

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

SCUOLA DI SCIENZE
Corso di Laurea in Astrofisica e Cosmologia

**Pulsar in ammassi globulari:
pipeline di ricerca ed applicazioni**

elaborato finale

Relatore:
Daniele Dallacasa
Correlatori:
Marta Burgay
Andrea Possenti

Candidato:
Francesco Sinisi

Sessione II Invernale
Anno Accademico 2017/2018

« [...] *Il mio cuore pulsa
come la pulsar dei Joy Division* [...] »

— Michele Salvemini

INDICE

Introduzione	xi
1 Fondamenti sulle pulsar	1
1.1 Modello del rotatore obliquo	2
1.2 Grandezze osservabili	4
1.2.1 Profilo integrato	4
1.2.2 Spettro e luminosità	6
1.2.3 Polarizzazione	7
1.2.4 Temperatura di brillantezza	8
1.2.5 Età	8
1.2.6 Determinazione delle effemeridi	9
1.2.7 Variazioni del periodo	10
1.3 Effetti del mezzo interstellare	11
1.3.1 Dispersione	12
1.3.2 Rotazione di Faraday	13
1.3.3 Scattering	15
1.3.4 Scintillazione	16
1.4 Evoluzione delle pulsar	17
1.4.1 Riaccelerazione di una NS in un sistema binario	19
1.4.2 I progenitori delle MSP: l'emissione dalle LMXB	21
1.5 Distribuzione galattica	23
1.6 Pulsar negli ammassi globulari	25
1.6.1 Proprietà delle pulsar in GC	27
1.6.2 Proprietà dei GC	29
1.6.3 Applicazioni con pulsar in GC	30
1.7 Pulsar timing	32
1.7.1 Pulsar isolate	33
1.7.2 Pulsar binarie	35
1.7.3 Pulsar come laboratori per lo studio della GR	37
2 Ricerca delle pulsar	39
2.1 RFI	40
2.1.1 Time domain clipping	41
2.1.2 Frequency domain masking	41
2.2 Correzione baricentrica	42
2.3 De-dispersione	42
2.3.1 De-dispersione incoerente	42
2.3.2 De-dispersione coerente	43

2.4	Ricerca della DM	45
2.4.1	Scelta del δDM e DM_{max}	45
2.4.2	Conferma del candidato	47
2.4.3	Importanza del DM step per le MSP	48
2.5	Ricerca di periodicit�	49
2.5.1	Trasformata di Fourier discreta	50
2.5.2	Segnali periodici nel dominio di Fourier	50
2.5.3	Incrementare la sensibilit� agli impulsi stretti	52
2.5.4	Folding	54
2.6	Ricerca in sistemi binari o multipli	55
2.6.1	Ricampionamento nel dominio del tempo	56
2.6.2	Tecniche nel dominio della frequenza	58
3	Pipeline	63
3.1	Contenuto dell'osservazione	64
3.2	Ricerca di RFI	65
3.2.1	RFI periodiche deboli	65
3.3	Baricentrizzazione: il software <i>TEMPO</i>	66
3.4	De-dispersione	66
3.4.1	Ripartizione del lavoro sul Cybersar	68
3.5	Ricerca dei candidati	70
3.5.1	Ricerca di segnali periodici	70
3.5.2	Lo script <i>ACCEL_sift</i>	72
3.5.3	Creazione dei grafici	73
3.5.4	Conferma del candidato	77
4	Ricerca in NGC 5946 e NGC 6388	79
4.1	Parametri fondamentali dei GC analizzati	80
4.1.1	<i>A new deep search for MSP in GC</i>	82
4.2	Spazio dei parametri	84
4.2.1	Parametri osservativi	84
4.2.2	Parametri della riduzione	87
4.3	Risultati ottenuti	88
4.3.1	Candidati migliori	88
4.3.2	Come affinare la ricerca	91
4.4	Confronto con la teoria	92
4.5	Sviluppi futuri	96
4.5.1	FAST e SKA	98
	Conclusioni	101
A	Elettrodinamica delle pulsar	103
A.1	Il rotatore obliquo	103
A.2	La macchina Unipolare	105
A.2.1	Campo \vec{E} all'interno e all'esterno della NS	105
A.2.2	Il cilindro luce	107
A.2.3	Energetica	108
A.2.4	Meccanismo di emissione	109

A.3	Il modello di Ruderman e Sutherland	111
B	Il codice OCTOPUS	115
B.1	Main	115
B.1.1	Fasi preliminari	115
B.1.2	Preparazione dei dati	119
B.1.3	Parallelizzazione del lavoro	121
B.1.4	Creazione dei grafici	124
B.2	Righe	127
B.2.1	L'algoritmo di memoria: parte 1	128
B.2.2	De-dispersione	130
B.2.3	Ricerca dei candidati	131
B.2.4	L'algoritmo di memoria: parte 2	133
B.3	Papabili	134
B.3.1	Creazione dei grafici	135
	Riferimenti bibliografici	137

ELENCO DELLE FIGURE

1.1	Periodi tipici	1
1.2	Pulsar vs. orologio atomico	2
1.3	Un'animazione di una pulsar	4
1.4	Impulsi singoli di PSR B0301+19	4
1.5	Profili integrati	5
1.6	Spettri di pulsar	6
1.7	Polarizzazione di PSR B0525+21 e PSR B0329+54	7
1.8	Tempi di arrivo di PSR 1133+16	10
1.9	Glitch di PSR J0835-4510	11
1.10	Andamento della DM al variare della frequenza d'osservazione	12
1.11	Rotazione di Faraday	14
1.12	Il modello dello schermo sottile	15
1.13	Scattering	16
1.14	Grafico B-P	17
1.15	Grafico P vs. \dot{P}	18
1.16	Visione d'artista di una pulsar-X	20
1.17	Distribuzione galattica	23
1.18	Raggio e altezza galattocentrica	24
1.19	Densità delle pulsar in funzione della distanza galattocentrica	25
1.20	Zoologia delle pulsar radio	26
1.21	Periodi rotazionali e orbitali in GC	28
1.22	Disposizione delle pulsar nei GC	28
1.23	Metallicità dei GC in funzione della densità	29
1.24	Residui sui TOA	35
1.25	Precessione del periastro di PSR B1913+16	37
1.26	Grafico massa-massa del sistema J0737-3039	38
2.2	De-dispersione incoerente	43
2.3	Ricerca della DM	46
2.4	Standard search	48
2.5	Rapporto (S/N) in funzione della DM di prova	49
2.6	Segnale sinusoidale nel dominio del tempo e della frequenza	51
2.7	Treno di impulsi	52
2.8	Trasformata di Fourier di un'onda quadra a valor medio non nullo	52
2.9	Somma armonica	53
2.10	Impulsi foldati	54
2.11	Schema del folding	55
2.12	Acceleration search	57

2.13	Differenze tra standard search	58
2.14	Phase-modulation search	60
3.1	Radiotelescopio di Parkes	63
3.2	Il comando <code>readfile</code>	64
3.3	Il comando <code>rfifind</code>	65
3.4	Il comando <code>accelsearch</code>	66
3.5	Distribuzione della densità elettronica	67
3.6	Lo script <code>DDplan</code>	67
3.7	Alcune righe di comando di <code>prepsubband</code>	68
3.8	L'algoritmo di ripartizione	69
3.9	La matrice dei dati	71
3.10	Lo script <code>ACCEL_sift</code>	72
3.11	Il comando <code>prepfold</code> sul DAT	74
3.12	Il comando <code>prepfold</code> sull'osservazione	75
3.13	Galleria degli orrori	76
4.1	I GC studiati	79
4.2	Profilo di densità di NGC 6388	81
4.3	Flusso limite vs. P	85
4.4	Flusso limite vs. W_{int} e DM	86
4.5	Candidati migliori in NGC 6388	89
4.6	Candidati migliori in NGC 5946	90
4.8	Istogramma della distribuzione di pulsar in GC	93
4.9	Distribuzione della luminosità delle pulsar isolate	94
4.10	Stima del numero di pulsar in GC	95
4.11	Radiotelescopi attuali	97
4.12	Il radiotelescopio SRT	98
4.13	Ottica adattiva di FAST	98
4.14	Square Kilometre Array	100
A.1	Schema del campo magnetico della NS	106
A.2	Magnetosfera di una pulsar	108
A.3	Polar gap	110
A.4	Modello del cono cavo	111
A.5	Polar gap	112
A.6	Impulsi singoli di PSR B1919+21	113
B.1	Il logo di <i>OCTOPUS</i>	115

INTRODUZIONE

Scopo di questo lavoro di Tesi, svolto presso l'Osservatorio Astronomico di Cagliari (OAC) ed in collaborazione con l'Istituto di Radio Astronomia di Bologna (IRA) dell'INAF, è la ricerca di pulsar in ammassi globulari, tramite dati raccolti dal radiotelescopio di Parkes (NSW, Australia) e ridotti mediante l'ausilio del software *PRESTO*, sviluppato da Scott Ransom.

Nel primo capitolo introdurremo, innanzitutto, l'oggetto astrofisico, dandone una descrizione sommaria di tipo fisico-osservativa, per consentire al lettore di acquisire gli elementi indispensabili alla comprensione dell'argomento di Tesi vero e proprio. In particolare, elencheremo le proprietà fisiche delle pulsar dedotte da osservazioni nella banda radio e illustreremo il modello assunto, in grado di spiegare quanto osservato (in maniera dettagliata nell'appendice [A](#)). Vedremo, poi, come esse evolvono nel tempo e successivamente le contestualizzeremo nell'habitat nel quale vivono, ovvero nel disco galattico e, soprattutto, negli ammassi globulari. Inoltre descriveremo le difficoltà osservative che bisogna affrontare per scoprire ed analizzare il segnale di questa peculiare classe di stelle.

Nel secondo capitolo punteremo la nostra attenzione sulla ricerca delle pulsar: vedremo che la caratteristica che più contraddistingue le “trottole del cielo” (ossia la regolarità della pulsazione) è quella che viene sfruttata dagli astronomi osservativi per la loro scoperta. Le pulsar, in generale, non hanno un'elevata luminosità intrinseca e il loro debole singolo segnale si confonde spesso col rumore. Esso, infatti, diviene evidente una volta sovrapposti diversi impulsi (*folding*), distanziati l'uno dall'altro di un tempo pari, appunto, al periodo di rotazione. Dunque la ricerca consiste nel trovare le periodicità nascoste all'interno del “mare” di segnali spuri acquisiti dal telescopio durante l'osservazione. Il mare di segnali è costituito, principalmente, da fonti di interferenza legate all'attività umana, le quali andranno opportunamente rimosse. Inoltre, bisogna arginare gli effetti derivanti dal moto di rivoluzione della Terra intorno al Sole, che modula il periodo vero della stella, e dal mezzo interstellare, che ne allarga l'impulso. Correggere questi due fenomeni è molto importante perché in questo modo otterremo, nel processo di folding, un rapporto segnale/rumore più alto. Se l'orbita descritta dal nostro pianeta modifica il periodo reale delle pulsar, allora anche il suo moto proprio, attorno ad una stella compagna, ne influenzerà il segnale. Nel paragrafo conclusivo di questa sezione parleremo di come rimediare a questo spiacevole inconveniente.

Nel terzo capitolo affronteremo il tema della ricerca delle pulsar da un punto di vista pratico, cioè ripercorreremo i passaggi teorici della sezione precedente

attraverso la successione dei comandi del software, che bisogna impartire al calcolatore per ottenere quanto voluto. L'analisi dei dati, applicata ad alcuni ammassi globulari, è stata eseguita tramite una pipeline originale, sviluppata in linguaggio di programmazione *bash* e verificata specificatamente per il lavoro di Tesi. La pipeline *OCTOPUS* (descritta con minuzia nell'appendice B) è stata creata non solo con l'intento di automatizzare il processo di riduzione dati, ma anche, in funzione delle risorse di calcolo a disposizione, per ottimizzare i tempi computazionali sul cluster di calcolo Cybersar dell'OAC.

Nel quarto capitolo si discuteranno i risultati prodotti dall'analisi dei due ammassi esaminati (NGC 6388 e NGC 5946), dopo una breve premessa sui loro parametri principali e sul panorama osservativo da cui sono stati tratti. Verranno quindi esibiti i candidati migliori riscontrati al loro interno e lo spazio dei parametri, legati all'osservazione ed alla riduzione, impiegato per ottenerli. In seguito, si esporranno le congetture avanzate da alcuni modelli, basati sulla statistica bayesiana, riguardanti il numero teorico di pulsar presenti nei due ammassi. A seguire, una fugace panoramica sulla nascente strumentazione, che dovrebbe agevolare notevolmente l'esplorazione di questi "fari" spaziali e, per estensione, ampliare la nostra conoscenza dell'universo.

Verranno presentate, infine, le conclusioni.

La scoperta delle pulsar (**pulsating radio source**) risale al 1967 da parte di astronomi di Cambridge [Hewish et al. 1968], nel corso di un esperimento sulla scintillazione prodotta dal mezzo interplanetario su sorgenti extragalattiche. Da allora sono stati compiuti molti sforzi, sia in ambito osservativo che teorico, per cercare di capire la natura di questi misteriosi oggetti astrofisici.

L'emissione radio delle pulsar è caratterizzata da impulsi che si ripetono periodicamente ad intervalli di tempo straordinariamente regolari, alla stregua di un orologio atomico (fig. 1.2), ed occupano una piccola frazione dell'intero periodo (un esempio in fig. 1.4 a pagina 4). I valori tipici dei periodi spaziano da qualche centesimo di secondo a qualche secondo (fig. 1.1), sebbene si osservino oggetti capaci di spingersi sino al millesimo di secondo.

La breve durata dell'impulso, la regolarità dei segnali e la loro alta frequenza temporale facevano supporre che i possibili oggetti celesti responsabili di questo nuovo tipo di emissione fossero le stelle di neutroni (NS) ipotizzate da Landau [1932], Baade e Zwicky [1934] agli inizi degli anni '30 e sviluppate, dal punto di vista teorico, da Oppenheimer e Volkoff [1939] alla fine dello stesso decennio.

Tale tipo di stella ha una densità elevata ($\rho \sim 10^{14} \div 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ g}$), che le garantisce una struttura molto rigida e compatta (poche decine di chilometri di diametro). Questo è un requisito essenziale per spiegare la fenomenologia del segnale che riscontriamo.

Le stelle di neutroni possono formarsi in seguito dell'esplosione di supernovæ oppure in sistemi binari, dall'accrescimento su nane bianche (WD). Nel primo caso necessitiamo di stelle progenitrici massicce ($8 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 25 M_{\odot}$), nel secondo la

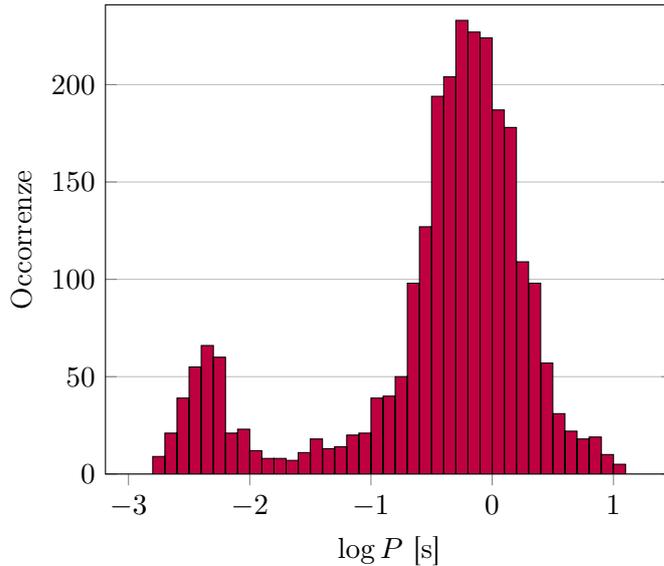


Figura 1.1: Distribuzione delle pulsar rispetto al logaritmo del periodo. Dati del catalogo **PSRcat**.

NS si può creare anche da stelle di piccola massa iniziale, che diventano prima nane bianche e poi accrescono materia proveniente dalla stella compagna nel sistema binario. Il trasferimento di materia, che avviene solitamente quando la stella donatrice si discosta dalla sequenza principale, dev'essere sufficiente a consentire il superamento del limite di Chandrasekhar ($\simeq 1.4 M_{\odot}$), perché solo in questo caso può verificarsi il collasso della stella ricevente e dunque la trasformazione in NS. Questa teoria oggi è

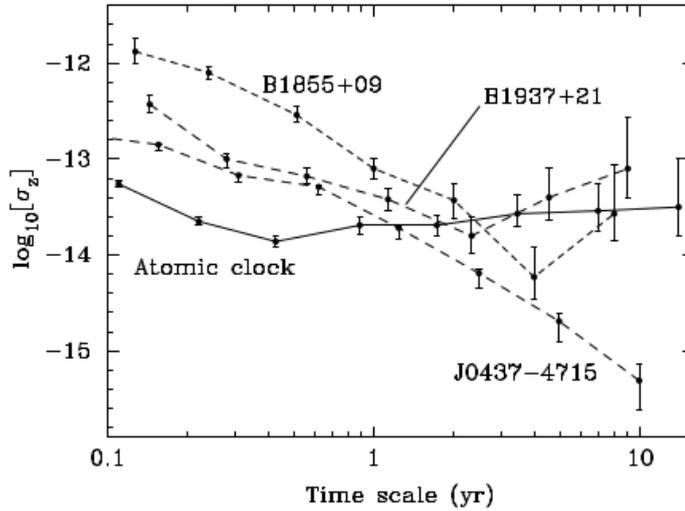


Figura 1.2: Stabilità di tre MSP comparata con quella di un orologio atomico nell’arco di un decennio [Lorimer 2008].

accreditata da diverse associazioni di pulsar con resti di supernovæ (SNR) e dalla loro distribuzione spaziale (§ 1.5): esse si trovano perlopiù sul piano galattico, in accordo con l’ipotesi che siano il prodotto finale dell’evoluzione di stelle di grande massa. Gli ammassi globulari, in cui l’alta densità stellare facilita la formazione di sistemi binari, o addirittura multipli, si contraddistinguono per l’alta percentuale in massa di pulsar al loro interno.

Il modello base che spiega l’emissione delle pulsar è noto col nome di *rotatore*

obliquo o *faro rotante* (§ 1.1). Secondo il modello la pulsazione deriva dal fatto che l’emissione, la quale avviene a spese dell’energia rotazionale della stella, è primariamente circoscritta alle regioni intorno i poli magnetici e l’asse magnetico è inclinato rispetto quello di rotazione di un angolo ϑ .

Le pulsar nascono con periodi di rotazione brevi, dell’ordine di alcuni millesimi di secondo, che si allungano nel tempo a causa di processi elettromagnetici che via via ne estraggono l’energia rotazionale. Anche il campo magnetico (secondo alcuni modelli) potrebbe subire una variazione, ma non ci sono evidenze osservative chiare al proposito. A questo punto il processo si dovrebbe fermare, ma, in pulsar appartenenti a sistemi binari, fenomeni di trasferimento di massa, e quindi di momento angolare, possono “riciclare” e “riaccendere” la pulsar dando luogo alle milli-second pulsar (MSP) con periodi, appunto, dell’ordine del millisecondo (§ 1.4.1).

1.1 Modello del rotatore obliquo

Prima di attribuirlo alle NS, ci furono svariati tentativi per spiegare l’estrema regolarità del segnale pulsato. Il primo passo fu quello di basarsi sulla conoscenza di fenomeni noti, quali la variabilità delle Cefidi, dovuta a vibrazioni radiali (pulsazioni) della stella, o supporre che la radiazione fosse emessa da un oggetto in rapida rotazione. Questa rapida rotazione poteva essere il frutto del collasso di una stella (stella di neutroni o nana bianca) oppure dovuta ad un’orbita molto stretta di due corpi

facenti parte di un sistema binario, i quali per evitare la coalescenza dovranno necessariamente avere elevate velocità di rivoluzione. Per cercare di scoprire l'origine della nostra emissione proviamo a fare un'analisi pseudo-quantitativa, proveremo cioè a stimare i periodi vibrazionali e rotazionali inserendo i valori caratteristici di massa M , raggio R e densità ρ della stella in esame.

- *Vibrazioni radiali.* Dall'equazione dell'equilibrio idrostatico ed adottando come equazione di stato quella dei gas perfetti abbiamo

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{dr} = -\frac{GM(r)\rho(r)}{r^2} \\ f(T) = \frac{k_B T}{m_p c^2} \end{cases} \implies \frac{8\pi}{3} GR^2 \rho = \frac{k_B T}{m_p}, \quad (1.1)$$

con $M = 4\pi R^3 \rho / 3$, k_B e G la costante di Boltzmann e di gravitazione universale, m_p massa del protone e T la temperatura. La velocità del suono per un gas monoatomico e perfetto è

$$c_s = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)^{1/2} \implies c_s^2 \approx \Gamma \frac{p}{\rho} = \frac{5}{3} \frac{k_B T}{m_p} = \frac{40}{9} \pi GR^2 \rho, \quad (1.2)$$

che ci serve per ricavare il periodo vibrazionale della stella

$$c_s \approx 4R\sqrt{G\rho} \implies P_v = \frac{R}{c_s} \approx \frac{1}{4\sqrt{G\rho}}. \quad (1.3)$$

- *Moti rotazionali di un oggetto singolo.* Una stella per rimanere coesa deve avere alla superficie un valore dell'accelerazione centrifuga minore di quella gravitazionale, cioè

$$\omega^2 R = \frac{4\pi^2}{P_r^2} R \leq \frac{GM}{R^2} \implies P_r \gtrsim \frac{3}{\sqrt{G\rho}}. \quad (1.4)$$

- *Sistema binario.* Prendiamo in considerazione due corpi, che per semplicità considereremo uguali, in orbita attorno al centro di massa. Il periodo minimo, P_b , di siffatto sistema si avrà quando le loro superfici sono a contatto, ovvero

$$\frac{M\omega^2}{2} 2R = \frac{GM^2}{4R^2} \implies P_b \gtrsim \frac{6}{\sqrt{G\rho}}. \quad (1.5)$$

In tutti e tre i casi abbiamo una dipendenza che va come $\propto (G\rho)^{-1/2}$. Le NS risultano le più plausibili, perché se si inseriscono le densità note di Cefeidi, nane bianche e NS, con queste ultime siamo in grado di ottenere periodi dell'ordine del millisecondo.

Il modello comunemente accettato oggi [Pacini 1967] (esposto in modo approfondito nell'appendice A) è conosciuto con il nome di *lighthouse model* (fig. 1.3). Le particelle cariche vengono accelerate lungo le linee di forza del campo magnetico, che varia spazialmente nel tempo per la rotazione della stella, e formano un beam (cono luminoso in figura) per entrambi i poli magnetici. L'emissione è molto collimata, in altri termini le particelle emetteranno radiazione elettromagnetica solo entro un piccolo angolo rispetto alla direzione istantanea dei poli magnetici. Di conseguenza un osservatore vedrà l'impulso luminoso solo se esso transita nella sua linea di vista ed ogni volta che la stella avrà compiuto un giro su se stessa.



Figura 1.3: Alcune istantanee del periodo di una pulsar (per gustarsi l'animazione completa, disegnata da Michael Kramer, visitare il sito www.livingreviews.org). Dal grafico nella parte inferiore dell'immagine è facile vedere che il picco d'emissione si ha quando il beam della pulsar investe l'osservatore.

1.2 Grandezze osservabili

L'emissione delle pulsar è prevalentemente nella banda radio, anche se alcune di esse, come la pulsar del Granchio, della Vela e le LMXB (§ 1.4.2), sono visibili pure nell'X o perfino nel γ . Dal momento in cui la maggior parte delle pulsar emette radiazione a frequenze radio, da cui la nostra conoscenza trae origine, verranno qui elencati i caratteri distintivi dei loro segnali in tale banda d'osservazione.

1.2.1 Profilo integrato

Le pulsar sono sorgenti radio molto deboli. Anche con la sensibilità strumentale raggiunta dai moderni radiotelescopi, il singolo impulso è visibile solo per le sorgenti più luminose e/o per le più vicine. Di norma per riuscire a vedere il profilo della pulsar bisogna sommare in modo sincrono, con una procedura chiamata *folding* (§ 2.5.4), centinaia o migliaia di singoli profili, in modo tale da farlo emergere dal rumore di fondo del ricevitore e del cielo, ottenendo così il *profilo dell'impulso integrato*. Sebbene i singoli impulsi, per data pulsar, siano molto differenti tra loro (fig. 1.4), l'impulso integrato è estremamente stabile per fissata frequenza d'osservazione. Esso può essere considerato come una sorta di *impronta digitale* della NS.

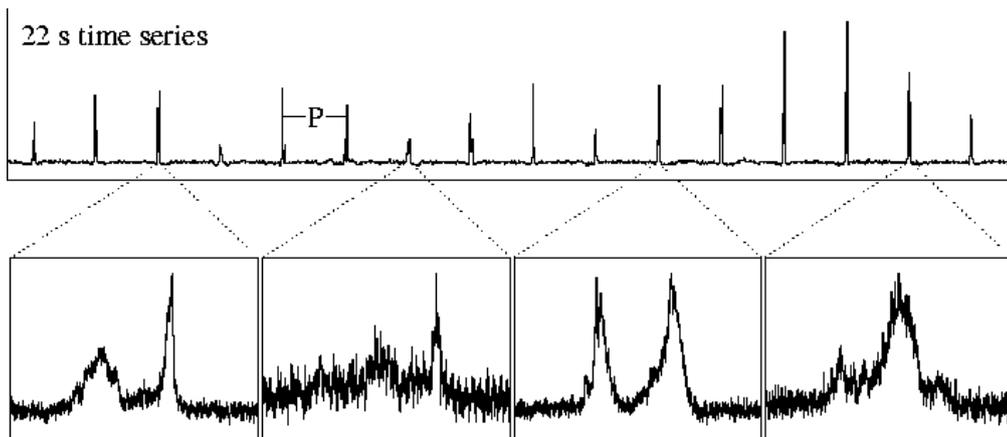


Figura 1.4: Serie temporale di 22 s, dal radiotelescopio di Arecibo, che mostrano gli impulsi singoli di PSR B0301+19 [Lorimer and Kramer 2005]. Nei riquadri in basso alcuni di loro sono ingranditi per farne notare le differenze.

In figura 1.5 vengono presentati alcuni esempi di impulsi integrati. Già da questo piccolo campione di oggetti è possibile vedere la complessità della forma dei profili¹. Si passa da sagome con una sola componente che descrivono gaussiane quasi perfette (PSR² B1933+16) a quelle dalla struttura più complessa (PSR B1237+25). PSR B0826-34 emette segnale per tutto il periodo: ciò suggerisce che l'asse magnetico e rotazionale sono circa paralleli e, puntando verso Terra, il beam d'emissione ci investe perennemente. Sempre in figura ci sono tre esempi di *interpulso* (tutti nell'ultima colonna). Ci troviamo in una situazione antitetica rispetto a PSR B0826-34: in questa circostanza l'interpulso sarebbe originato dal polo magnetico diametralmente opposto a quello che emette l'impulso principale, ed è visibile solo per grandi inclinazioni tra l'asse magnetico e rotazionale. In pratica si vedono due segnali distanziati di 180°, ovvero di un semi-periodo. Per finire facciamo notare gli effetti della precessione geodetica di PSR B1913+16 da due osservazioni di epoca diversa. Essa appartiene ad un sistema binario tra i più esaminati, perché formato da una pulsar che orbita intorno ad una NS su un'orbita molto stretta e quindi atto allo studio della relatività generale (§ 1.7.3). Col precedere dell'asse rotazionale rispetto a quello del momento angolare totale anche il cono di emissione precede e la sua geometria cambia rispetto alla linea di vista. Ciò crea nel tempo una variazione nella forma dell'impulso.

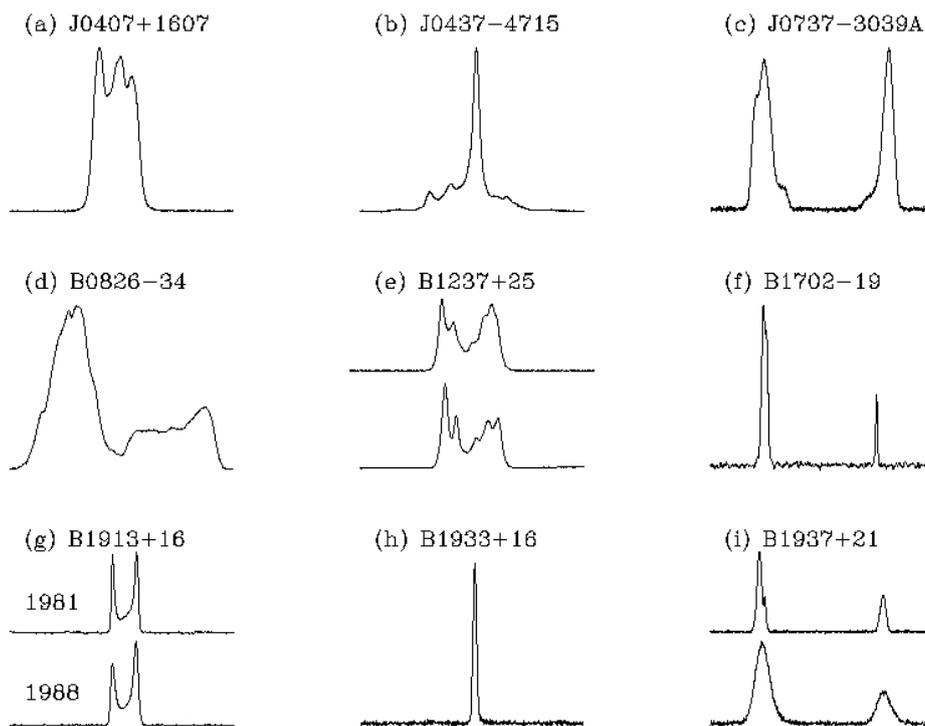


Figura 1.5: Profili integrati di nove pulsar [Lorimer and Kramer 2005]. Per la descrizione delle particolarità di alcuni dei profili si veda il testo.

¹In verità i profili sono stati scelti con scopi didattici, cioè selezionando casi tra i più peculiari in letteratura.

²I nomi sono costruiti usando le coordinate equatoriali approssimate, precedute dalla sigla PSR. L'epoca astronomica corrente (J2000) è entrata in vigore nel 1984, sostituendo quella besseliana (B1950). Quindi troveremo le lettere "B" oppure "J" nel nome delle pulsar se sono state scoperte prima o dopo tale data.

1.2.2 Spettro e luminosità

Le considerazioni sullo spettro di emissione radio del segnale vengono svolte sul profilo integrato, poiché più stabile di quello singolo. Si trova che il flusso è fortemente influenzato dalla frequenza e, solitamente, lo spettro segue una legge di potenza con indice spettrale molto ripido

$$S(\nu) \propto \nu^{-\alpha} \quad \text{con} \quad 1 \lesssim \alpha \lesssim 3. \quad (1.6)$$

Per alcune pulsar lo spettro si irripidisce a frequenza > 1 GHz, mentre altre manifestano il picco fra 100 e 500 MHz (fig. 1.6).

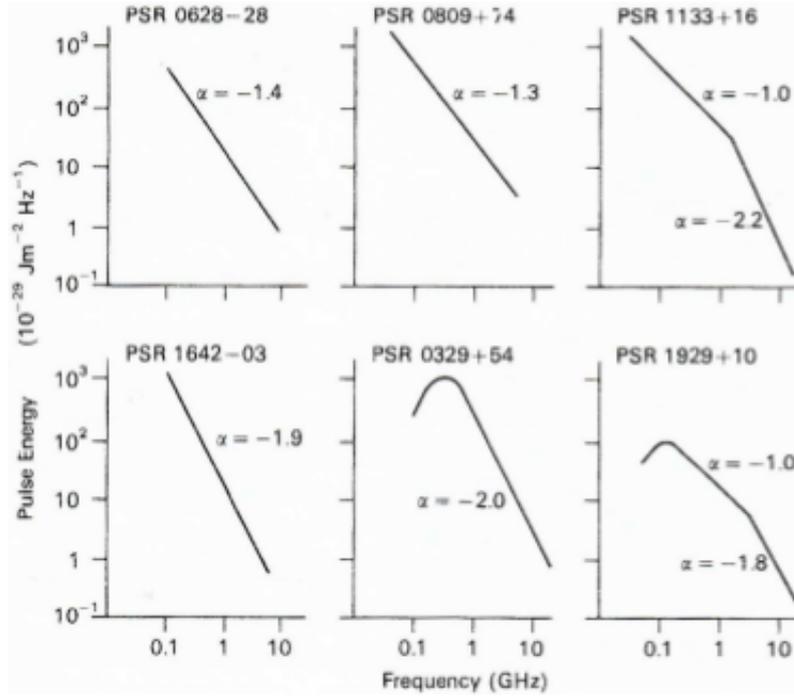


Figura 1.6: Esempi di spettri di pulsar [Manchester and Taylor 1977].

Prima di parlare della luminosità introduciamo le definizioni di *densità di flusso del picco* e la *densità di flusso media*, che rappresentano, rispettivamente, la densità di flusso dell'impulso preso singolarmente e la densità di flusso dello stesso integrata lungo tutta la durata del periodo. Questa distinzione è utile nel caso delle pulsar, poiché gli impulsi occupano una piccola frazione dell'intero periodo (pochi punti percentuali), mentre nella restante parte del tempo non riceviamo segnale. Infatti possiamo avere per le pulsar più forti, a 400 MHz di frequenza, densità del flusso del picco dell'ordine di qualche Jy³ e densità di flusso medie di ~ 0.1 Jy. In generale abbiamo, osservando a 1.4 GHz, un intervallo di densità di flusso medie che spaziano tra la decina di μ Jy e qualche Jy, con la mediana che si aggira intorno al mJy, che tradotte in termini di luminosità⁴ assoluta nel radio divengono dell'ordine di $10^{20} \div 10^{24}$ W.

³Un Jansky vale $10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

⁴Dato che l'emissione di una pulsar avviene entro un cono di ampiezza Ω , nel calcolo della luminosità bisogna tenerne conto sostituendo Ω , appunto, al classico 4π di un'emissione isotropa.

1.2.3 Polarizzazione

Le considerazioni fatte finora si sono basate solo sull'intensità della radiazione totale delle pulsar. L'emissione delle pulsar è fortemente polarizzata, come si può intuire dalla natura del fenomeno, che coinvolge campi magnetici molto elevati. Questo vale loro il titolo di oggetti radio tra i più polarizzati conosciuti.

Usando i quattro parametri di Stokes (I,Q,U,V), che descrivono lo stato della polarizzazione della radiazione elettromagnetica (dove I è l'intensità totale, $L = \sqrt{Q^2 + U^2}$ è l'intensità della polarizzazione lineare e V l'intensità di quella circolare), su un campione di 300 pulsar studiate tra 600 e 1400 MHz [Gould and Lyne 1998], si ha che il grado di polarizzazione lineare medio $\langle L/I \rangle$ è all'incirca del 20%, mentre per quella circolare è pari alla metà del valore precedente. Si possono avere dei picchi del 100% per alcuni oggetti. Il grado di polarizzazione generalmente decresce all'aumentare della frequenza [Manchester 1971, Xilouris et al. 1996], per motivi legati alla rotazione di Faraday differenziale (§ 1.3.2).

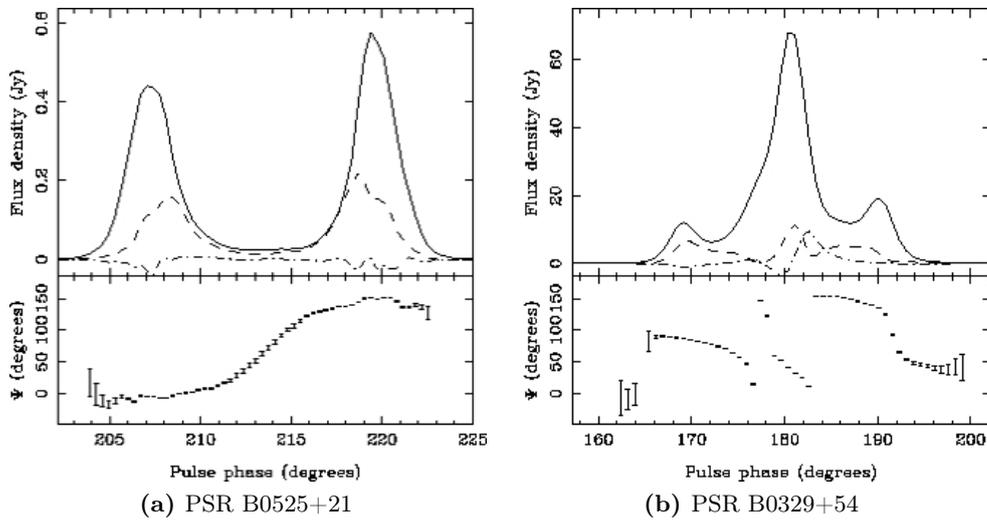


Figura 1.7: Profili di polarizzazione a 1.4 GHz. (a) PSR B0525+21 osservata dal telescopio Effelsberg [von Hoensbroech and Xilouris 1997]. (b) Osservazione di PSR B0329+54 dal JBO [Gould and Lyne 1998]. In entrambi, l'intensità totale I è rappresentata dalla linea solida, l'intensità della polarizzazione lineare L da quella tratteggiata e per quella circolare V abbiamo una linea tratteggiata-puntata. I pannelli in basso mostrano la posizione dell'angolo Ψ della polarizzazione lineare.

Due profili di polarizzazione di un singolo impulso⁵ sono esposti in figura 1.7. Oltre alla densità di flusso lineare e circolare, è degno di nota lo studio della posizione dell'angolo della polarizzazione lineare $\Psi = \frac{1}{2} \tan^{-1}(U/Q)$ in funzione della fase dell'impulso. In figura 1.7a è evidente che la curva assume una caratteristica forma ad "S". Questo comportamento fu notato ed interpretato da Radhakrishnan e Cooke [1969] nel loro modello del *vettore rotante*, da cui è possibile ricavare le dimensioni del beam e l'inclinazione dell'angolo rispetto l'asse di rotazione.

⁵Ad essere precisi, la pulsar di figura 1.7a mostra un doppio impulso, interpretato dal modello del cono d'emissione cavo (§ A.2.4).

1.2.4 Temperatura di brillantezza

Dalla luminosità L e dalla stima del diametro D delle regioni emittenti è possibile ricavare la temperatura di brillantezza⁶, data da

$$T_B = \frac{L(\nu)}{4\pi D^2} \frac{\lambda^2}{2k_B}. \quad (1.7)$$

Nella banda radio si ottengono valori della temperatura di brillantezza $T_B \gg 10^{22}$ K, ben in al di sopra del valore che comporta la “catastrofe Compton”. Temperature così elevate non possono essere prodotte da processi di emissione incoerenti, come il sincrotrone. Infatti dalla seguente equazione abbiamo che

$$T_B \leq T_{cin} = \frac{m_e c^2 \gamma}{k_B}. \quad (1.8)$$

In tal caso dovremmo avere particelle che irradiano a energia $> 10^9$ GeV, ovvero ben oltre la banda γ .

La questione si risolve nell’assumere dei processi che agiscano collettivamente. Supponiamo quindi che le particelle siano raggruppate in *pacchetti* di dimensione l , ciascuno contenente N particelle per cm^3 . Finché $l \ll \lambda$, dove λ è la lunghezza d’onda di osservazione, il pacchetto si comporta come un’unica particella di massa $m' \approx Nl^3 m_e$ e carica $q' \approx Nl^3 e$. Andando a sostituire nell’equazione (1.8)

$$T_{cin} = \frac{m' c^2 \gamma}{k_B} = \frac{Nl^3 m_e c^2 \gamma}{k_B} > T_B > 10^{22}. \quad (1.9)$$

Se, ad esempio, abbiamo $l < 10$ cm e $\gamma \sim 10^3$ si ricava $N > 10^6 \text{ cm}^{-3}$. In questo caso i campi elettromagnetici sono coerenti, o in fase, e dunque si sommano (nel caso di radiazione *non* coerente si sommano le ampiezze delle singole onde elettromagnetiche).

Quando si esce dalla banda radio per spostarsi a lunghezze d’onda minori è possibile che non sia più verificata l’assunzione $l \ll \lambda$ e che il pacchetto non sia visto come un unico oggetto. In tal caso non avremo più emissione coerente dal pacchetto di particelle, ma solo incoerente dalle singole particelle.

1.2.5 Età

Dalla conoscenza di P e \dot{P} è possibile stimare un’età media delle pulsar. Il modello del rotatore obliquo (eq. (A.4)) fornisce una relazione del tipo

$$P\dot{P} = \text{cost} = a \implies \int_{P_0}^P P dP = a \int_0^\tau dt \implies \frac{P^2 - P_0^2}{2} = a\tau. \quad (1.10)$$

Poiché i modelli prevedono che le pulsar nascano con un periodo molto più piccolo di quanto misurato oggi, si può assumere $P_0 \approx 0$, ottenendo così l’età caratteristica τ_c

$$\tau_c \approx \frac{P^2}{2a} = \frac{P}{2\dot{P}}. \quad (1.11)$$

⁶La temperatura di brillantezza è definita come la temperatura che dovrebbe avere un corpo nero per produrre la brillantezza osservata.

