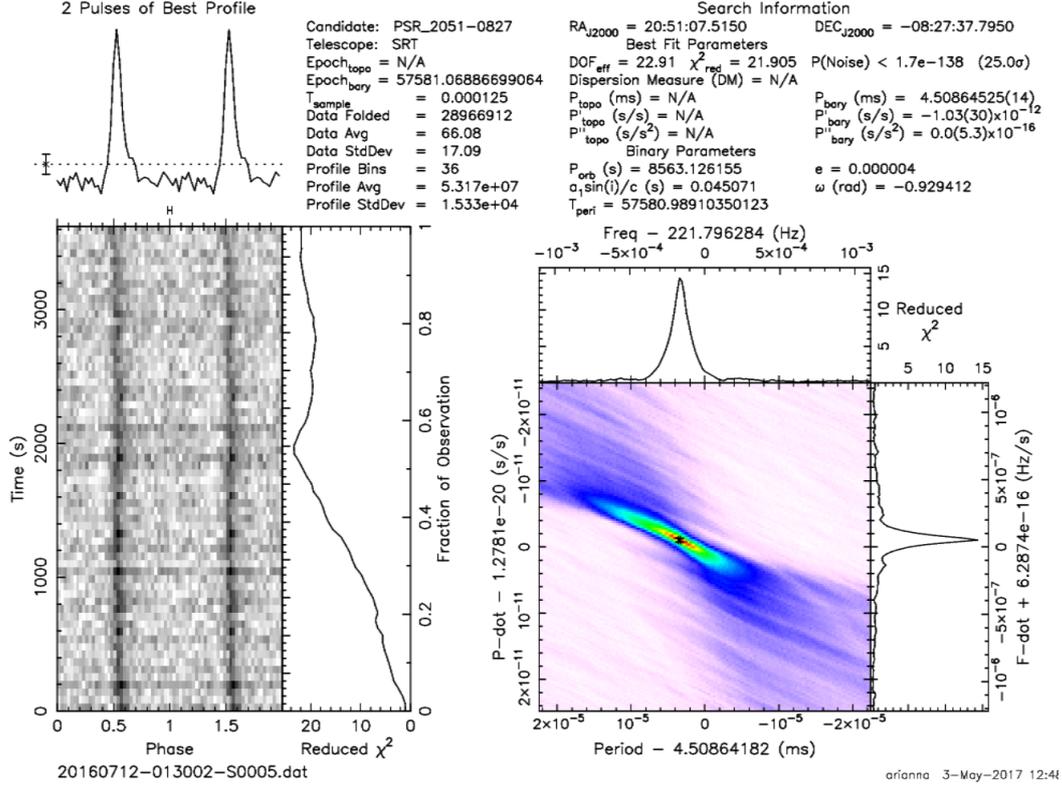


Figura 6.9: Profilo integrato di PSR J2051–0827, ottenuto dal *folding* con PRESTO.

dove $A = 2x_p \sin(\Delta\phi/2)$ è l'ampiezza della sinusoide. Quando effettuiamo il *folding* della serie temporale correttamente, il profilo dell'impulso ha una larghezza pari a $W \sim A$. Se $A > P$, dove P è il periodo rotazionale della pulsar, effettuando il *folding* l'impulso non è più visibile. Per questa ragione è importante imporre un numero adeguato di passi tale per cui $A \leq P/4$. Quest'ultima disuguaglianza corrisponde ad una condizione pari a:

$$\Delta\phi \leq 2\arcsin\left(\frac{P}{8x_p}\right), \quad \Rightarrow \quad N = \frac{2\pi}{\Delta\phi}, \quad (6.4)$$

dove N è il numero di passi.

Nella ricerca di T_0 viene utilizzato *prepfold*, foldando la serie temporale de-dispersa con effemeridi con T_0 via via diverso, al fine di trovare il valore di T_0 tale per cui il profilo della pulsar è caratterizzato dal più alto S/N.

Per quanto riguarda l'analisi in banda P, prima dei passaggi sopra elencati è stata necessaria un'ulteriore fase di preparazione dei dati.

I dati in banda P acquisiti con la ROACH, durante l'acquisizione, vengono divisi in sette sotto-bande o nodi, ognuno dei quali è caratterizzato da una larghezza in frequenza pari a 16 MHz e da una determinata frequenza centrale. Questi canali sono contigui in frequenza e quindi possono essere combinati insieme per creare un'unica osservazione caratterizzata da un'ampia banda in frequenza.

Per fare questo abbiamo utilizzato uno dei programmi del pacchetto SIGPROC: *splice*. I file appartenenti ai diversi nodi, per poter essere combinati con *splice*, devono essere in formato FILTERBANK e consecutivi nelle frequenze.

Se per qualche ragione durante l'acquisizione non viene registrato il segnale in un

determinato nodo, nel momento in cui si combinano i canali è necessario dividere l’osservazione in due diverse bande (questo è il motivo per cui in Tabella 6.2 alcuni dati simultanei sono divisi in due osservazioni indicate con “_0” e “_1” oppure con “-2”).

Dopo aver unito i canali e creato un’unica osservazione eseguiamo la procedura analogamente a quanto fatto per la banda L.

6.3.1 Risultati e prospettive future

In Tabella 6.2 riportiamo tutte le osservazioni analizzate, indicando la banda, la fase orbitale e la lunghezza di ciascuna osservazione. Inoltre indichiamo se è stato necessario o meno effettuare una ricerca di T_0 e se la pulsar è risultata visibile. Per alcune pulsar come J1824–2452 I e J2256–1024 non è stato possibile calcolare la fase orbitale dell’osservazione, poiché le effemeridi in letteratura (ottenute dall’ATNF Pulsar Catalogue) non forniscono sufficienti parametri per il calcolo, come il tempo di passaggio al periastro T_0 o di passaggio al nodo ascendente T_{asc} .

Tabella 6.2: Sistemi reback e black widow osservati con SRT in banda L e P durante l’*Early Science Program*, a luglio 2016.