Studi più generali (che prevedono campi magnetici non necessariamente dipolari) danno l'espressione

$$\tau_c = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} - \frac{P_0}{(n-1)\dot{P}_0} \quad \text{con} \quad 2 \lesssim n \lesssim 3. \quad (1.12)$$

dove n è l'*indice di frenamento* o *braking index* (§ A.1).

Un'altra stima dell'età delle pulsar, detta *età cinematica* τ_k , si può ottenere dalla loro distribuzione in altezza sul piano galattico $|z|$, assumendo che tutte nascano sul piano ($z = 0$) ed abbiano una distribuzione iniziale di velocità simile a quella osservata.

Entrambi i metodi danno delle età caratteristiche di $10^6 \div 10^7$ anni per la maggioranza delle pulsar e valori delle età confrontabili con quelli già noti per via, ad esempio, di fortunate associazioni pulsar-SNR. Le cose si complicano per gli oggetti più vecchi, le pulsar riciclate, perché per questi non vale la disuguaglianza forte $P_0 \ll P$ e quindi la (1.11) non è più valida. Inoltre, le pulsar più anziane potrebbero aver già raggiunto la massima altezza dal piano galattico e magari oggi stanno ricadendo su di esso. Di conseguenza l'età cinematica risulterebbe una sottostima di quella vera.

1.2.6 Determinazione delle effemeridi

La misura del periodo di una pulsar, che è basata sulla misura dei tempi d'arrivo (*Time Of Arrival*, TOA) degli impulsi al telescopio, risente in primis del moto di rivoluzione della Terra intorno al Sole: il periodo si abbrevia o si allunga a seconda che la Terra si stia muovendo verso la pulsar o in verso opposto⁷. Poiché la velocità della Terra è $\sim 10^{-4}c$, si attendono variazioni sinusoidali di P con periodo di un anno e ampiezza di una parte su 10^4 . Questo effetto si può eliminare utilizzando un sistema di riferimento solidale col Sole o, meglio, col baricentro del sistema solare (BSS), considerato inerziale con buona approssimazione (§ 1.7).

Se la pulsar fosse ferma e le sue coordinate perfettamente conosciute, i periodi misurati nel BSS dovrebbero essere costanti entro gli errori. In altri termini, dovremmo avere un grafico (tempo vs. residui TOA⁸) con i punti disposti in modo tale da formare una retta parallela all'asse delle ascisse. Nell'immagine 1.8 abbiamo, invece, un andamento sinusoidale con ampiezza che si accentua nel tempo. Questo riflette un errore crescente nelle coordinate (α, δ) adottate per la pulsar, dovuto al moto proprio della stella. Non dimentichiamo che le NS sono il risultato di fenomeni molto violenti, quindi una leggera asimmetria nell'esplosione di supernova può lanciare la pulsar in una direzione casuale e ad alta velocità. Per di più se il progenitore della NS apparteneva ad un sistema binario prima dell'esplosione, il moto orbitale della pre-supernova può contribuire ad incrementare la velocità della futura pulsar.

Conoscendo le distanze delle pulsar, i moti propri possono essere convertiti in velocità trasversali v_{\perp} , cioè la componente della velocità proiettata sul piano del

⁷Questo problema, cioè la variazione della durata di un fenomeno periodico a causa del moto della Terra, fu sfruttato da Rømer nel 1676, tramite i satelliti di Giove, per la prima stima della velocità della luce.

⁸Differenza tra il TOA misurato e quello previsto da un modello rotazionale e posizionale della pulsar.

cielo. Queste risultano perlopiù comprese fra i ~ 80 e ~ 500 km/s (quest'ultimo prossimo alla velocità di fuga dalla Galassia), con un valore medio di circa 200 km/s, molto maggiore delle velocità tipiche delle stelle che popolano il disco. Esistono però in letteratura [Lyne and Lorimer 1994] anche rari casi di PSR con velocità ben più elevate (fino a ~ 1000 km/s). Da questi valori si spiega come mai non si vedano molte pulsar associate a giovani SNR⁹ (fig. 1.20 a pagina 26).

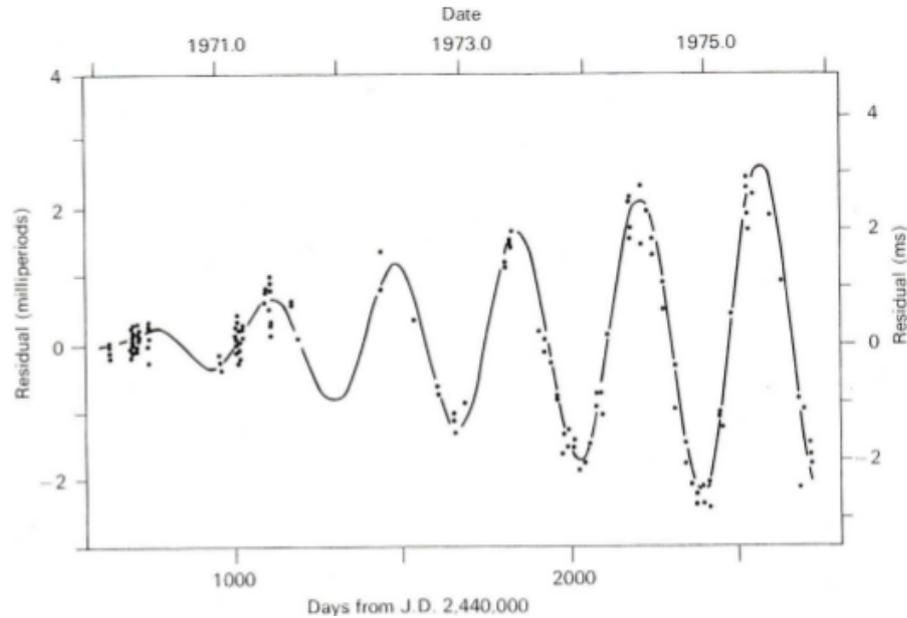


Figura 1.8: Residui dei tempi di arrivo degli impulsi di PSR 1133+16. L'ampiezza dell'oscillazione crescente indica che la pulsar non è ferma. Tramite misure di parallasse [Briskin et al. 2002] si ha una velocità trasversale di 631 km/s.

Analogamente per quanto si fa per il sistema Terra-Sole, anche nel caso in cui una pulsar appartenga ad un sistema binario i TOA andranno riferiti al baricentro del sistema binario in questione. Questa operazione consente di misurare con precisione i parametri kepleriani (e in alcune situazioni particolari anche quelli post-kepleriani) dell'orbita. Lo studio dei TOA va sotto il nome di "timing" (§ 1.7) e consente di determinare con estrema accuratezza i parametri astrometrici, rotazionali e orbitali delle pulsar.

1.2.7 Variazioni del periodo

Il periodo delle pulsar ha in genere una stabilità elevatissima (una parte su 10^{10}), così alta da permettere di predire, in qualche occasione, l'arrivo di un impulso anche a distanza di anni. Misurati con una precisione adeguata, però, i periodi manifestano lente variazioni sistematiche e sempre positive: il moto rotazionale della pulsar rallenta, come previsto dal modello del rotatore obliquo. Le variazioni più lente osservate sono dell'ordine di 10^{-18} s/s, le più rapide dell'ordine di 10^{-12} s/s.

⁹Si ricorda al lettore che i tempi caratteristici di osservabilità di un SNR sono di $10^4 \div 10^5$ anni, quindi di molto inferiori a quelli di una pulsar. Perciò si è usato nel testo l'aggettivo "giovani" riferendosi ai SNR, poiché solo in questi casi c'è la speranza di associare una pulsar al suo SNR.

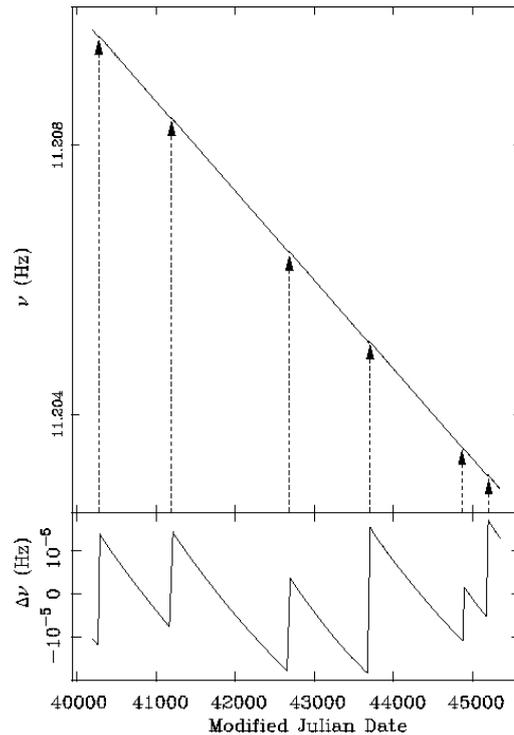


Figura 1.9: Frequenza di rotazione di PSR J0835-4510 (pulsar della Vela) in funzione del tempo [Lyne 1999]. Il generale rallentamento della rotazione è chiaramente visibile. Le frecce evidenziano la presenza di glitch, in cui la velocità di rotazione della stella aumenta improvvisamente. Il fenomeno è meglio visibile nel pannello dei residui in basso, ottenuto sottraendo all'andamento misurato quello costante, senza cioè la presenza di glitch.

Raramente si riscontrano improvvise diminuzioni del periodo, che corrispondono ad un aumento repentino della velocità di rotazione, seguite da una fase di recupero con andamento quasi esponenziale. Queste irregolarità (*glitch*¹⁰), non del tutto comprese, sembrano avvenire più frequentemente nelle pulsar giovani e sono probabilmente causate da moti di riassetamento del fluido interno della stella. Quindi il loro verificarsi permetterebbe di studiare la struttura interna e la dinamica delle NS. Un esempio è mostrato in figura 1.9, in cui si nota il lento allungamento del periodo della pulsar della Vela ($\dot{P} \sim 4.2 \times 10^{-13}$ s/s), intervallato da qualche glitch.

1.3 Effetti del mezzo interstellare

Il segnale radio di una pulsar può modificarsi notevolmente nel suo viaggio verso di noi. Il responsabile di questi cambiamenti è il mezzo interstellare (ISM) e in particolare gli elettroni liberi in esso presenti, che causano i seguenti fenomeni: *dispersione*, *scattering* e *scintillazione*. A questi si aggiunge la *rotazione di Faraday*, che ruota l'angolo della radiazione polarizzata linearmente, qualora nel plasma sia presente un campo magnetico.

¹⁰Il significato della parola è “problema secondario”, “piccolo guasto” e si riferisce alla temporanea rottura del regolare e progressivo aumento del periodo.

1.3.1 Dispersione

Una stima della distanza delle pulsar può essere ricavata da misurazioni sulla *dispersione dell'impulso*, cioè dall'arrivo asincrono nella banda d'osservazione dei fotoni, originati simultaneamente, che costituiscono il segnale (fig. 1.10).

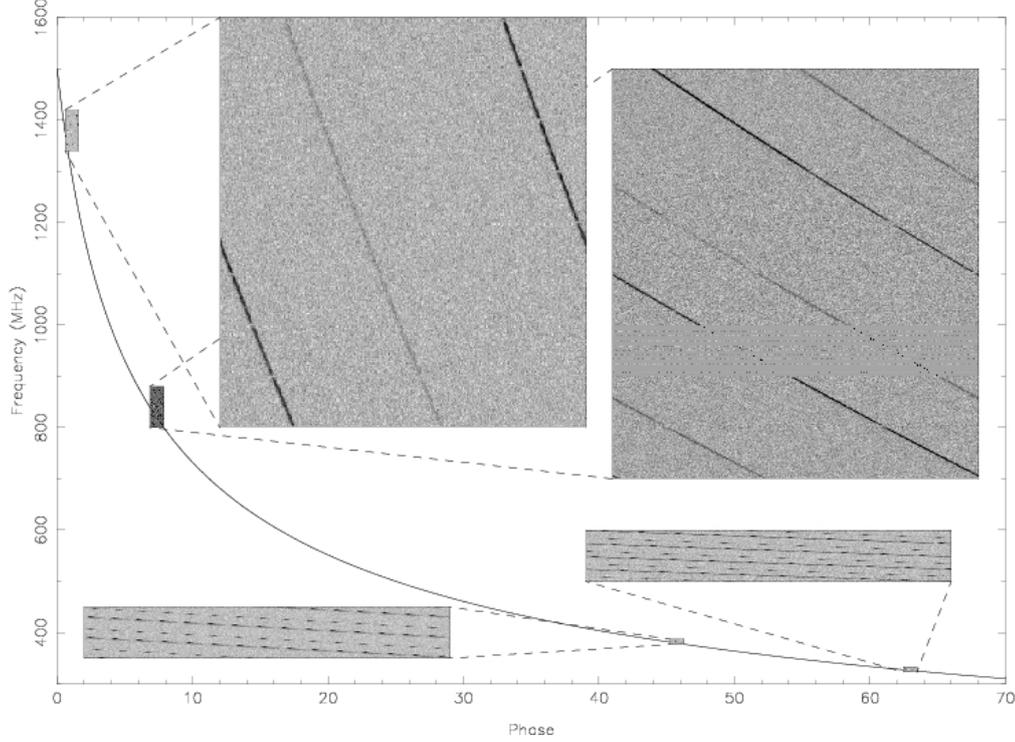


Figura 1.10: Curva di dispersione [Voûte et al. 2002] della PSR B0531+21 (pulsar del Granchio). Notare l'incidenza della DM a basse frequenze.

Il fenomeno si verifica perché la velocità di gruppo v_g della radiazione, che attraversa il mezzo interstellare ionizzato (supposto omogeneo), è dipendente dalla frequenza, ovvero

$$v_g = c\mu = c\sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2} < c \quad \text{con} \quad \nu_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}} \quad (1.13)$$

frequenza di plasma, cioè quella frequenza al di sotto della quale il segnale non si propaga perché avviene la riflessione totale da parte del mezzo attraversato (l'argomento della radice diventa negativo), m_e massa dell'elettrone ed e la sua carica. In altre parole, i fotoni radio di bassa frequenza viaggiano più lentamente nell'ISM e arrivano di conseguenza in ritardo rispetto a quelli di frequenza più alta.

Il valor medio della densità elettronica comunemente assunto oggi nei dintorni del Sole è $n_e \sim 0.03 \text{ cm}^{-3}$, perciò avremo un frequenza di plasma $\nu_p \simeq 1.58 \text{ kHz}$. Dato che i segnali radio delle pulsar hanno frequenze di molto superiori a ν_p (assicurandoci di non esser assorbiti dall'ISM) possiamo approssimare la (1.13) come

$$\frac{1}{v_g} \simeq \frac{1}{c} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \right]. \quad (1.14)$$

Il ritardo temporale tra un segnale della pulsar, che si propaga verso l'osservatore, e un segnale di frequenza infinita è dato da

$$t = \left(\int_0^d \frac{dl}{v_g} \right) - \frac{d}{c}, \quad (1.15)$$

con d distanza dell'oggetto. Sostituendo la (1.14) nella (1.15) otteniamo

$$t = \underbrace{\frac{e^2}{2\pi m_e c}}_D \frac{DM}{\nu^2} \simeq 4.15 \cdot \frac{DM}{\nu_{\text{GHz}}^2} \text{ ms}, \quad (1.16)$$

dove D è la *costante di dispersione* e ν_{GHz} la frequenza di osservazione in GHz.

A questo punto possiamo ricavare il ritardo Δt dei tempi d'arrivo tra due impulsi a frequenza ν_{hi} e ν_{lo} . Esso è espresso da

$$\Delta t = 4.15 \cdot \left[\left(\frac{\nu_{lo}}{\text{GHz}} \right)^{-2} - \left(\frac{\nu_{hi}}{\text{GHz}} \right)^{-2} \right] \left(\frac{DM}{\text{cm}^{-3} \text{ pc}} \right) \text{ ms}, \quad (1.17)$$

dove la misura di dispersione (DM)

$$DM \equiv \int_0^d n_e dl \quad (1.18)$$

non è altro che la densità di colonna di elettroni liberi n_e dell'ISM lungo la linea di vista. Per via di questo fenomeno il profilo dell'impulso, all'interno della banda d'osservazione $\Delta\nu$, risulterà allargato, rischiando di esser sommerso dal rumore di fondo. Per questo motivo è necessario *de-disperdere* il segnale in modo tale da ripristinare il profilo originario (§ 2.3).

Quello che si cerca di fare è creare un modello della distribuzione di elettroni liberi del disco, perché in questo modo, nota la DM, è possibile risolvere la (1.18) per la distanza. La mappatura delle distanze della Via Lattea viene svolta soprattutto tramite metodi che non dipendono dalla conoscenza di n_e : la parallasse trigonometrica e nei rari casi di associazione pulsar-SNR si può assumere la distanza del SNR. Paragonando le distanze così ottenute con la DM, si affina via via il modello della distribuzione elettronica (fig. 3.5 a pagina 67).

1.3.2 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 H . In questo caso l'indice di rifrazione μ della (1.13) si scrive

$$\mu_r = \sqrt{1 - \frac{(\nu_p/\nu)^2}{1 \pm (\nu_L/\nu) \cos \theta}} \quad \text{con} \quad \nu_L = \frac{eH}{2\pi m_e c} \quad (1.19)$$

frequenza di ciclotrone, θ è l'angolo formato dalla direzione di propagazione dell'onda e quella del vettore \vec{H} . I segni + e - si riferiscono alle due onde polarizzate circolarmente destra e sinistra, in cui l'onda polarizzata linearmente può pensarsi decomposta.

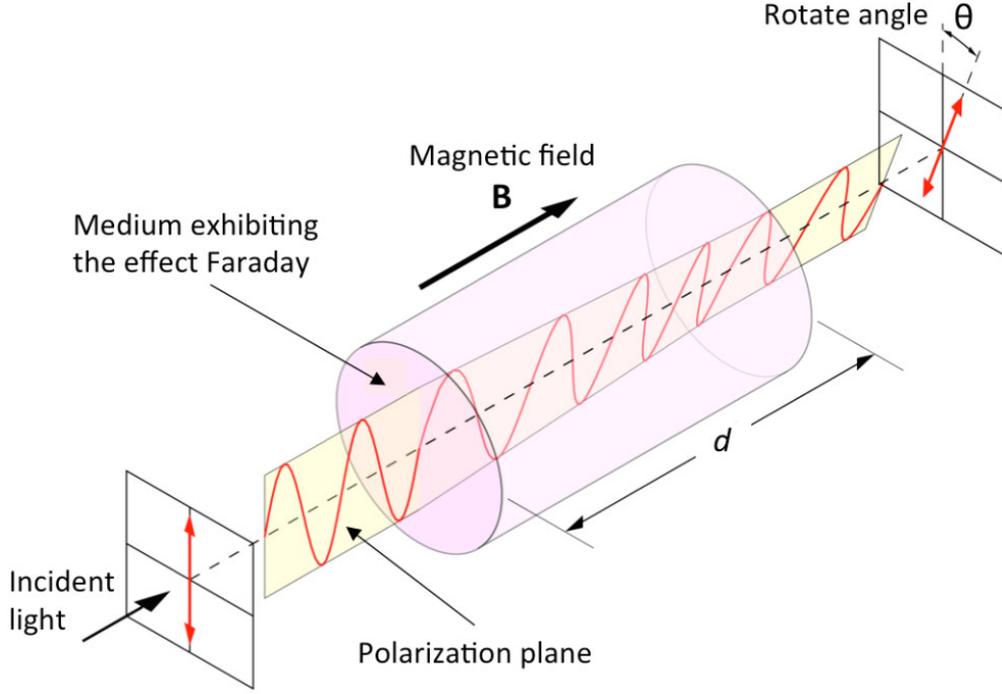


Figura 1.11: Effetto di rotazione, da parte di un plasma magnetizzato, sul vettore polarizzazione (Credits: Wikipedia).

Le due onde polarizzate circolarmente viaggiano quindi nel plasma con velocità diverse e la loro differenza di fase, quando esse vengono ricomposte dopo un percorso dl , è cambiata e il vettore di polarizzazione è ruotato (fig. 1.11). Dal momento in cui $\nu_L \ll \nu$ e $\nu_p \ll \nu$ la differenza tra i due indici di rifrazione vale

$$\Delta\mu_r \simeq \frac{\nu_p^2 \nu_L}{\nu^3} \cos \theta. \quad (1.20)$$

Dopo un percorso dl la differenza di fase fra le due onde di polarizzazione opposta è variata della quantità

$$d\phi = \frac{2\pi\Delta\mu_r}{\lambda} dl = \frac{2\pi\nu\Delta\mu_r}{c} dl \quad (1.21)$$

e il piano di polarizzazione dell'onda polarizzata linearmente, somma delle due onde polarizzate circolarmente, risulta ruotato di $d\Psi = d\phi/2$.

Se L è lo spessore attraversato dalla radiazione, il piano di polarizzazione ruoterà complessivamente di

$$\frac{\Delta\Psi}{\text{rad}} = \int_0^L d\Psi = \frac{\pi}{c\nu^2} \int_0^L \nu_p^2 \nu_L \cos \theta dl \propto \lambda^2 \int_0^L n_e H_{\parallel} dl \equiv \lambda^2 \cdot \text{RM}, \quad (1.22)$$

dove n_e è la densità elettronica del plasma e H_{\parallel} è la componente del campo magnetico lungo la linea di vista, definita positiva per H_{\parallel} che punta verso l'osservatore. Con la dicitura RM si indica la *misura di rotazione*, che esprime la capacità globale che ha una nube di plasma magnetizzato nel ruotare il vettore di polarizzazione della radiazione incidente su di essa. L'attraversamento del plasma causa solo una rotazione del piano di polarizzazione, ma non altera l'intensità della polarizzazione.

Si osservi, infine, che se di una nube di plasma si conosce sia la misura di dispersione (1.18) sia la misura di rotazione (1.22), dal rapporto fra le due si può ottenere un valore medio della componente del campo magnetico lungo la linea di vista

$$\langle H_{\parallel} \rangle \propto \frac{\text{RM}}{\text{DM}} \propto \frac{\int_0^L n_e H_{\parallel} dl}{\int_0^L n_e dl}. \quad (1.23)$$

È evidente che le pulsar si rivelano oggetti molto utili per far indagini sulla distribuzione ed intensità del campo magnetico della Via Lattea, perché emettono radiazione fortemente polarizzata (§ 1.2.3) ed è sufficiente far osservazioni a diverse frequenze dello stesso oggetto per ottenere il valore di DM e RM. Nei seguenti sotto-paragrafi vedremo, però, che la densità elettronica n_e non è omogenea nel volume galattico. La presenza di regioni HII o di cambiamenti della direzione del vettore \vec{H} possono influire fortemente sulla misura di $\langle H_{\parallel} \rangle$, discostandolo dalla situazione reale. Dunque le interpretazioni derivanti da questo tipo di metodo vanno fatte con le dovute precauzioni.

1.3.3 Scattering

In realtà l'ISM non è omogeneo e ne consegue che la forma dell'impulso sarà distorta a causa delle diverse concentrazioni della densità elettronica nel mezzo. Questo effetto può essere descritto in modo schematico dal modello *thin screen* [Scheuer 1968], nel quale le irregolarità di n_e tra sorgente ed osservatore sono “riassunte” in uno schermo sottile, posto a egual distanza tra i due. I fotoni emessi dalla sorgente arriveranno all'osservatore in tempi differenti, qualora abbiano incontrato irregolarità nel loro cammino (fig. 1.12).

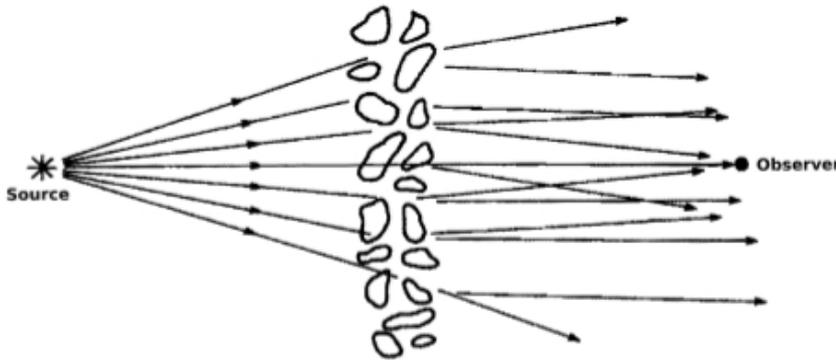


Figura 1.12: Il modello dello schermo sottile [Lyne and Graham-Smith 2012].

Se Δt è il ritardo temporale di un raggio che ha subito lo scattering rispetto ad uno che non è stato deflesso, l'intensità misurata della sorgente sarà pari a

$$I(t) \propto e^{-\Delta t/\tau_s} \quad \text{con} \quad \tau_s \propto \frac{d^2}{\nu^4} \quad (1.24)$$

scattering timescale, d la distanza tra pulsar ed osservatore e ν la frequenza dell'onda.

Quindi la (1.24) spiega l'allargamento asimmetrico riscontrato nel segnale (mentre è simmetrico nel caso della dispersione), che dipende fortemente dalla frequenza

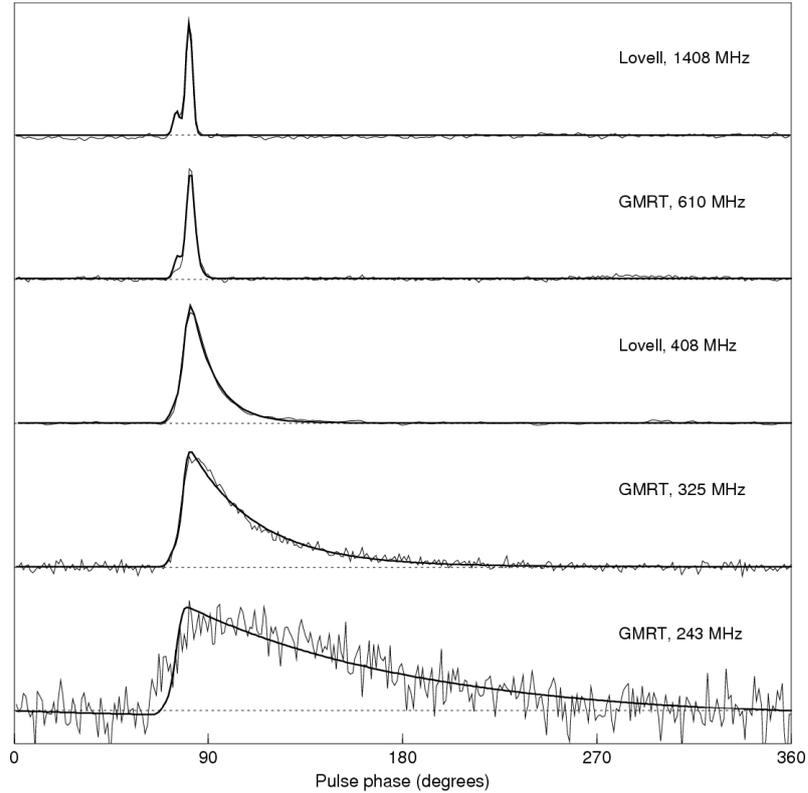


Figura 1.13: Allargamento del segnale, a diverse frequenze, di PSR B1831-03 dovuto allo scattering [Lorimer and Kramer 2005].

(fig. 1.13). Ne segue che il rapporto segnale/rumore (S/N) risulterà ridotto, soprattutto a basse frequenze¹¹. La maniera di arginare questo effetto è dunque quello di osservare ad alte frequenze, dove, tuttavia, il flusso degli impulsi è significativamente più basso a causa degli indici spettrali ripidi (§ 1.2.2).

1.3.4 Scintillazione

La scintillazione è un fenomeno molto simile allo “sfarfallio” delle stelle viste di notte, difatti causa delle perpetue fluttuazioni nell’intensità osservata delle pulsar. Per spiegare il processo si ricorre sempre al modello dello “schermo sottile” del paragrafo precedente.

Per via dello scattering le onde deflesse arriveranno all’osservatore con un ritardo casuale rispetto a quelle non deflesse, ritardo che si può esprimere anche in termini di differenza di fase ϕ . Un segnale ricevuto, ad esempio, in un tempo τ_s ricoprirà un intervallo di fasi dell’ordine $\delta\phi \sim 2\pi\nu\tau_s$. Se la fase delle onde (deflesse e non deflesse) non differisce per più di 1 radiante esse interferiranno tra loro. Dal momento in cui la fase dipende dalla frequenza, la limitazione in differenza di fase per avere interferenza implica una limitazione nell’intervallo di frequenze delle onde che possono interferire, in altre parole solo le onde con frequenza compresa nella cosiddetta larghezza di banda della scintillazione (*scintillation bandwidth*) $\Delta\nu$ potranno dare un contributo,

¹¹Un’altra conseguenza dello scattering è l’aumento delle dimensioni apparenti della sorgente.

ovvero

$$2\pi\Delta\nu\tau_s \sim 1 \implies \Delta\nu \propto \frac{1}{\tau_s} \propto \nu^4. \quad (1.25)$$

Quindi noi vediamo fluttuazioni dell'intensità sia in termini temporali che di frequenza. In generale la $\Delta\nu$ sarà maggiore per osservazioni ad alte frequenze.

1.4 Evoluzione delle pulsar

Per discutere lo scenario evolutivo delle pulsar ricorremo all'aiuto dei diagrammi bilogarithmici campo magnetico-periodo (fig. 1.14) e derivata del periodo-periodo (fig. 1.15). I diagrammi rappresentano una permutazione delle tre grandezze fisiche (P , \dot{P} e H) dell'equazione (A.4), quindi, se le teorie sono corrette, dovremmo essere in grado di fare verifiche incrociate tra i risultati delle due figure.

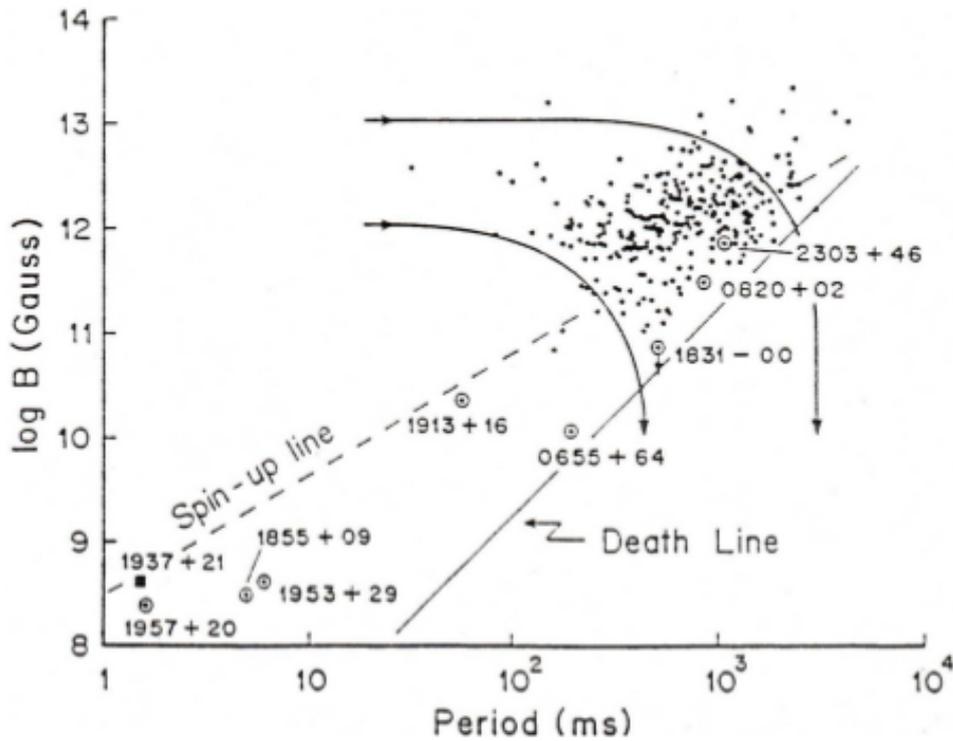


Figura 1.14: Campo magnetico vs. periodo (entrambi in scala logaritmica) per un campione di circa 300 pulsar [Srinivasan and Bhattacharya 1987]. I punti nei cerchietti rappresentano le pulsar binarie, il quadratino nero una MSP isolata.

Le pulsar nascono, verosimilmente, con periodi molto brevi, come risultato della conservazione del momento angolare durante il collasso della stella, ma, invecchiando, il loro periodo cresce a causa dell'emissione di energia a scapito di quella rotazionale. Come già detto, dal modello del rotatore obliquo (eq. (A.4)) sappiamo che

$$P\dot{P} \propto H_{NS}^2 \frac{R_{NS}^6}{I_{NS}}. \quad (1.26)$$

Quindi finché il campo magnetico H_{NS} rimane costante la pulsar si muoverà nel diagramma lungo una retta orizzontale. Sempre secondo il modello la quantità $P\dot{P}$

si riduce, di conseguenza il campo magnetico della NS dovrebbe decadere (anche se, tuttavia, non c'è ancora un'evidenza osservativa), arrivando a valori $\sim 10^{10}$ G nell'arco di $1 \div 10$ milioni di anni. Al diminuire del campo magnetico il rotatore obliquo diverrebbe sempre meno efficace e il periodo rallenterebbe la sua crescita ($\dot{P} < 0$).

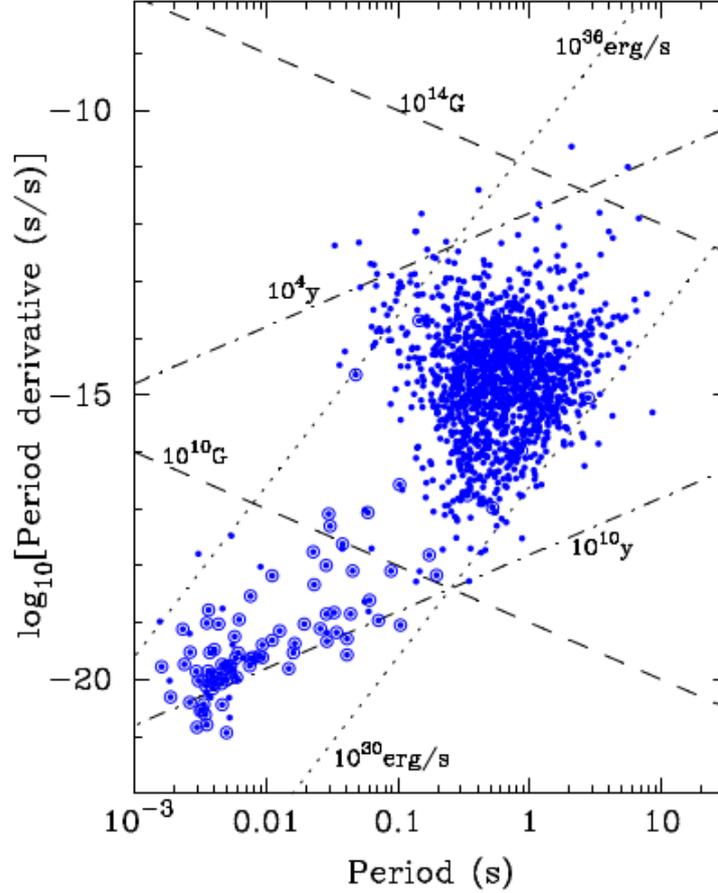


Figura 1.15: Derivata del periodo in funzione del periodo [Lorimer 2008]. Le pulsar binarie sono evidenziate da cerchi aperti. Sono anche raffigurate le linee su cui è costante il campo magnetico, l'età e il rate delle perdite dell'energia rotazionale.

Quando questo effetto comincia a diventare importante la traiettoria della pulsar comincerà a piegarsi verso il basso (H diminuisce e P cresce di poco) per poi divenire verticale ed arriverà il momento in cui la pulsar attraverserà la *linea della morte* (*death line*), al di sotto della quale il meccanismo di emissione diviene inefficiente (fig. 1.14). La linea della morte del piano $H - P$ è descritta empiricamente dall'espressione

$$\left(\frac{H}{10^{12} \text{ G}}\right) P^{-2} = 0.2 \quad \text{ossia} \quad \frac{\dot{P}}{P^3} \sim (5 \div 10) \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-3}. \quad (1.27)$$

A destra di tale linea c'è il *cimitero* delle pulsar (*graveyard*). In linea di massima esse muoiono dopo circa $\sim 10^7$ anni dalla nascita, con periodi terminali compresi tra i $0.1 \div 10$ secondi (coerentemente con l'istogramma di fig. 1.1 a pagina 1). Generalmente

noi ci imbattiamo in pulsar vecchie poiché il primo tratto del diagramma è percorso velocemente, pertanto le osserviamo addensate prevalentemente vicino alla zona in cui il periodo è già stato allungato e, forse, il campo magnetico ha cominciato a diminuire.

Il lettore attento avrà notato un gruppo di oggetti con campi magnetici molto piccoli e che non obbediscono allo schema evolutivo appena discusso. Si tratta delle milli-second pulsar (MSP), cui abbiamo accennato alcune volte fino ad ora e che illustreremo in maniera più approfondita nel paragrafo 1.4.1. Tale dicotomia è visibile anche nella figura 1.15, dalla quale possiamo ricavare altre informazioni. Ad esempio possiamo leggere dall'asse delle ordinate il diverso tasso di rallentamento tra le due popolazioni: le MSP mantengono invariato il loro periodo ($\dot{P} \lesssim 10^{-19}$ s/s) per un lasso di tempo nettamente superiore rispetto alle ordinarie ($\dot{P} \sim 10^{-15}$ s/s) e questo ci consente, per le prime, di predire i tempi d'arrivo dei futuri impulsi anche a distanza di molti anni (fig. 1.2 a pagina 2). Le differenze in P e \dot{P} implicano dei diversi valori dell'intensità del campo magnetico e dell'età. Invertendo l'equazione (1.26) e dalla (1.11) otteniamo le rette tracciate in figura, dalle quali deduciamo valori tipici di 10^{12} G e 10^7 anni per le ordinarie, 10^8 G e 10^9 anni per le MSP. È mostrato, infine, il tasso di perdita di energia cinetica $\dot{E} \propto \dot{P}/P^3$. Per perdite pari a 10^{36} erg/s troviamo gli oggetti più giovani e luminosi, mentre la retta con perdite di 10^{30} erg/s (la linea della morte di figura 1.14) sembra rappresentare un limite al di sotto del quale non si possono avere pulsazioni.

1.4.1 Riaccelerazione di una NS in un sistema binario

Di regola quando una pulsar è finita al di là delle linea della morte è spenta per sempre. Se però la NS appartiene ad un sistema doppio può accadere che ad un certo punto incominci ad accrescere materia dalla stella compagna non degenerare, nel momento in cui questa si allontana dalla sequenza principale (MS) e diventa una gigante rossa (RG). In questa fase, che ha spesso luogo negli ammassi globulari (§ 1.6) e può ripetersi più volte per la stessa NS, è probabile che la pulsar che si sta riaccendendo sia vista inizialmente come sorgente X o pulsar-X, benché, come vedremo nel paragrafo 1.4.2, il meccanismo che provoca l'emissione X è nettamente differente da quello che genera l'emissione radio. Accrescendo materia la NS acquisisce anche una gran quantità di momento angolare, che ne aumenta la velocità di rotazione. Diminuendo il suo periodo, la NS comincerà a muoversi nella direzione delle P decrescenti nel grafico 1.14, seguendo, approssimativamente, una retta parallela all'asse delle ascisse. Simultaneamente, per meccanismi non ancora ben compresi ma legati all'accrescimento stesso, anche il campo magnetico diminuisce fino ad arrivare a valori dell'ordine di 10^8 G.

La stella modulerà il suo periodo in modo da ruotare alla stessa velocità del bordo interno del disco di accrescimento. Il periodo di equilibrio sarà tale che la velocità di rotazione al raggio di Alfvén r_A (eq. (1.31)) sia uguale alla velocità kepleriana del materiale in caduta libera, ovvero

$$\omega_{NS} r_A = \frac{2\pi}{P_{kepl}} r_A = \sqrt{\frac{GM}{r_A}}. \quad (1.28)$$

Difatti, se la stella ruotasse più rapidamente del materiale accresciuto, questo la frenerebbe, viceversa se ruotasse più lentamente, la materia in caduta l'accelererebbe

e non ci troveremmo in una situazione di equilibrio. Ora sostituendo l'espressione di r_A data dalla (1.31), in cui $m_d = H_{NS}R_{NS}^3$, nella (1.28) ed esprimendo i parametri in unità opportune si ha un periodo di equilibrio

$$P_{kepl} \sim 2 \cdot \left(\frac{R_{NS}}{10^6 \text{ cm}} \right)^{18/7} \left(\frac{M_{NS}}{1.5 M_\odot} \right)^{-5/7} \left(\frac{H_{NS}}{10^9 \text{ G}} \right)^{6/7} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}} \right)^{-3/7} \text{ ms.} \quad (1.29)$$

Dal momento che la massa e il raggio delle NS variano poco da oggetto a oggetto, il periodo di rotazione minimo dipende principalmente dal campo magnetico e dal ritmo di accrescimento di materia. È facile vedere dalla formula (1.29) che, fissato un valore di H_{NS} , per elevato ritmo di accrescimento si raggiungeranno periodi di equilibrio minori. Quest'ultima variabile però è limitata superiormente dalla *luminosità di Eddington*¹² e quindi il valore minimo del periodo è, in definitiva, stabilito dal solo campo magnetico. Ci aspettiamo dunque di trovare tutte queste NS "rinate" nei pressi del periodo limite, cioè vicino alla retta (denominata *linea di accelerazione* o *spin-up line*) del grafico 1.14 che, sempre secondo la (1.29), avrà un andamento del tipo $P \propto H^{6/7}$.

Raggiunto il periodo minimo di rotazione, dell'ordine del millisecondo, e cessato il trasferimento di massa,

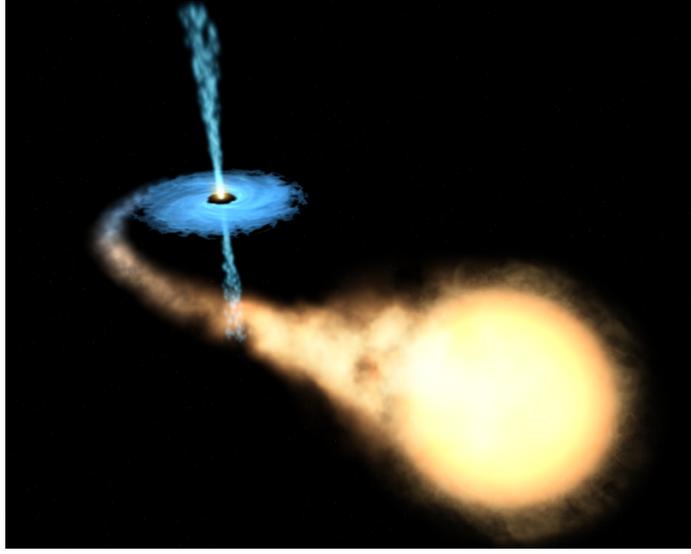


Figura 1.16: Visione artistica di una binaria X (Credits: hubblesite.org).

la NS ricomincerà a funzionare come pulsar a tutti gli effetti e magari diverrà visibile se il mezzo che l'attornia ha una densità tale da divenire trasparente alle onde radio. Essa sarà di nuovo soggetta alle perdite di energia rotazionale (con annessa dilatazione del periodo), però in questo caso, a causa del basso campo magnetico ($H \sim 10^8 \div 10^9 \text{ G}$), l'avvicinamento alla linea della morte avverrà su tempi scala del miliardo d'anni, perché la variazione temporale del periodo \dot{P} è più piccola delle pulsar ordinarie. Pertanto la MSP conserverà in modo

¹²La luminosità di Eddington è quella per cui la pressione di radiazione bilancia la forza di gravità, del materiale ionizzato in caduta. La radiazione agisce prevalentemente sugli elettroni per la maggior sezione d'urto, mentre la gravità interviene sui protoni a causa della massa maggiore. Questa luminosità si ricava uguagliando, appunto, queste due forze in contrapposizione e, supponendo un'egual densità di elettroni e protoni nel plasma, si ha

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 6 \cdot 10^4 \left(\frac{M}{M_\odot} \right) L_\odot \implies \dot{M}_{Edd} = \frac{L_{Edd}}{\varepsilon c^2} \approx 7 \cdot 10^{17} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ g/s,}$$

dove m_p è la massa del protone, σ_T la sezione d'urto Thomson, ε l'efficienza del processo (posta al 20%) e \dot{M}_{Edd} il rate di massa accresciuto, per una fissata L_{Edd} .

quasi inalterato il suo alto momento angolare, assicurandosi per gli anni a venire un periodo dal millesimo al centesimo di secondo.

1.4.2 I progenitori delle MSP: l'emissione dalle LMXB

Grazie al grande flusso di fotoni di alta energia provenienti da sorgenti in seno agli ammassi globulari (GC), furono scoperte [Giacconi et al. 1974] quelle che oggi consideriamo le progenitrici delle MSP, ovvero le *low-mass X-ray binary* (LMXB). La supposizione che le MSP siano lo stadio successivo delle LMXB venne avanzata subito dopo la loro scoperta, avvenuta da parte di Backer [1982]. L'ipotesi è corroborata dall'evidenza che la maggior parte delle MSP si colloca in sistemi binari. Inoltre le MSP hanno un campo magnetico più basso di quello generalmente trovato nelle pulsar normali, come se l'accrescimento di materia riducesse, in qualche modo, il campo magnetico.

G. Clark [1975] suggerì che, data la densità stellare estremamente alta nelle regioni interne dei GC (§ 1.6), vecchie ed ormai spente NS, che si dispongono nei pressi del nucleo dell'ammasso, possono occasionalmente “collidere” con un sistema binario, distruggerlo ed acquisire una nuova compagna (*exchange encounter*). Quest'ultima quindi evolve, riempie il suo lobo di Roche e comincia il trasferimento di materia verso la NS, formando così una LMXB. È valido anche il procedimento inverso, cioè una NS o MSP, che costituisce un sistema doppio, può essere scalzata da una terza stella che ne prende il posto. Si giustifica così l'enigmatica presenza di MSP isolate in GC, soprattutto in quelli con alta densità centrale (e.g. NGC 7078 [Anderson 1993], NGC 6624 [Biggs et al. 1994, Lynch et al. 2012], NGC 6517 [Lynch et al. 2011], NGC 6752 [D'Amico et al. 2001a; 2002]), che provoca la disgregazione dei sistemi binari rimescolando continuamente le coppie già esistenti. Un altro possibile fattore può essere la presenza di un buco nero (BH) di massa intermedia nel centro del GC (come in NGC 6752 [Colpi et al. 2002]). Il processo dinamico appena descritto può essere anche esteso a sistemi doppi o multipli che interagiscono tra loro. Un sistema stellare avrà una “sezione d'urto” sicuramente maggiore di un oggetto singolo. D'altro canto il loro numero è solitamente inferiore rispetto a quello degli oggetti isolati, con l'esclusione delle regioni centrali dei GC più densi.

A livello qualitativo la teoria per l'emissione delle LMXB è relativamente semplice da delineare: in presenza di una NS magnetizzata l'accrescimento di materia è incanalato verso i poli magnetici, cosicché l'emissione X è circoscritta ad una zona limitrofa alla superficie stellare. Se l'asse magnetico non è allineato con quello di rotazione, ad un osservatore potrà capitare di vedere un'emissione X variabile, con periodo pari a quello di rotazione della stella. Questo periodo, a sua volta, è modulato dal moto di rivoluzione della NS intorno alla primaria. Come già detto, la formazione di un disco di accrescimento è in grado di aumentare la velocità rotazionale della NS, a causa del trasferimento di materia e quindi di momento angolare.

Si introduce una distanza caratteristica r_A , chiamata *raggio di Alfvén*, che gioca un ruolo importante nell'accrescimento. Si ha infatti che per:

- $r < r_A$ la pressione magnetica $H^2/8\pi$ è maggiore della pressione dinamica del fluido ρu^2 . In questa circostanza il moto del fluido è dominato dal campo magnetico e le particelle cariche seguiranno le linee di forza. Se poi $r_A \gg R_{NS}$

il flusso di materia verrà convogliato in una piccola area intorno alle calotte polari magnetiche. La zona interna dove $H^2/8\pi > \rho u^2$ è detta *magnetosfera*.

- $r > r_A$ la pressione dinamica del fluido supera la pressione magnetica ed il fluido si comporta come se non ci fosse un campo magnetico. Se il materiale in caduta è fornito di momento angolare, si formerà un disco di accrescimento, la cui velocità di rotazione alla distanza r_A , cioè al suo bordo interno, si potrà stimare grazie alla velocità kepleriana del materiale in caduta attorno alla NS.

Il valore di r_A corrisponderà al raggio in cui si equivalgono le due pressioni ($H^2/8\pi \simeq \rho u^2$). Se m_d è il momento di dipolo associato al campo magnetico, avremo $H = m_d/r^3$; ad u sostituiamo la velocità kepleriana acquisita dalla materia in caduta sulla NS, ossia $u = \sqrt{GM_{NS}/r}$. Il calcolo della densità del disco di accrescimento è più grossolano, poiché dipende da parametri non del tutto noti, e la si può valutare dal ritmo di accrescimento, cioè

$$\dot{M} = \rho u S \quad \Longrightarrow \quad \rho = \dot{M}/4\pi r^2 u, \quad (1.30)$$

dove S è la superficie della sfera di raggio r e il prodotto uS rappresenta il volumetto spazzato nell'unità di tempo dalla materia accresciuta. Fatte queste approssimazioni, il raggio critico che stiamo cercando diventa

$$r_A = \left(\frac{m_d^2}{2\dot{M}\sqrt{GM_{NS}}} \right)^{2/7}. \quad (1.31)$$

Per valori rappresentativi dei parametri di una NS ($m_d = 10^{30} \text{ G cm}^3$, $\dot{M} = 10^{17} \text{ g/s}$, $M_{NS} = 1.4 M_\odot$) si trova $r_A \approx 3 \times 10^8 \text{ cm} \gg R_{NS}$, assicurandoci, malgrado le parecchie approssimazioni, che il flusso di particelle venga convogliato verso i poli magnetici. Proviamo ora calcolare qual è il minimo valore che deve assumere H affinché si verifichi il processo di “canalizzazione”. Per far ciò rimaneggiamo la (1.31) in funzione del raggio di Alfvén, non senza aver posto prima $r_A = R_{NS}$ e $m_d = HR_{NS}^3$. Si ha

$$H_{min} = \frac{(2\dot{M})^{1/2}(GM_{NS})^{1/4}}{R_{NS}^{5/4}} \quad (1.32)$$

e reinserendo i parametri tipici delle NS già citati otteniamo $H \approx 5 \times 10^7 \text{ G}$, valore di circa un milione di volte più piccolo di quello richiesto per le pulsar radio ordinarie.

In conclusione, il meccanismo di emissione è completamente diverso da quello delle pulsar radio: nelle pulsar radio è il campo elettrico indotto dalla rotazione della NS magnetizzata che estrae gli elettroni che poi irradiano, scorrendo lungo le linee di forza ricurve del campo magnetico, mentre la rotazione di quest'ultima viene frenata; nelle pulsar-X l'emissione è dovuta alla conversione in radiazione dell'energia gravitazionale, liberatasi nell'accrescimento di materia nelle zone polari magnetiche della NS, e l'azione frenante dovuta al dipolo magnetico ruotante è trascurabile, rispetto al momento angolare trasferito dalla materia accresciuta. In entrambi i casi il campo magnetico ha un ruolo essenziale nel rendere anisotropa l'emissione, ed in entrambi i casi è lo sfasamento tra gli assi che genera le variazioni nella radiazione osservata.

1.5 Distribuzione galattica

Le pulsar oggi conosciute (all'incirca 2500) sono distribuite nella Via Lattea come mostrato in figura 1.17. Si vede che sono concentrate perlopiù sul piano galattico, in accordo con l'ipotesi che esse siano lo stadio finale di stelle massicce di classe spettrale O-B, che giacciono sul piano a loro volta. A differenza delle stelle di grande massa, che rivelano una distribuzione radiale attorno al centro galattico, le pulsar sembrano concentrarsi nei dintorni del Sole. Questo è però un effetto di selezione dovuto al fatto che le pulsar sono sorgenti deboli e non emettono in modo isotropo, cioè noi consideriamo solo quelle che puntano verso Terra il loro cono d'emissione. Il campo magnetico delle NS dovrebbe decadere col tempo, se la teoria dei modelli venisse confermata, per cui le pulsar vecchie apparirebbero meno luminose di quelle giovani. Per di più, come vedremo alla fine di questa sezione e nei prossimi capitoli, risulta particolarmente difficile rilevare pulsar situate in sistemi binari molto stretti. A tutto ciò si aggiungono i problemi, poc'anzi affrontati, derivanti dall'ISM, che purtroppo limita le osservazioni soprattutto sul piano, in cui è più alta la probabilità di scoprire nuove pulsar. Per questi motivi ci aspettiamo, quindi, un numero di oggetti assai superiore rispetto a quello odierno.

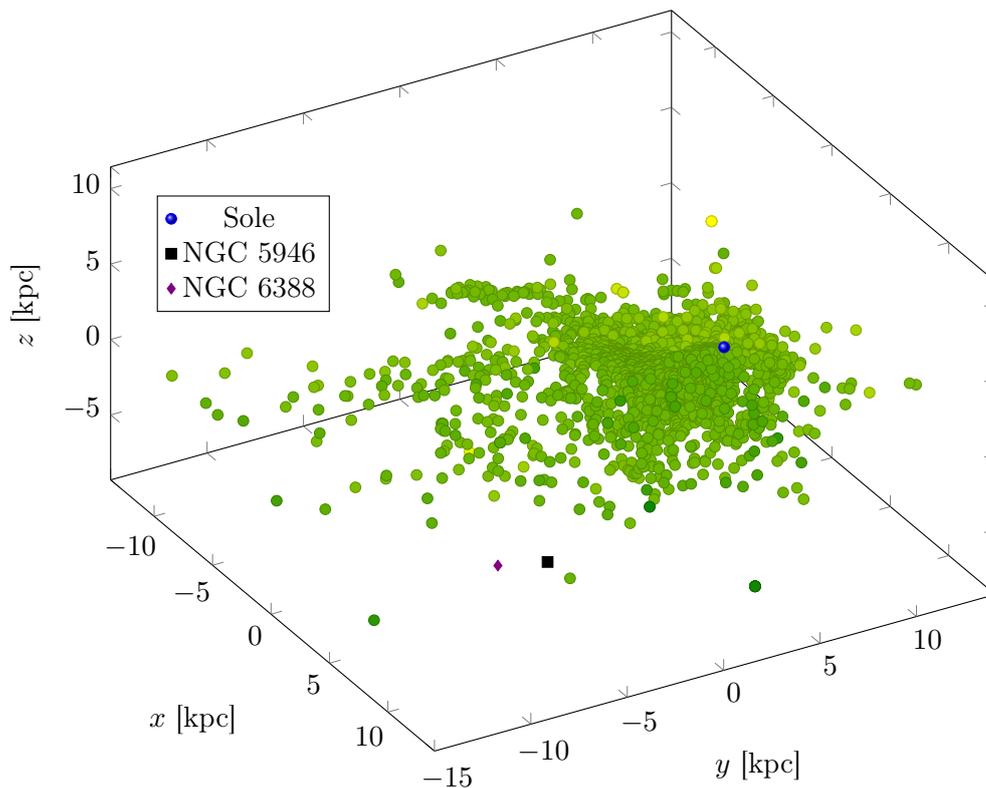


Figura 1.17: Distribuzione delle pulsar in coordinate galattiche. In legenda è indicata la posizione del Sole e dei due GC studiati (§ 4). Dati del catalogo [PSRcat](#).

La distribuzione delle pulsar in altezza rispetto al piano galattico $|z|$, può essere espressa dalla seguente relazione

$$N_P(|z|) = N_0 e^{-|z|/h_P} \quad \text{con} \quad h_P = (330 \pm 30) \text{ pc.} \quad (1.33)$$

Lo spessore caratteristico h_P è molto maggiore di quello riscontrato, ad esempio, per le stelle O-B ($h_{OB} \sim 80 \text{ pc}$) e per i SNR ($h_{SNR} \leq 100 \text{ pc}$). Alcune NS, come già detto nel paragrafo 1.2.6, possiedono velocità notevoli, al punto da permettergli di sfuggire alla buca di potenziale della Via Lattea, di conseguenza sarà più probabile osservarle, rispetto ad altri tipi di stella, ad alte latitudini galattiche. Ad ogni modo la maggior parte di esse non si discosta dal disco, in valore assoluto, per più di 1 kpc. È possibile rendersi conto di ciò guardando l'istogramma di sinistra di figura 1.18, che rispecchia l'andamento esponenziale della (1.33). L'istogramma a destra, ottenuto sommando tutti gli oggetti situati nei 4 quadranti, mostra come si dispongono le pulsar in funzione della distanza galattocentrica. La colonna più alta, tra $8 \div 9 \text{ kpc}$, è in corrispondenza della distanza del Sole dal centro galattico, ma le occorrenze di questa colonna, presumibilmente, sono condizionate da bias osservativi.

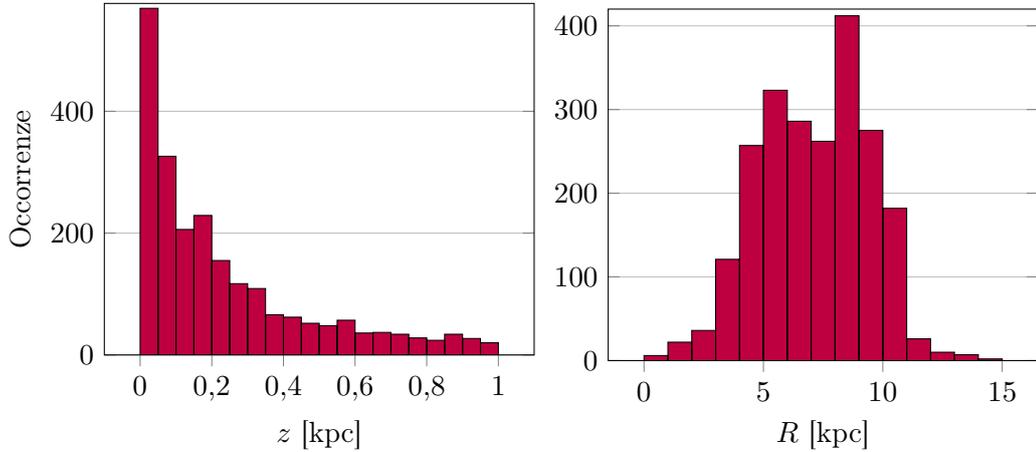


Figura 1.18: Iistogrammi in funzione dell'altezza z (in valore assoluto) dal piano e della distanza galattocentrica R . Dal campione totale di pulsar ad oggi note (consultabile dal sito [PSRCat](#)) sono stati selezionati soltanto gli oggetti con $|z| \leq 1$ ed $R \leq 15 \text{ kpc}$.

I due istogrammi, che possono essere pensati, rispettivamente, come una visione di taglio e dall'alto della distribuzione di figura 1.17, non includono le stelle con $|z| > 1 \text{ kpc}$ e $R > 15 \text{ kpc}$. Considerando questi oggetti, che sono tuttavia esigui rispetto al campione totale, si perderebbe la struttura a disco della Galassia. La restrizione sulla distanza serve, principalmente, a rimuovere dal campione le pulsar appartenenti alle Nubi di Magellano. Per la costruzione dell'istogramma della distanza galattocentrica si è tenuto conto della proiezione delle coordinate galattiche dell'astro sul piano, qualora fosse rasente a quest'ultimo (ovvero si è trascurata la sua latitudine, purché sia verificata la disuguaglianza $|z| \leq 1 \text{ kpc}$). Naturalmente questa selezione non sarebbe più valida, se si vuol conservare la geometria cilindrica, per pulsar con altezza paragonabile alle dimensioni del disco stesso.

Le colonne dell'istogramma di destra di figura 1.18 mostrano gli oggetti contenuti in determinate corone circolari, la cui area cresce all'aumentare di R . Dividendo le occorrenze comprese in ciascuna colonna per l'area dell'anello in esame, otteniamo un nuovo istogramma (fig. 1.19), che mostra il numero di pulsar per unità di superficie, a varie distanze dal centro della Via Lattea. La densità in funzione del raggio

diminuisce rapidamente da 11 kpc in poi, ed è di fatto zero per $R > 16$ kpc. A piccoli, invece, R la distribuzione è mal determinata. Le difficoltà nelle osservazioni di pulsar nelle zone del centro galattico sono dovute alle alte densità elettroniche qui presenti, che amplificano i processi visti nel paragrafo 1.3.

Supponendo di conoscere la distanza galattocentrica e cercando di correggere per gli effetti di selezione sopra menzionati, si può stimare la densità superficiale $\sigma(R)$ delle pulsar sul disco galattico in funzione della distanza R dal centro. In linea di principio, il numero di pulsar potenzialmente esplorabili si può ottenere dall'integrale

$$N_{PSR} = 2\pi \int_0^{\infty} \sigma(R) R dR. \quad (1.34)$$

Le stime più recenti [Lorimer et al. 2006], derivanti da simulazioni numeriche, forniscono $N_{PSR} = (3.0 \pm 0.1) \cdot 10^4$ pulsar attive nella zona compresa entro i

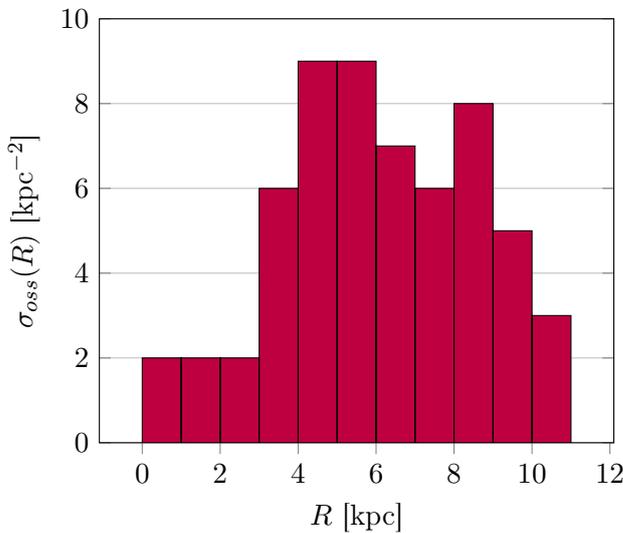


Figura 1.19: Pulsar per unità di superficie in funzione della distanza galattocentrica

15 kpc (si veda anche il paragrafo 4.4). Queste rappresenterebbero il $\sim 10\%$ delle pulsar esistenti nella Via Lattea [Tauris and Manchester 1998], ovvero solo quelle che incrociano il loro beam d'emissione con la nostra linea di vista. Le scarse informazioni sulla distribuzione delle pulsar a $R < 3$ kpc influiscono poco sul risultato per via della piccola area, rispetto a quella totale, che compete a questa zona interna. L'indeterminazione maggiore invece deriva dalle incertezze sulla distanza, basate in gran parte sulla DM e sui modelli di distribuzione degli elettroni nell'ISM. Con il numero di pulsar appena ottenuto ed assumendo un'età media (caratteristica o cinematica) di $\sim 5 \times 10^6$ anni, si stima una frequenza di formazione di 1.4 ± 0.2 NS al secolo, in accordo con la frequenza di esplosione delle supernovæ.

1.6 Pulsar negli ammassi globulari

Gli ammassi globulari (GC) sono insiemi quasi-sferici di stelle, formati da una moltitudine di stelle coeve ($10^4 \div 10^6$) legate gravitazionalmente tra loro. Nelle parti centrali si raggiungono densità stellari di 10^3 (e in alcuni casi 10^6) per parsec cubo, che giocheranno un ruolo cruciale nella formazione e nell'evoluzione delle NS. Circa 200 orbitano nella Via Lattea (MW) e, di questi, 28 contengono 149 pulsar note¹³. Tra gli ammassi più noti e tra i più ricchi di pulsar citiamo *47 Tucanae* e *Terzan 5* con, rispettivamente, 25 e 37 oggetti annoverati.

¹³Catalogo aggiornato consultabile dal sito www.naic.edu/~pfreire/GCpsr.html.

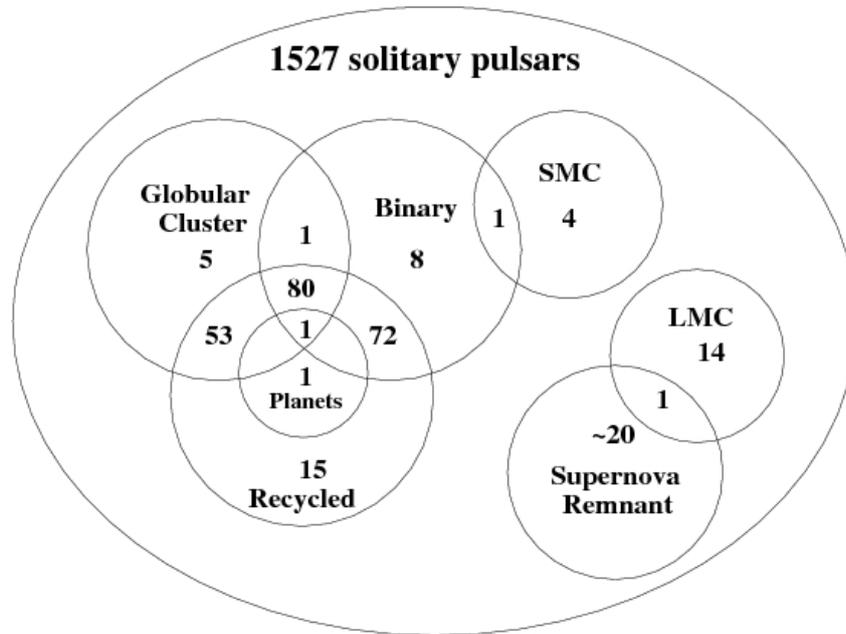


Figura 1.20: Diagramma di Venn del numero e dell’ubicazione delle varie tipologie di radio pulsar conosciute fino al Settembre 2008 [Lorimer 2008]. La grande e piccola nube di Magellano sono denotate con LMC e SMC.

Le pulsar degli ammassi globulari differiscono da quelle del disco galattico fondamentalmente per due aspetti:

- *Età.* Questo era prevedibile data l’elevata età della popolazione stellare dei GC ed infatti in essi si rintracciano essenzialmente “pulsar riciclate” (MSP), che hanno dei tempi di vita dell’ordine dei Gyr (§ 1.4.1);
- *Abbondanza.* Per unità di massa, il numero di pulsar in GC supera di $2 \div 3$ ordini di grandezza quelle del disco.

Dato che i GC sono vecchie strutture stellari e favoriscono la formazione di sistemi binari, non sorprende che una fetta considerevole delle pulsar che essi ospitano sia costituita da MSP. Il numero di MSP nel disco è confrontabile col numero di quelle dei GC (diagramma di figura 1.20), ma se rapportiamo il numero di oggetti per la massa del “luogo” in cui si trovano la situazione cambia drasticamente. Per di più nei GC c’è la possibilità che si creino sistemi multipli o binari esotici esotici (e.g. MSP-MSP, MSP-BH), pressoché impossibili nel campo della Galassia, agevolati da interazioni di scambio.

Un’altra differenza tra le pulsar “normali” del disco e le MSP risiede nel fatto che per le seconde è più arduo stimare l’epoca della nascita, partendo dalla stella progenitrice. Dalle nostre conoscenze di fisica stellare sappiamo che una stella massiccia isolata, terminata la sua vita, darà origine ad una NS dopo qualche milione d’anni. È più complicato pronosticare se e quando una pulsar spenta potrà essere riaccelerata, perché la tempistica è dipendente dalla durata della vita della donatrice, oltre al fatto che il sistema doppio dovrà essere opportunamente stretto da consentire il trasferimento di massa.

Nei GC si incontrano, sebbene raramente, anche pulsar non riciclate, ma a questo punto sorge spontanea una domanda. Come sappiamo l'abbondanza di NS giovani, in una data regione, è associabile ad un'intensa formazione stellare e quindi ad una popolazione recente, in più sono dotate di moti propri importanti (§ 1.2.6). Dunque com'è possibile la strana presenza di NS giovani nei GC, che manifestano popolazioni stellari molto vecchie e una buca di potenziale non sufficiente¹⁴ a trattenere gli oggetti più veloci? La risposta è legata, secondo alcuni autori, all'alta probabilità che hanno le NS nel dar vita a sistemi doppi o multipli, per via dell'elevata densità stellare. Esse si formerebbero [Podsiadlowski et al. 2004] da stelle nane massicce di Ossigeno-Neon-Magnesio (presenti in gran quantità) attraverso un lento accrescimento di materia (*accretion-induced collapse*, AIC) e non, invece, dal collasso nucleare di stelle progenitrici di grande massa. Dopo aver raggiunto il limite di Chandrasekhar, la loro struttura diviene instabile e potranno a questo punto trasformarsi in NS tramite cattura elettronica¹⁵. In più le NS legate a compagne massicce usufruiscono di una sorta di "ancoraggio" che ne riduce la velocità [Davies and Hansen 1998]. Secondo altri autori [Arzoumanian et al. 2002], per mezzo di simulazioni di popolazioni stellari in GC, per far sì che una frazione consistente di NS rimanga all'interno dei GC è sufficiente una ragionevole distribuzione delle dispersioni di velocità. Pertanto con questi semplici modelli si spiegherebbe la nascita e la permanenza delle NS negli ammassi globulari, nonostante la questione rimanga ancora aperta.

Quanto detto finora è riassunto nella figura 1.20, in cui si ha un comodo prospetto dell'habitat favorito dai vari tipi di pulsar (normali o MSP) esistenti nella Galassia.

1.6.1 Proprietà delle pulsar in GC

Elenchiamo alcune proprietà¹⁶ delle pulsar in GC, con un occhio di riguardo a quelle presenti in Terzan 5 (Ter 5) e 47 Tucanae (47 Tuc), che insieme ci procurano più di un terzo del campione delle pulsar in ammasso.

La figura 1.21a mostra i periodi rotazionali delle pulsar in GC. Da essa, come preannunciato nel paragrafo 1.6, si nota che la maggior parte delle pulsar che popola gli ammassi sono MSP, con l'esclusione di tre oggetti "lenti" dal periodo di circa mezzo secondo. Le MSP dei GC contribuiscono in maniera cospicua a formare il primo picco, tra $1 \div 10$ ms, nell'istogramma di figura 1.1 a pagina 1. In figura è presente l'apporto al campione di pulsar presenti in 47 Tuc e Ter 5: nel primo si evidenzia una distribuzione più stretta e nessun oggetto con al di sotto dei 2 ms (sebbene si disponga una sensibilità strumentale più fine del millisecondo), nel secondo la distribuzione è più larga.

La distribuzione dei periodi orbitali per pulsar in GC è visibile in figura 1.21b, in cui si distinguono due classi di oggetti: le pulsar con periodi di qualche ora e quelle con periodi di qualche giorno, con una coda che si estende sino a $P_{orb} \gtrsim 10$ giorni. Solo due pulsar, con $P_{orb} > 100$ giorni, si discostano da questa classificazione: PSR B1620-26, un sistema triplo in M4, e PSR B1310+18 in M53. Questa bipartizione è dovuta al tipo di compagna associata alla pulsar. Si ha, grossomodo, che nei sistemi

¹⁴Le velocità di fuga si aggirano intorno le poche decine o centinaia di km/s.

¹⁵La deflagrazione termonucleare della SNIa non può avvenire per la carente dose di carbonio.

¹⁶Per la scrittura di questo e dei successivi sotto-paragrafi, si è fatto largo uso dell'articolo di Camilo e Rasio, a cui si rimanda per ulteriori approfondimenti. Benché datato [2005], rimane ancora attendibile per molti aspetti.

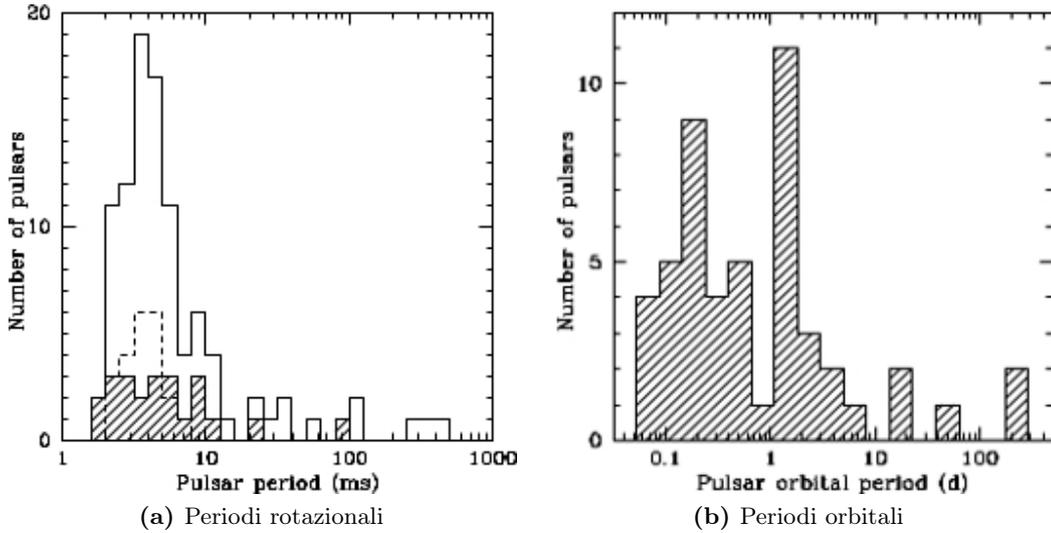


Figura 1.21: (a) Distribuzione dei periodi rotazionali di pulsar note in GC. La zona ombreggiata mostra le pulsar in Terzan 5, la linea tratteggiata quelle in 47 Tucanae. (b) Distribuzione dei periodi orbitali per 50 binarie in GC [Camilo and Rasio 2005].

con corto P_{orb} le pulsar sono accoppiate a stelle poco massicce ($M_c \sim 0.03 M_\odot$), negli altri a nane bianche di He ($M_c \sim 0.2 M_\odot$). Pochissime sono, invece, le associazioni con NS. In 47 Tuc si ripartiscono equamente tra isolate, con compagne da $\sim 0.03 M_\odot$ e da $\sim 0.2 M_\odot$. Solo una ha una compagna da $\sim 0.1 M_\odot$, denominata 47 Tuc W, appartenente alla MS [Edmonds et al. 2002]. Quest'ultima sembra essere una prerogativa delle pulsar che abitano i GC, infatti non si riscontrano simili circostanze nel resto della Galassia. Un'altra differenza tra le MSP degli ammassi e quelle del disco galattico consiste nella frazione di oggetti singoli: nei GC abbiamo circa il 40% di MSP spaiate, una percentuale doppia rispetto a quelle del disco.

In figura 1.22 è presente la distribuzione delle pulsar in funzione della distanza dal centro dell'ammasso, in unità del *core radius* r_c [King 1966]. Bisogna tener presente che quanto illustrato in figura rappresenta un'istantanea nel tempo e che alcune pulsar descrivono delle orbite molto eccentriche all'interno dei propri GC, benché il disturbo provocato da questo effetto non incida vistosamente sulla popolazione totale. Assodato ciò, la maggior parte di esse si colloca nell'intervallo $0.2 < r/r_c < 5$. Le quattro eccezioni (con

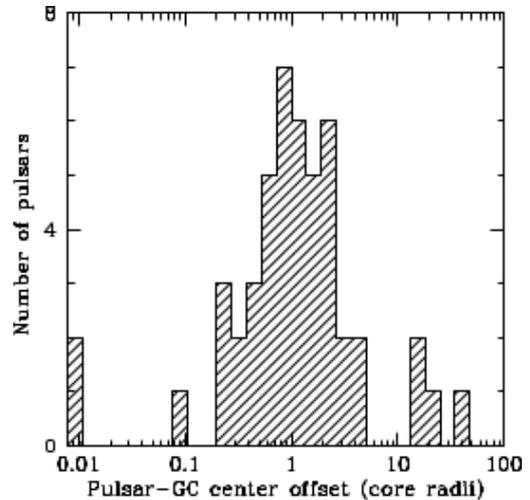


Figura 1.22: Istogramma della distribuzione di 48 pulsar in funzione della distanza dal centro dei GC [Camilo and Rasio 2005], in unità di *core radii*.

$r/r_c > 10$) che si discostano dal comportamento generale sono: PSR J1740-5340 in NGC 6397; il sistema binario NS-NS in M15; due diverse MSP (di cui una isolata) in NGC 6752 [D'Amico et al. 2002].

1.6.2 Proprietà dei GC

In figura 1.23a è mostrata la metallicità dei GC in base alla loro densità centrale. Per una idonea trattazione, sono stati presi in considerazione soltanto gli ammassi di cui si ha una buona conoscenza dei parametri che li caratterizzano, ossia 70 GC su circa 200 noti oggi nella Via Lattea. Molte ricerche, infatti, sono o incomplete o presentano barre d'errore troppo grandi nei valori delle grandezze fisiche.

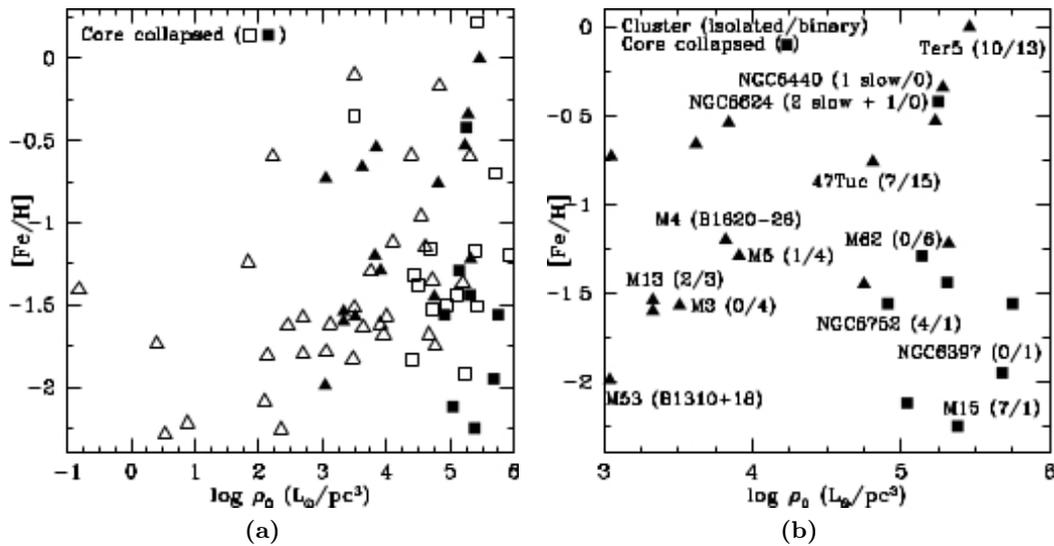


Figura 1.23: (a) Metallicità dei GC in funzione della densità. Sono indicati gli ammassi core-collapsed (quadrati) e non (triangoli), così come quelli in cui sono state trovate pulsar (simboli pieni). (b) Un ingrandimento del pannello a sinistra, in cui si vedono solo i GC contenenti pulsar. Sono citati i GC più celebri e in aggiunta si indica in ciascuno il numero di pulsar isolate e binarie [Camilo and Rasio 2005].

Si vede dalla figura che i GC contenenti pulsar hanno una grande dispersione di metallicità, ma hanno tutti una densità $\rho_0 > 10^3 L_\odot pc^3$. Concentriamo la nostra attenzione sulla figura 1.23b, che considera solo i GC in cui sono state rinvenute pulsar. Nonostante la modica statistica ed il fatto che più di un terzo delle pulsar risiede in 47 Tuc e in Ter 5, si può muovere qualche appunto:

- i GC di bassa densità sono occupati, prevalentemente, da pulsar dal lungo periodo orbitale;
- le pulsar con grande r/r_c o con compagne in MS si collocano in densi GC;
- le pulsar lente si stanziano in GC molto metallici e densi;
- la frazione di binarie dei GC non mostra un chiaro andamento nel piano $\rho-[Fe/H]$ (fig. 1.23b);

- le LMXB abitano primariamente i GC molto densi, a differenza delle pulsar “normali”, che appaiono distribuite uniformemente.

1.6.3 Applicazioni con pulsar in GC

Le pulsar in ammassi si prestano ad una serie di applicazioni. Qui ne menzioniamo e descriviamo sinteticamente qualcuna.

Distribuzione radiale

Con le pulsar, di cui si conosce con buona precisione la posizione nel proprio GC, siamo in grado di ricostruire l’andamento della distribuzione di densità delle pulsar dell’ammasso. Per 47 Tuc, ad esempio, abbiamo una densità spaziale de-proiettata $n_p(r) \propto r^{-2}$, con nessun oggetto a $r \gtrsim 3r_c$ [Freire et al. 2001a]. La pendenza del profilo di densità mostra un brusco crollo al bordo del GC, mentre all’interno è coerente con l’equilibrio termico (assumendo una popolazione predominante di stelle con $\sim 1.5 M_\odot$ [Rasio 2000]). Per M15, di contro, $n_p(r) \propto r^{-3}$, suggerendo una diffusa quantità di nane con $\sim 0.9 M_\odot$, forse dovuta ad una IMF piatta [Phinney 1993, Kulkarni and Anderson 1996].