Pulsar	Osservazione [data-ora]	Banda	Rilevata?	Ricerca- T_0	Fase	Lunghezza [s]
J2051–0827	20160712-031238	L	Sì	No	0.33-0.55	1884
	20160712-013002	L	Sì	No	0.59-0.03	3740
	20160712-034552	L	Sì	No	0.56-0.75	1626
	20160712-01:31:29	P	Sì	No	0.60-0.18	4932
	20160712-03:16:08	P	Sì	No	0.34-0.75	3576
B1957+20	20160710-001116	L	No	Sì	0.83-0.94	3740
	20160710-010329	L	No	Sì	0.97-0.09	3740
	20160710-024019	L	No	Sì	0.10-0.21	3740
	20160710-034329	L	No	Sì	0.22-0.24	698
	20160710-010755	L	No	Sì	0.79-0.90	3740
	20160710-023516	L	No	Sì	0.95-0.06	3740
	20160710-01:10:29	P	No	Sì	0.79-0.90	3489
	20160710-02:09:06	P	No	Sì	0.90-0.93	1038
20160710-02:36:42	P	No	Sì	0.95-0.02	2405	
J1544+4937	20160712-124318	L	No	Sì	0.41-0.57	1632
	20160712-121924	L	No	Sì	0.55-0.61	632
	20160712-123122	L	No	Sì	0.62-0.98	3737
	20160712-134543	L	Sì	Sì	0.05-0.41	3740
	20160712-155914	L	Sì	Sì	0.82-0.99	1911
	20160712-143132	L	Sì	Sì	0.59-0.95	3740
	20160710-12:43:24	P	No	Sì	0.41-0.44	290
J1701–3006B	20160710-200826	L	Sì	No	0.73-0.03	3736
	20160710-210924	L	No	No	0.03-0.33	3736
	20160710-221244	L	Sì	No	0.34-0.64	3736
	20160710-20:09:29	P	No	Sì	0.73-0.78	656
	20160710-20:34:08	P	No	Sì	0.85-0.32	5901
	20160710-22:12:57	P	No	Sì	0.32-0.63	3773
J1723–2837	20160712-185414	L	No	Sì	0.96-0.03	3740
	20160712-195528	L	No	Sì	0.04-0.10	3740
	20160712-205902	L	No	Sì	0.11-0.18	3740
	20160712-220400	L	No	Sì	0.18-0.25	3740
	20160712-233358	L	No	Sì	0.28-0.35	3737
	20160712-18:50:09	P	No	Sì	0.96-0.96	1

Tabella 6.2

Pulsar	Osservazione [data-ora]	Banda	Rilevata?	Ricerca-T ₀	Fase ϕ	Lunghezza [s]
	20160712-18:54:22	P	No	Sì	0.96-0.03	3640
	20160712-19:55:39	P	No	Sì	0.03-0.10	3773
	20160712-20:59:10	P	No	Sì	0.10-0.18	3771
J1731–1847	20160711-194632	L	Sì	Sì	0.64-0.78	3736
	20160711-204738	L	Sì	Sì	0.78-0.92	3736
	20160711-225418	L	Sì	Sì	0.06-0.20	3736
	20160711-235740	L	No	Sì	0.20-0.33	3736
	20160712-012016	L	No	Sì	0.39-0.39	198
	20160711-19:46:39-2	P	No	Sì	0.01-0.22	5442
	20160711-19:46:39_0	P	No	Sì	0.02-0.22	5402
	20160711-19:46:39_1	P	No	Sì	0.64-0.02	10199
J1810+1744	20160710-180108	L	No	Sì	0.35-0.64	3737
	20160710-190214	L	No	Sì	0.65-0.93	3737
	20160710-163432	L	No	Sì	0.62-0.91	3737
	20160710-19:27:00	P	No	Sì	0.75-0.78	358
	20160710-19:35:29	P	No	Sì	0.79-0.81	268
	20160710-19:43:14	P	No	Sì	0.82-0.86	468
	20160710-19:54:42	P	No	Sì	0.88-0.90	252
	20160710-20:02:40	P	No	Sì	0.91-0.93	272
J1816+4510	20160712-152147	L	No	Sì	0.50-0.54	1065
	20160712-163237	L	No	Sì	0.64-0.75	3622
	20160712-173505	L	No	Sì	0.76-0.77	233
	20160712-174155	L	No	Sì	0.77-0.89	3623
	20160712-230348	L	No	Sì	0.39-0.51	3737
	20160712-153512	L	No	Sì	0.84-0.96	3623
	20160712-163840	L	No	Sì	0.97-0.08	3623
	20160712-174210	L	No	Sì	0.09-0.21	3623
	20160712-15:22:17	P	No	Sì	0.50-0.54	1021
	20160712-15:40:15	P	No	Sì	0.54-0.62	2644
	20160712-16:32:48-2	P	No	Sì	0.64-0.76	3631
	20160712-16:32:48	P	No	Sì	0.64-0.76	3631
	20160712-17:35:16-2	P	No	Sì	0.76-0.76	176
	20160712-17:35:16	P	No	Sì	0.76-0.76	176
	20160712-17:42:07-2	P	No	Sì	0.77-0.89	3632
	20160712-17:42:07	P	No	Sì	0.77-0.89	3632
	20160712-17:41:18	P	No	Sì	0.08-0.08	24
	20160712-17:42:20	P	No	Sì	0.08-0.21	3772
J1824–2452 I	20160709-184925	L	No	Sì	–	3622
	20160709-195023	L	No	Sì	–	3622
	20160709-205535	L	No	Sì	–	1763
	20160709-18:49:27-2	P	No	Sì	–	3631
	20160709-18:49:37	P	No	Sì	–	3631
	20160709-19:50:36-2	P	No	Sì	–	3632
	20160709-19:50:36	P	No	Sì	–	3632
J2215+5135	20160711-173812	L	Sì	Sì	0.40-0.65	3736
	20160711-183920	L	Sì	Sì	0.65-0.90	3736
	20160711-17:55:54_0	P	No	Sì	0.47-0.48	222
	20160711-17:55:54_1	P	No	Sì	0.47-0.48	221
	20160711-18:01:04	P	No	Sì	0.49-0.83	5072
	20160711-19:38:10	P	No	Sì	0.88-0.90	250
J2256–1024	20160710-231926	L	No	Sì	–	3737
	20160711-002730	L	No	Sì	–	3737
	20160711-013410	L	No	Sì	–	3737

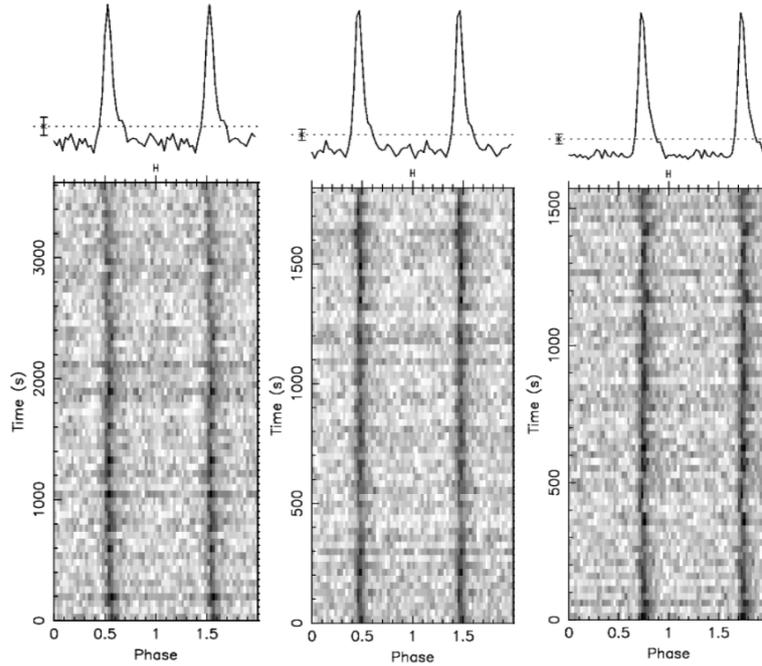


Figura 6.10: Osservazioni di PSR J2051–0827 in banda L (1300-1800 MHz).

Tabella 6.2

Pulsar	Osservazione [data-ora]	Banda	Rilevata?	Ricerca- T_0	Fase ϕ	Lunghezza [s]
	20160710-23:19:33	P	No	Sì	–	3636
	20160711-00:20:37	P	No	Sì	–	171
	20160711-00:27:39	P	No	Sì	–	3640

Possiamo notare che la pulsar J2051–0827 è visibile sia in banda L che in banda P, anche senza effettuare la ricerca di T_0 . In Fig. 6.10 riportiamo le tre osservazioni effettuate in banda L, dove la pulsar è visibile durante tutta l’osservazione. Non c’è traccia dell’eclissi perché le osservazioni non coprono le fasi orbitali attorno a 0.25. Lo stesso discorso è valido per le osservazioni in banda P riportate in Fig. 6.11 (vincoli tecnici hanno impedito una pianificazione più puntuale al telescopio che assicurasse la copertura della congiunzione superiore della pulsar).

Le osservazioni a frequenze più alte, cioè il banda L, sono caratterizzate da un rapporto S/N più alto. I valori del χ^2 corrispondenti alle osservazioni in Fig. 6.10 sono 21.9, 67.6 e 77.9. In banda P invece, i valori del χ^2 corrispondenti alle osservazioni in Fig. 6.11 sono 7.8 e 29.5.

Dal confronto tra la Fig. 6.10 e la Fig. 6.11, notiamo che la forma del profilo dell’impulso cambia con la frequenza, in accordo con il risultato di [107] mostrato in Fig. 6.3 pannello (a).

Questa pulsar è un ottimo candidato per futuri studi delle eclissi in quanto la sorgente è ben visibile in entrambe le bande ed ha un periodo orbitale breve, quindi anche con osservazioni relativamente brevi sarà possibile vedere l’ingresso e l’uscita dalla regione eclissante.

Le pulsar J1544+4937, J1701–3006B e J2215+5135 sono visibili in alcune osservazioni in banda L, ma con un S/N molto basso. In Fig. 6.12 riportiamo le due osservazioni più significative di J1544+4937 e J2215+5135, caratterizzate da valori del χ^2 pari a 2.6 in entrambi i casi. In entrambe le osservazioni i segnali sono stati rivelati grazie alla ricerca di T_0 , poiché soprattutto per J2215+5135 disponiamo di effemeridi poco aggiornate.

Per quanto riguarda le osservazioni di J1701–3006B in banda L l’analisi con PRESTO non ha portato nessun risultato, quindi abbiamo effettuato la procedura di *fold*ing utilizzando

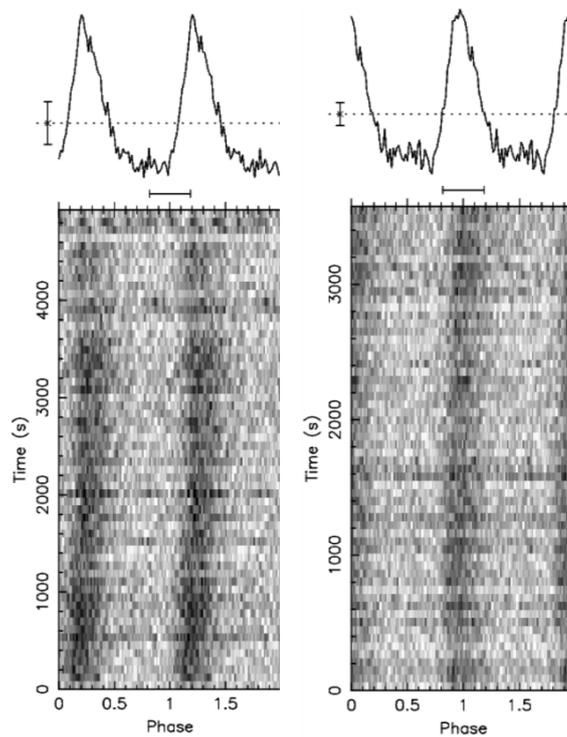


Figura 6.11: Osservazioni di PSR J2051–0827 in banda P (305-410 MHz).

effemeridi recenti (Corongiu A., comunicazione privata) con DSPSR¹ [115]. Il comando `dspsr` richiede in input il file di effemeridi e l'osservazione in formato PSRFITS. Inoltre dà la possibilità di indicare il numero di secondi in ogni sottointegrazione e il numero di bin della serie *folded* che si desiderano in output. In questo caso per togliere le interferenze maggiori, dopo aver effettuato il *folded*, abbiamo utilizzato `pazi`, un comando interattivo del pacchetto PSRCHIVE [116]. In Fig. 6.13 riportiamo il profilo *folded* dell'osservazione più significativa.

Infine l'ultimo sistema visibile è quello della pulsar J1731–1847. La pulsar è visibile in tre osservazioni in banda L, come si può vedere in Fig. 6.14. Nell'ultima, circa a metà osservazione e fase orbitale ~ 0.15 il segnale scompare a causa dell'ingresso nella regione eclissante. Nella successiva osservazione, compresa tra $0.20 < \phi < 0.33$, la pulsar non è visibile poiché si trova nella regione dell'eclissi.

Le osservazioni in Fig. 6.14 hanno un χ^2 pari a 12.1, 15.1 e 4.5 seguendo l'ordine in figura. Sfortunatamente la pulsar non è visibile in banda P, ma è comunque un sistema molto promettente per futuri studi con SRT.

Gli altri sistemi analizzati non sono risultati visibili in questa prima sessione osservativa. Le ragioni sono diverse: potrebbe essere dovuto alla natura intrinseca della pulsar come nel caso della pulsar transiente J1824–2452 I, che in alcuni periodi è visibile sono in banda X poiché l'emissione radio viene inibita dall'accrescimento di materia. Alcune pulsar, come abbiamo visto nella precedente descrizione, presentano scintillazione che causa l'attenuazione del flusso e quindi potrebbe essere un'altra causa dell'assenza del segnale. In generale tutte le pulsar osservate in questa analisi sono sorgenti molto deboli, quindi se lo osservazioni sono molto rumorose è più difficile che il segnale emerga.