Gas intracluster

Consideriamo l’accelerazione a_l/c , lungo la linea di vista, delle pulsar localizzate nella porzione più lontana dell’ammasso (secondo la nostra posizione di osservatori). Essa sarà negativa, ossia punta verso di noi, e può influire sul valore osservato di \dot{P} fino a renderlo minore di zero. In 47 Tuc si vede che le pulsar con $\dot{P} < 0$ hanno una DM¹⁷ leggermente maggiore delle altre. La spiegazione più diretta è che l’ammasso, almeno nelle regioni centrali, sia permeato da un flebile plasma di densità $n_e = (0.067 \pm 0.015) \text{ cm}^3$. Assumendo un protone per ogni elettrone libero, la massa del gas è $\sim 0.1 M_\odot$ entro 2.5 pc dal centro [Freire et al. 2001b]. Una quantità molto inferiore rispetto alle $\sim 100 M_\odot$ previste, accumulate dal GC, nell’arco di $10^7 \div 10^8$ anni, nei vari transiti attraverso il disco galattico. Si pensa, dunque, che siano le pulsar stesse ad espellere il gas raccolto [Spergel 1991].

Vincoli sul rapporto M/L

Se riusciamo, per una data pulsar, a porre dei limiti su a_l , possiamo stabilire dei vincoli sulla densità superficiale di materia dell’ammasso. Da ciò, insieme a isofote ottiche, fissiamo dei constraint sul rapporto massa/luminosità (M/L). Per 47 Tuc $M/L(r < 12'') > 1.4 M_\odot/L_\odot$ [Freire et al. 2003]. In NGC 6752 riscontriamo un rapporto molto più alto nelle parti centrali [D’Amico et al. 2002], mentre diviene più moderato per M62. Se a ciò uniamo l’apparente scarsità di MSP isolate nel secondo (fig. 1.23b), potremmo ottenere importanti informazioni sullo stato dinamico del GC [Possenti et al. 2003]. Per maggiori approfondimenti si raccomandano gli articoli di Phinney [1992, 1993] o di Lommen [2005], quest’ultimo sulla possibilità di scoprire BH in GC grazie al timing delle MSP.

¹⁷La scoperta di una pulsar in un GC semplifica ed affretta considerevolmente la ricerca di altre presenti nello stesso, poiché avranno, approssimativamente, una DM simile tra loro.

Vincoli sui parametri delle pulsar

Conoscendo, dalle proprietà del GC, la massima accelerazione $a_{l_{max}}$ attesa al centro dell'ammasso, si possono spesso ottenere limiti sulla derivata intrinseca del periodo \dot{P}_{int} . Si ha, infatti, $(\dot{P}/P)_{int} \leq |a_{l_{max}}/c| + (\dot{P}/P)_{obs}$. Di conseguenza possiamo dedurre l'età caratteristica e la forza del campo magnetico dipolare superficiale (equazione (1.11) e (A.5)). Ad esempio, per quattro pulsar in M13 abbiamo $\tau_c \gtrsim 1$ Gyr e $H \lesssim 10^9$ G [Ransom et al. 2005], valori simili si ottengono per la maggior parte di quelle in 47 Tuc [Freire et al. 2001a].

Condizioni fisiche della pulsar e della compagna

Tramite lo studio di eclissi [D'Amico et al. 2001b], di osservazioni della stella compagna in banda ottica [Edmonds et al. 2001, Sabbi et al. 2003, Bassa et al. 2003] e della pulsar ad alte energie (e magari anche della compagna) [Grindlay et al. 2002, Bassa et al. 2004], è possibile delineare le condizioni fisiche della NS e della compagna. Citiamo la rilevazione, da parte del telescopio spaziale *Hubble* (HST), della nana bianca compagna di PSR B1620-26. Di questo sistema, che possiede anche dei pianeti, è stata stimata l'età, con importanti conseguenze sulla genesi dei sistemi planetari più remoti [Sigurdsson et al. 2003].

Funzione di luminosità e popolazione

Non è banale determinare la *funzione di luminosità* per una popolazione di pulsar in ammasso, perché la loro emissione è fortemente influenzata dalla scintillazione (§ 1.3.4). In 47 Tuc, mediando scrupolosamente l'emissione di molteplici osservazioni delle pulsar più brillanti, assumendo che la scintillazione sia un processo stocastico e che agisca allo stesso modo su tutti gli oggetti del GC, Camilo [2000] registrò una stima della densità di flusso media per 14 pulsar. Questo porta ad una funzione di luminosità $d \log N = -d \log L$ [McConnell et al. 2004]. Se per le MSP di 47 Tuc assumiamo una luminosità minima $L_{1400} \lesssim 0.1$ mJy kpc², come per quelle del disco, e che la funzione di luminosità mantenga invariata la sua forma per questi bassi valori, allora otteniamo che, nell'intervallo $0.1 \div 1$ mJy kpc², ci dovrebbe essere un numero di pulsar 10 volte maggiore, tante quante quelle appartenenti all'intervallo $1 \div 10$ mJy kpc², ovvero una ventina. Queste considerazioni hanno portato a valutare un numero di ~ 200 pulsar in 47 Tuc, senza tener conto di una plausibile sottostima dovuta all'apertura del cono d'emissione [Camilo et al. 2000].

Dato che le pulsar sono delle flebili sorgenti X, osservazioni in alte energie, accessibili per quegli ammassi che hanno una bassa densità di colonna d'idrogeno neutro, potrebbero fornire un quadro complementare a quanto già ottenuto in banda radio [Grindlay et al. 2001; 2002]. Da immagini *Chandra*¹⁸ di alcuni GC è possibile discernere una popolazione di NS, perfino prima di individuarle tramite le pulsazioni [Pooley et al. 2003]. Da osservazioni *Chandra* su 47 Tuc, Heinke [2005] ipotizzò una popolazione non superiore a 60 esemplari, indipendentemente dall'apertura del beam. Grindlay [2004], da studi in banda radio, riporta un valore pari alla metà. Ciò significa, se entrambe le congetture fossero vere, che con l'attuale valore di 25 oggetti,

¹⁸Il *Chandra X-ray Observatory*, indicato comunemente come *Chandra*, è un telescopio orbitale della NASA per l'osservazione del cielo nei raggi X.

l'esplorazione di pulsar in 47 Tuc è quasi giunta al termine. A causa degli effetti di selezione inerenti alla banda radio (§ 1.5), la questione rimane ancora irrisolta e potrà essere appianata con ricerche future più accurate.

1.7 Pulsar timing

Quando una pulsar viene scoperta dev'essere sottoposta ad una procedura chiamata *timing*. Grazie ad essa si giunge alla misurazione dello spin, dei parametri astrometrici e dell'orbita (qualora si trovi in un sistema binario), e allo studio della propagazione dei segnali attraverso l'ISM.

Come sappiamo le pulsar sono oggetti dotati di elevate velocità di rotazione, che mantengono circa inalterata per lunghi lassi di tempo, per cui si richiede un'eccellente accuratezza nella misura del periodo (e delle sue derivate) e, soprattutto, dei parametri astrometrici¹⁹. Massima priorità bisogna dedicare al timing delle MSP che, come abbiamo visto, per merito dell'estrema stabilità del periodo e alla mancanza di irregolarità, come i glitch, sono ottimi strumenti per studi di fisica fondamentale, come la relatività generale e le onde gravitazionali (§ 1.7.3).

La pulsar oggetto di esame va monitorata perlomeno ogni 1 ÷ 2 mesi nel corso di almeno un anno (una maggior frequenza nelle osservazioni è auspicabile se si tratta di una binaria e/o all'inizio del processo di timing), al fine di accumulare sufficienti informazioni per mantenere la coerenza del timing. Quando si inizia il timing di una pulsar, il modello a disposizione è molto approssimato ed i parametri hanno errori grandi. Per non avere ambiguità nell'assegnazione della fase dell'impulso alla giusta rotazione si dovrà, inizialmente, osservare la pulsar frequentemente. Ciò consente di perfezionare i parametri del modello e di predire univocamente il numero di rotazioni su un tempo via via più lungo. Una soluzione del timing si dice appunto "coerente" quando è in grado di rendere conto di tutte le rotazioni della stella lungo la serie di osservazioni disponibili. Si ricorda che impulsi della NS, attraversando l'ISM prima di giungere al radiotelescopio, andranno innanzitutto de-dispersi opportunamente.

Una volta ottenuto il profilo integrato de-disperso si passa alla realizzazione di un profilo standard che sarà usato come metro di paragone per gli impulsi successivi. Il tempo di arrivo (TOA) è definito come l'arco di tempo tra un punto di riferimento del profilo integrato (di solito il picco) rispetto all'inizio o al punto intermedio dell'osservazione.

Per ottenere un buon timing della pulsar è indispensabile avere una buona precisione nei TOA che, a sua volta, dipende in larga parte dal rapporto segnale/rumore (S/N) del profilo. L'incertezza ϵ_{TOA} sui TOA si ricava grossomodo dividendo la larghezza dell'impulso per il (S/N). Più in dettaglio l'errore (espresso rapportato al periodo) è dato da

$$\frac{\epsilon_{TOA}}{P} \propto \left(\frac{S_{PSR}}{\text{mJy}}\right)^{-1} \left(\frac{\Delta\nu}{\text{MHz}}\right)^{-1/2} \left(\frac{t_{int}}{\text{s}}\right)^{-1/2} \left(\frac{W}{P}\right)^{3/2}, \quad (1.35)$$

¹⁹La difficoltà nel misurare la posizione di questi altri risiede nel fatto che i tempi scala con cui avvengono gli spostamenti (che siano su un'orbita o meno) sono molto maggiori della durata dei periodi rotazionali. Difatti in una singola e breve osservazione riusciamo a collezionare migliaia di impulsi, mentre per ottenere un campione statistico consistente sul moto di una pulsar necessitiamo di anni di rilevazioni.

dove S_{PSR} è la densità di flusso della pulsar, $\Delta\nu$ è la larghezza di banda dell'osservazione, t_{int} è il tempo di integrazione, W e P sono rispettivamente la larghezza dell'impulso e la durata del periodo (si assume $W \ll P$). Risultati migliori si hanno, dunque, per oggetti molto luminosi con basso W/P , osservati con ampi telescopi in un grande intervallo di frequenze e per molto tempo.

Come discusso in § 1.3.1, la dispersione provoca un allargamento dell'impulso che va direttamente ad aumentare il valore di W e quindi ad inficiare l'errore sui TOA. Per le pulsar normali, la dispersione può essere largamente compensata ricorrendo alla de-dispersione incoerente descritta in § 2.3.1. Questa, purtroppo, non elimina il problema, che rimane confinato nelle sotto-bande in cui è stata divisa la banda d'osservazione. Le MSP rappresentano uno degli orologi più esatti che la natura ci offre e, per sfruttare al massimo questa loro proprietà, si richiede un criterio più scrupoloso del precedente, allo scopo di estrarre la forma originaria del profilo. Considerate le difficoltà tecniche nel fabbricare dispositivi con canali dalla stretta larghezza di banda, si fa ricorso alla tecnica della de-dispersione coerente (§ 2.3.2) che de-disperde il segnale su tutta la larghezza di banda in modo continuo, tramite una cosiddetta funzione di trasferimento. Si applica ai dati una funzione che agisca da "filtro inverso", capace cioè di imitare gli effetti dell'ISM sul segnale ma in maniera opposta.

1.7.1 Pulsar isolate

Per parametrizzare il comportamento della NS è necessario porsi in un sistema di riferimento inerziale. La Terra, con il suo moto di rotazione attorno al suo asse e di rivoluzione intorno al sole, non può essere considerata un sistema inerziale. Il discorso è diverso per il baricentro del sistema solare (BSS), il quale risulta, con buona approssimazione, un sistema idoneo. Come vedremo, senza l'adozione di questo cambio di coordinate si osserverebbero variazioni sinusoidali nei tempi di arrivo con la periodicità di un anno (fig. 1.24).

Per giustificare quanto appena detto proviamo a fare un confronto, per ordini di grandezza, tra le accelerazioni centripete derivanti dal moto di rivoluzione terrestre e solare (attorno il centro galattico). Si ha

$$a_{\oplus} = \frac{v_{\oplus}^2}{R_{\oplus}} = \frac{4\pi^2 R_{\oplus}}{P_{\oplus}^2} \approx 6 \cdot 10^{-3} \quad \text{m/s}^2 \quad (1.36a)$$

$$a_{\odot} = \frac{v_{\odot}^2}{R_{\odot}} = \frac{4\pi^2 R_{\odot}}{P_{\odot}^2} \approx 5 \cdot 10^{-11} \quad \text{m/s}^2, \quad (1.36b)$$

dove si è assunto $R_{\oplus} = 1 \text{ U.A.}$, $P_{\oplus} = 1 \text{ anno}$, $R_{\odot} = 8.5 \text{ kpc}$ e $P_{\odot} = 250 \text{ Myr}$.

La trasformazione fra il coordinate baricentriche (t_{BSS}) e topocentriche (t_{topo}) è

$$t_{BSS} = t_{topo} + \underbrace{\frac{\vec{r} \cdot \hat{s}}{c} + \frac{(\vec{r} \cdot \hat{s})^2 - |\vec{r}|^2}{2cd}}_{\Delta_R} - \underbrace{\frac{\Delta D}{v^2}}_{\Delta_{DM}} + \underbrace{\Delta_S + \Delta_E}_{\Delta_{rel}}, \quad (1.37)$$

dove \vec{r} è la posizione dell'osservatore rispetto al baricentro, \hat{s} è il versore che punta verso la pulsar posta alla distanza d , c è la velocità della luce e ΔD è il prodotto della misura di dispersione per la costante di dispersione (eq. (1.18) e (1.16)).

Elenchiamo nel dettaglio cosa rappresentano tutti gli addendi dell'equazione (1.37):

- il termine indicato con Δ_R (*Rømer delay*) è composto a sua volta da due fattori:
 - il primo rappresenta il tempo, soggetto a variazioni sinusoidali annuali, che impiega la luce a percorrere il tragitto Terra-BSS;
 - l'altro (chiamato *timing parallax*) è anch'esso un effetto annuale, che misura la curvatura dei fronti d'onda della pulsar nelle differenti posizioni della Terra nella sua orbita intorno al Sole ed è così piccolo da essere rilevabile solo per gli oggetti più vicini.
- il secondo, Δ_{DM} , prende in considerazione gli effetti della dispersione;
- l'ultimo termine, Δ_{rel} , riproduce le correzioni relativistiche di Shapiro e Einstein:
 - lo *Shapiro delay* Δ_S [1964] è un effetto che, secondo la relatività generale, ritarda l'arrivo degli impulsi che viaggiano verso di noi per via del campo gravitazionale del sistema solare, ovvero per la curvatura nello spaziotempo causata dalle masse in esso presenti;
 - l'*Einstein delay* Δ_E è il frutto della combinazione dei ritardi provocati sia dal moto terrestre (dovuta alla relatività speciale) sia dal redshift gravitazionale degli altri pianeti del sistema solare.

Se la pulsar è in movimento rispetto al BSS, dobbiamo tenere in considerazione anche gli effetti indotti dalla componente trasversale v_{\perp} della sua velocità, vale a dire

$$v_{\perp} = 4.74 \frac{\mu}{\text{mas yr}^{-1}} \frac{d}{\text{kpc}} \text{ km s}^{-1} \quad \text{con} \quad \begin{cases} \mu = \sqrt{\mu_{\alpha}^2 + \mu_{\delta}^2} \\ \mu_{\alpha} = \dot{\alpha} \cos \delta \\ \mu_{\delta} = \dot{\delta} \end{cases}, \quad (1.38)$$

dove μ_{α} e μ_{δ} è il moto proprio in ascensione retta, α , e declinazione, δ , rispettivamente.

Una volta raccolti un numero sufficiente di TOA è possibile realizzare un modello capace di prevedere i tempi d'arrivo dei futuri impulsi. Il modello non è altro che un'espansione in serie di Taylor della pulsazione $\nu(t)$ in un intorno di una certa epoca di riferimento t_0 , in un sistema di riferimento comovente con la pulsar, ossia

$$\nu(t) = \nu_0 + \dot{\nu}_0(t - t_0) + \frac{1}{2}\ddot{\nu}_0(t - t_0)^2 + \dots, \quad (1.39)$$

in cui ν_0 (e le sue derivate) è il valore calcolato in t_0 . Ora, ricordando che la fase $\phi(t)$ è pari all'integrale della pulsazione nel tempo si ha

$$\phi(t) = \phi_0 + \nu_0(t - t_0) + \frac{1}{2}\dot{\nu}_0(t - t_0)^2 + \frac{1}{6}\ddot{\nu}_0(t - t_0)^3 + \dots, \quad (1.40)$$

dove ϕ_0 è la fase in t_0 ed assunta di solito pari a zero.

Se l'evoluzione di $\nu(t)$ è conosciuta con buona approssimazione, l'espansione di $\phi(t)$ dovrebbe darci il numero di rotazioni della NS su se stessa al tempo t o

equivalentemente possiamo dire di essere in grado di predire, anche a distanza di molti anni, quante “piroette” ha compiuto sul suo asse. Tradotto in ambito matematico, l’accuratezza di un modello si misura tramite l’espressione

$$\chi^2 = \sum_i \left(\frac{\phi(t_i) - n_i}{\sigma_i} \right)^2, \quad (1.41)$$

dove n_i è l’intero più vicino alla fase $\phi(t_i)$ associata al TOA i -esimo t_i , mentre σ_i è l’incertezza sui TOA.

Riassumendo, dopo aver corretto le misure sui TOA, per gli effetti menzionati sopra, possiamo confrontarle con le previsioni del nostro modello. In particolare possiamo produrre dei grafici dei residui (TOA misurato-TOA previsto) per constatare la qualità del modello.

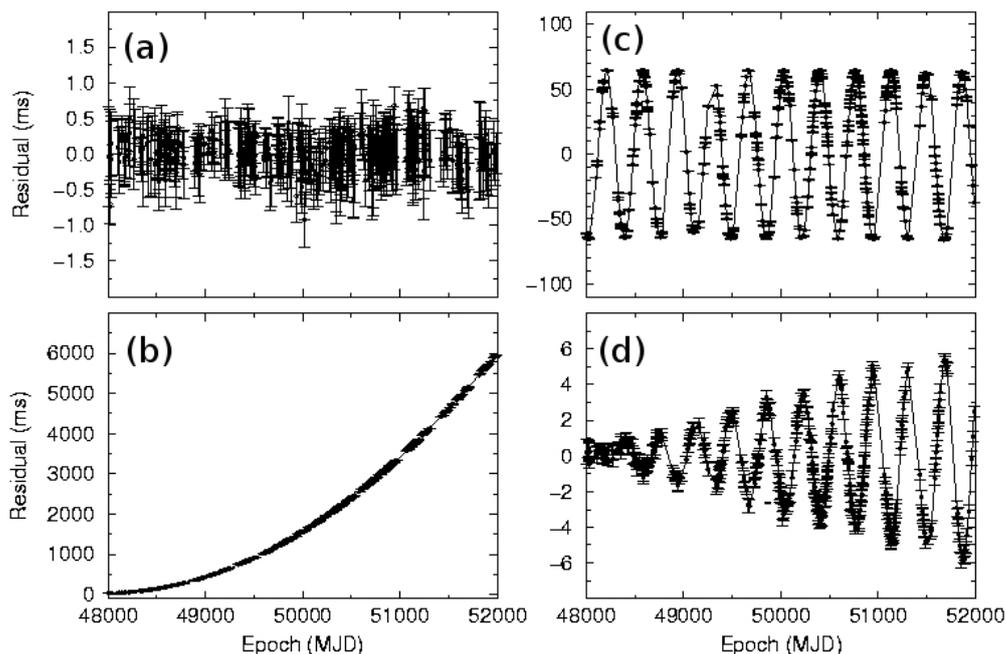


Figura 1.24: Esempi di grafici dei residui per un modello di timing [Lorimer and Kramer 2005]. Per la descrizione dei vari casi si veda il testo.

Il caso ideale è quello di figura 1.24(a), in cui i residui si dispongono casualmente intorno allo zero. Al contrario, se compaiono degli andamenti nei residui è indice di una errata determinazione di qualche parametro nel modello. Per esempio, se \dot{P} è sottostimato, i residui mostreranno un andamento parabolico (caso (b)), se, invece, si commettono errori di tipo astrometrico (cioè del versore \hat{s}) si avranno oscillazioni sinusoidali della durata di 1 anno (caso (c)). Nel caso (d), sempre di figura 1.24, è stato trascurato il moto proprio dell’astro e i residui mostrano delle oscillazioni sinusoidali, la cui ampiezza tende ad incrementare col passare del tempo.

1.7.2 Pulsar binarie

Se la pulsar fa parte di un sistema doppio, un osservatore noterà delle modulazioni nei TOA: il segnale verrà visto in anticipo se la stella si dirige verso di noi e, viceversa,

in ritardo quando invertirà il suo moto (*effetto Rømer orbitale*). Siamo costretti, dunque, ad introdurre dei nuovi termini nella (1.37), in modo da tener conto del moto della pulsar attorno al centro di massa del sistema binario. L'equazione diventerà

$$t_{BSS} = t_{topo} + \Delta_R - \Delta_{DM} + \Delta_{rel} + \underbrace{\Delta_{RB} + \Delta_{SB} + \Delta_{EB} + \Delta_{AB}}_{\text{sistema binario}}, \quad (1.42)$$

dove Δ_{RB} tiene conto dell'ulteriore ritardo di Rømer, Δ_{SB} e Δ_{EB} sono i ritardi di Shapiro e Einstein provocati dal campo gravitazionale della compagna ed infine Δ_{AB} è l'aberrazione delle onde elettromagnetiche causata dai moti orbitali.

Se il sistema è “non relativistico”²⁰ il moto della pulsar è descrivibile per merito delle leggi di Keplero, perciò può essere descritto dai 7 *parametri kepleriani*:

- periodo orbitale P_b ;
- il semi-asse maggiore a dell'orbita della pulsar attorno al comune centro di massa;
- l'inclinazione dell'orbita, cioè l'angolo i tra il piano orbitale e il piano del cielo;
- l'eccentricità e dell'orbita;
- la longitudine ω del periastro;
- l'epoca T_0 del passaggio del periastro;
- la posizione del nodo ascendente Ω_{asc} (misurabile solo in casi particolari).

Di questi solo 5 possono essere misurati ricorrendo al timing di pulsar binarie non relativistiche (restano esclusi i e Ω_{asc}). Dai parametri kepleriani è possibile derivare la *funzione di massa*

$$f(M_p, M_c) = \frac{(M_c \sin i)^3}{(M_p + M_c)^2} = \frac{4\pi^2 (a \sin i)^3}{GP_b^2}, \quad (1.43)$$

dove M_p e M_c sono, rispettivamente, le masse della pulsar e della compagna. Secondo la (1.43) possiamo porre dei “paletti” sulla massa della compagna. Assumendo, ad esempio, una massa tipica per la NS ($M_p = 1.4 M_\odot$) e che la linea di vista giaccia nel piano dell'orbita, è possibile ricavare un limite inferiore per M_c .

Se ci imbattiamo in un sistema in cui la pulsar traccia, ad alta velocità, un'orbita molto stretta per via di una compagna molto massiccia (una nana bianca, un'altra NS o addirittura un buco nero), avremo a che fare con un sistema “relativistico”. In questo caso le leggi di Keplero diventano insufficienti per la descrizione del moto e siamo obbligati ad aggiungere altri termini alla nostra lista. Questi sono i cosiddetti *parametri post-kepleriani* (PK), fenomenologicamente legati a:

- l'avanzamento relativistico del periastro $\dot{\omega}$;
- γ che tiene in considerazione i ritardi temporali dovuti al campo gravitazionale;

²⁰Per sistema relativistico s'intende un sistema dove si palesano prepotentemente i comportamenti previsti dalle teorie di Einstein.

- l'emissione di onde gravitazionali che riduce via via le dimensioni del sistema e la durata del periodo orbitale, variazioni che possono essere desunte dall'andamento di \dot{P}_b ;
- curvatura dello spazio-tempo nei dintorni della compagna, i cui segnali percorreranno delle linee curve anziché rettilinee ed arriveranno con dei ritardi parametrizzati dai termini r ed s di Shapiro.

1.7.3 Pulsar come laboratori per lo studio della GR

Proviamo ad applicare i concetti visti finora a due casi particolarissimi: la PSR B1913+16 ed il sistema J0737-3039.

Da una buona conoscenza dei parametri kepleriani di un sistema relativistico rimangono indeterminate solo le due masse dei corpi che lo costituiscono, M_p e M_c , e l'inclinazione orbitale. Ma, poiché per ogni teoria della gravitazione i parametri PK sono esprimibili in funzione dei parametri kepleriani e delle masse, è sufficiente misurare due parametri PK (e.g. $\dot{\omega}$ e γ) per ottenere il valore delle masse e, per mezzo della (1.43), trovare l'inclinazione dell'orbita i . Se tre (o più) parametri PK sono noti, allora il sistema è "sovradeterminato" e può essere usato per testare la relatività generale (GR), o più in generale ogni teoria della gravitazione, comparando il terzo parametro PK (in eccesso) con i valori delle masse ricavati con l'aiuto degli altri due.

Il primo sistema binario usato per testare la GR, seguendo questo metodo, è stato B1913+16, scoperto da Hulse e Taylor [1974]. Le misure dei tre parametri PK ($\dot{\omega}$, γ e \dot{P}_b) sono state ottenute da lunghe osservazione da parte del radiotelescopio di Arecibo. In figura 1.25 è mostrato il decadimento dell'orbita, che corrisponde ad un restringimento di circa 3.2 mm ad ogni rivoluzione e si fa sempre più importante col passare del tempo. Questo sistema, monitorato da oltre quarant'anni, ha permesso, per merito delle sue proprietà uniche, di confermare la teoria della GR (i dati combaciano con le previsioni con una significatività dello 0.2%) e di fornire la prima prova indiretta dell'esistenza delle onde gravitazionali²¹.

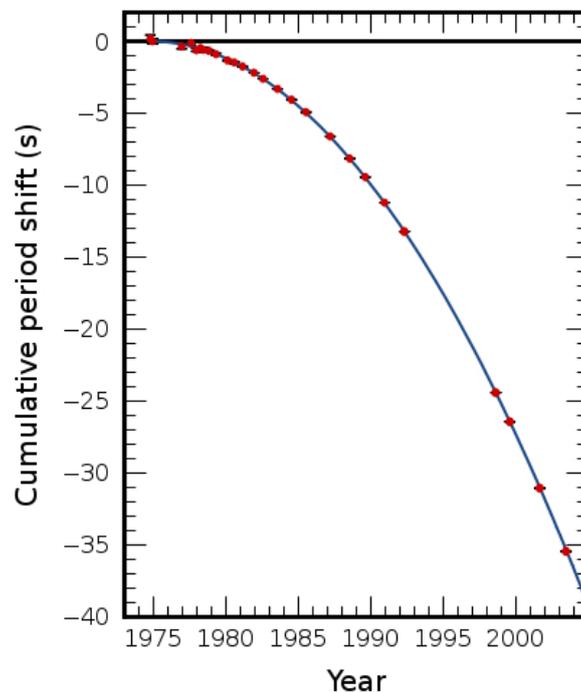


Figura 1.25: Decadimento dell'orbita della PSR B1913+16 [Weisberg and Taylor 2005] dimostrato dall'anticipo del passaggio in periastro ad ogni orbita. L'andamento parabolico è dovuto all'emissione di onde gravitazionali.

²¹Grazie a queste misure Hulse e Taylor furono insigniti nel 1993 del premio Nobel per la fisica.

Il primato di sistema doppio più relativistico è stato strappato a B1913+16 nel 2003 passando nelle mani di J0737-3039 [Burgay et al. 2003], che è diventato il miglior laboratorio per testare la GR. Per dare un'idea basti pensare che è bastato un solo anno di osservazioni su quest'ultimo per misurare tutti e 5 i parametri PK ed ottenere risultati più stringenti sulla GR rispetto alle decine d'anni passati nella raccolta dati di B1913+16. Tra l'altro J0737-3039, oltre ad essere più stretto del precedente, è attualmente l'unico sistema noto composto da una coppia di pulsar, di conseguenza siamo in grado di effettuare le suddette misure per entrambi gli astri.

Le pulsar, chiamate "A" e "B", hanno dei periodi rotazionali, rispettivamente, di 22.7 ms e 2.7 s; la massa totale sistema, ricavata dalla misura di $\dot{\omega} = (16.899 \pm 0.001)$ deg/yr, è $M = (2.5871 \pm 0.0002) M_{\odot}$ e il rapporto delle masse pari a $R = 1.071 \pm 0.001$. Dall'intersezione degli intervalli di confidenza di $\dot{\omega}$ e R (grafico 1.26) si ottengono i valori delle singole masse $M_A = (1.3381 \pm 0.007) M_{\odot}$ e $M_B = (1.2489 \pm 0.0007) M_{\odot}$. Da questi valori è possibile calcolare le soluzioni per γ , \dot{P}_b , r , s e confrontarle con quelli osservati. Tutti e quattro i parametri sono in

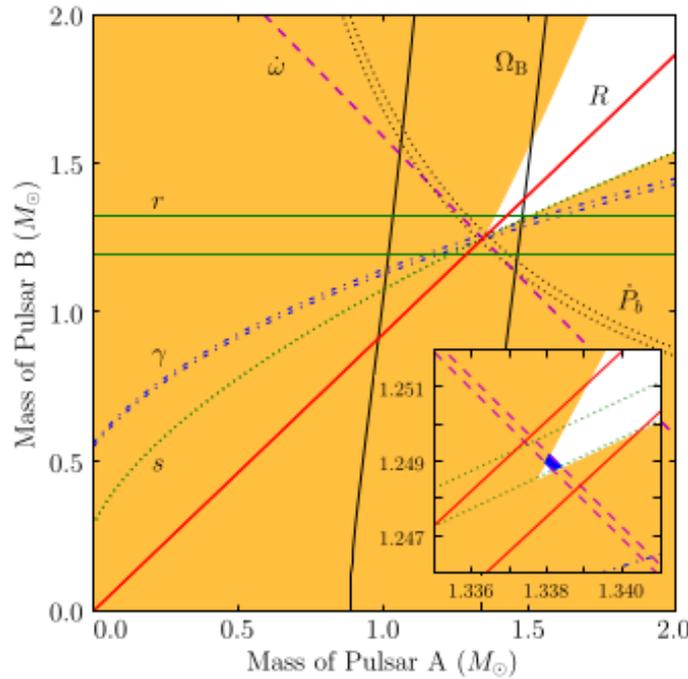


Figura 1.26: Diagramma M_A vs. M_B delle NS del sistema doppio J0737-3039 [Breton et al. 2007]. Dall'intersezione dei parametri misurati è possibile leggere le masse dei due astri. In basso un ingrandimento dei parametri più stringenti.

quelli osservati. Tutti e quattro i parametri sono in accordo, entro gli errori, con la GR e in particolare il parametro di Shapiro s raggiunge un livello di significatività dello 0.05% [Kramer and Stairs 2008]. Si noti che R , essendo l'inverso del rapporto tra i semi-assi proiettati delle orbite delle due stelle, è unicamente misurabile per questo sistema, in cui si vede la pulsazione da entrambe.

Un'altra peculiarità unica di J0737-3039 è quella di poter assistere all'interazione della radiazione dei due beam: il segnale della pulsar A, infatti, è eclissato dalla magnetosfera di B, per circa 30 secondi ad ogni rivoluzione, mentre gli impulsi di quest'ultima sono modulati dal vento relativistico

della compagna. Questo particolare contesto offre l'occasione di studi sulla fisica del plasma. Notando variazioni nel profilo delle eclissi, Breton [2007] ha costruito un semplice modello²² che descrive il moto di precessione dell'asse di rotazione di B, con un livello di significatività del 13% rispetto alla teoria della GR.

²²Si consiglia fortemente al lettore di visitare il sito doublepulsar.org per gustarsi la bella animazione del modello (e molto altro).

2 | RICERCA DELLE PULSAR

Come ribadito più volte le pulsar sono deboli sorgenti radio, con l'esclusione di qualche decina di oggetti vicini (e.g. pulsar del Granchio o della Vela), tanto che solitamente i singoli impulsi sono al di sotto della soglia del rumore nelle nostre serie temporali. La densità di flusso media (§ 1.2.2), che può essere pensata come la densità di flusso di una pulsar che emette in modo continuo, è una quantità standard usata per interpretare la potenza di un segnale. La via più semplice per stimare la densità di flusso di un profilo, che sia il frutto di svariati impulsi sommati in fase e con periodo costante (*folded*), è dal rapporto segnale/rumore (S/N), che inserito nell'equazione del radiometro dà (v. app. 1 di [Lorimer and Kramer 2005])

$$\langle S \rangle = \frac{(S/N)\beta T_{sys}}{G\sqrt{n_p T_{obs} \Delta\nu}} \sqrt{\frac{W_{eff}}{P - W_{eff}}} \text{ mJy}, \quad (2.1)$$

dove $\beta \geq 1$ è un fattore adimensionale che tiene conto delle perdite di sensibilità per via della digitalizzazione e trasmissione del segnale, G è il guadagno del telescopio (K/Jy), n_p è il numero di polarizzazioni, $\Delta\nu$ è la larghezza della banda (MHz), T_{obs} la lunghezza dell'osservazione (s), P il periodo della pulsar e per il significato di W_{eff} si veda l'equazione (2.13). Con questa scelta di unità $\langle S \rangle$ è espresso in mJy. L'ultimo fattore, T_{sys} , è la temperatura del sistema, data dalla somma

$$T_{sys} = T_{rec} + T_{sky} + T_{atm} + T_{spill}, \quad (2.2)$$

dove T_{rec} è il rumore al ricevitore (pari a qualche decina di K), T_{sky} è il contributo dal background radio, T_{atm} da quello atmosferico, T_{spill} deriva dalla potenza del segnale riflessa dal suolo che circonda il telescopio (*spillover noise*). T_{sky} dipende dalla frequenza ($\propto \nu^{-2.7}$) e dalla direzione dell'osservazione, quest'ultima variabile è stimabile da survey di tutto il cielo [Haslam et al. 1982], senza dimenticare l'apporto della CMB a 3K. Usualmente G e T_{spill} dipendono dall'elevazione della parabola dal terreno. Dunque dalla (2.1), in funzione del (S/N), si evince che per individuare pulsar deboli è auspicabile avere ampie bande d'osservazione e tempi di integrazione lunghi, oltre che telescopi con grosse parabole, alti guadagni e ricevitori criogenici.

Come discusso nel § 1.3.1, i segnali radio sono dispersi nell'ISM e dunque gli impulsi delle pulsar arrivano a tempi differenti alle diverse frequenze entro la banda $\Delta\nu$. Se questo effetto non è corretto si avrà un allargamento Δt_{DM} che riduce o annulla, nel caso in cui $\Delta t_{DM} > P$, il (S/N) dell'impulso. Per ovviare a ciò, come si vedrà in § 2.3.1, è necessario dividere la banda in canali di frequenza di larghezza $\delta\nu$ quanto più piccola possibile. Poiché cerchiamo (specie per le MSP) segnali che

si manifestano in fugaci archi di tempo, con sottostrutture dalla durata ancora più effimera (microsecondi), è altresì necessario campionare la serie temporale con tempi di campionamento quanto più piccoli possibile. Di conseguenza una osservazione ideale di pulsar deve avere un elevato rapporto $\Delta\nu/\delta\nu$ e $\Delta t/\delta t$ (eccezionale risoluzione spettrale e temporale), il che porta ad ingenti moli di dati che richiedono importanti tempi di calcolo e modalità specifiche.

Dopo aver illustrato brevemente quali precauzioni prendere contro i problemi arrecati alle osservazioni dalle interferenze d'origine terrestre (§ 2.1) e aver adottato un sistema di riferimento opportuno per le nostre osservazioni (§ 2.2), ci dedicheremo alla tecnica della de-dispersione (§ 2.3 e § 2.4), di primaria importanza nella ricerca delle pulsar. Terminate queste operazioni preliminari passeremo alla parte essenziale della ricerca delle pulsar (§ 2.5), cioè come portare alla luce, attraverso l'analisi di Fourier, le periodicità nascoste nel mare di onde radio raccolte dal telescopio durante l'osservazione e come comportarci nel caso particolare in cui il nostro candidato appartenga ad un sistema binario (§ 2.6)¹.

2.1 RFI

Anche i radiotelescopi ubicati nelle aree più remote del globo sono affetti da interferenze radio di origine terrestre (*radio frequency interference*, RFI). Esse hanno un impatto considerevole sulle osservazioni, soprattutto se si sta cercando di scoprire sorgenti con flusso radio ai limiti della sensibilità della strumentazione.

A parte le tempeste elettriche (che possono saturare i ricevitori), le maggiori fonti di interferenza sono: lo standard elettrico in uso nella regione in cui lavora il



Figura 2.1: Interferenze causate dalle frequenze televisive (Credits: Google).

radiotelescopio (di solito la frequenza della corrente alternata nel mondo è di 50 o 60 Hz); i dispositivi elettronici, come il computer che state usando (se state leggendo questo testo in formato elettronico); gli impianti di comunicazione, come i sistemi radar degli aeroporti, solo per fare qualche esempio. Queste sorgenti artificiali producono segnali ad ampia banda ed in maniera periodica, simulando il comportamento delle pulsar. Fortunatamente esse non vengono disperse, o in altre parole le possiamo rilevare a $DM \simeq 0$. Ci sono inoltre fonti di interferenza non periodiche che possono essere confinate ad alcune specifiche frequenze o in alcuni specifici istanti nel tempo. La loro presenza è di

¹Per maggiori dettagli sul contenuto di questa sezione si consulti il capitolo 6 del [Lorimer and Kramer 2005].

detrimento per la ricerca di pulsar poiché aumenta il rumore di fondo dei nostri dati e peggiora così il (S/N) di un putativo segnale di una pulsar.

Gli approcci principali adoperati per ridurre il volume di questi segnali indesiderati sono due: la rimozione di alcuni campionamenti della serie temporale e/o di alcuni canali di frequenza nel dominio del tempo (*time domain clipping*); la creazione di una “maschera” che contenga tutte le sorgenti di RFI identificate nel dominio delle frequenze (*frequency domain masking*). Tuttavia questi due approcci, usati solitamente in simultanea, non puliscono interamente i nostri dati da queste tipologie di disturbi, che rappresentano comunque la maggior parte del segnale raccolto.

2.1.1 Time domain clipping

Dato che si sta indagando su deboli sorgenti, l’interferenza di sporadici eventi molto brillanti, limitati in durata o in banda di emissione, è segno di un intruso nella serie temporale. Per riconoscerli basta compararli con il flusso medio atteso e relativa deviazione standard. Solitamente, un campione è ritenuto inadatto per l’analisi se differisce dal valor medio per più di due deviazioni standard. In questi casi ogni campionamento o canale, in cui compare un segnale spurio, viene fissato a zero (*clipped*²) con lo scopo di escluderlo ed evitare influenze nelle successive operazioni.

Se la percentuale di dati eliminati diviene una frazione significativa del numero totale (il 20% è facilmente raggiungibile durante violente tempeste elettriche) è preferibile ripetere l’osservazione in un secondo momento.

2.1.2 Frequency domain masking

La maggior parte delle survey è il frutto di centinaia o migliaia di osservazioni, effettuate con un telescopio che punta in diverse porzioni della volta celeste. In tal caso ci saranno diverse sorgenti di RFI, provenienti da varie parti del cielo, che diverranno predominanti quando il telescopio è rivolto verso una fonte locale (e.g. il vicino aeroporto). Da un esame di un ampio numero di serie temporali a $DM = 0$ (fatta per pescare solo i segnali periodici terrestri) di osservazioni realizzate su vaste zone di cielo, si riconosceranno persistenti sorgenti di RFI periodiche, che hanno luogo alla medesima frequenza in molte (se non in tutte) le osservazioni. Di norma si adotta una sorta di soglia, un limite inferiore che le RFI devono superare per poter esser prese in considerazione: se un segnale, ad esempio, si ripresenta in almeno il 10% delle posizioni esplorate e con un $(S/N) > 7$.

Tutte le RFI individuate vengono raccolte in una lista, con la finalità di creare una “maschera” spettrale che contenga tutti i bin di Fourier corrispondenti alla frequenza di ogni RFI. La maschera, a questo punto, permetterà di ignorare quei particolari bin, nel dominio della frequenza, scongiurando così il rischio di condizionare l’analisi seguente. Tipicamente, la maschera rimuove meno di un punto percentuale di tutti i bin a disposizione. C’è una piccola possibilità, però, che venga ignorata una pulsar con segnale sfortunatamente coincidente con una RFI, ma questo è il prezzo da pagare per non veder sommersi i flebili flussi delle pulsar da parte delle interferenze terrestri.

²Come vedremo nel paragrafo 3.2, il software *PRESTO* utilizza un approccio diverso: gli intervalli incriminati, piuttosto che esser posti uguali a zero, vengono sostituiti con il valore mediano del rumore dell’osservazione.

2.2 Correzione baricentrica

La maggior parte delle osservazioni radio, atte alla ricerca delle pulsar, fanno parte di survey su larga scala ed hanno perciò una durata abbastanza breve ($\lesssim 30$ min). In questo ridotto lasso di tempo gli effetti di rotazione e rivoluzione terrestre possono essere ignorati. Ma per osservazioni molto profonde, come per esempio quelle su target singoli (SNR, GC, ecc.), per studi di pulsar in sistemi multipli oppure per osservazioni svolte mediante l'uso di satelliti orbitali (dall'ottico al γ), che viaggiano entrambi su orbite molto strette, il moto relativo tra sorgente ed osservatore diventa importante e bisogna apportare le dovute correzioni prima di lanciarsi alla ricerca di segnali di natura periodica.

È sempre auspicabile, soprattutto per i casi particolari sopra elencati, porre l'osservatore in un sistema di riferimento inerziale, che, purtroppo, non corrisponde a quello terrestre. La procedura standard (§ 1.7) consiste nel cambiare il sistema di riferimento, spostandosi da quello topocentrico al baricentro del sistema solare (BSS), considerato con buona approssimazione inerziale.

2.3 De-dispersione

Nel prosieguo verrà descritta la metodologia utilizzata per arginare gli effetti indesiderati causati dal mezzo che ci separa dalla pulsar. In particolare si allude all'effetto della dispersione, trattato nel paragrafo § 1.3.1. I due metodi presentati di seguito sono battezzati col nome di *de-dispersione incoerente e coerente*.

2.3.1 De-dispersione incoerente

La maniera più semplice per compensare gli effetti della dispersione è quella di suddividere, mediante uno spettrometro, la banda d'osservazione in un cospicuo numero di canali e, applicando un appropriato ritardo temporale ad ognuno di essi, cercare di sincronizzare gli impulsi. La correzione temporale da apportare è data dall'equazione (1.17), che qui riscriviamo per comodità

$$\Delta t_{\text{DM}} \simeq 4.15 \cdot (\nu_{\text{ref}}^{-2} - \nu_{\text{chan}}^{-2}) \cdot \text{DM} \quad \text{ms}, \quad (2.3)$$

dove ν_{chan} e ν_{ref} , espresse entrambe in GHz, sono la frequenza del canale ed una certa frequenza di riferimento (di solito il valore mediano dell'intera banda d'osservazione).

In figura 2.2 è mostrato come agisce la de-dispersione e il seguente incremento del rapporto (S/N). È evidente, però, che il processo della de-dispersione incoerente è limitato dalla larghezza degli stessi canali, che mantengono al loro interno una piccola dispersione temporale.

Spesso i parametri osservativi utilizzati ci consentono, nella pratica, di essere nella condizione $\Delta\nu \ll \nu_{\text{ref}}$, dove $\Delta\nu$ è la larghezza finita di tutta la banda passante. Possiamo riscrivere la (2.3) approssimandola come³

$$\delta t_{\text{DM}} \approx 8.3 \cdot \text{DM} \cdot \delta\nu / \nu_{\text{ref}}^3 \quad \text{ms}, \quad (2.4)$$

³Per verificare la bontà dell'assunzione si invita il lettore a guardare attentamente la figura 1.10 a pagina 12. Notare che la (2.4), una volta fissati $\delta\nu$ e ν_{ref} , assume la forma di una retta, dove la DM rappresenta il coefficiente angolare.

da cui risulta che restringendo l'intervallo in frequenza del canale ($\delta\nu$) i ritardi temporali al suo interno (δt_{DM}) si riducono, ma anche che possiamo regolare la larghezza dei diversi canali in funzione della frequenza di lavoro. Il rapporto $\delta\nu/\nu_{ref}^3$, per fissato $\delta\nu$, diminuisce all'aumentare della frequenza ed è quindi consigliato utilizzare canali più stretti a basse frequenze e, viceversa, permettersi di allargarne l'intervallo ad alte frequenze.

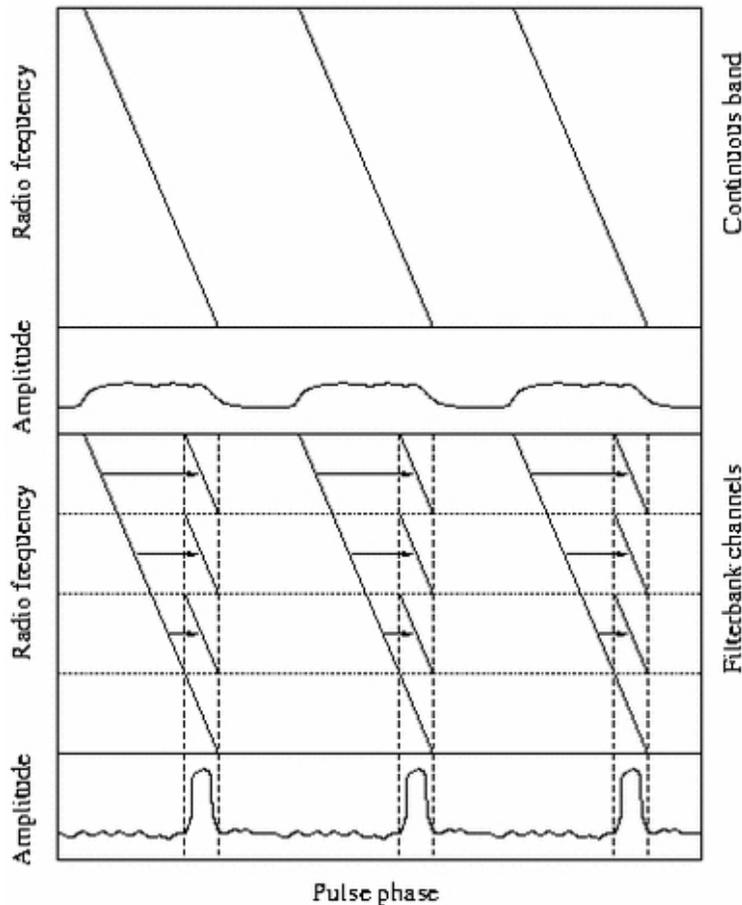


Figura 2.2: Impulsi di una pulsar soggetti a dispersione ed in seguito de-dispersi [Lorimer and Kramer 2005]. È netto il miglioramento del segnale tra i due grafici delle ampiezze, ottenuto grazie alla suddivisione in canali della banda d'osservazione. La linearità dei ritardi è un'approssimazione valida se è verificata la condizione $\Delta\nu \ll \nu_{ref}$ (v. testo).

Nel paragrafo 2.4 si adotterà spesso l'approssimazione lineare della (2.4), la quale, funzionale per il disegno 2.3, è usata per semplicità: i moderni computer, infatti, hanno potenze computazionali tali da integrare lungo curve quadratiche (eq. (2.3)).

2.3.2 De-dispersione coerente

La de-dispersione coerente, posta qui per completezza, non viene usata per questo lavoro di Tesi. Perciò questo argomento può essere serenamente sorvolato, senza precludere la comprensione della restante parte del testo.

Gli effetti deleteri della dispersione⁴ possono essere completamente rimossi andando ad agire direttamente sulla fase della radiazione raccolta dal radiotelescopio. Questa tecnica, conosciuta col nome di *de-dispersione coerente* e concepita da Hankins e Rickett [1975], permette di ricostruire il profilo originario della pulsar in maniera più esatta rispetto alla de-dispersione incoerente, perché corregge il segnale in modo continuo. Una dimostrazione di ciò è visibile per la PSR B1937+21 in figura 1.5 a pagina 5: in alto il profilo ricavato con la de-dispersione coerente e in basso quello ottenuto con la de-dispersione incoerente.

Dopo aver misurato il voltaggio complesso indotto, $v(t)$, da parte della radiazione elettromagnetica sul feed del telescopio ed averlo trasformato in un segnale reale, conservando la risoluzione temporale (Nyquist), si cerca di ricostruire il voltaggio complesso intrinseco, $v_{int}(t)$, della sorgente. A tal proposito, l'idea è quella di determinare una funzione H , detta *funzione di trasferimento*, che simuli gli effetti dell'ISM sul segnale della pulsar in esame. Una volta ottenuta si applica la sua funzione inversa al voltaggio osservato (trasformato secondo Fourier). Per finire, la soluzione subisce la trasformata inversa di Fourier per ritornare nel dominio dei tempi.

Nel dominio dei tempi il ritardo, provocato dall'ISM, che intercorre fra due segnali è dato, ovviamente, dalla differenza dei loro tempi d'arrivo. Una tecnica analoga può essere sfruttata nel dominio delle frequenze, dove si misurerà la differenza di fase $\Delta\phi$ fra due onde.

Spostandoci, ora, nel dominio delle frequenze, con una larghezza di banda $\Delta\nu$ centrata in ν_0 , possiamo scrivere

$$V(\nu_0 + \nu) = V_{int}(\nu_0 + \nu)H(\nu_0 + \nu), \quad (2.5)$$

dove $V(\nu)$ e $V_{int}(\nu)$ sono le trasformate di Fourier di $v(t)$ e $v_{int}(t)$, le quali, nulle al di fuori dell'intervallo⁵ $|\nu| < \Delta\nu/2$, sono pari a

$$v(t) = \int_{\Delta\nu} V(\nu)e^{i2\pi\nu t} d\nu \quad (2.6a)$$

$$v_{int}(t) = \int_{\Delta\nu} V_{int}(\nu)e^{i2\pi\nu t} d\nu. \quad (2.6b)$$

La funzione di trasferimento H è invece data da

$$H(\nu_0 + \nu) = e^{i\Delta\phi} = e^{-ik(\nu_0 + \nu)d}, \quad (2.7)$$

in cui d rappresenta la distanza dalla pulsar e $k(\nu)$ è il numero d'onda, già incontrato implicitamente nella (1.21), che riscriviamo qui per comodità (in forma leggermente differente)

$$k(\nu_0 + \nu) = \frac{2\pi\mu_r}{c}(\nu_0 + \nu) = \frac{2\pi}{c}(\nu_0 + \nu) \sqrt{1 - \frac{\nu_p^2}{(\nu_0 + \nu)^2} \mp \frac{\nu_p^2\nu_L}{(\nu_0 + \nu)^3} \cos\theta}, \quad (2.8)$$

⁴Lo scattering e la scintillazione, discussi nei prgg. 1.3.3 e 1.3.4, sono effetti differenti, che non possono essere rimossi direttamente. Cosicché interesseranno sia gli impulsi de-dispersi incoerentemente che coerentemente. Metodi per il ripristino del profilo sono stati avanzati da Kuzmin e Izvekova [1993], Löhmer [2001], Bhat, Cordes e Chatterjee [2003].

⁵La trasformata di Fourier dev'essere nulla al di fuori di un certo intervallo di frequenze, ovvero ci vuole un segnale a banda limitata. Questa assunzione è necessaria per soddisfare il *teorema del campionamento di Nyquist-Shannon*.

dove μ_r è l'indice di rifrazione dell'equazione (1.19), θ l'angolo fra la direzione di propagazione dell'onda e quella del campo magnetico, ν_p e ν_L la frequenza di plasma e di ciclotrone. Queste ultime due hanno dei valori caratteristici che si aggirano, rispettivamente, intorno ai 2 kHz e 3 Hz. Di conseguenza, quando si osserva a frequenze al di sopra di qualche MHz, possiamo approssimare la (2.8) ferdandoci al primo termine dell'espansione di Taylor, cioè

$$k(\nu_0 + \nu) \approx \frac{2\pi}{c}(\nu_0 + \nu) \left[1 - \frac{\nu_p^2}{2(\nu_0 + \nu)^2} \right]. \quad (2.9)$$

Inserendo l'espressione del numero d'onda appena trovata nell'esponenziale della (2.7), con qualche passaggio algebrico otteniamo finalmente il risultato desiderato

$$H(\nu_0 + \nu) = \exp \left\{ -i \frac{2\pi}{c} d \left[\left(\nu_0 - \frac{\nu_p^2}{2\nu_0} \right) + \left(1 + \frac{\nu_p^2}{\nu_0^2} \right) \nu - \frac{\nu_p^2}{2(\nu_0 + \nu)\nu_0^2} \nu^2 \right] \right\}. \quad (2.10)$$

Qui i termini tra parentesi quadre sono stati ordinati in base all'esponente della frequenza. Il primo termine rappresenta una costante di fase; il secondo, dipendente linearmente da ν , corrisponde ad un ritardo nel dominio del tempo ed è facilmente eliminabile traslando i tempi d'arrivo di un'opportuna quantità; il terzo causa la rotazione di fase all'interno della banda. Pertanto è sull'ultimo termine che bisogna puntare l'attenzione se si vuol ripristinare il segnale originario. Prendendo in considerazione solo il termine quadratico in ν , notiamo che esso include la distanza d e la frequenza di plasma ν_p , cosicché possiamo riscriverlo inserendo la DM. Usando la definizione della costante di dispersione trovata nella (1.16) si ha

$$H(\nu_0 + \nu) = \exp \left[i \frac{2\pi D}{(\nu_0 + \nu)\nu_0^2} DM \nu^2 \right]. \quad (2.11)$$

2.4 Ricerca della DM

In § 1.3.1 si è esposto il problema con cui devono fare i conti gli astronomi che vanno a caccia di pulsar, mentre in § 2.3.1 ne è stata presentata la terapia, con annessi benefici derivanti da essa. Manca, però, un passaggio intermedio: *come* procurarsi il valore della DM più fedele alla realtà. Per ottenere, infatti, il miglioramento del segnale nella parte bassa della figura 2.2, dobbiamo scandagliare tra tutti i valori della DM, tra zero e un certo DM_{max} , a passi discreti di δDM . Ma qual è la decisione più intelligente per la scelta di queste ultime due variabili?

Una volta in possesso del valore della DM di una pulsar, seppur approssimato, è doveroso raffinarlo con la procedura descritta in § 2.4.2, da applicare con particolare attenzione se l'oggetto in esame è una MSP.

2.4.1 Scelta del δDM e DM_{max}

Quando sondiamo il cielo alla scoperta di nuove pulsar non conosciamo a priori di quanto sono dispersi i nostri segnali, di conseguenza, occorre una ricerca su tutti i valori possibili di DM. Ma fino a che DM bisogna investigare e in quante parti suddividere il range totale di DM scelto? La risposta si ottiene cercando il

compromesso giusto tra una ragionevole qualità dei risultati e limitando al contempo un eccessivo dispendio computazionale. Sotto-intervalli troppo larghi aumentano la probabilità che la DM vera della pulsar giaccia tra due valori di prova e così facendo si provoca un allargamento del segnale con conseguente perdita di sensibilità. Viceversa, sotto-intervalli troppo stretti porterebbero ad un consumo inutile della potenza di calcolo e di tempo investito nell'elaborazione dei dati.

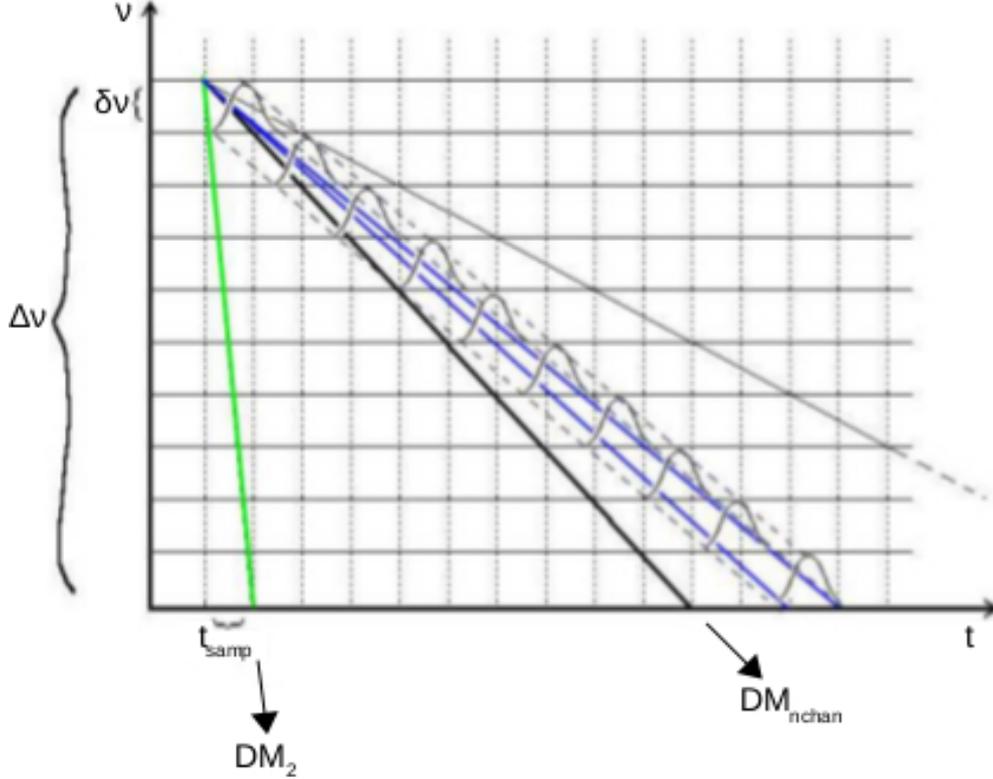


Figura 2.3: Il tempo, in ascissa, viene diviso in segmenti dalla durata pari al tempo di campionamento t_{samp} . La banda d'osservazione, in ordinata, ha una larghezza complessiva di $\Delta\nu$, anch'essa suddivisa in un certo numero di canali n_{chan} , ognuno largo $\delta\nu$ [Burgay 2000]. Per semplicità, senza perdere di generalità, le dimensioni di t_{samp} e $\delta\nu$ son state poste uguali.

Una mossa oculata consiste nello scegliere, in prima battuta, un DM step (δDM) che ammetta al massimo un ritardo temporale, su tutta la banda, pari al tempo di campionamento dell'osservazione⁶. Invertendo la (2.4), dopo aver imposto $\delta t_{DM} = t_{samp}$, abbiamo che l' i -esimo valore della DM sarà uguale a

$$DM_i = 0.12 \cdot (i - 1)t_{samp}(\nu^3/\Delta\nu) \text{ pc/cm}^3. \quad (2.12)$$

Il caso $i = 1$ corrisponde alla serie temporale a $DM = 0$, usata per per identificare le sorgenti di interferenza (§ 2.1), con $i = 2$ otteniamo la linea verde in figura 2.3. Quando $i = n_{chan} + 1$ si è raggiunto il valore "diagonale" della DM (linea nera in grassetto), in cui l'allargamento in ogni canale di larghezza $\delta\nu$ è esattamente uguale a

⁶Non avrebbe senso, appunto, variare il passo della DM ad intervalli più fini della risoluzione temporale del sistema.

t_{samp} e il ritardo totale pari a $n_{chan} \cdot t_{samp}$. Proseguendo oltre la diagonale avremo che $\delta t_{DM} > t_{samp}$, cioè da questo punto in poi la larghezza dell'impulso supera il tempo di campionamento. Se mantenessimo lo stesso passo di DM, le linee di integrazione (le due rette blu in figura) intersecherebbero gli impulsi per più valori consecutivi di DM, il che sarebbe ridondante. Questo ci permette di incrementare il δDM , col fine di risparmiare tempo computazionale. Ad esempio, considerando la retta a pendenza più alta in figura, notiamo che $\delta t_{DM} = 2t_{samp}$ e di conseguenza possiamo raddoppiare δDM . Oltre quella retta potremo triplicare il passo e via dicendo.

A questo punto, in ogni δDM così isolato, si vanno a cercare eventuali segnali periodici da imputare a possibili pulsar, seguendo la procedura in § 2.5.2. Se si stanno cercando pulsar in regioni in cui è alta la possibilità di trovarle in sistemi multipli (come i GC) o qualora si sospetti che possa avere una compagna, bisogna aggiungere alla nostra analisi quanto detto in § 2.6.

È rimasta ancora senza risposta la prima parte della domanda all'inizio di questo paragrafo, cioè fino a che valore della DM spingersi. Essa può variare di molto a seconda di dove si guarda: da $\lesssim 50 \text{ pc/cm}^3$ per osservazioni ad alte latitudini galattiche, dove lo spessore dell'ISM attraversato è esiguo, a 1000 pc/cm^3 se si punta il telescopio lungo il piano galattico. Quindi, come regola generale, si consiglia di consultare un modello della distribuzione della densità elettronica, come ad esempio quello proposto da Yao [2017] (fig. 3.5 a pagina 67), e moltiplicare la stima della DM_{max} suggerita dal modello, lungo la direzione in cui si vuol osservare, di un fattore 2, per tener conto delle grandi incertezze sulle misure.

2.4.2 Conferma del candidato

Quanto segue, come si potrebbe intuire dal titolo del paragrafo, è una procedura da applicare dopo l'analisi di Fourier (§ 2.5) e, semmai, quella di pulsar in sistemi binari (§ 2.6). Dunque questo paragrafo potrebbe essere collocato tranquillamente nella parte finale di questa sezione, ma si è scelto di posizionarlo qui poiché per la spiegazione dovremo ancora usufruire della figura 2.3. Inoltre, come vedremo a breve, il procedimento si riallaccia ai concetti visti poc'anzi e, pertanto, la vicinanza nel testo tra il paragrafo corrente e il precedente ne agevola il riconoscimento di analogie e differenze.

Quindi, puntiamo nuovamente la nostra attenzione sulla parte centrale di figura 2.3, quella delimitata dalle due linee parallele tratteggiate, tenendo a mente che in essa la DM è geometricamente rappresentata dal coefficiente angolare delle rette tracciate. Lo scopo è individuare la pendenza della retta che intercetta tutti gli impulsi disegnati in figura. Come nel paragrafo precedente, inviamo un *fascio di rette proprio* dal canale a frequenza più alta (che fungerà da *sostegno del fascio*) e partendo, questa volta, dalla prima linea tratteggiata incrementeremo di volta in volta, di una piccola quantità $\hat{\delta}DM$, la pendenza delle rette del fascio, fino a raggiungere la seconda linea tratteggiata. La retta che stiamo cercando sarà quella integrando lungo la quale otterremo il (S/N) più alto, ovvero quella che ci permetterà di correggere, nella maniera più esatta, i ritardi temporali dei fotoni di diversa lunghezza d'onda. Dovendo cercare la pendenza della retta in un modesto range di valori, quello tra le due linee tratteggiate, possiamo impiegare un $\hat{\delta}DM < \delta DM$ e quindi ricercare finemente, con tempi di calcolo contenuti, il valore vero della DM.

Cerchiamo di fare chiarezza e contemporaneamente riassumere l'iter da seguire per la ricerca di nuove pulsar (*standard search*), mediante l'ausilio della figura 2.4. L'intera serie temporale viene analizzata n volte, dove il numero di suddivisioni dipende dalle variabili DM_{max} e δDM , scelte in funzione dei ragionamenti fatti in § 2.4.1. In ognuna di queste suddivisioni viene applicata l'analisi di Fourier (che si potrà leggere nel § 2.5) a cui, eventualmente, si può aggiungere l'ulteriore analisi per la ricerca di sistemi binari (§ 2.6). A questo punto si otterranno un certo numero di possibili candidati con una stima approssimativa del periodo P e della DM. Armati di questi due parametri, siamo in grado di sommare in fase tutti gli impulsi della stella raccolti durante l'osservazione (*folding*) e dunque la ricerca accurata del capoverso precedente viene svolta sul profilo integrato (fig. 1.5 a pagina 5).

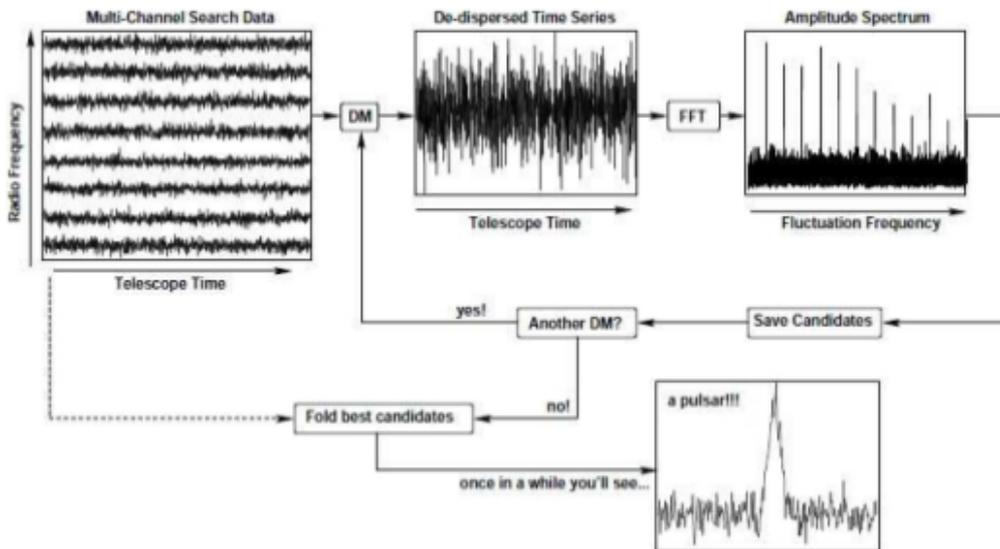


Figura 2.4: Lo schema [Lorimer 2001] riassume i vari passi da applicare per la ricerca di nuove pulsar (*standard search*).

I candidati, però, dovranno essere confermati, andandone a verificare la presenza in altre osservazioni della stessa zona di cielo o, nel caso specifico, dello stesso GC. Se il candidato non è spurio, inserendo i valori di P , della DM e dell'accelerazione nel procedimento esposto poc'anzi, dovremmo ottenere una stima più precisa di questi ultimi. In caso contrario, si noterà una differenza significativa nei valori del periodo e DM, segno che il candidato celava, in realtà, un'interferenza terrestre.

2.4.3 Importanza del DM step per le MSP

Facciamo notare ora che la scelta del DM step diventa critica quando si vogliono de-disperdere serie temporali alla ricerca di pulsar dal periodo inferiore a qualche decina di millisecondi.

Per quantificare il discorso consideriamo, per semplicità, una funzione rettangolo⁷ di larghezza intrinseca W_{int} . Applicando la de-dispersione, con un valore di prova che

⁷La funzione rettangolo (o finestra) è una funzione identicamente nulla eccetto all'interno di un certo intervallo, in cui assume un valore costante.

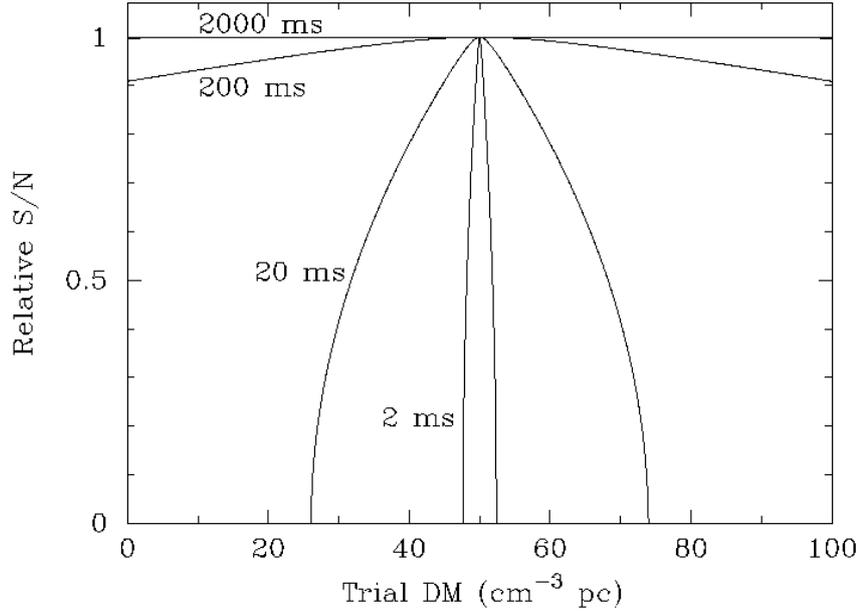


Figura 2.5: Rapporto (S/N) in funzione della DM di prova per quattro ipotetiche pulsar, coi periodi indicati in figura [Lorimer and Kramer 2005]. In tutti i casi viene assunto una DM vera di 50 pc/cm^3 , un *duty cycle* (W_{int}/P) del 5% e sono stati trascurati effetti secondari come scattering e scintillazione.

si discosta di ΔDM da quello vero e assumendo $\Delta\nu \ll \nu$, otteniamo un allargamento effettivo dell'impulso pari a

$$W_{eff} = \sqrt{W_{int}^2 + (k_{DM} \cdot |\Delta DM| \cdot \Delta\nu/\nu^3)^2}, \quad (2.13)$$

dove $k_{DM} = 8.3 \text{ GHz}^2 \text{ cm}^3 \text{ pc}^{-1} \text{ ms}$ (se la larghezza dell'impulso è misurata in ms), $\Delta\nu$ è la banda di lavoro centrata in ν (entrambe in GHz). Una semplice relazione, che lega il rapporto (S/N), W_{eff} e il periodo P , è data dalla (2.1), cioè

$$(S/N) \propto \sqrt{\frac{P - W_{eff}}{W_{eff}}}. \quad (2.14)$$

Combinando la (2.13) con la (2.14), possiamo vedere dalla figura 2.5 come varia il rapporto (S/N) in funzione della DM di prova e del periodo della pulsar.

2.5 Ricerca di periodicità

Dopo aver de-disperso la nostra serie temporale a tutti i valori della DM di prova necessari e, se indispensabile, aver adottato un sistema di riferimento opportuno, passiamo alla ricerca di segnali periodici. Poiché, come accennato, nella maggior parte dei casi gli impulsi singoli delle pulsar sono al di sotto della soglia del rumore nei nostri dati, l'algoritmo più efficiente e diffuso è quello di trasformare secondo Fourier le nostre serie temporali de-disperse e cercare, dunque, le periodicità all'interno del dominio delle frequenze.

2.5.1 Trasformata di Fourier discreta

Dal momento in cui la nostra serie temporale \mathcal{T}_j è formata da un insieme finito di campioni indipendenti, piuttosto che la forma continua della trasformata di Fourier dovremo optare per quella discreta (DFT). Per definizione, la componente di Fourier k -esima della DFT è

$$\mathcal{F}_k = \sum_{j=0}^{N-1} \mathcal{T}_j e^{-2\pi i j k / N}, \quad (2.15)$$

dove i è l'unità immaginaria e N il numero di elementi della serie temporale⁸. Se i campioni della serie temporale sono equispaziati con un intervallo di campionamento t_{samp} , allora la frequenza di Nyquist dovrà essere $\nu_{Nyq} = (2t_{samp})^{-1}$. La frequenza della k -esima componente di Fourier sarà $\nu_k = k/(Nt_{samp}) = k/T$, dove T è la lunghezza dell'osservazione e $1 < k < N/2$, mentre la larghezza di ogni bin di frequenza è semplicemente $1/T$.

Notare che la DFT è direttamente implementabile su un calcolatore, al contrario della trasformata di Fourier continua, in quanto richiede un numero finito di operazioni. Tuttavia, il calcolo della DFT non viene mai implementato secondo la definizione qui data, ma si preferisce utilizzare algoritmi ottimizzati, che richiedono uno sforzo computazionale minore [Press et al. 2002]. Il tempo di calcolo necessario per la DFT, con la definizione qui data, è direttamente proporzionale ad N^2 , per gli algoritmi ottimizzati (trasformata di Fourier veloce, FFT) è proporzionale a $N \log_2 N$. Quindi il vantaggio nell'utilizzarli è tanto maggiore quanto più grande è N .

2.5.2 Segnali periodici nel dominio di Fourier

Un metodo per rivelare i segnali periodici consiste nel raffigurare le ampiezze ($\mathcal{A}_k = |\mathcal{F}_k|$) o le potenze ($\mathcal{P}_k = |\mathcal{F}_k|^2$) delle componenti di Fourier, isolando i picchi riscontrati in questi spettri. In figura 2.6(a) è presente un'onda sinusoidale con periodo di 40 ms, mischiata a rumore puramente gaussiano⁹ e con deviazione standard tre volte superiore all'ampiezza del segnale. Il segnale sinusoidale non è affatto rilevabile nel dominio dei tempi, essendo completamente sommerso dal rumore. Ma nello spettro di potenza è chiaramente visibile una linea a 25 Hz (fig. 2.6(b)). In quest'ultimo passaggio è stata applicata la trasformata di Fourier che, nel caso in questione, restituisce una delta di Dirac piccata alla frequenza della sinusoide.

Una limitazione della DFT è che la risposta in frequenza del segnale non è uniforme, ma è massima nel centro del bin di Fourier e minima nel punto intermedio tra due bin adiacenti. Come menzionato sopra, ogni bin è caratterizzato da una frequenza centrale pari a $\nu_k = k/T$ e una larghezza $\Delta\nu = 1/T$. Quindi se il picco non cade esattamente al centro del bin si osserverà una riduzione di sensibilità nel segnale (*scalloping*). Nel malaugurato caso in cui la frequenza ν_r di un segnale cada proprio nel punto intermedio tra due bin (i.e. $|\nu_k - \nu_r| = \Delta\nu/2$) avremo una riduzione del 36% nell'ampiezza e del 60% nella potenza (fig. 2.6(c)).

Le tecniche principali adoperate per il ripristino della sensibilità originaria, se non si ha alcuna informazione preliminare sulla frequenza del segnale, sono quella

⁸Assumiamo che tutte le componenti \mathcal{F}_k siano state normalizzate del fattore $(N\overline{\mathcal{T}_j^2})^{1/2}$.

⁹Il *rumore gaussiano* o *bianco* è un particolare tipo di rumore, caratterizzato dall'assenza di periodicità nel tempo e da ampiezza costante su tutto lo spettro di frequenze.

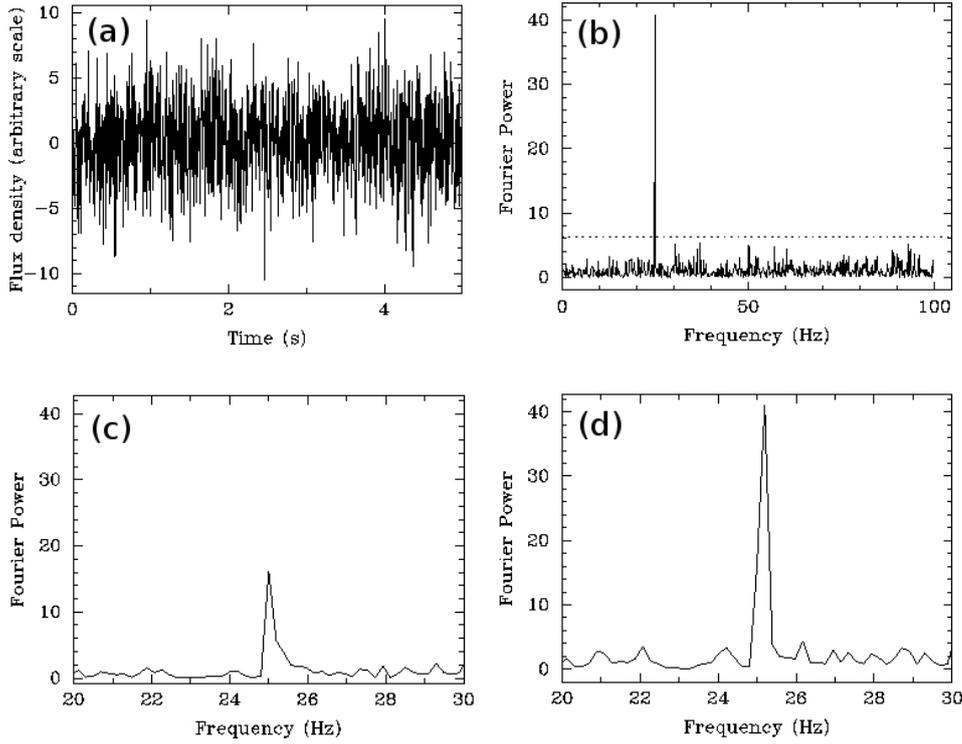


Figura 2.6: (a) Serie temporale rumorosa contenente un segnale a 25 Hz. (b) Spettro di potenza derivato applicando la DFT sulla serie temporale. (c) Ingrandendo lo spettro di potenza notiamo che l'impulso è centrato a 25.125 Hz e che c'è una riduzione del segnale per effetti di *scalloping*. (d) Ripristino della potenza del segnale precedente grazie alla tecnica dell'*interbinning* [Lorimer and Kramer 2005].

dello *zero padding* e dell'*interbinning*. La prima consiste nell'aggiungere alla serie temporale degli elementi nulli consentendo, senza introdurre né rumore né segnale ai nostri dati, di incrementare N e contemporaneamente ridurre $\Delta\nu$. Ovviamente un uso eccessivo di questa tecnica produrrà serie temporali troppo lunghe e, di conseguenza, andrà ad incidere sulle risorse di calcolo. Con il secondo si calcola la potenza nel punto di mezzo tra due bin limitrofi, stimandola dal valore della potenza assunto in questi ultimi due, cioè

$$\mathcal{F}_{k+\frac{1}{2}} \simeq \frac{\pi}{4}(\mathcal{F}_k - \mathcal{F}_{k+1}). \quad (2.16)$$

Questo secondo metodo restituisce una perdita del 7%, nello spettro delle ampiezze, per un segnale che giace nel punto di mezzo tra due bin indipendenti. Un approccio analogo al precedente, usato per produrre il grafico 2.6(d), consiste nel confrontare la potenza di ogni bin di Fourier con quella dei 2 bin adiacenti secondo la seguente relazione

$$\mathcal{P}_k = \max\left\{\frac{|\mathcal{F}_{k-1} + \mathcal{F}_k|^2}{2}, |\mathcal{F}_k|^2, \frac{|\mathcal{F}_k + \mathcal{F}_{k+1}|^2}{2}\right\}. \quad (2.17)$$

Dunque, il valore scelto della componente k -esima dello spettro di potenza sarà quello più alto del trittico della (2.17).

2.5.3 Incrementare la sensibilità agli impulsi stretti

Nel paragrafo precedente abbiamo esaminato un segnale analitico sinusoidale, che ha come trasformata una delta di Dirac piccata alla frequenza fondamentale della sinusoide. Nel mondo reale gli impulsi delle pulsar hanno un *duty cycle* (i.e. la larghezza

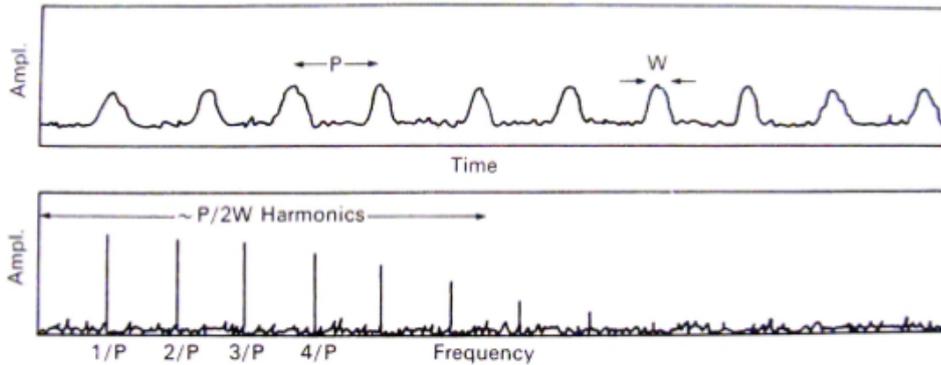


Figura 2.7: Treno di impulsi di periodo P e larghezza W (in alto) e la sua trasformata di Fourier (in basso) [Lyne and Graham-Smith 2012].

dell'impulso fratto il periodo) di qualche punto percentuale. Nel dominio di Fourier, la potenza di questi impulsi è distribuita tra la frequenza fondamentale e le infinite armoniche secondarie. Vediamo ora quante e quali armoniche prendere in considerazione, rispettando sempre il giusto compromesso tra dispendio computazionale e qualità dei risultati.