Un'altra ragione potrebbe essere ricondotta al cattivo funzionamento dei back-end a causa delle elevate temperature durante la sessione osservativa e al posizionamento temporaneo della strumentazione. Inoltre anche le interferenze prodotte da segnali artificiali causano una degradazione del segnale della pulsar, che può portare ad una diminuzione del S/N di

¹<http://dspsr.sourceforge.net/index.shtml>

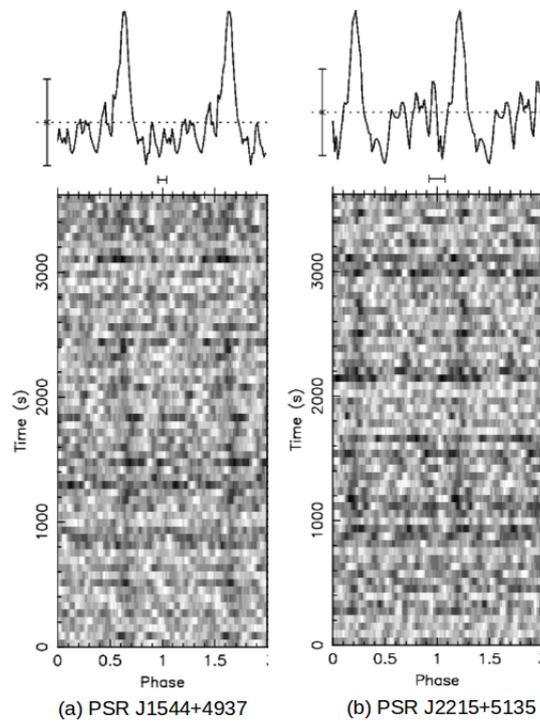
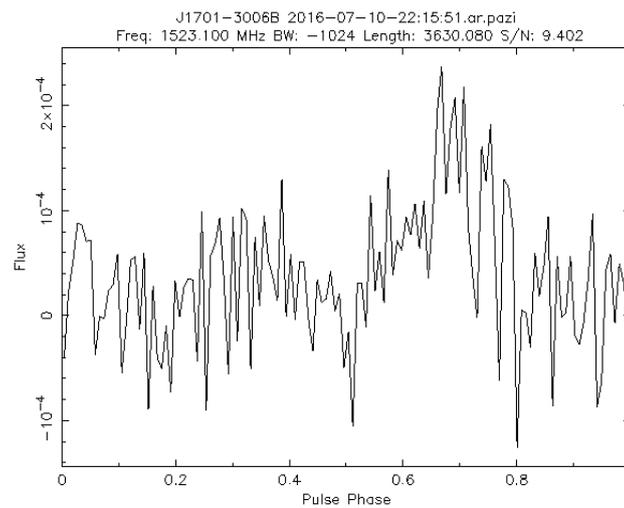


Figura 6.12: Osservazioni di PSR J1544+4937 e PSR J2215+5135 in banda L.

Figura 6.13: Profilo *folded* di J1701-3006 B ottenuto con *dspsr* in banda L.

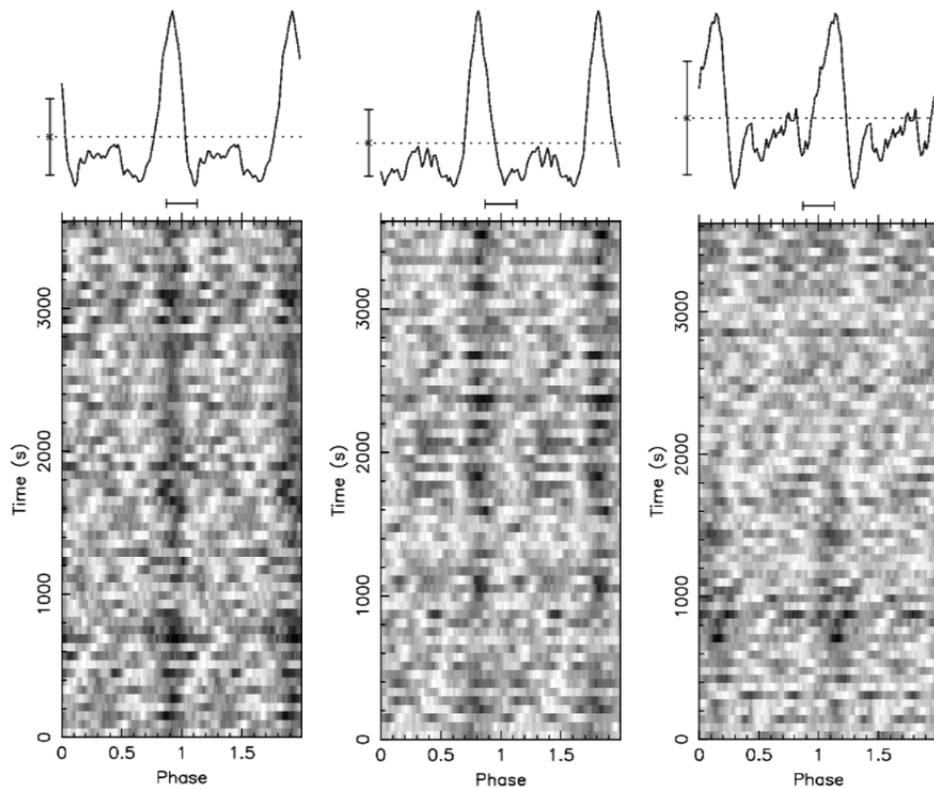


Figura 6.14: Osservazioni di PSR J1731–1847 in banda L.

sorgenti già deboli.

In futuro sarà possibile non solo riosservare i sistemi da noi analizzati, ma testare anche l'osservabilità dei 17 sistemi rimasti che sono visibili con SRT. Per il prossimo run osservativo la strumentazione sarà posta in camera schermata e condizionata efficacemente, per cui ci aspettiamo risultati migliori anche sui target già acquisiti.

L'obiettivo della campagna osservativa dei sistemi eclissanti con SRT, che sottoporremo alla prossima call e la cui proposta si avvarrà dell'analisi qui riportata, è quello di continuare ad osservare periodicamente tutti i sistemi visibili simultaneamente in banda L e banda P. Grazie a questo sarà possibile fare uno studio sistematico dei sistemi catalogati al fine di comprendere meglio la geometria che caratterizza i singoli sistemi ma anche di capire il meccanismo che genera l'eclissi. Studiare la distribuzione del plasma che circonda la stella compagna, capire la sua densità e temperatura ci può aiutare a porre dei vincoli sul tempo scala necessario per la totale ablazione della stella compagna, in modo da avvalorare o meno l'ipotesi che questa classe di sistemi possano portare alla formazione delle MSP isolate che si osservano.

Capitolo 7

Conclusioni

In questo lavoro di tesi abbiamo studiato una particolare classe di sistemi binari di pulsar al millisecondo che periodicamente mostrano delle eclissi del segnale radio. Essi, a seconda delle caratteristiche della stella compagna, si distinguono in sistemi Black Widow (BW) e sistemi Redback (RB). Queste classi di oggetti sembrano essere i candidati migliori per spiegare la connessione tra i sistemi X di piccola massa (LMXB), visibili in banda X, e le pulsar al millisecondo che osserviamo in banda radio.

Negli ultimi anni, grazie al crescente numero di sistemi eclissanti scoperti, è stato possibile iniziare uno studio sistematico al fine di comprendere meglio la causa delle eclissi e le proprietà sia fisiche che geometriche di questi sistemi.

In questo lavoro ci siamo occupati di studiare la pulsar J1431–4715, classificata come RB per la massa minima della stella compagna pari a $\sim 0.13 M_{\odot}$. Grazie all'analisi di *timing*, effettuata su un set di dati di 6 anni acquisiti con il telescopio di Parkes a tre diverse frequenze (0.7 GHz, 1.4 GHz e 3.1 GHz) abbiamo ricavato i seguenti parametri:

- Periodo rotazionale: $P = 2.01$ ms,
- Derivata prima del periodo rotazionale: $\dot{P} = 1.41 \times 10^{-20}$ s s $^{-1}$,
- Ascensione retta: $\alpha = 14:31:44.6182$,
- Declinazione: $\delta = -47:15:27.567$,
- Moto proprio in α : $\mu_{\alpha} = -11.0$ mas yr $^{-1}$,
- Moto proprio in δ : $\mu_{\delta} = -14.2$ mas yr $^{-1}$
- Misura di dispersione: $DM = 59.345$ pc cm $^{-3}$,
- Proiezione del semiasse maggiore dell'orbita della pulsar: $x_p = 0.55$ lt-s,
- Epoca di passaggio al nodo ascendente: $T_{asc} = 55756.1047756$ MJD,
- Periodo orbitale: $P_b = 0.449$ days,
- Derivata prima del periodo orbitale: $\dot{P}_b = -1.09 \times 10^{-11}$ s s $^{-1}$.

A partire dai valori sopra elencati abbiamo calcolato alcuni parametri derivati, utili a caratterizzare il sistema:

- Funzione di massa: $f(M_p) = 8.83 \times 10^{-4} M_{\odot}$,
- Massa minima della stella compagna: $M_{c,med} = 0.13 M_{\odot}$,
- Campo magnetico: $B_0 = 1.69 \times 10^8$ G,
- Età caratteristica: $\tau_c = 2.25$ Gyr.

Il valore stimato per \dot{P}_b , a partire dal *timing*, eccede di tre ordini di grandezza il valore predetto dalla *Relatività generale* a causa dell'emissione di onde gravitazionali, pari a $\sim -1.3 \times 10^{-14} \text{ s s}^{-1}$. Quindi il restringimento dell'orbita è dovuto anche ad altri contributi. La causa dell'alta variazione orbitale in J1431–4715 probabilmente è la forte perdita di massa della stella compagna che provoca una diminuzione del momento angolare del sistema. A conferma di questo, a partire dallo studio delle eclissi, abbiamo stimato il raggio della nube che genera l'eclissi pari a $\sim 2 R_\odot$. Se confrontiamo questo valore con il valore stimato per il raggio del *lobo di Roche* della stella compagna, pari a $\sim 0.6 R_\odot$, possiamo notare che una porzione consistente di materiale che genera l'eclissi si trova fuori dal lobo. Da questo possiamo concludere che la stella compagna sta perdendo una grande quantità di materia e che questa non essendo, per la maggior parte, legata gravitazionalmente alla stella può essere facilmente espulsa dal sistema, causando la variabilità orbitale osservata.

A partire dalle osservazioni multi-frequenza abbiamo potuto vincolare il meccanismo che genera l'eclissi. Quest'ultima copre circa il 25% dell'orbita, quindi ha una durata di circa 2.7 h. Il segnale della pulsar durante l'eclissi non scompare mai e la densità di flusso totale delle osservazioni, se le nostre stime sono affidabili, non varia sensibilmente. Misure di flusso sono molto difficili da effettuare per le pulsar deboli come J1431–4715, perché esse sono fatte dall'analisi di serie temporali e non da studi fotometrici. Ciò che si nota però dalla curva dei ritardi è che il ritardo nei tempi di arrivo dipende dalla frequenza di osservazione, in particolare le osservazioni a 3.1 GHz mostrano un ritardo più piccolo di quelle a 1.4 GHz. Questa differenza può essere rimossa semplicemente convertendo i ritardi dei tempi di arrivo nella densità di colonna, ovvero nella variazione della misura di dispersione. Questa conversione possiamo farla se assumiamo che il ritardo sia dovuto puramente ad un eccesso di misura di dispersione. Abbiamo quindi concluso che la causa principale dell'eclissi sia un eccesso di misura di dispersione dovuto ad una rapida variazione della densità elettronica nella nube.

In futuro, grazie al continuo monitoraggio della pulsar, che viene osservata regolarmente per un'ora al mese con il telescopio di Parkes, sarà possibile aggiornare la soluzione di *timing* e migliorare la stima di alcuni parametri. Inoltre osservazioni della stella compagna in banda ottica ci permetteranno di acquisire ulteriori informazioni sulla geometria del sistema.

Nella seconda parte della tesi abbiamo analizzato le osservazioni di 11 sistemi eclissanti (sia RB che BW) acquisite simultaneamente in banda P (0.3-0.4 GHz) e in banda L (1.3-1.8 GHz) a luglio 2016 con il Sardinia Radio Telescope (SRT). Le osservazioni coprivano quasi un'orbita completa per tutti i sistemi, poiché l'obbiettivo era quello di testare l'osservabilità dei suddetti sistemi e studiare eventualmente le eclissi. Abbiamo confermato la visibilità di cinque sistemi, che in futuro insieme ad altri saranno osservati con SRT. Le bande L e P sono particolarmente adatte allo studio delle eclissi, poiché quest'ultime sono più evidenti a frequenze inferiori a 2 GHz. In futuro verrà portato avanti un programma osservativo di tutti i sistemi eclissanti visibili con SRT, per meglio caratterizzare il meccanismo che genera le eclissi.

Elenco delle figure

1.1	Modello faro per l'emissione delle pulsar	1
2.1	Variabilità tra i singoli profili degli impulsi	10
2.2	Profili integrati	11
2.3	Modelli per spiegare i profili degli impulsi	11
2.4	Modello ibrido per spiegare la struttura degli impulsi	12
2.5	Diagramma P- \dot{P}	15
2.6	Meccanismo di emissione	18
2.7	Magnetosfera della pulsar	18
3.1	Diagramma P-B	23
3.2	Schema dei possibili scenari evolutivi delle pulsar binarie	24
3.3	Meccanismo di accrescimento attraverso Roche lobe overflow e vento stellare	26
3.4	Superfici equipotenziali di un sistema binario.	27
3.5	Schema di formazione di un sistema redback tramite AIC	33
3.6	Schema delle fasi orbitali della pulsar	35
3.7	Rappresentazione del pennello di radiazione	36
4.1	Dispersione della radiazione	44
4.2	Misura di dispersione a diverse latitudini galattiche	46
4.3	Rotazione di Faraday	47
4.4	Scattering	48
4.5	Timing	50
4.6	De-dispersione coerente	51
4.7	Procedimento di folding e <i>waterfall plot</i>	52
4.8	Schema processo di baricentrizzazione	53
4.9	Ritardo di Shapiro	53
4.10	Residui temporali	54
4.11	Residui temporali	55
4.12	Tempi di arrivo in un sistema binario	57
4.13	Profilo dell'impulso in un sistema binario	58
4.14	Decadimento dell'orbita di B1913+16.	60
4.15	Diagramma m_p-m_c per la doppia pulsar J0737-3039 A e B.	61
5.1	Telescopio di Parkes e ricevitore multi-beam	64
5.2	Archivio visualizzato con <code>pav</code>	69
5.3	Profili integrati di PSR J1431-4715 a 0.7 GHz, 1.4 GHz e 3.1 GHz.	71
5.4	Residui di <i>timing</i> per la pulsar J1431-4715	72
5.5	Residui di <i>timing</i> per la pulsar J1431-4715	73
5.6	Residui dei tempi di arrivo contro la fase orbitale di J1431-4715	77
5.7	Densità di colonna in funzione della fase orbitale per PSR J1431-4715	78
5.8	Possibili forme della nube di plasma che circonda la stella compagna	79
5.9	Corner plot simulazione 1	80
5.10	Best-model 1	80
5.11	Corner plot simulazione 2	81