Analizziamo la figura 2.7. La funzione in alto può essere approssimata come un treno di funzioni rettangolo di larghezza W e distanziate l'una dall'altra del periodo P , ovvero un'onda quadra a valor medio non nullo. La parte bassa in figura ne rappresenta la trasformata di Fourier, che può essere derivata senza ricorrere ad alcuna specifica operazione matematica, ma valendosi solo di un paio di trasformate notevoli e ricordando l'enunciato

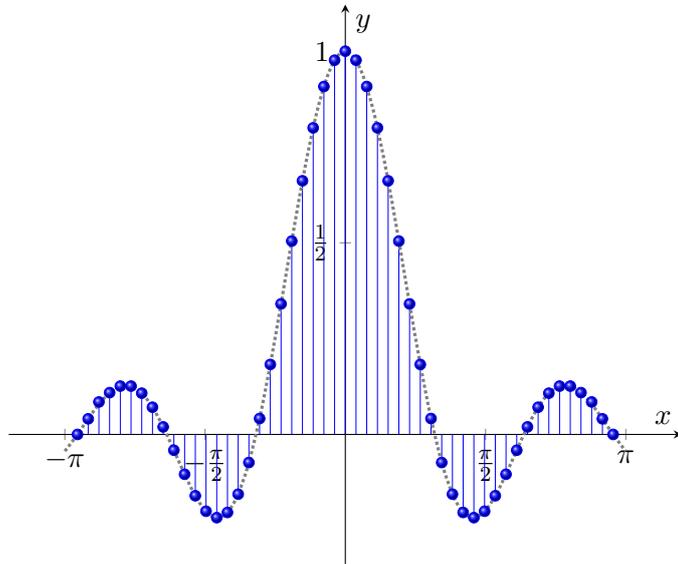


Figura 2.8: Trasformata di Fourier di un'onda quadra a valor medio non nullo.

del teorema della convoluzione¹⁰. Anzitutto l'onda quadra è il risultato della convoluzione di una singola funzione rettangolo, la cui trasformata è proporzionale a $\text{sinc}(\pi fW)$, con un treno di delta di Dirac (*pettine di Dirac* o *funzione di Shah*)

¹⁰Il teorema di convoluzione afferma che la trasformata di una convoluzione è data dal prodotto delle trasformate.

separate di P , che si trasforma sempre in una pettine di Dirac ma con una separazione tra i “denti” di $1/P$. Facendo il prodotto delle due trasformate otteniamo una serie di funzioni delta distanziate di $1/P$ con le ampiezze che sono legate alla forma della funzione sinc. Una rappresentazione grafica è mostrata in figura 2.8, dov’è evidente l’involuppo della funzione sinc (tratteggiata in grigio) e al contempo i denti della funzione di Shah. Il numero di armoniche che prenderemo in considerazione sarà uguale al reciproco del duty cycle (i.e. $\sim P/2W$), cioè quelle contenute nel semi-asse positivo delle frequenze del lobo principale della funzione sinc. Per tipici duty cycle dell’ordine del 5% il numero di armoniche sarà circa 10.

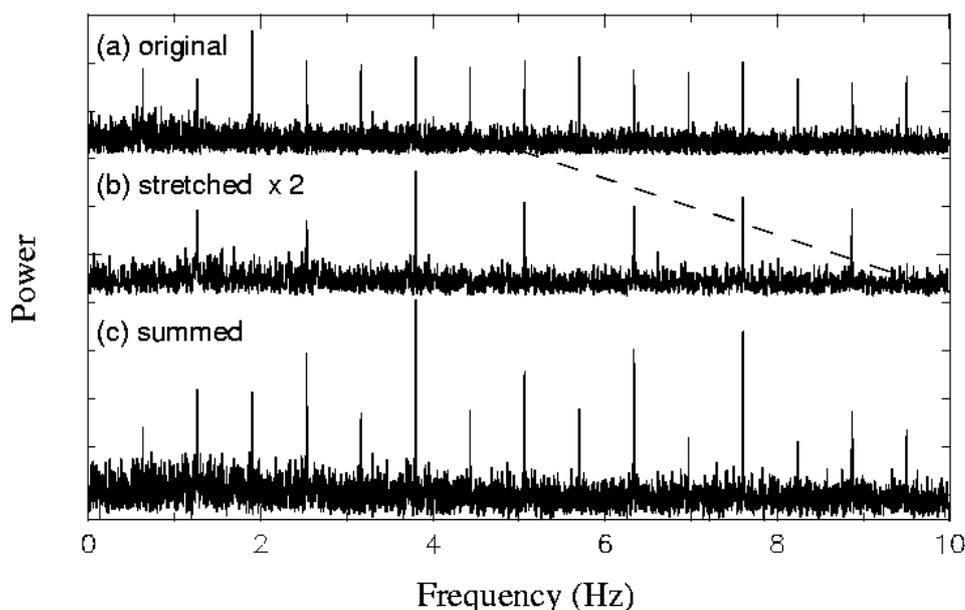


Figura 2.9: Il processo della somma armonica illustrato nello spettro di potenza di PSR B2303+30, osservato a 327 MHz dal radiotelescopio indiano di Ooty [Lorimer and Kramer 2005].

Per ricostruire la maggior parte della potenza di un segnale periodico con impulsi stretti, tipico delle pulsar, è quindi necessario sommare la potenza contenuta nelle armoniche selezionate attraverso una tecnica sviluppata da Taylor e Huguenin [1969], che prende il nome di *somma armonica incoerente*. Nell’esempio di figura 2.9, il pannello centrale (caso (b)) contiene lo spettro originale (caso (a)) della pulsar “stirato” di un fattore 2 nell’asse delle frequenze. In questo modo le armoniche seconde coincidono con la fondamentale e possono essere addizionate direttamente tra loro. Sebbene questa somma influisca anche sul rumore, nel computo totale si ha un guadagno netto del rapporto (S/N), che per due armoniche dalla potenza grossomodo simile aumenta di un fattore $\sqrt{2}$. Ripetendo questo procedimento¹¹ sullo spettro risultante (caso (c)) sino all’armonica massima, che avevamo precedentemente stabilito, abbiamo un incremento significativo del rapporto (S/N).

¹¹Un caso particolare di frequenze armoniche è quello dell’onda quadra con duty cycle del 50%. Infatti essa è composta dalla fondamentale e delle sole armoniche dispari, con ampiezza pari alla frazione del loro numero: quindi, la terza armonica con ampiezza di un terzo, la quinta armonica con ampiezza di un quinto, e così via.

Le pulsar con un grande duty cycle (20% in media), come le MSP, hanno un andamento descrivibile da un'onda quadra “quasi-sinusoidale”. Di conseguenza la potenza sarà concentrata perlopiù nella fondamentale e questo ci consente, senza perdere troppo segnale, di fermare il processo della somma per un basso numero di armoniche. Viceversa il procedimento appena descritto ha una rilevanza maggiore per gli oggetti con un piccolo duty cycle, come le pulsar ordinarie. In questa occasione abbiamo un treno di impulsi “non sinusoidale” e nel dominio di Fourier troveremo un cospicuo numero di armoniche con ampiezza comparabile con la fondamentale, di cui tener presente per assicurarci un buon (S/N).

2.5.4 Folding

Siamo giunti alla fase conclusiva di questa sintetica rassegna sulla ricerca delle pulsar, ma se si è alla scoperta di pulsar non isolate, come quasi sempre accade, si dovrà tener conto anche dell'ultimo paragrafo di questa sezione (§ 2.6).

Dopo aver applicato le procedure preliminari, descritte nei prgg. 2.1 e 2.2, esploriamo la serie temporale per ogni DM di prova. Una volta spostati nel dominio delle frequenze ci apprestiamo alla ricerca di segnali periodici e, se riscontrati, ne memorizzeremo il periodo P e la DM corrispondente all' i -esimo valore della DM di prova che stiamo esaminando (eq. (2.12)). A questo punto possiamo ritornare nel dominio dei tempi per applicare la procedura di folding.

Un'osservazione, benché breve, ha una durata di gran lunga superiore al periodo di una pulsar e dunque al suo interno troveremo una miriade di impulsi disposti l'uno “accanto” all'altro, ma se siamo riusciti a individuare il periodo della stella possiamo disporre gli impulsi l'uno “sopra” l'altro (fig. 2.11). La conoscenza del periodo e della DM (e dell'accelerazione), infatti, ci consente di allineare, di mettere in fase gli impulsi dell'intero segnale raccolto, spezzettandolo ad ogni P . Nella parte superiore del grafico tempo d'osservazione (pari a 38 s) vs. fase di figura 2.10 è mostrato il profilo integrato (in gergo “foldato”) di una pulsar isolata con $P = 4.6$ ms e $DM = 62$ pc/cm³ (qui il segnale è stato ripetuto due volte per utilità grafica). La scala di grigi¹², nella parte bassa della figura, indica l'intensità del flusso radio dell'oggetto: le tonalità più scure sono in corrispondenza del picco.

Non ci si aspetti di trovare abitualmente dei profili integrati così perfetti, specie con osservazioni di circa mezzo minuto. Tant'è vero che per l'immagine si è scelto

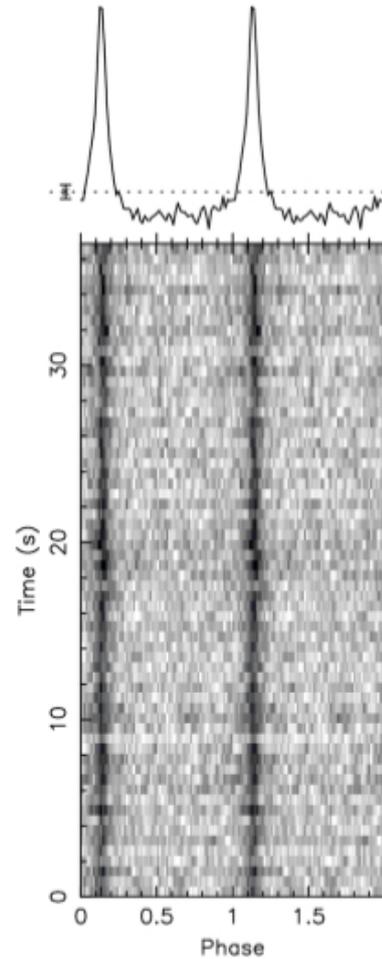


Figura 2.10: Profilo integrato.

¹²Il termine tecnico del grafico è *waterfall*. Si precisa che ogni singolo rigo del waterfall plot, che prende il nome di sotto-integrazione, è il frutto della somma di un certo numero di impulsi successivi. Nello specifico il numero di sotto-integrazioni è tale da ottenere 64 intervalli.

un profilo da “manuale”, utile a scopi didattici. Ma quali sono le caratteristiche che lo rendono tale? Nel grafico in alto è evidente la presenza di un picco prominente e stretto, segno che il folding ha prodotto un ottimo (S/N), mentre le RFI spesso assumono una forma sinusoidale. Ma anche il segnale del singolo periodo, non foldato, mostra un impulso ben evidente. Questo è visibile dalle due linee nere della parte bassa di figura 2.10, entrambe formate da tutti gli impulsi della stella raccolti, incolonnati l’uno sull’altro (si ricorda che ogni riga contiene il segnale replicato due volte, per aiutare l’occhio dell’utente a vedere meglio un segnale periodico).

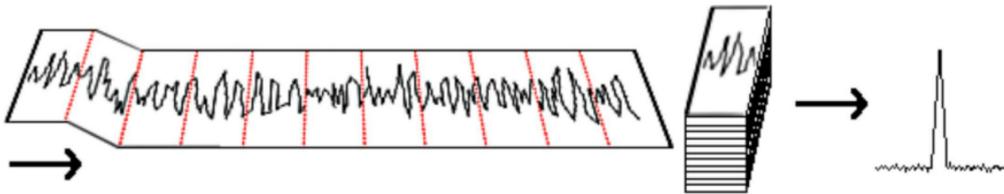


Figura 2.11: Schema del folding (Credits: Google).

Il fatto che le due linee nere parallele siano dritte indica che l’oggetto in esame è isolato; qualora il folding fosse effettuato ad un periodo inesatto, le due linee risulteranno diagonali: la rappresentazione in sotto-integrazioni permette di vedere questi trend e di correggerli opportunamente. Se la pulsar non è solitaria, le due linee tenderanno ad assumere un aspetto curvilineo (fig. 2.12), che dovrà essere corretto per ottimizzare la procedura di folding ed ottenere un rapporto (S/N) più alto.

Un’altra peculiarità che permette di discernere tra un buon segnale ed una RFI è la continuità di quest’ultimo nelle sotto-integrazioni: le RFI normalmente sono limitate nel tempo, mentre le pulsar, a meno di fenomeni di eclissi o scintillazione, sono presenti un tutte le sotto-integrazioni. Per concludere, il periodo di un segnale prossimo all’intero è spesso l’impronta di una sorgente di RFI. Questi concetti saranno ripresi nel § 3.5.3, in cui verranno aggiunti ulteriori grafici diagnostici, anch’essi atti a discriminare il segnale vero di una pulsar da uno spurio di una RFI.

2.6 Ricerca in sistemi binari o multipli

Nonostante la trasformata di Fourier sia molto efficace nel trovare segnali periodici, in sistemi in cui essi sono costanti, la trattazione illustrata nel § 2.5 diviene meno proficua per pulsar appartenenti a sistemi binari (o multipli), soprattutto se questi sono particolarmente stretti. In queste situazioni si osservano variazioni apparenti della frequenza di pulsazione durante l’integrazione e, di conseguenza, uno sparpagliamento della potenza dell’impulso in un certo numero di bin di Fourier limitrofi. Il risultato di quest’allargamento comporta una perdita del rapporto (S/N) dei picchi nello spettro di potenza, con annessa perdita di sensibilità nella trasformata di Fourier veloce (FFT) dei segnali modulati dall’orbita.

Elenchiamo adesso una sequenza di tecniche usate per cercare di portare rimedio (ed in alcuni casi ripristinare interamente) alle perdite di segnale nello spettro di potenza dovuti ai moti orbitali. Ognuna di queste tecniche richiede sforzi differenti nell’uso del calcolatore e quindi vedremo in quali circostanze è più conveniente usare l’una piuttosto che un’altra.

2.6.1 Ricampionamento nel dominio del tempo

Questo primo metodo agisce sulla serie temporale, ricampionandola in modo tale da ottenere un segnale come se fosse prodotto da un oggetto isolato. La correzione da apportare alla serie temporale è una semplice applicazione della formula dell'effetto Doppler. Essa collega gli intervalli temporali nel sistema di riferimento della pulsar τ , con quelli del sistema dell'osservatore t (già corretti per il BSS), tramite

$$\tau(t) = \tau_0(1 + V_i(t)/c) = \tau_0(1 + a_l t/c), \quad (2.18)$$

dove $V_i(t)$ è la velocità radiale della pulsar lungo la linea di vista, c è la velocità della luce ed abbiamo trascurato i termini (v/c) di ordine superiore al primo. Il fattore τ_0 è una costante di normalizzazione stabilita in base al tempo dell'osservazione T_{obs} e di campionamento δt , ovvero

$$\tau(t = T_{obs}/2) = \tau_0 \left(1 + a_l \frac{T_{obs}/2}{c} \right) = \delta t \implies \tau_0 = \frac{\delta t}{1 + a_l T_{obs}/2c}. \quad (2.19)$$

Esso è il valore tale per cui al centro dell'osservazione ($T_{obs}/2$) il bin temporale τ , nella serie trasformata, abbia durata δt , ossia uguale alla durata del bin della serie temporale originale.

Se i parametri orbitali sono già conosciuti (e.g. se si vuole rimuovere l'effetto del moto orbitale per una pulsar in un sistema noto) $V_i(t)$ può essere calcolato dalle leggi di Keplero e, dunque, gli effetti del moto possono essere completamente determinati e poi rimossi dalla serie temporale. L'espressione analitica della $V_i(t)$ è data da

$$V_i(A_T) = \Omega_b \frac{a \sin i}{\sqrt{1 - e^2}} [\cos(\omega + A_T) + e \cos \omega], \quad (2.20)$$

che si trasforma nella (2.18) nel caso in cui $V_i \ll c$. Differenziando la (2.20) abbiamo l'accelerazione lungo la linea di vista

$$a_l(A_T) = -\Omega_b^2 \frac{a \sin i}{1 - e^2} (1 + e \cos A_T)^2 + \sin(\omega + A_T). \quad (2.21)$$

Il significato dei parametri della (2.21) e (2.20) lo si può leggere nel § 1.7.2, tranne per Ω_b che rappresenta la velocità angolare media e A_T è l'anomalia vera¹³.

Se vogliamo invece condurre una ricerca cieca di pulsar di cui, oltre a non conoscere P e DM, non conosciamo neanche i parametri orbitali, è conveniente, nella pratica, impiegare un valore costante dell'accelerazione durante tutta l'integrazione (*acceleration search*), cioè $V_i(t) = a_l t$ (eq. (2.18)). In questo modo si passa da una ricerca multi-parametrica (P , DM e i 5 parametri orbitali) a una più maneggevole ricerca su 3 parametri (P , DM e l'accelerazione). Va da se che è ragionevole implementare questa approssimazione per orbite lunghe rispetto al tempo di osservazione, cosicché l'approssimazione di accelerazione costante sia valida.

Una dimostrazione dei miglioramenti derivanti dall'uso di questa tecnica è illustrata in figura 2.12, dove viene applicata alla pulsar binaria B1913+16, peraltro già incontrata nel corso del primo capitolo (figg. 1.5 e 1.25). Sebbene la pulsar sia

¹³In meccanica celeste, l'anomalia vera è l'angolo compreso tra il pericentro dell'orbita e la posizione del corpo orbitante nel tempo di riferimento, misurato sul piano orbitale.

abbastanza luminosa da essere ben visibile senza l'ausilio dell'acceleration search, sommando i dati al valore nominale del periodo è evidente l'ampliamento del profilo dell'impulso (caso (a)) e l'abbassamento del suo (S/N). La situazione migliora nettamente se adottiamo un valore dell'accelerazione pari a -16 m/s^2 (caso (b)), in cui viene rimosso l'effetto Doppler orbitale e ripristinato il profilo come originato in un sistema di riferimento a riposo con la pulsar stessa.

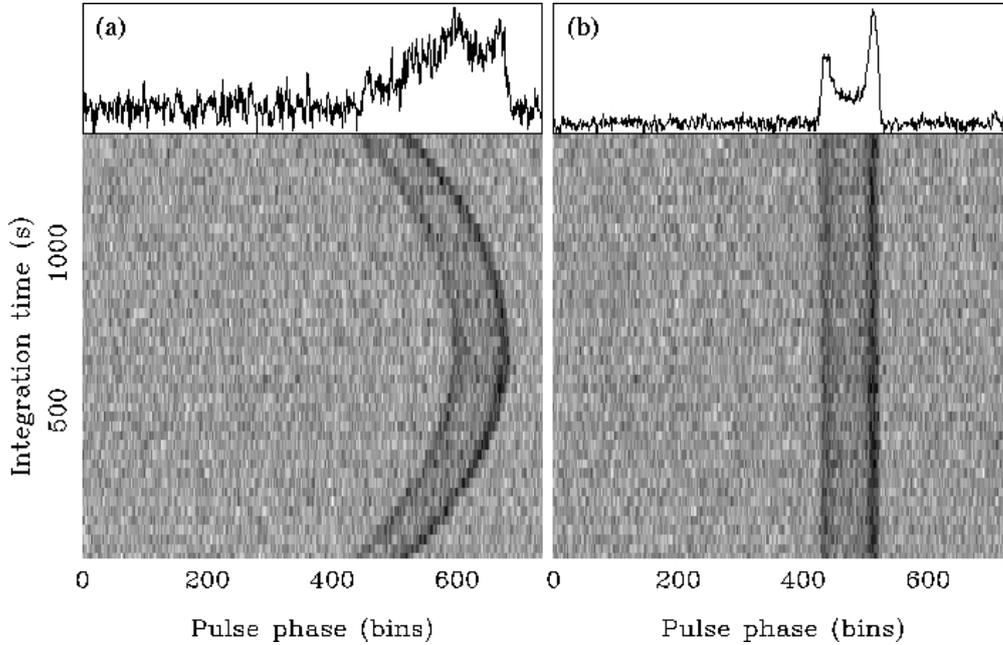


Figura 2.12: (a) Osservazione dal telescopio di Arecibo di PSR B1913+16 [Lorimer and Kramer 2005], che mostra un allargamento dell'impulso per via degli effetti orbitali. (b) La stessa serie temporale assumendo $a_l = -16 \text{ m/s}^2$.

Il problema adesso, per individuare il valor di a_l che meglio corregge la nostra serie temporale, è scegliere il passo più adeguato Δa_l ed il valore massimo dell'accelerazione. Il secondo aspetto è poco problematico perché l'intervallo di valori su cui investigare è abbastanza limitato: le accelerazioni tipiche, infatti, sono comprese tra qualche unità a qualche decina di m/s^2 (a meno che non si è in cerca di sistemi esotici). Per quantificare il primo aspetto, la prima mossa è calcolare il numero di bin di Fourier traslati dal segnale accelerato, se non fosse applicata alcuna correzione. Richiamando in causa la (2.18), la pulsazione del periodo nel sistema dell'osservatore e la sua derivata saranno

$$\nu(t) = \nu_0(1 - a_l t/c) \implies |\dot{\nu}| = a_l \nu_0/c, \quad (2.22)$$

con ν_0 la pulsazione vera. Per un'osservazione di durata T_{obs} e relativo bin di Fourier $\Delta\nu = 1/T_{obs}$, il numero di bin traslati è dato da

$$N_{drift} = \dot{\nu} T_{obs} / \Delta\nu = a_l T_{obs}^2 \nu_0 / c \quad (2.23)$$

e imponendo $N_{drift} < 1$ segue che $\Delta a_l < c P_0 / T_{obs}^2$. Un esempio di applicazione di questa tecnica è stata eseguita da Camilo [2000] il quale, per un'analisi dati di 17.5 minuti del GC 47 Tucanae, scelse un $\Delta a_l = 0.3 \text{ m/s}^2$, che assicurava un'assenza di traslazione per tutti gli oggetti di periodo $P > 2 \text{ ms}$.

2.6.2 Tecniche nel dominio della frequenza

Per un numero di campioni abbastanza contenuto ($< 2^{23}$), il metodo appena descritto produce risultati soddisfacenti. Ma per set di dati più lunghi, tale tecnica diventa computazionalmente sconsigliata e, come vedremo a breve, viene soppiantata da una serie di altre procedure, che operano però nel dominio della frequenza. Il punto debole dell'acceleration search è l'eccessivo utilizzo di FFT (§ 2.5.1), le quali, seppur rappresentando la versione “veloce” delle DFT, rimangono pur sempre delle operazioni dispendiose. Notiamo, difatti, nei blocchi centrali dei due diagrammi di flusso di figura 2.13 che nel dominio del tempo, a sinistra, vengono impiegate $n_{DM} \cdot n_{a_i}$ FFT, dove n_{DM} sono le serie de-disperse e n_{a_i} i valori di prova delle accelerazioni. Degli approcci più efficienti sono presentati di seguito (di cui due, il metodo della correlazione e della modulazione di fase, sono stati sviluppati da Ransom [2002]), che consentono di lavorare interamente nel dominio delle frequenze e richiedono solamente una FFT per ogni valore della DM.

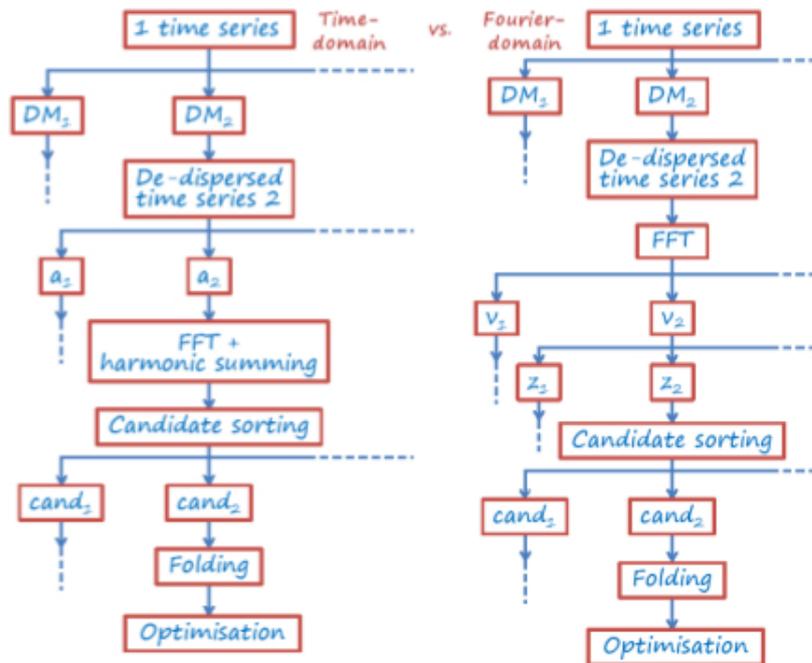


Figura 2.13: Schema della standard search nel dominio del tempo e della frequenza [Milia 2011]. Il diagramma di flusso sulla destra si riferisce al metodo della correlazione.

Metodo della correlazione

La risposta delle DFT ad un segnale periodico di frequenza leggermente variabile può essere pensato come la convoluzione di un segnale stazionario (non modulato dai moti orbitali) con una certa funzione “filtro” FIR (*risposta finita all'impulso*), che spalma l'impulso in un certo numero di bin. La logica di questo metodo riprende quella applicata per la de-dispersione coerente vista nel § 2.3.2. L'intento, infatti, è quello di scovare la funzione succitata, che riproduce gli effetti dell'orbita, e poi applicare l'inversa per ripristinare il segnale.

Sia \mathcal{F}_{k-r_0} tale funzione (dove $|k-r_0|$ è la “distanza” del bin k -esimo da quello di riferimento r_0) e $\mathcal{F}_{k-r_0}^*$ la sua complessa coniugata. La risposta di Fourier corretta sarà

$$\mathcal{F}_{r_0} = \sum_{k=r_0-m/2}^{r_0+m/2} \mathcal{F}_k \mathcal{F}_{r_0-k}^*, \quad (2.24)$$

dove m rappresenta l’intorno in cui gli effetti orbitali sono rilevanti. La forma esplicita di $\mathcal{F}_{k-r_0}^*$ consta di un termine di rotazione di fase ed un insieme di integrali di Fresnel, che sono funzioni dipendenti dalla frequenza di riferimento r_0 e dalle sue derivate \dot{r} . Precisamente \dot{r} rappresenta il più piccolo intorno di r_0 che contiene la maggior parte della potenza del segnale allargato, anche se una porzione di esso “trapela” fino ai bin più lontani da r_0 . Affinché la (2.24) restituisca una buona correzione delle ampiezze si opta per un intorno compreso tra $\dot{r} \leq m \leq 2\dot{r}$.

Questo metodo, come quello del paragrafo precedente, è efficiente se il periodo orbitale delle pulsar è molto maggiore della durata dell’osservazione, ma rispetto ad esso risulta essere computazionalmente vantaggioso, specialmente per serie temporali lunghe. Esso fu usato per la prima volta [Ransom et al. 2001] per la scoperta di PSR J1807-2459 (una MSP di 3.06 ms e $P_{orb} = 1.7$ h), situata in NGC 6544.

Metodo stack/slide

Sia la tecnica del ricampionamento (§ 2.6.1) che quella della correlazione permettono una ricerca coerente nello spazio delle accelerazioni, cioè senza perdita di informazioni sulla fase del segnale. Per ingenti moli di dati, derivanti ad esempio da survey di ampie zone di cielo o da una prolungata osservazione di un fissato oggetto astrofisico, anche la tecnica della correlazione diventa gravosa per il calcolatore.

Quando si vanno a sondare vaste regioni di cielo, il telescopio non può soffermarsi a lungo su una determinata area e pertanto, qualora fossero presenti, raccoglierà solo dei piccoli frammenti dell’orbita di una pulsar. La cosa potrebbe non essere vera se si punta il telescopio su un determinato oggetto, per tempi molto lunghi. La tecnica, che andremo ora ad introdurre, lavora comunque in approssimazione di accelerazione costante ed è preferibile usarla quando la durata dell’osservazione, per un singolo puntamento, è molto minore del periodo orbitale o, tutt’al più, confrontabile.

Questo metodo di ricerca, che prende il nome di *stack/slide*, è, come annunciato, più veloce dei precedenti (il più rapido tra quelli qui presentati), ma anche il meno sensibile (circa il 20% in meno [Faulkner et al. 2004]). Esso spezzetta l’osservazione in un certo numero di sotto-integrazioni contigue ($t_i = T_{obs}/n$), ognuna delle quali verrà trasformata secondo Fourier separatamente. In questo modo è possibile considerare costante la frequenza all’interno di ogni sotto-integrazione. Questo perché ogni sotto-integrazione ha una durata inferiore ($t_i < T_{obs}$) e quindi il periodo osservato varia intrinsecamente meno che su tutta l’osservazione; in secondo luogo, i bin di Fourier, che diventano pari a $1/t_i$, sono più larghi e quindi dentro un singolo bin cade un segnale maggiore. I sotto-spettri creati verranno traslati (*slide*) in modo da allinearli in frequenza ed in seguito sommati (*stack*).

Si sarà notata l’analogia con il metodo della de-dispersione incoerente (§ 2.3.1), che segue la stessa logica di base: frazionare il segnale disperso, sincronizzare i tempi d’arrivo dei singoli elementi ed in ultimo sommare.

Metodo della modulazione di fase

Se l'osservazione contiene parecchie orbite chiuse allora conviene fare uso della *phase-modulation search* [Jouteux et al. 2002, Ransom et al. 2003]. Questo può essere il caso, in particolare per pulsar in sistemi binari molto stretti, delle osservazioni su GC con durate tipiche di almeno una decina di ore.

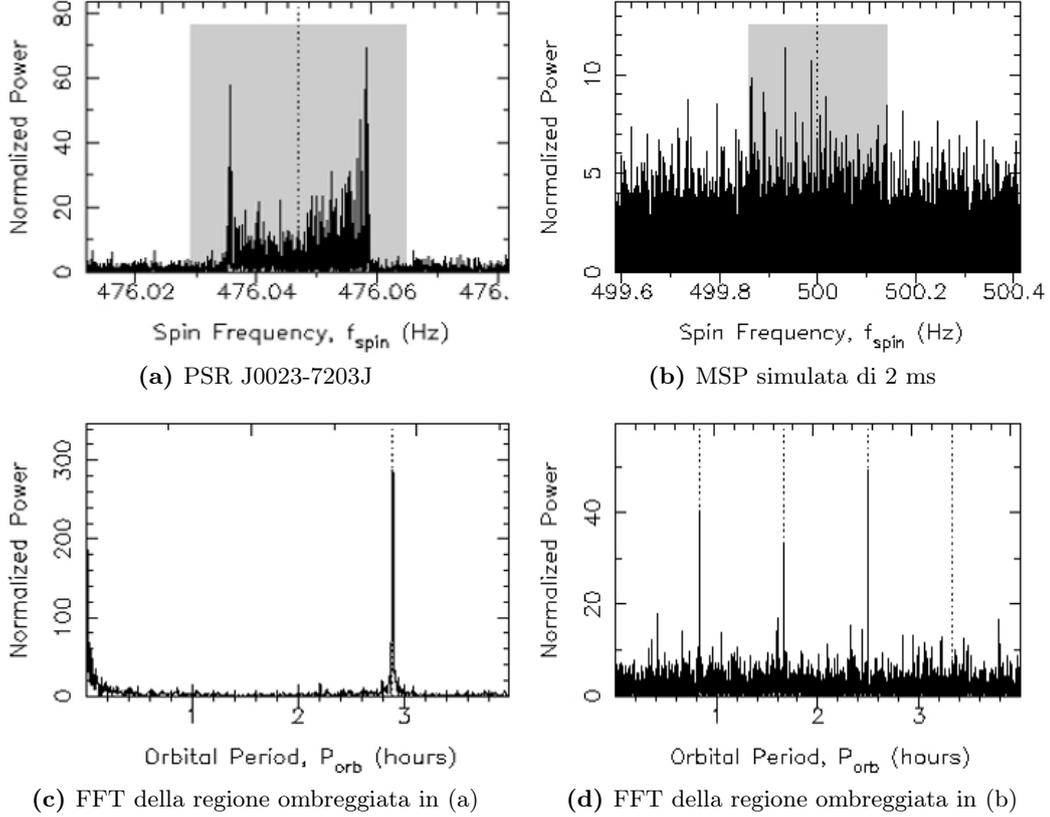


Figura 2.14: Applicazione dell'acceleration search in un caso reale ed in uno simulato [Lorimer and Kramer 2005], con periodi orbitali di 2.9 h e 50 min, rispettivamente. (a) Spettro di potenza di PSR J0023-7203J da un'osservazione di 8 h in 47 Tucanae. (b) Spettro di potenza simulato di una MSP di 2 ms con compagna di $0.2 M_{\odot}$. (c) La FFT della regione ombreggiata in (a) mostra il valore atteso di $P_{orb} = 2.9$ h. (d) Stesso discorso per la FFT della ragione ombreggiata in (b), che in più mostra le prime due armoniche.

Questa tecnica sfrutta il fatto che lo spettro di potenza (o delle ampiezze) di un'osservazione, che copre diverse orbite del sistema, ha una forma distintiva (fig. 2.14a): il cambiamento della frequenza del segnale, tra due punti estremi attorno al periodo di rotazione intrinseco della pulsar, è dovuto all'effetto Doppler, mentre il surplus di flusso nei picchi laterali è impresso dal moto armonico¹⁴. Ciò è ben visibile in figura, dove l'allargamento in frequenza del segnale nello spettro di potenza

¹⁴Il moto orbitale della stella, proiettato in due dimensioni, può essere visto come il moto armonico di un oggetto lungo un segmento. Ai bordi la velocità risulta minima e dunque la pulsar, apparentemente, sosterrà maggiormente agli estremi del segmento. Questo produce i due picchi nello spettro di potenza della figura 2.14a.

riproduce il periodo orbitale, ricavabile attraverso una DFT della regione che ci interessa (ombreggiata nell'immagine). La tecnica della modulazione di fase si basa sullo stesso criterio usato per la ricerca di segnali periodici nel dominio di Fourier (§ 2.5.2), tant'è vero che possiamo apprezzare la sensibilità nel rilevare periodicità anche quando non sono apparentemente visibili (fig. 2.14b). Notiamo un'altra analogia: l'importanza delle armoniche per segnali con piccolo duty cycle (§ 2.5.3). I due oggetti in figura hanno, rispettivamente, un periodo orbitale di 2.9 h e 50 min e difatti nel secondo, con duty cycle inferiore, si evidenzia la presenza delle prime due armoniche (fig. 2.14d).

3 | PIPELINE

Nella sezione precedente sono stati descritti i procedimenti da mettere in atto se si vuol fare un tipo di ricerca “alla cieca” di pulsar in ammassi globulari (GC), come quella svolta per lo studio dei due GC (NGC 6388 e NGC 5946) di questa Tesi. Adesso ripercorriamo i passaggi dello scorso capitolo, ma da un’angolazione più pragmatica o, in altri termini, vedremo applicati sul calcolatore i concetti teorici appena visti. Per questo motivo verranno fatti continui riferimenti alla sezione 2, per sottolineare il parallelismo fra teoria e pratica.

Il software *PRESTO*, sviluppato da Scott Ransom¹ e scritto nei linguaggi di programmazione *Python* e *ANSI C*, è stato qui utilizzato per la riduzione dei dati raccolti dal radiotelescopio di Parkes (in foto). Esso è stato disegnato primariamente per una ricerca efficiente di MSP binarie in lunghe osservazioni su GC, sebbene sia stato



Figura 3.1: Radiotelescopio di Parkes (NSW, Australia).

anche adoperato per l’elaborazione di dati X di survey da piccoli tempi d’integrazione. Ad oggi, grazie a *PRESTO*, sono state scoperte più di 300 nuove pulsar, di cui circa la metà è costituita da pulsar riciclate (molte delle quali risiedono in sistemi binari).

Dopo aver preso familiarità col panorama e con la conoscenza odierna dell’oggetto astrofisico, entriamo nel cuore del lavoro di Tesi. I risultati conseguiti sono, come già detto, il frutto dell’elaborazione dati da parte del software *PRESTO*, ma l’esecuzione è stata *automatizzata* ed *ottimizzata* grazie alla scrittura dello script *OCTOPUS* (esposto in dettaglio nell’appendice B), la cui progettazione è stata parte integrante del lavoro di Tesi.

Le operazioni intermedie, presenti all’interno della procedura di riduzione, vengono lanciate in successione e non appena uno step ha termine viene attivato quello successivo (automatizzazione); il carico di lavoro è stato perequato (ottimizzazione)

¹La documentazione completa su *PRESTO* (**P**ulsa**R** **E**xploration and **S**earch **T**oolkit) e la pagina personale di S. Ransom sono consultabili dal sito www.cv.nrao.edu/~sransom.

tra i nodi a disposizione del cluster di calcolo Cybersar (§ 3.4.1) dell’osservatorio astronomico di Cagliari (OAC) dell’INAF. Tutto ciò consente, in breve, di velocizzare il processo di riduzione, soprattutto per osservazioni lunghe, che esigono un gravoso lavoro da parte del calcolatore.

La struttura della procedura di analisi dati trattata dal software² può essere riassunta principalmente in 3 passi:

- *Preparazione dei dati.* Rilevazione di interferenze terrestri (`rfifind`) e loro rimozione (`zapbirds`), de-dispersione (`prepdata`, `prepsubband`), impiego di un sistema di riferimento coincidente col baricentro del sistema solare (*TEMPO*).
- *Ricerca dei candidati.* Ricerca di segnali periodici (`accelsearch`), spostandosi nel dominio di Fourier (`realfft`), di pulsar singole o in sistemi multipli.
- *Folding.* Selezione dei candidati (`ACCEL_sift`), creazione dei grafici (`prepfold`).

Naturalmente sono presenti anche altre funzionalità nel software, come l’esplorazione dei dati (`readfile`, `exploredat`, `explorefft`), la possibilità di determinare una griglia di valori di DM ottimale per la de-dispersione (*DDplan*, *dedisp*), ecc.

3.1 Contenuto dell’osservazione

Con il comando `readfile` possiamo leggere il contenuto dell’osservazione. Dalla schermata visibile in figura 3.2 (che rappresenta solamente un estratto dell’output del task) possiamo ricavare una sfilza di utili informazioni: la data di inizio dell’osservazione, la sua durata e lo strumento con cui è stata effettuata; l’oggetto osservato e relativa posizione sulla sfera celeste, e molto altro ancora.

Mettiamo in evidenza alcune informazioni di cui ci serviremo successivamente (§ 3.4). Dividendo la durata totale dell’osservazione (nel caso specifico di circa 4.6 h) per il tempo di campionamento ($124\ \mu\text{s}$) otteniamo la dimensione della nostra serie temporale \mathcal{T}_j (§ 2.5.1), che nell’esempio preso in causa è pari a circa 134 milioni di punti (oppure 2^{27}). È anche presente il numero di canali (1024), con annessa larghezza (0.25 MHz), e l’ampiezza totale della banda (256 MHz). Dividendo quest’ultima per la frequenza centrale di lavoro (1369 MHz) possiamo verificare l’assunzione fatta nel paragrafo 2.3.1, cioè se la differenza nei tempi d’arrivo dei fotoni del segnale, soggetti alla dispersione, segue l’andamento lineare espresso dall’equazione (2.4).

```

Telescope = Parkes
Observer = JMS,
Source Name = NGC6388dfb4_1
Frontend = MULTI
Backend = PDFB4
Project ID = P427
Obs Date String = 2009-09-25T08:03:03
MJD start time (DATE-OBS) = 55099.33545138888889
MJD start time (STT_*) = 55099.336111111111111111
RA J2000 = 17:36:17.000
RA J2000 (deg) = 264.0708333333333
Dec J2000 = -44:44:06.000
Dec J2000 (deg) = -44.735
Tracking? = True
Azimuth (deg) = 197.0507
Zenith Ang (deg) = 12.28063
Polarization type = LIN
Number of polns = 1
Polarization order = AABBCRCI
Sample time (us) = 124
Central freq (MHz) = 1369
Low channel (MHz) = 1241
High channel (MHz) = 1496.75
Channel width (MHz) = 0.25
Number of channels = 1024
Total Bandwidth (MHz) = 256
Beam = 0 of 1
Beam FWHM (deg) = 0.248
Spectra per subint = 2048
Starting subint = 0
Subints per file = 65475
Spectra per file = 134092800
Time per subint (sec) = 0.253952
Time per file (sec) = 16627.5072

```

Figura 3.2: Output di `readfile`.

²Il significato dei termini tra parentesi sarà chiaro nel prosieguo. I comandi (o task) di *PRESTO* nel testo sono riconoscibili dal font “macchina da scrivere”.

3.2 Ricerca di RFI

Per identificare spiccate RFI in banda stretta e/o di breve durata in banda larga, si ricorre al comando `rfifind`. Questo comando esegue la tecnica presentata nel paragrafo 2.1.1. Esso rimuove i segnali transienti molto forti a $DM = 0$, oscurando interamente i canali in cui si manifesta. Solitamente, alla ricerca di RFI, si scandaglia la serie temporale con cadenza dell'ordine del secondo (nel nostro caso si è scelto di scansionare la serie ogni 2 secondi).

Nelle prime righe di figura 3.3 possiamo leggere la percentuale di intervalli “cattivi”, cioè quelli che verranno sostituiti col valore mediano del rumore perché includono fastidiose RFI, e di intervalli “imbottiti” (*padded*) con valori nulli, per via di buchi nell'osservazione. Indubbiamente è auspicabile che queste percentuali siano le più piccole possibile e, come detto in § 2.1.1, di solito si preferisce ripetere l'osservazione in un secondo momento se la frazione di “bad intervals” supera il 20%. Il numero totale di intervalli è dato dal prodotto del numero dei canali per la durata dell'osservazione (in secondi), divisa per il tempo di campionamento scelto per la ricerca delle interferenze (ad esempio 2 s). Per i dati di figura 3.2 avremo quasi 8.5 milioni di intervalli e, per non rendere vana l'osservazione, dobbiamo sperare che il numero di quelli scartati non superi il milione e mezzo.