5.12	Best-model 2	81
5.13	Modello di bow-shock per la nube di gas	82
6.1	Sardinia Radio Telescope	86
6.2	Struttura meccanica di SRT	88
6.3	Profili integrati di PSR J2051–0827 e di PSR B1957+20	89
6.4	Profili integrati di PSR J1544+4937 e di PSR J1701–3006B	90
6.5	Profili integrati di PSR J1723–2837 e di PSR J1731–1847	91
6.6	Profili integrati di PSR J1810+1744 e di PSR J1816+4510	92
6.7	Profilo dell’impulso di PSR J2215+5135	93
6.8	Maschera prodotta con <code>rfifind</code>	95
6.9	Profilo integrato di PSR J2051–0827 foldato con PRESTO	98
6.10	Osservazioni di PSR J2051–0827 in banda L	101
6.11	Osservazioni di PSR J2051–0827 in banda P	102
6.12	Osservazioni di PSR J1544+4937 e PSR J2215+5135 in banda L	103
6.13	Profilo <i>folded</i> di J1701–3006 B	103
6.14	Osservazioni di PSR J1731–1847 in banda L	104

Elenco delle tabelle

3.1	Black Widow e Redback in ammassi	40
3.2	Black Widow e Redback nel campo galattico	41
5.1	Osservazioni di J1431–4715	67
5.2	JUMP <i>back-end</i> utilizzati nel <i>timing</i> di PSR J1431–4716	73
5.3	Soluzione di timing per J1431–4715	75
5.4	Best-fit dei parametri nel caso di geometria sferica	79
6.1	Caratteristiche ricevitori di SRT	86
6.2	Sistemi redback e black widow osservati con SRT	99

Bibliografia

- [1] Ables, J. G., & Manchester, R. N. 1976, *A&A*, 50, 177
- [2] Ahnen, M. L., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., et al. 2017, *MNRAS*, 470, 4608, arXiv:1706.01378
- [3] Alpar, M. A., Cheng, A. F., Ruderman, M. A., & Shaham, J. 1982, *Nature*, 300, 728
- [4] Applegate, J. H. 1992, *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, 26, 343
- [5] Applegate, J. H. 1992, *ApJ*, 385, 621
- [6] Alpar, M. A., Nandkumar, R., & Pines, D. 1986, *ApJ*, 311, 197
- [7] Amôres, E. B., & Lépine, J. R. D. 2005, *AJ*, 130, 659
- [8] Archibald, A. M., Stairs, I. H., Ransom, S. M., et al. 2009, *Science*, 324, 1411, arXiv:0905.3397
- [9] Arons, J. 1983, *ApJ*, 266, 215
- [10] Backer, D. C., Kulkarni, S. R., Heiles, C., Davis, M. M., & Goss, W. M. 1982, *Nature*, 300, 615
- [11] Backer, D. C., & Hellings, R. W. 1986, *ARA&A*, 24, 537
- [12] Bassa, C. G., Pleunis, Z., Hessels, J. W. T., et al. 2017, arXiv:1709.01453
- [13] Bates, S. D., Bailes, M., Bhat, N. D. R., et al. 2011, *MNRAS*, 416, 2455, arXiv:1101.4778
- [14] Bates, S. D., Thornton, D., Bailes, M., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 4019, arXiv:1411.1288
- [15] Bhattacharya, D., & van den Heuvel, E. P. J. 1991, *Phys. Rep.*, 203, 1
- [16] Bhattacharyya, B., Roy, J., Ray, P. S., et al. 2013, *ApJ*, 773, L12, arXiv:1304.7101
- [17] Beker, W., 2009, *Springer*, “Neutron Stars and Pulsars”
- [18] Benvenuto, O. G., De Vito, M. A., & Horvath, J. E. 2014, *ApJ*, 786, L7, arXiv:1402.7338
- [19] Benvenuto, O. G., De Vito, M. A., & Horvath, J. E. 2015, *MNRAS*, 449, 4184
- [20] Breton, R. P., Kaspi, V. M., Kramer, M., et al. 2008, *Science*, 321, 104
- [21] Bolli, P., Orlati, A., Stringhetti, L., et al. 2015, *Journal of Astronomical Instrumentation*, 4, 1550008-880, arXiv:1603.06134
- [22] Bondi, H., & Hoyle, F. 1944, *MNRAS*, 104, 273
- [23] Boyles, J., Lorimer, D. R., McLaughlin, M. A., et al. 2011, *American Institute of Physics Conference Series*, 1357, 32
- [24] Breton, R. P., van Kerkwijk, M. H., Roberts, M. S. E., et al. 2013, *ApJ*, 769, 108, arXiv:1302.1790
- [25] Broderick, J. W., Fender, R. P., Breton, R. P., et al. 2016, *MNRAS*, 459, 2681, arXiv:1604.05722

- [26] Burgay, M., D’Amico, N., Possenti, A., et al. 2003, *Nature*, 426, 531, arXiv:astro-ph/0312071
- [27] Burgay, M., Joshi, B. C., D’Amico, N., et al. 2011, *MNRAS*, 412, 2816
- [28] Burderi, L., D’Antona, F., Menna, M. T., et al. 2001, *X-ray Astronomy 2000*, 234, 237
- [29] Burderi, L., D’Antona, F., Di Salvo, T., & Burgay, M. 2002, arXiv:astro-ph/0208021, arXiv:astro-ph/0208021
- [30] Chen, H.-L., Chen, X., Tauris, T. M., & Han, Z. 2013, *ApJ*, 775, 27, arXiv:1308.4107
- [31] Cheng, K. S. 1987, *ApJ*, 321, 799
- [32] Cocozza, G., Ferraro, F. R., Possenti, A., et al. 2008, *ApJ*, 679, L105, arXiv:0804.3574
- [33] Cordes, J. M. 1978, *ApJ*, 222, 1006
- [34] Crawford, F., Lyne, A. G., Stairs, I. H., et al. 2013, *ApJ*, 776, 20, arXiv:1308.4956
- [35] Damour, T., & Taylor, J. H. 1992, *Phys. Rev. D*, 45, 1840
- [36] Daugherty, J. K., & Harding, A. K. 1986, *ApJ*, 309, 362
- [37] Davis, M. M., Taylor, J. H., Weisberg, J. M., & Backer, D. C. 1985, *Nature*, 315, 547
- [38] D’Amico, N., Mazzarella, G., 2008, *Atti della “Fondazione Giorgio Ronchi”*
- [39] de Martino, D., Falanga, M., Bonnet-Bidaud, J.-M., et al. 2010, *A&A*, 515, A25, arXiv:1002.3740
- [40] Dewey, R., Stokes, G., Segelstein, D., Taylor, J., & Weisberg, J. 1984, *Birth and Evolution of Neutron Stars: Issues Raised by Millisecond Pulsars*, 234
- [41] D’Amico, N., Lyne, A. G., Manchester, R. N., Possenti, A., & Camilo, F. 2001, *ApJ*, 548, L171, arXiv:astro-ph/0010272
- [42] Doroshenko, O., Löhmer, O., Kramer, M., et al. 2001, *A&A*, 379, 579, arXiv:astro-ph/0110023
- [43] Edwards, R. T., Hobbs, G. B., & Manchester, R. N. 2006, *MNRAS*, 372, 1549, arXiv:astro-ph/0607664
- [44] Eggleton, P. P. 1983, *ApJ*, 268, 368
- [45] Ferrario, L., & Wickramasinghe, D. 2007, *MNRAS*, 375, 1009, arXiv:astro-ph/0701444
- [46] Fruchter, A. S., Stinebring, D. R., & Taylor, J. H. 1988, *Nature*, 333, 237
- [47] Fruchter, A. S., Berman, G., Bower, G., et al. 1990, *ApJ*, 351, 642
- [48] Gedalin, M., & Eichler, D. 1993, *ApJ*, 406, 629
- [49] Gentile, P. A., Roberts, M. S. E., McLaughlin, M. A., et al. 2014, *ApJ*, 783, 69, arXiv:1305.6799
- [50] Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, *Physical Review Letters*, 9, 439
- [51] Hankins, T. H., & Rickett, B. J. 1975, *Methods in Computational Physics. Volume 14 - Radio astronomy*, 14, 55
- [52] Heger, A., Fryer, C. L., Woosley, S. E., Langer, N., & Hartmann, D. H. 2003, *ApJ*, 591, 288, arXiv:astro-ph/0212469
- [53] Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., & Collins, R. A. 1968, *Nature*, 217, 709
- [54] Hessels, J. W. T., Ransom, S. M., Stairs, I. H., et al. 2006, *Science*, 311, 1901, arXiv:astro-ph/0601337

- [55] Hessels, J. W. T., Roberts, M. S. E., McLaughlin, M. A., et al. 2011, American Institute of Physics Conference Series, 1357, 40, arXiv:1101.1742
- [56] Hobbs, G. 2013, Classical and Quantum Gravity, 30, 224007, arXiv:1307.2629
- [57] Hotan, A. W., van Straten, W., & Manchester, R. N. 2004, Publ. Astron. Soc. Australia, 21, 302, arXiv:astro-ph/0404549
- [58] Huang, R. H. H., Kong, A. K. H., Takata, J., et al. 2012, ApJ, 760, 92, arXiv:1209.5871
- [59] Hulse, R. A., & Taylor, H. J. 1974, BAAS, 6, 453
- [60] Hurley, J. R., Tout, C. A., Wickramasinghe, D. T., Ferrario, L., & Kiel, P. D. 2010, MNRAS, 402, 1437
- [61] Manchester, R. N. 1972, ApJ, 172, 43
- [62] Jia, K., & Li, X.-D. 2015, ApJ, 814, 74, arXiv:1510.06811
- [63] Kaplan, D. L., Stovall, K., Ransom, S. M., et al. 2012, ApJ, 753, 174, arXiv:1205.3699
- [64] Kaplan, D. L., Bhallerao, V. B., van Kerkwijk, M. H., et al. 2013, ApJ, 765, 158, arXiv:1302.2492
- [65] Karastergiou, A., & Johnston, S. 2007, MNRAS, 380, 1678, arXiv:0707.2547
- [66] Kaspi, V. M. 2010, Proceedings of the National Academy of Science, 107, 7147, arXiv:1005.0876
- [67] Keith, M. J., Jameson, A., van Straten, W., et al. 2010, MNRAS, 409, 619, arXiv:1006.5744
- [68] Kramer, M., & Champion, D. J. 2013, Classical and Quantum Gravity, 30, 224009
- [69] Lange, C., Camilo, F., Wex, N., et al. 2001, MNRAS, 326, 274, arXiv:astro-ph/0102309
- [70] Lazaridis, K., Wex, N., Jessner, A., et al. 2009, MNRAS, 400, 805
- [71] Lazaridis, K., Verbiest, J. P. W., Tauris, T. M., et al. 2011, MNRAS, 414, 3134, arXiv:1102.5646
- [72] Linares, M. 2014, ApJ, 795, 72, arXiv:1406.2384
- [73] Lorimer D.R., Kramer M., 2005, *Cambridge University Press*, “Handbook of pulsar Astronomy”
- [74] Lorimer, D. R. 2008, *Living Reviews in Relativity*, 11, arXiv:0811.0762
- [75] Lynch, R. S., Freire, P. C. C., Ransom, S. M., & Jacoby, B. A. 2012, ApJ, 745, 109
- [76] Lyne, A. G., & Manchester, R. N. 1988, MNRAS, 234, 477
- [77] Manchester, R. N., Lyne, A. G., Camilo, F., et al. 2001, MNRAS, 328, 17, arXiv:astro-ph/0106522
- [78] Maron, O., Kijak, J., Kramer, M., & Wielebinski, R. 2000, A&AS, 147, 195, arXiv:astro-ph/0010233
- [79] Nobili, L., *Astrofisica Relativistica*, 2000, Padova: CLEUP
- [80] Oppenheimer, J. R., & Volkoff, G. M. 1939, Physical Review, 55, 374
- [81] Pallanca, C., Dalessandro, E., Ferraro, F. R., Lanzoni, B., & Beccari, G. 2013, ApJ, 773, 122, arXiv:1306.6416
- [82] Papitto, A., Ferrigno, C., Bozzo, E., et al. 2013, Nature, 501, 517, arXiv:1305.3884
- [83] Possenti, A., & Burgay, M. 2016, Gravity: Where Do We Stand? ISBN 978-3-319-20223-5. Springer International Publishing Switzerland, 2016, p. 279, 279