Sempre nella schermata in figura sono riportate le RFI più significative, in ordine decrescente di intensità, e in basso quelle che si ripresentano più frequentemente, con la moda in ordine decrescente.

3.2.1 RFI periodiche deboli

Finora sono state rimosse dalla nostra serie temporale unicamente le RFI più intense, ovvero quelle che superano una certa soglia nel rapporto (S/N) nei 2 secondi considerati e che non hanno necessariamente una natura periodica o che non si presentano lungo tutta la durata dell'osservazione. Nei nostri dati, purtroppo, sono pure presenti interferenze periodiche di debole intensità, difficili da riconoscere e dunque da eliminare. Per questo tipo di RFI si adotta la medesima procedura vista per la ricerca di pulsar (§ 2.5.2), ma riadattata alle interferenze di origine terrestri. In altre parole dovremo determinare il periodo di questi segnali e, per non confonderli con quelli di sorgenti astrofisiche (come le pulsar), investigheremo a $DM = 0$. Quindi de-disperdiamo la serie temporale a $DM = 0$ col comando `prepdata`, senza applicare la baricentrizzazione, impieghiamo la FFT attraverso `realfft` e cerchiamo periodicità con `accelsearch` nello spettro di potenza.

```
Total number of intervals in the data: 8381440
Number of padded intervals: 1024 ( 0.012%)
Number of good intervals: 8030817 (95.817%)
Number of bad intervals: 349599 ( 4.171%)

Ten most significant birdies:
# Sigma Period(ms) Freq(Hz) Number
-----
1 31.31 406.323 2.4611 179960
2 30.07 369.385 2.7072 170325
3 30.02 338.603 2.95331 164520
4 27.90 312.556 3.19942 150140
5 26.21 290.231 3.44553 141136
6 26.00 253.952 3.93775 123331
7 25.92 270.882 3.69164 128876
8 25.42 239.014 4.18386 109600
9 23.91 213.854 4.67608 95970
10 23.88 225.735 4.42997 105425

Ten most numerous birdies:
# Number Period(ms) Freq(Hz) Sigma
-----
1 1914158 0.50004(20) 1999.85(81) 13.50
2 1218992 0.250020(56) 3999.69(90) 12.33
3 1168390 0.333318(86) 3000.14(78) 11.23
4 827519 0.99998(31) 1000.02(31) 10.41
5 248620 0.48370(38) 2067.4(1.6) 7.00
6 188603 0.326320(41) 3064.48(38) 9.83
7 179960 406.323 2.4611 31.31
8 170325 369.385 2.7072 30.07
9 164520 338.603 2.95331 30.02
10 150140 312.556 3.19942 27.90
```

Figura 3.3: Output di `rfifind`.

In figura 3.4 sono mostrate soltanto alcune delle RFI periodiche individuate, ordinate in base alla loro intensità, puntando l’ammasso NGC 6388 per una durata di all’incirca 4.6 h. Nel paragrafo 2.5.3 si è detto che la potenza di un segnale periodico, trasformato secondo Fourier, si suddivide tra la frequenza fondamentale e le sue armoniche. Nella quinta colonna è possibile leggere la più alta armonica (tra quelle considerate) in cui il segnale è stato individuato. Per la nostra analisi abbiamo usato un numero massimo di armoniche pari a 8.

Dalla lista completa delle RFI, che conta parecchie decine di candidati, è curioso notare la presenza ricorrente di molti segnali con frequenza che si aggira intorno ai 50 Hz, vale a dire lo standard elettrico per

la corrente alternata impiegato in molti paesi del mondo (tra cui l’Australia e Italia) nelle forniture domestiche. La lista contenente tutte le interferenze dell’osservazione può essere riutilizzata per lavori futuri o passati, seppur non troppo distanti nel tempo, per evitare di ripetere lo studio sulle RFI.

Cand	Sigma	Summed Power	Coherent Power	Num Harm	Period (ms)
1	37.58	764.53	5231.48	8	6.6659541(2)
2	11.23	94.95	25.81	4	0.999999824(8)
3	8.06	53.50	22.00	1	999.73(3)
4	7.39	57.26	37.93	4	6.6240255(3)
5	7.06	54.72	3.44	4	80.00023(5)
6	7.00	48.64	23.23	2	3.3435590(2)
7	6.34	58.96	14.02	8	300.0001(3)
8	6.24	58.24	93.62	8	9.3323358(3)
9	6.08	39.25	8.49	1	20.00557(1)
10	6.00	47.22	24.96	4	3.32245500(8)

Figura 3.4: Output di `accelsearch`.

3.3 Baricentrizzazione: il software *TEMPO*

Per quanto riguarda il cambio di coordinate, dal sistema topocentrico a quello baricentrico (§ 2.2), *PRESTO* si appoggia a *TEMPO*, un software sviluppato dalla Princeton University in collaborazione con l’Australia Telescope National Facility (ATNF)³. *TEMPO* viene spesso adoperato nell’analisi dati pulsar, infatti uno dei suoi compiti primari è l’esecuzione della procedura di timing (§ 1.7): quindi dedurre il periodo delle pulsar (o la fase) e il suo tasso di variazione; i parametri astrometrici e, eventualmente, quelli orbitali.

Per poter ottenere questa sfilza di parametri bisogna aver prima collezionato un numero sufficiente di osservazioni su un certo oggetto, da parte di uno o più osservatori terrestri, e aver svolto tutte le procedure preliminari atte alla preparazione dell’analisi dati: de-dispersione del segnale dovuto all’ISM (per uno studio minuzioso bisogna prendere in considerazione anche il gas del sistema solare, la ionosfera e la troposfera terrestre); moti dell’osservatore (rotazione e rivoluzione terrestre, precessione e nutazione); ritardi temporali del segnale a causa del campo gravitazionale della compagna e dei corpi del sistema solare.

3.4 De-dispersione

Passiamo ora alla procedura della de-dispersione dei dati, svolta tramite la tecnica della de-dispersione incoerente (§ 2.3.1). Come visto nel paragrafo 2.4.1, prima di eseguire la de-dispersione dobbiamo scegliere qual è il limite massimo della DM sino a cui spingerci. Essa dipende dalla distanza del GC e dalla sua ubicazione nella Galassia:

³Per maggiori dettagli consultare il sito tempo.sourceforge.net.

intuitivamente sarà maggiore quanto più lontano si trova dall’osservatore e per basse latitudini galattiche. Per vagliare la miglior stima da adoperare per i nostri dati sono stati consultati vari cataloghi, contenenti la distribuzione di elettroni liberi della Via Lattea [Taylor and Cordes 1993, Cordes and Lazio 2002, Yao et al. 2017]. Dopo aver fatto una media approssimativa del valore della DM, che scaturisce dai diversi cataloghi, il risultato è stato raddoppiato per tener conto dei grandi errori presenti nei modelli di distribuzione del gas ionizzato della Galassia (fig. 3.5). Nel nostro caso è stato adottato, per entrambi gli ammassi, un valore massimo della DM di $600 \text{ pc}/\text{cm}^3$. I due GC (tab. 4.1 a pagina 80), difatti, hanno una distanza stimata pressoché uguale dalla Terra ($\sim 10 \text{ kpc}$) ed una latitudine galattica, in valore assoluto, simile ($b \simeq -6.74^\circ$ per NGC 6388 e $b \simeq 4.19^\circ$ per NGC 5946).

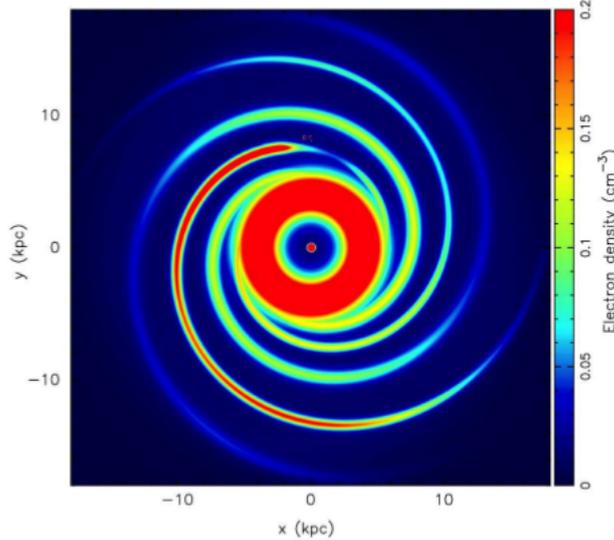


Figura 3.5: Densità elettronica n_e nel piano galattico ($z = 0$) [Yao et al. 2017].

A questo punto combiniamo il valore massimo della DM ottenuto con gli altri parametri dell’osservazione (fig. 3.2): il numero dei canali, la larghezza della banda, il tempo di campionamento e la frequenza centrale di lavoro. In più l’utente è libero di riunire un certo numero di canali in un singolo gruppo, per snellire il processo, e scegliere la massima dispersione del segnale al loro interno. Anziché de-disperdere sempre tutti i canali (1024 nel nostro caso) a tutti i valori della DM, si può velocizzare il lavoro a discapito di una piccola perdita in termini di allargamento dell’impulso, creando set di dati con canali più larghi, al cui interno il segnale viene de-disperso ad una relativamente piccola serie di valori di DM. I nuovi dati così ottenuti vengono poi interamente de-dispersi a valori della DM intermedi. Nel caso specifico i canali sono stati raggruppati a formare insiemi di 32 elementi e la massima dispersione accettata posta uguale al tempo di campionamento ($124 \mu\text{s}$).

```
Setting the new 'best' resolution to : 0.124 ms
Best guess for optimal initial dDM is 0.300
```

Low DM	High DM	dDM	DownSamp	dsubDM	#DMs	DMs/call	calls	WorkFract
0.000	583.200	0.30	1	7.20	1944	24	81	0.9878
583.200	607.200	0.50	2	12.00	48	24	2	0.0122

Figura 3.6: Output dello script *DDplan*.

Inserendo questa successione di dati in *DDplan*, uno dei tanti script in linguaggio di programmazione *Python* che fungono da supporto a *PRESTO*, otteniamo una sorta di piano “preventivo” del lavoro di de-dispersione. In pratica *DDplan* ci restituisce la maniera migliore di suddividere l’intero intervallo di DM su cui investigare, in funzione dei parametri assegnatigli. Ne abbiamo un esempio in figura 3.6, dove

l'intervallo massimo della DM (607.2 pc/cm^3) è stato diviso in due spezzoni: nel primo ($[0, 583.2] \text{ pc/cm}^3$) è stato scelto $\delta\text{DM} = 0.3$, nel secondo ($]583.2, 607.2] \text{ pc/cm}^3$), invece, si è optato per un $\delta\text{DM} = 0.5$.

Per ogni spezzone si eseguono, su tutti i 1024 canali, de-dispersioni parziali (ogni 7.2 e 12 pc/cm^3 , nel nostro esempio), ottenendo dati con 32 sotto-bande. Questi dati, più maneggevoli, sono poi completamente de-dispersi a valori spazati di δDM . Nell'esempio di figura 3.6, per il primo spezzone, abbiamo dunque 81 de-dispersioni parziali, ogni 7.2 pc/cm^3 , con le quali passiamo da dati a 1024 canali a nuovi dati de-dispersi a 32 canali; su ognuno di questi 81 eseguiamo 24 de-dispersioni totali (di modo da ottenere una serie temporale completamente de-dispersa in un solo canale) ogni 0.3 pc/cm^3 . Il grosso delle de-dispersioni viene, in questo modo, fatto su dati a 32 canali, già parzialmente corretti per la dispersione, e non più a 1024, con notevole risparmio di tempo e una limitata perdita in termini di allargamento del segnale nei 32 canali del passaggio intermedio.

Inoltre, in questa fase si applica, tramite l'opzione `-MASK` di `prepsubband`, la maschera creata da `rfifind` (§ 3.2), di modo che i dati de-dispersi non contengano i blocchi contenenti le interferenze di alto (S/N). Infine, il software di de-dispersione si occupa anche della baricentrizzazione dei dati (prgg. 2.2 e 3.3).

3.4.1 Ripartizione del lavoro sul Cybersar

Un altro script in *Python*, chiamato *dedisp*, consente di costruire le righe di comando atte alla procedura di de-dispersione, basandosi sul “preventivo” stilato da *DDplan*. La riga di comando (fig. 3.7) è una stringa contenente le opzioni da impartire a `prepsubband`, tra cui citiamo il numero di campionamenti della serie temporale (`-NUMOUT`), o come l'utente ha scelto di raggruppare i canali (`-NSUB`) e soprattutto il range della DM (`-LODM`, `-DMSTEP`, `-NUMDMS`).

```
prepsubband -nsub 32 -mask t090925_080303_rfifind.mask -numout 134092800
-lodm 57.60 -dmstep 0.30 -numdms 24 -downsamp 1 -noscales -nooffsets -o
t090925_080303 t090925_080303*.sf
prepsubband -nsub 32 -mask t090925_080303_rfifind.mask -numout 134092800
-lodm 64.80 -dmstep 0.30 -numdms 24 -downsamp 1 -noscales -nooffsets -o
t090925_080303 t090925_080303*.sf
prepsubband -nsub 32 -mask t090925_080303_rfifind.mask -numout 134092800
-lodm 72.00 -dmstep 0.30 -numdms 24 -downsamp 1 -noscales -nooffsets -o
t090925_080303 t090925_080303*.sf
prepsubband -nsub 32 -mask t090925_080303_rfifind.mask -numout 134092800
-lodm 79.20 -dmstep 0.30 -numdms 24 -downsamp 1 -noscales -nooffsets -o
t090925_080303 t090925_080303*.sf
prepsubband -nsub 32 -mask t090925_080303_rfifind.mask -numout 134092800
-lodm 86.40 -dmstep 0.30 -numdms 24 -downsamp 1 -noscales -nooffsets -o
t090925_080303 t090925_080303*.sf
```

Figura 3.7: Alcune righe di comando di `prepsubband`.

Guardando la figura 3.6 (colonna *dsubDM*) notiamo che le prime 81 righe ispezionano un intervallo della DM pari a 7.20 pc/cm^3 , le ultime due un intervallo di 12.0 pc/cm^3 ciascuna. Rimanendo sulla figura 3.6, notiamo che le righe totali da eseguire sono ben 83 (colonna *calls*) e ciascuna di loro include 24 DM step. Avendo a disposizione più calcolatori è possibile spartire tra loro le righe di comando ottenute e, di conseguenza, accelerare il processo.

Il cluster di calcolo Cybersar dell'OAC, usato per la riduzione dati, è strutturato come segue: un cluster costituito da 40 nodi di cui 5 dedicati all'analisi pulsar, questi ultimi montano 8 CPU e con-

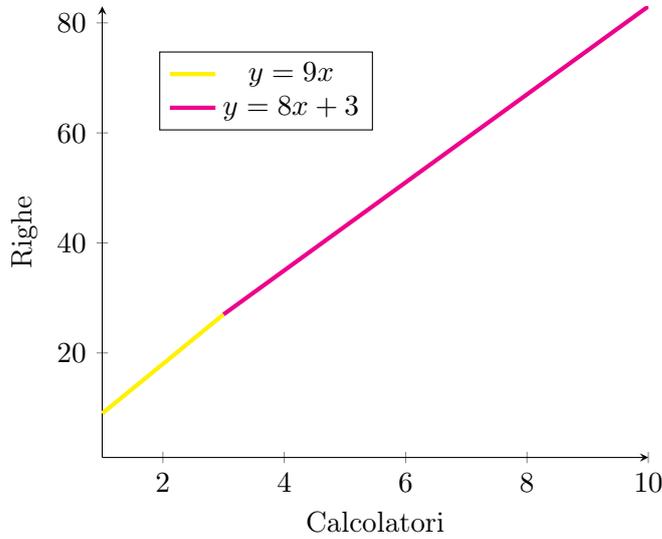


Figura 3.8: L'algoritmo di ripartizione.

tengono 2 hard disk (*scratch*) cadauno. Dunque, per fissare le idee, d'ora in poi diremo di avere a portata di mano un totale di 10 *scratch* (o calcolatori) con processori da 4 core a testa.

Un buon algoritmo preposto alla suddivisione delle righe dev'essere in grado di frammentare il lavoro tra le macchine nel modo più equo possibile. La logica dell'algoritmo, che a titolo d'esempio è stata applicata alle nostre 83 righe, è esposta in figura 3.8, dove si da una versione "geometrica" del problema.

Il proposito, infatti, è trovare il coefficiente angolare e l'intercetta all'origine delle due rette del grafico (i colori adoperati mettono in risalto il luogo in cui avviene il cambio di pendenza).

Nella tabella 3.1, che contiene le coppie di punti con cui si è costruito il grafico 3.8, è mostrata la ripartizione delle righe tra i calcolatori. Essa è il frutto di un banale calcolo

$$r_{cal} = \left\lfloor \frac{r_{tot}}{n_{cal}} \right\rfloor = 8 \implies R = r_{tot} - r_{cal}n_{cal} = 3, \quad (3.1)$$

dove r_{cal} è il numero di righe assegnate ad ogni calcolatore, dato dalla parte intera di tutte le righe (r_{tot}) fratto il numero di calcolatori (n_{cal}), R è il "resto", cioè le righe avanzanti. Altresì, R può essere visto come la gamma di calcolatori che si accolleranno del lavoro extra, perciò i primi 3 dovranno eseguire 9 righe ed i restanti solamente 8. A questo punto è facile risalire alle equazioni delle due rette in figura e, generalizzando, avremo

$$y_1 = \left(\left\lfloor \frac{r_{tot}}{n_{cal}} \right\rfloor + 1 \right)x \quad \text{e} \quad y_2 = \left\lfloor \frac{r_{tot}}{n_{cal}} \right\rfloor x + R. \quad (3.2)$$

Nel fortunato caso in cui il numero di righe è un multiplo di n_{cal} , il problema si semplifica all'equazione destra (3.2), ponendo $R = 0$.

Tabella 3.1: La tabella mostra le coppie di coordinate usate per costruire il grafico 3.8.

Calcolatori		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Righe	da	1	10	19	28	36	44	52	60	68	76
	a	9	18	27	35	43	51	59	67	75	83

3.5 Ricerca dei candidati

Qui si conclude la parte relativa alla preparazione dei dati. Adesso possiamo finalmente studiare approfonditamente i nostri dati alla ricerca di nuove pulsar. Da questo momento in poi, i 10 calcolatori operano sulle serie temporali de-disperse ottenute in ogni dato nodo e in ogni dato disco del passo precedente. Quindi quanto segue, seppur attribuito ad un singolo calcolatore, sarà valido anche per gli altri. Nella fattispecie ci riferiremo al primo calcolatore.

3.5.1 Ricerca di segnali periodici

Al primo calcolatore sono state assegnate 9 righe con 24 DM step cadauno (§ 3.4.1). Poiché ogni DM step produce un file (con estensione DAT) avremo, complessivamente, 216 file. In ognuno di essi, cioè per fissato valore della DM applicata alla serie temporale, dobbiamo andare alla ricerca di segnali periodici (§ 2.5).

A tal fine useremo, in primo luogo, il task `realfft`, che ci permetterà di spostarci nel dominio di Fourier. Esso, difatti, si occupa di produrre altrettanti file (con estensione FFT) quanti sono i DAT. Successivamente, tramite il comando `zpbirds`, elimineremo i picchi dello spettro di potenza corrispondente ai segnali periodici a $DM = 0$ individuati precedentemente.

Infine useremo il task `accelsearch`, per la ricerca vera e propria di segnali periodici. Esso sfrutta la tecnica dell'interbinning, vista in § 2.5.2, per arginare i problemi derivanti dalla discretizzazione dei dati. Al comando dovremo assegnare le opzioni che concernono un'eventuale ricerca di sistemi binari ed il numero di armoniche da prendere in considerazione, di norma pari ad una potenza di 2. Nel nostro caso, per gli argomenti trattati nel § 2.5.3, ci siamo limitati a considerare le prime 8 armoniche perché, analizzando dei GC, ci aspettiamo di trovare una quantità rilevante di MSP, che richiedono una somma armonica meno dispendiosa rispetto alle pulsar ordinarie. Il tempo computazionale richiesto per l'operazione della somma armonica, infatti, raddoppia all'aumentare dell'esponente, cioè $t_{calc}(2^{n+1}) \simeq 2t_{calc}(2^n)$. Per quanto concerne l'altro parametro, quello che correggere per l'effetto Doppler orbitale, si è scelto uno "ZMAX" pari a 200 per entrambi gli ammassi (ovvero il massimo valore che può assumere N_{drift} , trovato nella (2.23) del paragrafo 2.6.1). In questo caso il tempo dell'elaborazione aumenta linearmente al crescere dello ZMAX. Per la scelta dello ZMAX ci si è avvalsi dei valori caratteristici usati in letteratura per questo tipo di ricerca, che permette, in generale, di coprire un range di accelerazioni sensato ed avere un tempo di calcolo ragionevole.

Qui, prima di procedere alla ricerca di segnali periodici (con `accelsearch`), ci siamo spostati nel dominio delle frequenze (con `realfft`). Stiamo adottando, quindi, i concetti visti nel paragrafo 2.6.1, ma seguendo la logica del diagramma di flusso posto nella parte destra di figura 2.13 (N_{drift} , in questo contesto, è da intendersi come il numero di bin di Fourier in cui un segnale modulato da un'orbita si sparpaglia), ovvero applichiamo una sola trasformata di Fourier per ogni DM step. Questo, come abbiamo visto, ci consente di ridurre il numero complessivo di FFT e, di conseguenza, il tempo di calcolo.

Nel paragrafo conclusivo dello scorso capitolo (§ 2.6), abbiamo presentato 4 metodi atti alla ricerca di pulsar in sistemi binari. La tecnica del ricampionamento (§ 2.6.1),

che opera nel dominio dei tempi, è stata subito scartata poiché, come spiegato in § 2.6.2, computazionalmente gravosa. Si è optato, dunque, per le tecniche che lavorano nel dominio della frequenza e tra queste si è preferito il metodo della correlazione. Giustificiamo la scelta. Il metodo della correlazione è il più esatto e largamente diffuso, ma anche il più arduo da implementare; lo stack/slide è il più rapido ma il meno preciso; il metodo della modulazione di fase, oltre ad essere impiegato di rado, è più efficiente tanto maggiore è la durata dell’osservazione o meglio, quante più orbite essa contiene. Le osservazioni di NGC 6388 e NGC 5946 hanno, rispettivamente, una durata di circa 4.6 h e 8.3 h. Esse non sono sufficientemente lunghe, soprattutto per NGC 6388, da consentire l’applicazione dell’ultimo metodo, a meno di non cercare sistemi binari esotici estremamente stretti.

Problemi di... memoria

La durata delle due osservazioni, comunque, è sufficientemente lunga da produrre file di grosse dimensioni. Per NGC 6388 abbiamo quasi 20 Gbyte e per NGC 5946, dato che ha un’esposizione pressoché doppia, stesso numero di canali e simile frequenza di campionamento, pressappoco 40 Gbyte.

Le dimensioni del file, infatti, dipendono dalle dimensioni della matrice $n_{chan} \times t_{samp}$ (fig. 3.9), che diventa una matrice 3-dimensionale se si dispone di informazioni sulla polarizzazione (nel nostro caso, come si vede dalla figura 3.2, avevamo direttamente l’intensità totale). A sua volta il file dell’osservazione produce una moltitudine ($n_{DAT} = r_{tot}n_{\delta DM} = 1992$) di file secondari come i DAT e gli FFT (questi ultimi sono tuttavia temporanei), i quali occupano circa mezzo Gbyte

di memoria a testa. Sempre in figura 3.9 (notare la somiglianza con il grafico 2.3 a pagina 46) sono evidenziate le coordinate (in blu) di una serie temporale de-dispersa ad una certa DM: essi rappresentano i punti salvati in ogni file DAT. Possiamo dire, in altre parole, che se l’osservazione in toto può essere pensata come una matrice di dati, il singolo DAT rappresenta soltanto un vettore. Da qui risulta ovvia la disparità di dimensioni tra il DAT e il file dell’osservazione. Oltre a ciò, come detto nei prgg. 3.4 e 2.4.1, il raggruppamento dei campionamenti temporali cambia al crescere della DM: prima della “diagonale” della DM (linea verde tratteggiata) abbiamo un punto blu per ogni t_{samp} , dopo, a causa dell’incremento di δDM , troviamo, ad esempio,

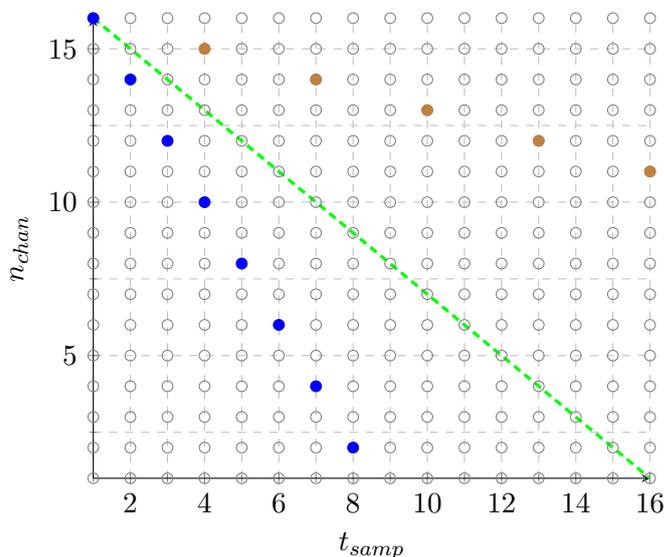


Figura 3.9: I punti blu e marroni rappresentano un file DAT che de-disperde la serie temporale prima e dopo la “diagonale” della DM (linea verde tratteggiata). Maggiori dettagli nel testo.

una coordinata marrone ogni tre t_{samp} . Nella colonna *DownSamp* di figura 3.6 avviene una situazione analoga: vediamo, infatti, che i DAT presenti nelle ultime due righe di comando hanno un campionamento temporale dimezzato. Tutto ciò riduce ulteriormente le dimensioni dei DAT e, a sua volta, dei FFT.

Dunque se i 10 scratch hanno uno spazio disco che si aggira sui 200 Gbyte e, come detto all’inizio di questo sotto-paragrafo, se ognuno di essi riceve circa 200 file DAT, si dovrà aver particolare cura dello spazio disco nel processo di riduzione. Per le questioni riguardanti questo aspetto si veda l’appendice B.2.1, dove il discorso sarà reso più comprensibile grazie alla presenza del codice stesso.

3.5.2 Lo script *ACCEL_sift*

Una volta che tutti i calcolatori hanno terminato di lavorare sulle DM che sono state loro assegnate, restituiscono i risultati dell’elaborazione in una cartella condivisa (nella *HOME* del Cybersar), che contiene i candidati pulsar trovati. Questi, però, non sono ancora in forma definitiva, infatti dovranno passare il vaglio di *ACCEL_sift*, uno script *Python* che effettua una scrematura aggiuntiva della lista dei candidati rilevati.

```
# In how many DMs must a candidate be detected to be considered "good"
min_num_DMs = 2
# Lowest DM to consider as a "real" pulsar
low_DM_cutoff = 2.0
# Ignore candidates with a sigma (from incoherent power summation) less than this
sifting.sigma_threshold = 4.0
# How close a candidate has to be to another candidate to consider it the same
sifting.r_err = 1.1
# Shortest period candidates to consider (s)
sifting.short_period = 0.0005
# Longest period candidates to consider (s)
sifting.long_period = 12.0
# Ignore any candidates where at least one harmonic does exceed this power
sifting.harm_pow_cutoff = 8.0
```

Figura 3.10: Parte dello script *ACCEL_sift*.

I criteri con cui *ACCEL_sift* seleziona i candidati alle varie DM, dai diversi file provenienti dalla ricerca, sono:

1. il minimo numero di DM adiacenti in cui deve apparire un segnale, a un dato periodo, per essere giudicato “buono”;
2. il candidato, per non essere confuso con RFI terrestre, dev’essere al di sopra di una certa DM_{min} ;
3. il rapporto (S/N) spettrale minimo che deve avere il segnale per essere considerato autentico e non puro rumore;
4. la risoluzione, in bin di Fourier, che permette di distinguere tra le pulsazioni limitrofe di due candidati nel dominio delle frequenze;
5. il periodo minimo e massimo che deve possedere un candidato per essere ritenuto potenzialmente interessante.

Inoltre, vengono cancellati i candidati che appaiono molteplici volte in file a diverse accelerazioni, DM e i candidati armonicamente collegati: si rimuovono le duplicazioni

e viene mantenuto, tra queste, solo il candidato a più alto (S/N). I criteri adoperati sui nostri dati sono mostrati in figura 3.10. Questi possono essere modificati a piacimento dall'utente, secondo le esigenze osservative. Spieghiamo meglio, adesso, i punti 1,2 e 5 dell'elenco sovrastante.

Generalmente le RFI sono confinate in uno o pochi canali di frequenza e perciò non hanno una DM ben definita (RFI monocromatiche appaiono uguali a qualsiasi DM!). Le pulsar, invece, hanno un distinto picco in DM (fig. 2.5) ed allontanandosi da esso l'andamento del (S/N) cala in modo simmetrico, tanto più velocemente quanto minore è il periodo. Quindi un valore basso di `MIN_NUM_DMS` permette di scartare con più facilità le RFI, ma al contempo si rischia di eliminare possibili candidati con (S/N) troppo basso alle DM adiacenti. Viceversa con un `MIN_NUM_DMS` troppo alto si correrebbe il rischio di pescare prevalentemente RFI, o al massimo qualche pulsar brillante dal lungo periodo.

Nel testo abbiamo detto che le RFI possono essere isolate de-disperdendo la serie temporale a $DM = 0$, ma possono essere rilevati segnali, specie per quelli di lungo periodo, anche a DM leggermente sopra lo zero. Per questa ragione si è scelto di scartare segnali a partire da $DM \leq 2 \text{ pc/cm}^3$.

Per quanto concerne l'ultimo punto, saranno selezionati gli oggetti con periodi appartenenti all'intervallo $0.5 \text{ ms} \div 12 \text{ s}$. Al di sotto del limite inferiore si han pochi bin temporali e ci sarebbe scarsa statistica per definire un picco, al di sopra dei 12 s è più efficace usare le FFA⁴ (*fast folding analyses*), un approccio alternativo alle FFT che opera interamente nel dominio del tempo, impiegato sulle pulsar di lungo periodo. D'altronde, guardando la figura 1.1 a pagina 1, si nota che il range scelto comprende ampiamente lo spettro di periodi delle pulsar ad oggi conosciuto. Inoltre, inserendo nella (1.4) finanche una densità di 10^{15} g/cm^3 (tipica dei buchi neri), ne consegue un periodo rotazionale minimo $P_r \gtrsim 0.4 \text{ ms}$.

3.5.3 Creazione dei grafici

Trascorsa quest'ultima selezione, siamo pronti alla produzione dei grafici, che sono di grande importanza per l'analisi dei risultati. Arrivati a questo punto abbiamo un file di testo in cui sono elencati tutti i candidati che hanno superato con successo l'intera procedura di riduzione. Ogni linea del file di testo⁵ contiene la DM, il periodo, l'accelerazione del candidato ed il suo "numero": in ogni DM possono essere stati individuati più candidati e, in tal caso, per distinguerli viene attribuito loro un numero; tra questi viene preso soltanto quello che rispetta tutti i criteri dell'*ACCEL_sift* (§ 3.5.2). In aggiunta è presente anche la collocazione del file DAT che de-disperde la serie temporale alla DM a cui appartiene il candidato⁶.

La posizione del file DAT è molto utile per la creazione del grafico, che avviene con l'aiuto di `prepfold`. In questa circostanza il task richiede in ingresso il numero del candidato, un file con estensione CAND e, appunto, il DAT in cui è stato trovato. La DM del candidato in questione è insita nel DAT, dal momento in cui è un file già

⁴Si veda il paragrafo 6.3 del [Lorimer and Kramer 2005] per maggiori informazioni.

⁵Queste informazioni vengono estratte da un file ASCII, che riporta quanto scovato nella singola serie de-dispersa. Qui abbiamo la lista di candidati individuati, in cui leggiamo, citando alcuni dati presenti, il loro numero, il periodo con la sua derivata, l'accelerazione, ecc.

⁶Ad ogni calcolatore viene assegnato un certo numero di righe, che corrisponde ad intervallo in DM. Per questo motivo conosciamo dov'è collocato, tra i 10 calcolatori, ogni file DAT (§ B.1.4).

de-disperso. Gli altri parametri, come il periodo e l'accelerazione dell'orbita, vengono presi dal CAND, in base al numero del candidato assegnato. Nella malaugurata eventualità in cui il file DAT non sia presente nel calcolatore, la produzione del plot avviene con l'ausilio dell'intero file dell'osservazione, che, però, richiede tempi computazionali enormemente più lunghi. Esso, difatti, deve de-disperdere nuovamente l'intero file ed ottimizzare per la DM migliore, nell'intorno del valore del periodo in input. Come detto alla fine del sotto-paragrafo 3.5.1, nella procedura di riduzione bisogna tener conto della memoria disco, quindi è probabile che sono stati cancellati i file appartenenti alla riga i -esima di `prepsubband`, per lasciar spazio alla creazione dei file DAT della riga successiva.

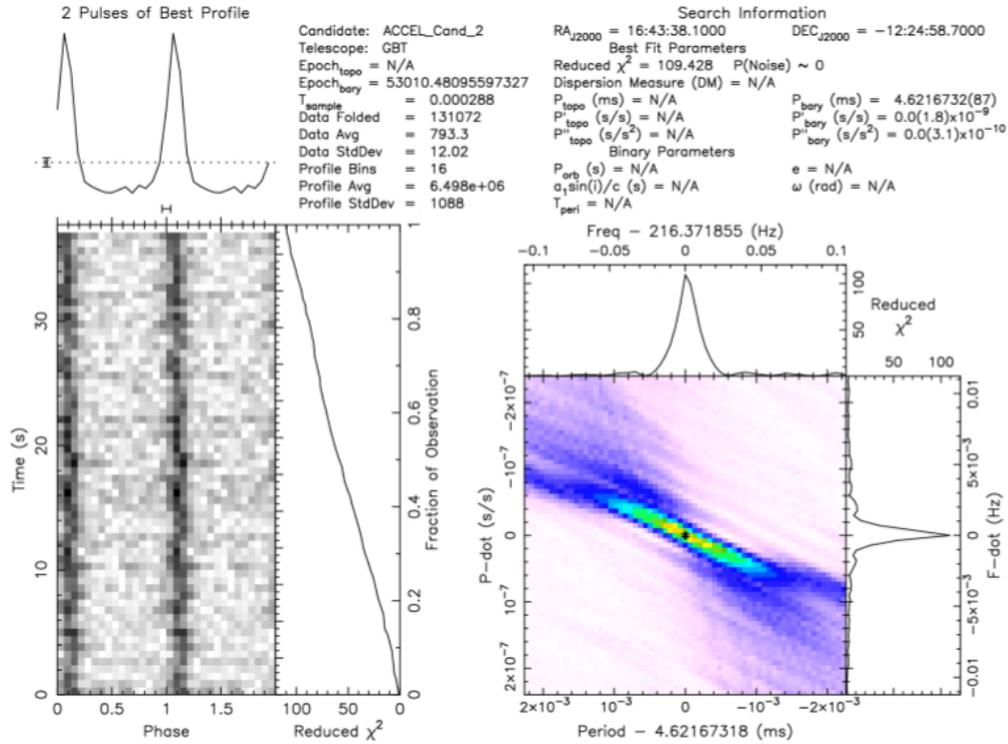


Figura 3.11: Grafico completo del segnale foldato di una pulsar, ricavato applicando il comando `prepfold` sul DAT. In alto a destra, oltre a generiche informazioni riguardanti i parametri osservativi, si trova il valore del periodo e delle sue derivate, ottenuti massimizzando il valore del χ^2 ridotto (plot in basso a destra). In alto a sinistra si vede la forma del segnale della pulsar, ripetuto due volte, ricavato dal folding sul waterfall, posizionato immediatamente sotto.

Nella figura 3.11 è mostrato come si presenta il grafico completo del segnale foldato di una pulsar, monitorata per circa 38 secondi, e dei suoi grafici diagnostici. Nel plot di fianco al waterfall, descritto in § 2.5.4, è possibile vedere l'andamento del χ^2 ridotto in funzione del tempo di integrazione: esso cresce all'aumentare dei periodi che vengono sommati nel processo di folding e, al termine, raggiunge un valore massimo di $\tilde{\chi}^2 \simeq 109$. In alto a destra si possono leggere i valori del periodo, nel sistema del BSS, e delle sue due prime derivate. Si ha, rispettivamente, $P_{\text{bary}} \simeq 4.6$ ms, $\dot{P}_{\text{bary}} \approx 2 \times 10^{-11}$ s/s e $\ddot{P}_{\text{bary}} \approx 3 \times 10^{-12}$ s/s². Queste cifre sono state ottenute

mediante la massimizzazione del $\tilde{\chi}^2$, attuata nel piano $P - \dot{P}$ (o parimenti $\nu - \dot{\nu}$) in basso a destra. La misura del $\tilde{\chi}^2$ viene espressa dalla scala cromatica: dalle tinte fredde (blu-violetto) per valori bassi, ai colori caldi (giallo-rosso) per quelli più alti.

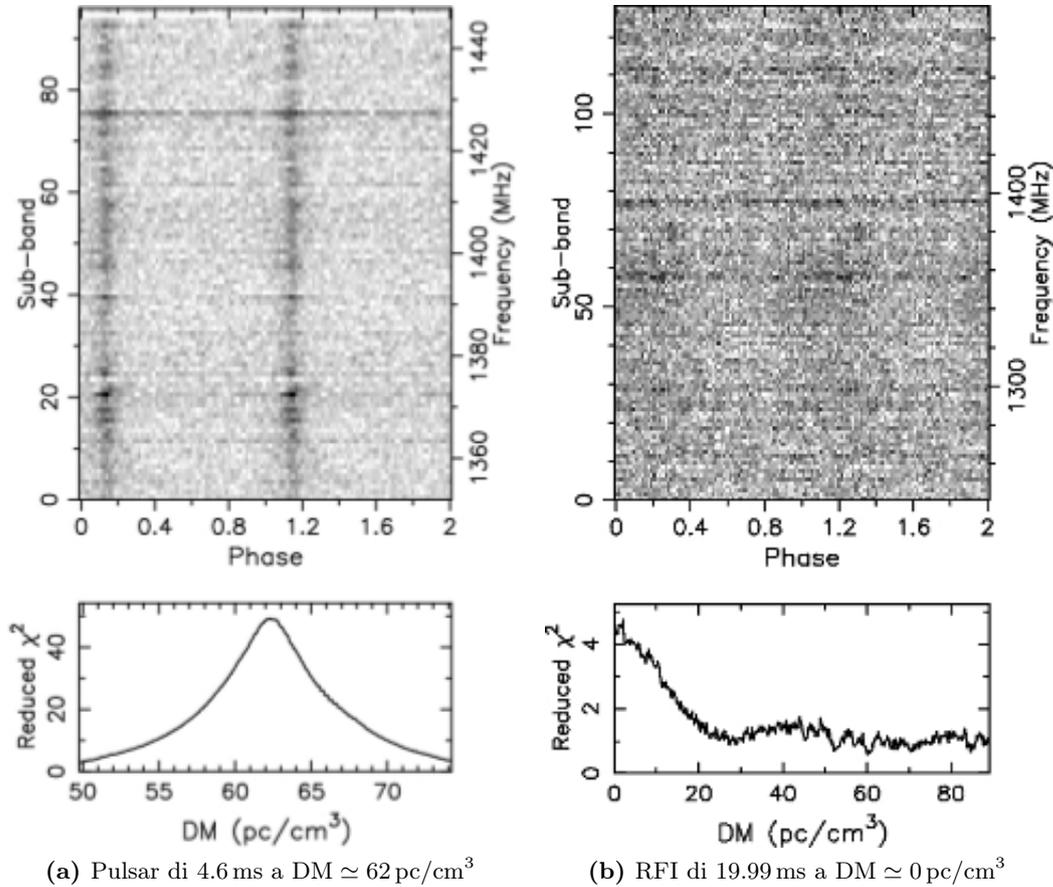


Figura 3.12: Il comando `prepfold` applicato all'intero file dell'osservazione mostra due importanti plot diagnostici, che si vanno ad aggiungere a quelli di figura 3.11: la rilevazione del segnale nei canali di frequenza e l'andamento del χ^2 ridotto in funzione della DM.