- [84] Possenti, A., D'Amico, N., Manchester, R. N., et al. 2003, ApJ, 599, 475, arXiv:astro-ph/0308372
- [85] Prandoni, I., Murgia, M., Tarchi, A., et al. 2017, arXiv:1703.09673
- [86] Rankin, J. M. 1983, ApJ, 274, 333
- [87] Ransom, S. M. 2001, Ph.D. Thesis,
- [88] Rasio, F. A., Shapiro, S. L., & Teukolsky, S. A. 1989, ApJ, 342, 934
- [89] Rasio, F. A., Shapiro, S. L., & Teukolsky, S. A. 1991, A&A, 241, L25
- [90] Ryba, M. F., & Taylor, J. H. 1991, ApJ, 380, 557
- [91] Ridolfi Alessandro, *Probing eclipse mechanisms in Black Widow Pulsars and Redbacks: development of a code and its applications*, Tesi magistrale, Università degli Studi di Roma, 2011, <http://pulsar.oa-cagliari.inaf.it/pulsar/Tesi/Ridolfi/>
- [92] Ridolfi, A., Freire, P. C. C., Torne, P., et al. 2016, MNRAS, 462, 2918, arXiv:1607.07248
- [93] Roberts, M. S. E. 2011, American Institute of Physics Conference Series, 1357, 127, arXiv:1103.0819
- [94] Roberts, M. S. E. 2013, Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years, 291, 127, arXiv:1210.6903
- [95] Romani, R. W., Graham, M. L., Filippenko, A. V., & Kerr, M. 2015, ApJ, 809, L10, arXiv:1506.04332
- [96] Rybicki George B. & Lightman Alan P., *Radiative Process in Astrophysics*, Wiley, 1979.
- [97] Ruderman, M. A., & Sutherland, P. G. 1975, ApJ, 196, 51
- [98] Sarkissian, J. M., Carretti, E., & van Straten, W. 2011, American Institute of Physics Conference Series, 1357, 351
- [99] Scheuer, P. A. G. 1968, Nature, 218, 920
- [100] Serenelli, A. M., Althaus, L. G., Rohrmann, R. D., & Benvenuto, O. G. 2001, MNRAS, 325, 607, arXiv:astro-ph/0102417
- [101] Shapiro, I. I. 1964, Physical Review Letters, 13, 789
- [102] Shaifullah, G., Verbiest, J. P. W., Freire, P. C. C., et al. 2016, MNRAS, 462, 1029, arXiv:1607.04167
- [103] Schroeder, J., & Halpern, J. 2014, ApJ, 793, 78, arXiv:1401.7966
- [104] Smedley, S. L., Tout, C. A., Ferrario, L., & Wickramasinghe, D. T. 2015, MNRAS, 446, 2540, arXiv:1410.8352
- [105] Stairs, I. H. 2004, Science, 304, 547
- [106] Staveley-Smith, L., Wilson, W. E., Bird, T. S., et al. 1996, Publ. Astron. Soc. Australia, 13, 243
- [107] Stappers, B. W., Bailes, M., Lyne, A. G., et al. 1996, ApJ, 465, L119
- [108] Stappers, B. W., Bailes, M., Lyne, A. G., et al. 2001, MNRAS, 321, 576
- [109] Steeghs, D., & Casares, J. 2002, ApJ, 568, 273, arXiv:astro-ph/0107343
- [110] Stella, L., White, N. E., & Rosner, R. 1986, ApJ, 308, 669
- [111] Stevens, I. R., Rees, M. J., & Podsiadlowski, P. 1992, MNRAS, 254, 19P
- [112] Stovall, K., Lynch, R. S., Ransom, S. M., et al. 2014, ApJ, 791, 67, arXiv:1406.5214
- [113] Tang, S., Kaplan, D. L., Phinney, E. S., et al. 2014, ApJ, 791, L5, arXiv:1407.0081

-
- [114] Torres, D. F., Ji, L., Li, J., et al. 2017, ApJ, 836, 68, arXiv:1612.07083
- [115] van Straten, W., & Bailes, M. 2011, Publ. Astron. Soc. Australia, 28, 1
- [116] van Straten, W., Demorest, P., & Osłowski, S. 2012, Astronomical Research and Technology, 9, 237
- [117] Van Staden, A. 2016, Monthly Notes of the Astronomical Society of South Africa, 75,
- [118] van Staden, A. D., & Antoniadis, J. 2016, ApJ, 833, L12, arXiv:1609.08024
- [119] Verbunt, F. 1993, ARA&A, 31, 93
- [120] Wadiasingh, Z., Harding, A. K., Venter, C., & Böttcher, M. 2015, arXiv:1512.07320
- [121] Weisberg, J. M., & Taylor, J. H. 2005, Binary Radio Pulsars, 328, 25, arXiv:astro-ph/0407149
- [122] Weisberg, J. M., & Huang, Y. 2016, ApJ, 829, 55, arXiv:1606.02744
- [123] Wilson T.L., Rohlfs K., Hüttemeister S., 2009, *Springer*, “Tools of Radio Astronomy”
- [124] Wikipedia the free encyclopedia, <https://en.wikipedia.org>
- [125] Wu, J. H. K., Kong, A. K. H., Huang, R. H. H., et al. 2012, ApJ, 748, 141, arXiv:1201.5980

Ringraziamenti

Un ringraziamento a tutti coloro che mi hanno voluto bene e che mi sono stati vicini durante questi anni.

Un ringraziamento particolare a Marta Burgay, Andrea Possenti e Alessandro Ridolfi per avermi dato la possibilità di svolgere questo lavoro di tesi con loro. Un grazie a Marta per la grande pazienza, la simpatia e i numerosi insegnamenti riguardo l'analisi delle pulsar. Un grazie anche per gli infiniti passaggi in auto :) Ringrazio Andrea per l'impeccabile guida scientifica, la grande gentilezza e disponibilità. Ringrazio Alessandro per la sua amicizia, i suoi insegnamenti molto preziosi, il sostegno e la presenza costante.

Vorrei ringraziare anche la Prof.ssa Paola Marigo per avermi sostenuta da lontano nello svolgimento della tesi e per avermi insegnato molto in questi anni di università.

Ringrazio la mia famiglia per avermi aiutata a superare ogni difficoltà e per aver sempre creduto in me, appoggiando ogni mia scelta.

Ringrazio tutte le persone dell'Osservatorio di Cagliari che mi hanno accolta e fatta sentire una di loro. In particolare un grazie a Nicola Pintus per avermi fatta divertire durante la permanenza in Sardegna e per le uscite insieme. Un grazie a Sara Piras ed Elisabetta Ladu per l'amicizia e i pranzi fatti in compagnia. Ringrazio Maura Pilia per avermi aiutata in ogni mia difficoltà. Vorrei ringraziare Alessandro Corongiu per avermi fatto ridere anche nei momenti di sconforto e per le sue domande a cui non ho mai saputo rispondere. Ringrazio Elise Egron per la sua dolcezza e generosità. Infine un grazie a Noemi Iacolina, Delphine Perrodin, Gabriele Surcis, Andrea Saba, Paolo Soletta, Matteo Bacchetti, Sara Loru, Francesca Loi, Valentina Vacca, Silvia Casu e Sabrina Milia.

Ringrazio Daria De Vecchi per tutti questi anni di amicizia, per avermi sopportata e per avermi sostenuta nonostante la mia assenza. Grazie per tutti i nostri viaggi e per quelli che ricominceremo a fare.

Ringrazio gli amici dell'università per questi anni passati insieme. Un particolare ringraziamento a Caterina Chiocchetta per la grande amicizia che abbiamo costruito e per i fantastici momenti condivisi.

Infine un ringraziamento particolare a Giampaolo, per tutto il tempo trascorso insieme, per gli aiuti e i consigli sia durante lo svolgimento di questa tesi sia negli anni precedenti. Un grazie per avermi spronata ad inseguire il mio sogno, standomi sempre vicino nonostante la lontananza, per aver creduto nelle mie capacità e avermi dato la forza di affrontare tanti ostacoli. Grazie per tutto l'amore che mi hai dato.