Notare che la figura 2.10 a pagina 54 rappresenta un ritaglio di quest'ultima. C'è, tuttavia, una differenza che merita di essere menzionata: i picchi di figura 2.10 sono più stretti e le due linee nere più definite. Questo divario è causato dal fatto che l'immagine della passata sezione è stata ottenuta attraverso il folding sull'intero file dell'osservazione, mentre quella qui presente è il risultato del folding sul file `DAT`. Se la DM vera della pulsar non cade esattamente all'interno del valore della DM a cui il `DAT` de-disperde la serie temporale, avremo un plot di qualità inferiore rispetto ad uno prodotto con il file dell'osservazione, che invece conserva tutte le informazioni. In caso contrario il risultato del grafico è identico, al di là del file usato per la sua derivazione. Inoltre nel plot che si ottiene dall'osservazione intera è possibile vedere sia l'andamento del segnale nei canali di frequenza che quello della ricerca della DM, che si ricava, anche in questo caso, dalla massimizzazione del $\tilde{\chi}^2$. In particolare, l'andamento del (S/N) in quest'ultimo grafico decresce tanto

più velocemente, allontanandosi dal picco, quanto minore è il periodo della pulsar, viceversa il calo sarà più dolce per NS dal lungo periodo (fig. 2.5). Si hanno, pertanto, due importanti ed ulteriori dati diagnostici⁷ (fig. 3.12) e se da un lato la produzione del grafico tramite il file intero richiede tempi di elaborazione più lunghi, dall'altro restituisce solitamente immagini con maggior nitidezza ed informazioni.

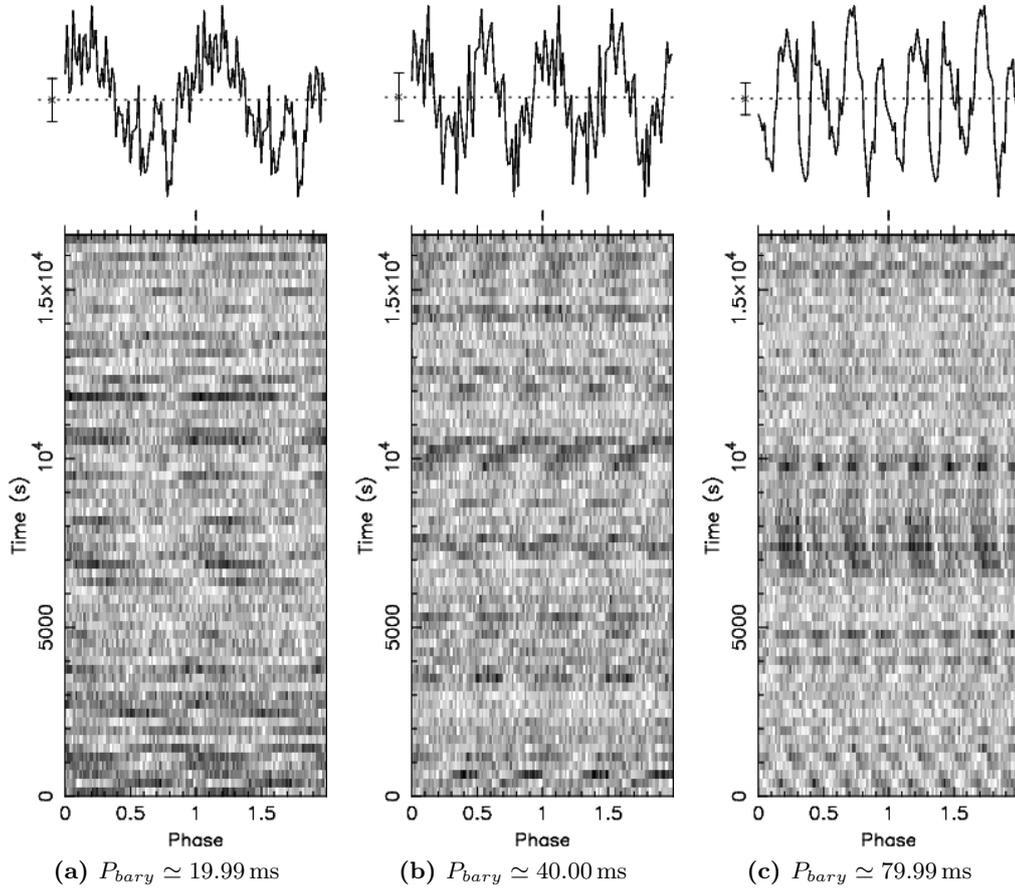


Figura 3.13: Esempi di plot di presunti candidati, il cui aspetto palesa delle interferenze terrestri. Nelle sotto-didascalie si può leggere il loro periodo, mentre la DM è grossomodo zero per tutti.

Approfittiamo della presenza di questi ulteriori grafici diagnostici per ribadire ed estendere i concetti visti nel paragrafo 2.5.4, vale a dire quali sono gli attributi che deve possedere il grafico di una pulsar, affinché essa possa essere definita tale:

- alto valore del $\tilde{\chi}^2$ (se smisuratamente elevato è quasi certamente indice di una RFI);
- impulso stretto e ben definito (parte in alto a sinistra di figura 3.11);
- picco definito nella curva (S/N) vs. DM (parte inferiore di figura 3.12a);

⁷L'immagine 3.12a si riferisce alla pulsar del plot 3.11, mentre la figura 3.12b riguarda la RFI del grafico 3.13a (esse provengono da osservazioni differenti). Si considerino i due grafici della parte bassa di figura 3.12 e li si confronti con quello di figura 2.5 a pagina 49.

- linearità (o tutt'al più, se l'accelerazione non è corretta appropriatamente, un andamento parabolico simile a quello di figura 2.12 a pagina 57) e continuità sia nel waterfall plot tempo vs. fase sia nel waterfall plot canali di frequenza vs. fase (rispettivamente, in basso a sinistra in figura 3.11 e grafico nella parte superiore di figura 3.12a);
- periodo non eccessivamente vicino ad un valore intero (fig. 3.13).

In figura 3.13, a titolo d'esempio, sono mostrati tipici segnali provenienti da sorgenti di RFI. I tre plot, riscontrati da una osservazione di NGC 6388, hanno, infatti, una DM prossima allo zero e un periodo parecchio vicino ad un numero intero di millisecondi. Nello specifico abbiamo preso un segnale (fig. 3.13a) che ha una pulsazione circa uguale a quella dello standard elettrico australiano (§ 2.1), mentre gli altri due hanno una pulsazione, rispettivamente, pari a quella della prima (fig. 3.13b) e della seconda armonica (fig. 3.13c). Questa tipologia di segnali, purtroppo, occupano una percentuale importante della lista finale dei candidati.

3.5.4 Conferma del candidato

A questo punto il candidato deve superare un ultimo scoglio: la selezione effettuata dall'intervento umano. Tutti i grafici prodotti dovranno essere controllati dall'utente, il quale si dovrà annotare solamente quelli più promettenti.

Come già detto in § 2.5.4, plot "perfetti" come quello di figura 3.11 si ottengono piuttosto raramente. La maggior parte dei candidati, identificati da *accelsearch* e selezionati con *ACCEL_sift*, non esibisce affatto le caratteristiche distintive di un segnale astrofisico di una pulsar ed è riconoscibile direttamente come RFI (fig. 3.13). Del resto, dei segnali periodici individuati, solo una piccola percentuale presenta convincenti indizi che li rendano promettenti candidati pulsar. Per accertare o meno la reale natura astrofisica di questi ultimi, ricordando quanto esposto in § 2.4.2, è necessario ripetere la procedura di folding su un'altra osservazione della medesima porzione di cielo. Pertanto è sufficiente usare direttamente il comando *prepfold* sul nuovo file, inserendo i valori appuntati del periodo, della DM e dell'accelerazione dei candidati migliori. È consigliabile, per una conferma più attendibile, ripetere questa operazione per il maggior numero di osservazioni possibile.

4 | RICERCA IN NGC 5946 E NGC 6388

In figura 4.1 sono mostrate le immagini, in banda ottica, dei due GC esaminati in questo lavoro di Tesi. Essi sono situati, rispettivamente, nella costellazione dello Scorpione e del Regolo. Entrambe le costellazioni, confinanti tra loro, appartengono all'emisfero australe e sono visibili, dunque, dal radiotelescopio di Parkes. Furono scoperti quasi in contemporanea, nella primavera del 1826, per merito dell'astronomo scozzese James Dunlop, durante la sua permanenza nel Nuovo Galles del Sud.

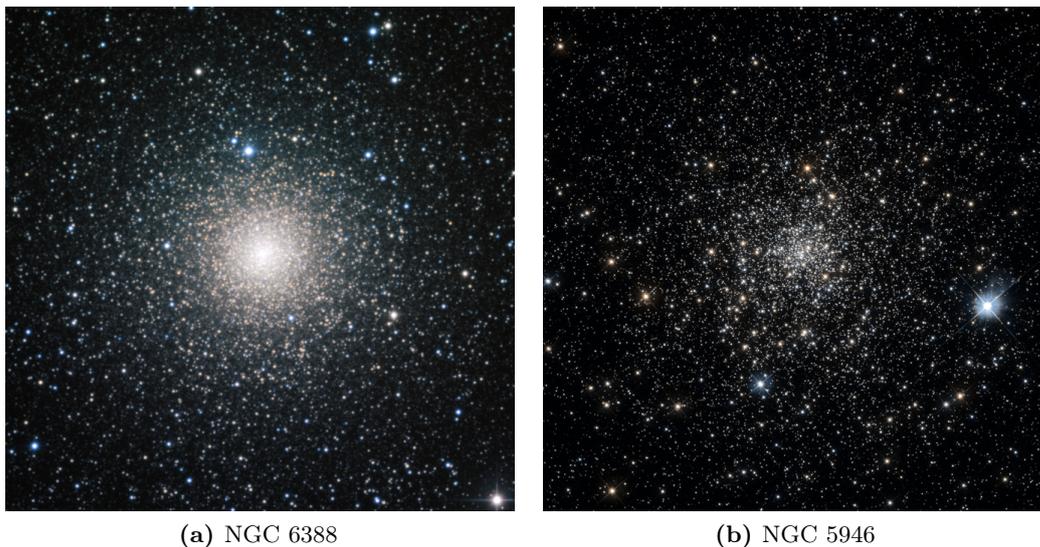


Figura 4.1: I due ammassi esaminati. (a) Immagine di NGC 6388 fotografata dal telescopio MPG/ESO (Credits: ESO). (b) Immagine di NGC 5946 immortalata dall'*Hubble Space Telescope* (HST) (Credits: NASA/ESA).

Nel proseguo del capitolo incontriamo, innanzitutto, la carta d'identità degli ammassi investigati ed il contesto dal quale sono stati estrapolati (§ 4.1). Ci concentreremo, poi, sul dominio dei parametri impiegato per l'esplorazione delle pulsar (§ 4.2). Sulla base di questi ultimi, presenteremo i candidati più promettenti che sono stati riscontrati e come perfezionare le future osservazioni per ottenerne di migliori (§ 4.3). In seguito faremo un confronto tra la nostra analisi ed il numero di pulsar teorizzato, basato sull'inferenza bayesiana, in queste strutture stellari (§ 4.4). Il capitolo terminerà con uno sguardo sulle nascenti tecnologie e su come esse prospettano di contribuire al potenziamento delle indagini future (§ 4.5).

4.1 Parametri fondamentali dei GC analizzati

NGC 6388, con una magnitudine apparente $m_V = 6.72$ mag, è più luminoso di NGC 5946, il quale ha una magnitudine nel visibile pari a 9.61 mag. Dato che i due GC hanno grossomodo la medesima distanza dalla Terra, la questione non cambia granché se consideriamo le loro luminosità intrinseche: difatti riscontriamo una magnitudine assoluta all'incirca di $M_V = -9.41$ Mag e -7.18 Mag, rispettivamente.

Tabella 4.1: Parametri posizionali e fotometrici di NGC 6388 e NGC 5946 [Harris 2010]: longitudine e latitudine galattica; distanza dal Sole e dal centro della Galassia; dimensioni apparenti; estinzione; magnitudine apparente ed assoluta.

	l (gradi)	b (gradi)	R_\odot (kpc)	R_{gc} (kpc)	E(B-V) (dex)	m_V (mag)	M_V (Mag)
NGC 6388	345.56	-6.74	9.9	3.1	0.37	6.72	-9.41
NGC 5946	327.58	4.19	10.6	5.8	0.54	9.61	-7.18

Nota la distanza ed il diametro apparente (6.2 e 3.0 arcmin), possiamo ricavare una stima approssimata del raggio del GC. Assumendo una geometria sferica, otteniamo $r_{GC} \approx 9$ pc per NGC 6388, un valore doppio rispetto a NGC 5946. Un'altra peculiarità che li accomuna, oltre alla lontananza da noi, è il valore assoluto della latitudine galattica. Abbiamo già sfruttato queste due caratteristiche, consultando molteplici modelli di distribuzione elettronica, per acquisire una stima della DM da utilizzare nel processo di riduzione: avevamo trovato che i valori della DM, tenendo conto dei grandi errori sulla misura, erano abbastanza simili (§ 3.4). Incontriamo nuovamente questo genere di affinità, bensì questa volta per colpa della polvere e non degli elettroni liberi, anche in banda ottica: i due ammassi sono alquanto soggetti ad arrossamento e i coefficienti di estinzione sono, in ordine, $E(B-V) = 0.37$ e 0.54 .

Tabella 4.2: Parametri strutturali e spettroscopici di NGC 6388 e NGC 5946 [Harris 2010]: Abbondanza di ferro; dispersione di velocità, assumendo una distribuzione maxwelliana, e velocità di fuga; densità di luminosità del core e raggio del core; età e massa. (a) [Marín-Franch et al. 2009]; (b) [De Angeli et al. 2005]; (c) [Lanzoni et al. 2007]; (d) [Borkova and Marsakov 2000].

	[Fe/H] (dex)	σ_v (km/s)	V_{esc} (km/s)	ρ_0 (L_\odot/pc^3)	r_c (arcmin)	Età (Gyr)	$\log M$ (M_\odot)
NGC 6388	-0.55	18.9	124.0	5.37	0.12	12.0 _a	6.4 _c
NGC 5946	-1.29	4.0	25.3	4.68	0.08	11.7 _b	5.4 _d

Al contrario, grandi differenze si osservano nei valori di metallicità. L'abbondanza di ferro presente in NGC 6388, poco più di un quarto di quella solare e ben cinque volte superiore rispetto a NGC 5946, è tra le più alte rilevate negli ammassi [Larsen et al. 2017]. Troviamo, nel primo, abbondanze sovra-solari per gli elementi- α , 2 ÷ 3 volte superiori [Carretta et al. 2007], segno che l'ammasso è capace di trattenere il gas iniettato dalle supernovæ di tipo *core collapse* (CC) e *electron capture* (EC) [Ivanova et al. 2008]. Ciò è reso possibile grazie alla massa significativa di NGC 6388, corrispondente a $\approx 2.5 \times 10^6 M_\odot$ e circa un ordine di grandezza maggiore di NGC 5946,

che si riflette pure sulla velocità di fuga e sulla dispersione delle velocità. L'età dei due GC sono molto simili tra loro e, comunque, in linea con l'età tipica del resto degli ammassi della Via Lattea ($\gtrsim 10$ Gyr). Le tabelle 4.1 e 4.2 offrono un quadro riepilogativo delle informazioni qui esposte.

La massa e una percentuale importante di metalli sono dei buoni presupposti per intraprendere un'esplorazione di pulsar in ammasso [Boyles et al. 2011]. La probabilità di individuare NS cresce, ovviamente, all'aumentare della massa del GC, ovvero di astri che abitano al suo interno. L'esistenza di elementi- α , in particolare, potrebbe indicare che in quella regione di spazio c'è stato un intenso contributo all'arricchimento del gas intracluster, provocato da stelle massicce e soprattutto da nane di O-Ne-Mg [Podsiadlowski et al. 2004]. La speranza di scovare queste ultime due tipologie oggetti, cioè i resti delle stelle responsabili dell'apporto metallico che produrranno la radiazione pulsata, è maggiore se l'ammasso è in grado di contrastarne i moti propri elevati. Da questo punto di vista le EC sono favorite, poiché si ritiene che queste supernovæ diano alla stella un calcio iniziale pari a un decimo di quello delle CC [Ivanova et al. 2008]. D'altro canto non sono state osservate direttamente a causa della loro debole luminosità, che, sebbene ancora incerta, pare essere una magnitudine inferiore rispetto alle CC [Kitauro et al. 2006]. Si precisa che le considerazioni fatte finora sono valide unicamente per NS non riciclate. A tutt'oggi, invero, il numero esiguo di pulsar ordinarie in GC si fonda solo su scoperte svoltesi in quelli più metallici.

Per quanto concerne le pulsar nate dall'accrescimento di massa, è la densità, in special modo quella del core, l'attributo principale che deve possedere un GC per rendersi appetibile alla ricerca di questi oggetti. NGC 6388 è dotato di una notevole densità centrale e taluni studi di cinematica stellare suggerirebbero la presenza di un *intermediate-mass black hole* (IMBH) di massa $M_{BH} = (17 \pm 9) \times 10^3 M_{\odot}$ [Lützgendorf et al. 2011]. D'altronde una densità centrale troppo alta, unita all'esistenza di un IMBH, potrebbe ostacolare la creazione di sistemi binari, poiché andrebbe ad ampliare lo spettro della dispersione di velocità (cfr. art. degli autori in § 1.4.2). Infatti, affinché possa avvenire l'ancoraggio e dar così inizio allo scambio di materia, le due stelle devono avere modeste velocità relative.

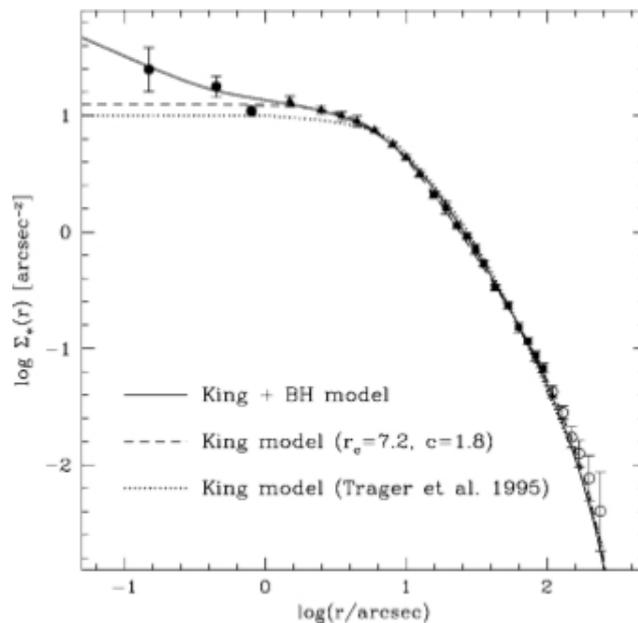


Figura 4.2: Profilo di densità superficiale osservato di NGC 6388, ricavato combinando rilevazioni fotometriche raccolte dai telescopi HST e MPG/ESO. I punti sono interpolati secondo tre differenti modelli [Lanzoni et al. 2007]. I parametri r_c (raggio del core) e c (concentrazione) sono derivati dal modello di King [1966].

In queste vecchie strutture stellari si osservano, appunto, esclusivamente MSP. Sia perché il meccanismo di emissione, a differenza delle pulsar normali, ha tempi di vita conformi all'età tipica di un GC e sia perché la loro formazione è facilitata, dalla presenza cospicua di sistemi binari. Come discusso nel § 1.4.1, per poter riavviare il funzionamento di una pulsar ormai spenta, e diventare quindi una MSP, deve aver luogo il trasferimento di materia, ad opera di una stella che sta trascorrendo gli stadi terminali della sua esistenza verso la NS (o la WD) compagna. In queste fasi iniziali è possibile rilevare la pulsar, che si sta riaccendendo, in banda-X (§ 1.4.2). Naturalmente il passaggio di materia, da un astro all'altro, è avvantaggiato nei sistemi stellari abbastanza stretti, che a loro volta si collocano nei core di GC parecchio affollati. NGC 6388 sembra rispondere a queste prerogative ed effettivamente si stima che la frequenza di interazioni stellari (§ 4.4), nel core di quest'ammasso, sia una delle più elevate tra tutti i GC della Via Lattea. Questo spiegherebbe l'ingente popolazione di sorgenti-X osservata da Maxwell [2012].

In figura 4.2 è mostrato il profilo di densità superficiale di NGC 6388¹, costruito in base alla disposizione, proiettata sul piano del cielo, delle stelle più brillanti dell'ammasso. Le curve che interpolano i punti, sfruttando il solo modello di King, riescono a riprodurre bene il profilo osservato, salvo che nelle regioni più interne ($r \lesssim 1''$), dove l'andamento diviene troppo piatto e si discosta dai dati. La situazione migliora se nei modelli usati da Lanzoni [2007] e Trager [1995] teniamo conto di un BH di massa $M_{BH} \approx 5.7 \times 10^3 M_{\odot}$ (un terzo del valore ottenuto da Lützgendorf [2011]). La regione interna è ben descritta da una legge di potenza del tipo $\Sigma_*(r) \propto r^{-0.2}$.

4.1.1 A new deep search for MSP in GC

Lo studio dei due GC appartiene ad un panorama di gran lunga più vasto: fanno parte del progetto *A new deep search for MSP in GC* (nome in codice P778), che ha avuto luogo nella prima metà del decennio corrente. I dati sono stati raccolti dal radiotelescopio di Parkes, installato nel Sud-Est dello stato australiano ($32^{\circ}59'52''S$ $148^{\circ}15'47''E$). Lo strumento², in attività dai primi anni '60, ha uno specchio di 64 m e un'area di raccolta di 3216 m². I principali ricevitori utilizzati per lo studio delle pulsar, alloggiati nel fuoco primario del paraboloide, sono: un sistema multicanale a 13 beam [Staveley-Smith et al. 1996], che opera ad una lunghezza d'onda centrale di 20 cm (1.4 GHz), e un ricevitore coassiale, che lavora simultaneamente a 10 cm e 50 cm (600 MHz e 3 GHz). La maggior parte delle osservazioni del progetto P778 (e in generale la maggioranza delle osservazioni sulla ricerca di nuove pulsar) sono state effettuate attorno a 1.4 GHz, che rappresenta un giusto compromesso tra i flussi attesi e gli effetti deleteri del mezzo interstellare e della temperatura del fondo cielo. Per una manciata di GC, in particolare quelli più vicini al piano della Galassia, dove gli effetti dell'ISM sono maggiori, e/o quelli per cui esistevano precedenti osservazioni a 20 cm, si è scelto di effettuare anche osservazioni a 10 cm.

¹Non disponiamo di una figura analoga per NGC 5946. In generale, la letteratura riguardante quest'ammasso è assai scarna, mentre è decisamente più ricca per NGC 6388. Il lettore, sfogliando i parametri illustrati nel corpo del testo, avrà già intuito le ragioni di tale divario. NGC 6388, inoltre, provoca un certo ascendente nei confronti dei "pulsarologi" poiché, malgrado le sue caratteristiche ed a scapito delle previsioni, non è stata rinvenuta neanche una pulsar al suo interno.

²L'indirizzo internet del radiotelescopio è www.parkes.atnf.csiro.au, da cui si possono leggere le specifiche tecniche e altro ancora.

Tabella 4.3: I GC esaminati nel progetto P778.

Nome	RA (J2000)	Dec (J2000)	DM _{exp} (cm ⁻³ pc)
NGC 0362	01 03 14.3	-70 50 54	23.1
NGC 1261	03 12 15.3	-55 13 01	20.9
NGC 2808	09 12 02.6	-64 51 47	92.4
NGC 3201	10 17 36.8	-46 24 40	102.3
NGC 4833	12 59 35.0	-70 52 29	119.0
NGC 5139	13 26 45.9	-47 28 37	69.6
NGC 5286	13 46 26.5	-51 22 24	112.0
NGC 5927	15 28 00.5	-50 40 22	190.0
NGC 5946	15 35 28.5	-50 39 34	276.0
NGC 6388	17 36 17.0	-44 44 06	190.0
NGC 6397	17 40 41.3	-53 40 25	72.8
NGC 6541	18 08 02.2	-43 42 20	105.2
NGC 6584	18 18 37.7	-52 12 54	72.2
NGC 6752	19 10 51.8	-59 58 55	33.3

Come si evince dal nome del progetto, la finalità del programma osservativo era quella di compiere una meticolosa ricerca nei GC più promettenti. Vediamo i criteri di selezione con cui sono stati scelti gli ammassi da esaminare:

- Per prima cosa è stata stilata una lista contenente i GC che sono al di fuori del campo di vista di GBT (ovvero con declinazione $\delta \lesssim -44^\circ$), il radiotelescopio da 100 m di Green Bank (West Virginia), o quelli che posso essere seguiti per un lasso di tempo almeno cinque volte maggiore rispetto allo strumento statunitense (§ 4.5). Lo scopo, si intuisce, è quello intraprendere una ricerca affine a quella effettuata da GBT, lavorando in modo complementare nell'emisfero Sud.
- Sono stati selezionati soltanto i GC con una densità di luminosità del core $\rho_L \gtrsim \rho_{L,0} = 10^3 L_\odot \text{pc}^{-3}$. In effetti, dato il meccanismo di formazione, le MSP sono attese in GC con alta densità centrale. Al momento non esistono GC, in cui sono state individuare MSP, con una densità minore di $\rho_{L,0}$, che sembra rappresentare un limite inferiore allo sviluppo di questi oggetti (§ 1.6.2).
- I dati raccolti dal satellite *Fermi-LAT*, che opera in banda γ , suggeriscono, per i GC tabulati, la presenza di decine o centinaia di MSP [Abdo et al. 2010].

Tra la dozzina di ammassi a disposizione, abbiamo scelto NGC 6388 e NGC 5946, poiché possedevano entrambi un'adeguata lunghezza delle osservazioni, che va a ridurre il flusso limite (§ 4.2.1). Inoltre, potevamo contare su ulteriori sei osservazioni, utili alla conferma dei candidati, per il primo e due per il secondo, di cui una si è rivelata inutilizzabile poiché il file, registrato su nastro magnetico, si era deteriorato. Quest'ultimo, peraltro, è stato esaminato di rado, all'opposto di NGC 6388 che, nonostante i molteplici studi e le tante aspettative, dà l'impressione di non ospitare nemmeno una pulsar al suo interno, generando grattacapi nei pensieri dei ricercatori.

4.2 Spazio dei parametri

Analizziamo i parametri osservativi e quelli inseriti nel processo di riduzione, che hanno portato all'individuazione dei candidati illustrati nel prossimo paragrafo.

4.2.1 Parametri osservativi

A tal fine riprendiamo l'equazione del radiometro (2.1), riscritta qui per comodità, posta nella parte introduttiva della sezione 2. Per un rapporto di soglia $(S/N)_{min}$ l'espressione diventa

$$S_{min} = \frac{(S/N)_{min} \beta T_{sys}}{\underbrace{G \sqrt{n_p T_{obs} \Delta \nu}}_C} \sqrt{\frac{W_{eff}}{P - W_{eff}}} \quad \text{mJy.} \quad (4.1)$$

Essa ci dice qual è il *flusso minimo*, del picco del profilo integrato, che deve detenere un'eventuale pulsar per poter essere individuata. Si evince che tale valore dipende dalle capacità osservative del radiotelescopio, dal suo puntamento sulla volta celeste e dalle proprietà fisiche dell'oggetto. Si ricorda che la forma estesa del termine T_{sys} è esplicitata nell'equazione (2.2), quella di W_{eff} è simile alla (2.13), a cui sono stati sommati in quadratura lo scattering timescale (§ 1.3.3) ed il campionamento della serie temporale

$$W_{eff} = \sqrt{W_{int}^2 + (k_{DM} \cdot DM \cdot \delta \nu / \nu^3)^2 + \tau_s^2 + t_{samp}^2}. \quad (4.2)$$

Produrremo vari grafici del flusso limite, giostrando sulle variabili P , W_{int} e DM . Elenchiamo, adesso, i fattori che fanno parte della costante C e proviamo a calcolarla. Abbiamo:

- il rapporto segnale/rumore è stato fissato a $(S/N)_{min} = 6$;
- nella digitalizzazione a 1 bit $\beta \simeq 1.25$, il gain $G \simeq 0.9 \text{ K Jy}^{-1}$ e il numero di polarizzazioni $n_p = 2$;
- la larghezza di banda è $\Delta \nu = 256 \text{ MHz}$, centrata a 1369 MHz ;
- la durata dell'osservazione di $T_{obs,6388} \simeq 1.7 \times 10^4 \text{ s}$ e $T_{obs,5946} \simeq 3 \times 10^4 \text{ s}$, campionate, rispettivamente, ogni $124 \mu\text{s}$ e $100 \mu\text{s}$;
- la temperatura del sistema è $T_{sys,6388} \simeq 31.7 \text{ K}$ e $T_{sys,5946} \simeq 32.5 \text{ K}$;
- lo scattering timescale è $\tau_{s,6388} \simeq 7.5 \times 10^{-3} \text{ ms}$ e $\tau_{s,5946} \simeq 2.0 \times 10^{-2} \text{ ms}$;
- il valore della DM è $DM_{6388} = 317.3 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$ e $DM_{5946} = 363.6 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$.

Di solito, per questioni statistiche legate al numero di prove effettuate (in P e DM), specie per survey su larga scala in cui ci sono numeri molto elevati di candidati, e per esperienza, si sceglie un valore di soglia per il (S/N) compreso tra $8 \div 10$, al di sopra della quale considerare credibile un candidato. Nella nostra situazione, avendo a disposizione altre osservazioni su cui eseguire direttamente una conferma del candidato e senza aver necessità di chiedere altro tempo al telescopio, ci siamo

permessi di considerare come papabili e ispezionare con cura pure candidati con (S/N) più piccolo. Il gain e i diversi addendi dell'equazione (2.2), eccetto T_{sky} , sono stati presi dal sito ufficiale del telescopio di Parkes. La temperatura dovuta al background radio, T_{sky} , scaturisce dalla direzione in cui si guarda. Essa è stata derivata dalla survey del cielo radio a 408 MHz di Haslam [1982], convertita nella nostra banda d'osservazione attraverso la relazione $T \propto \nu^{-2.7}$. Si è ottenuto $T_{sky,6388} \simeq 3.7$ K e $T_{sky,5946} \simeq 4.5$ K. Lo stesso discorso spetta allo scattering timescale. Anch'esso varia in funzione della posizione dell'ammasso nella Galassia. Il valore di τ_s , così come quello della DM, proviene dal modello della distribuzione elettronica di Cordes e Lazio [2002]. In conclusione, inserendo i parametri della lista sovrastante nella (4.1), ricaviamo i valori delle costanti $C_{6388} \simeq 89.6 \mu\text{Jy}$ e $C_{5946} \simeq 68.4 \mu\text{Jy}$. La differenza tra le due risiede soprattutto nel tempo dedicato alla loro osservazione.

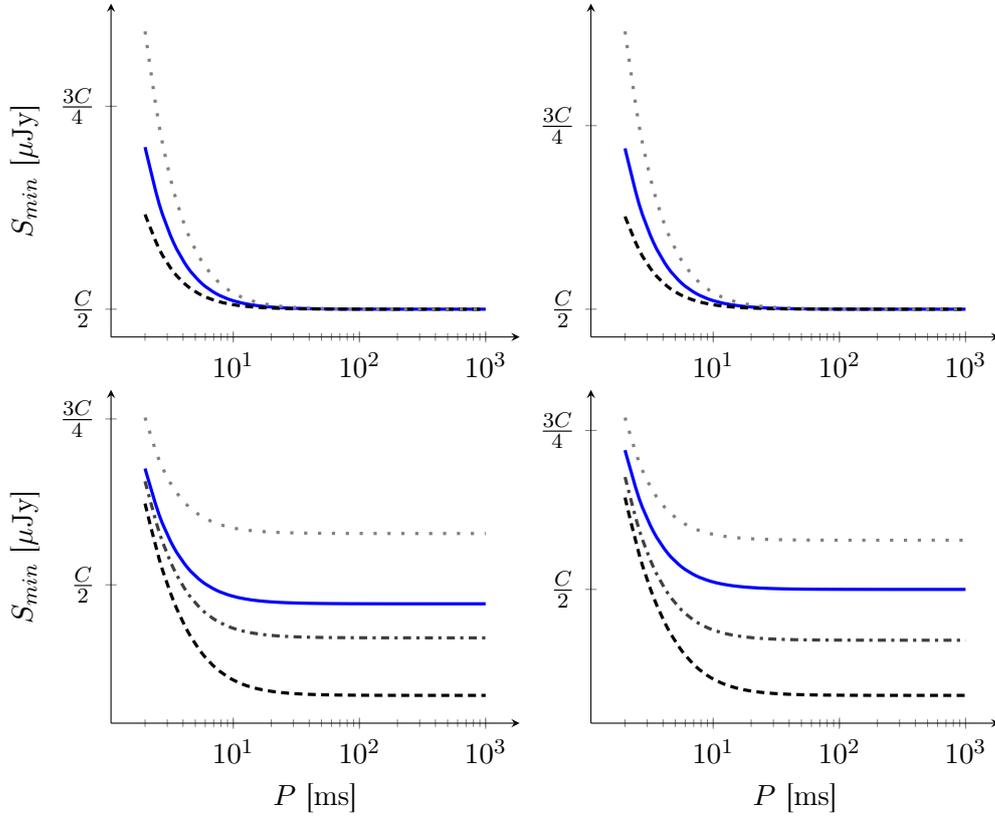


Figura 4.3: Flusso limite in funzione del periodo. I grafici relativi a NGC 6388 sono nella colonna di sinistra, a NGC 5946 in quella di destra. Nella prima riga è stato adottato un duty cycle del 20% e variata la DM dell'ammasso: abbiamo il valore nominale (in blu), la sua metà (tratteggio nero) e il suo doppio (puntato grigio). Nella seconda riga, bloccata la DM al valore nominale, si è usato un duty cycle del 10% (tratteggio nero), 15% (tratto-punto grigio scuro), 20% (blu) e 25% (puntato grigio). L'asse delle ordinate è stato normalizzato ai rispettivi valori di C dei GC, pari a $C_{6388} \simeq 89.6 \mu\text{Jy}$ e $C_{5946} \simeq 68.4 \mu\text{Jy}$.

Notiamo dalla figura 4.3 come cambia S_{min} in funzione del periodo della pulsar. Nella prima linea di grafici è stato assunto un duty cycle (W_{int}/P) del 20%, tipico delle MSP. Abbiamo poi sovrapposto alla curva ottenuta alla DM nominale del GC

(in blu), quelle che si discostano da quest'ultima di una quantità pari alla metà e al doppio. Nella seconda riga di grafici si è fatto l'opposto, cioè, vincolata la DM al valore nominale, si è modificato il duty cycle, provando col 10%, 15%, 20% e 25%.

Salta subito agli occhi, guardando la fila di grafici in alto, la maniera con la quale incide sul flusso limite un errore sulla misura della DM e, dunque, l'importanza di un'ottima conoscenza della stessa, specialmente per le MSP. Altrettanto influenti sono gli effetti prodotti da un incremento del duty cycle, visibili nei grafici in basso. Anche qui le MSP risultano più difficili da individuare, perché hanno un duty cycle più alto delle pulsar normali. Abbondantemente trascurabile, perlomeno per questi due ammassi, è il contributo dovuto allo scattering e al tempo di campionamento, finanche per le pulsar dai periodi più corti. L'allargamento, causato dallo scattering, è tutt'altro che marginale per osservazioni rasenti al piano e puntate verso il centro galattico, dove si attestano, secondo il modello di Cordes e Lazio, valori di qualche decina di millisecondi.

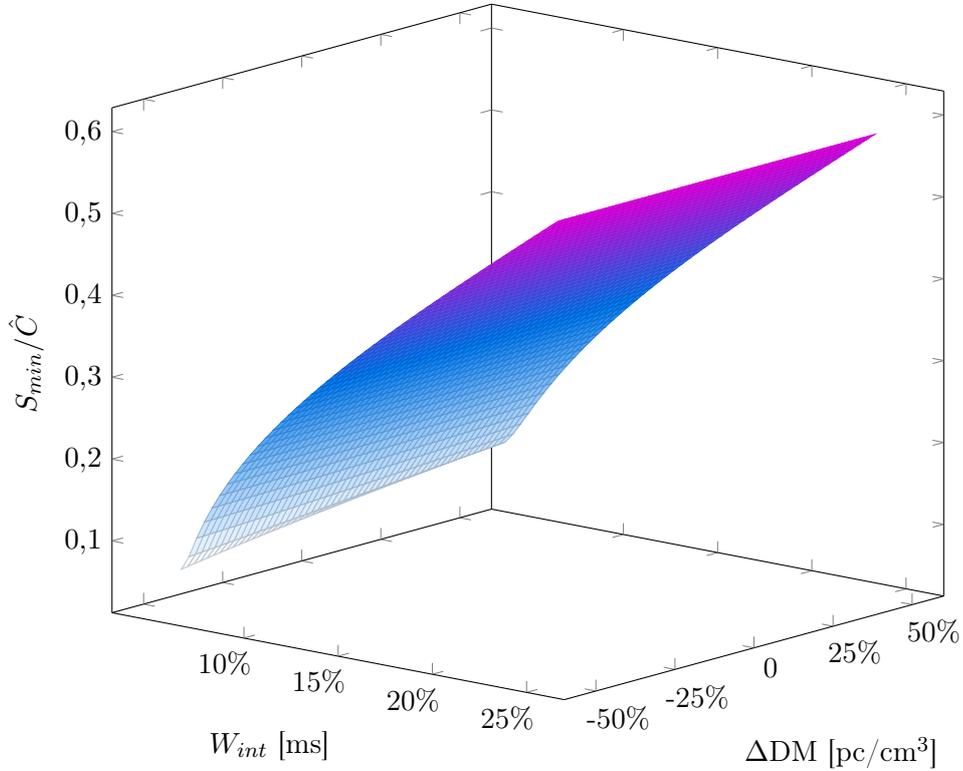


Figura 4.4: Flusso limite, normalizzato a \hat{C} , di una pulsar di 20 ms a $DM = 200 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$. Le percentuali delle variabili del piano xy sono rapportate ai valori del periodo e della DM della pulsar. Sono stati trascurati τ_s e t_{samp} .

Si tenga a mente che i quattro addendi della (4.2) simboleggiano una fonte di disturbo imprescindibile nei nostri dati. L'unico sul quale possiamo agire è il t_{samp} , mentre l'unico che, in teoria, possiamo correggere esattamente è il ritardo causato dalla DM, de-disperdendola coerentemente (§ 2.3). Al contrario, una de-disperzione di tipo incoerente, usata nel nostro caso, conserverà sempre un certo errore, che non può scendere al di sotto del δDM impiegato nella riduzione. L'ultimo, il τ_s , possiede

una peculiarità, rispetto agli altri addendi. Si differenzia da questi perché produce un tipo di allargamento stocastico, variabile nel tempo, invece gli altri generano un errore sistematico.

Passiamo ora ad un breve studio della funzione (4.1). Le quattro raffigurazioni dell'immagine 4.3 sono state create imponendo che il radicante sia compreso tra

$$0 \leq \frac{W_{eff}}{P - W_{eff}} \leq 1. \quad (4.3)$$

La prima disuguaglianza, ovvia matematicamente, è verificata fintanto che $P \geq W_{eff}$. Questo fisicamente significa che la pulsar, qualora l'allargamento dell'impulso superi il periodo stesso, sarà indistinguibile. La seconda disuguaglianza, valida per $P \geq 2W_{eff}$, è stata impiegata per non portare fuori scala l'ordinata dei grafici. Se quest'ultima condizione non viene rispettata la pulsar, in teoria, sarà ancora visibile, ma una volta che W_{eff} ha oltrepassato il semi-periodo, il flusso limite raggiunge velocemente valori esageratamente elevati, tendendo all'infinito per $P = W_{eff}$. Per questa ragione si è fatto partire l'asse delle ascisse da 2 ms. Tutte le curve, per grandi P , si avvicinano asintoticamente ad una retta di equazione

$$\lim_{P \rightarrow \infty} C \sqrt{\frac{W_{eff}}{P - W_{eff}}} = C \sqrt{\frac{W_{int}/P}{1 - W_{int}/P}}. \quad (4.4)$$

Terminiamo il paragrafo con un grafico che mostra il flusso limite di un'ipotetica MSP di 20 ms a $DM = 200 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$ (fig. 4.4), ricavato con un certo set di parametri osservativi (\hat{C}). Esso dipende contemporaneamente sia dal W_{int} , che raggiunge un quarto del periodo, e sia dalla DM, che spazia tra la metà e il doppio del valore nominale. Nel grafico, in cui il periodo della pulsar è stato fissato, S_{min} cresce, come previsto, per colpa del duty cycle e per via della DM. Quando entrambe le variabili raggiungono il valore massimo, ossia il 25% e 50%, otteniamo un flusso di $\sim 0.6\hat{C}$.

4.2.2 Parametri della riduzione

I parametri dell'equazione del radiometro, racchiusi nella costante C , rappresentano i dati che caratterizzano l'osservazione. A questi bisogna aggiungere quelli adoperati, successivamente, nella procedura di riduzione. Ripercorrendo l'ordine con cui sono stati esposti nella sezione 3, abbiamo:

- il tempo d'integrazione usato per ispezionare le RFI forti ed il massimo numero di armoniche considerato sono stati, rispettivamente, 2 s e 8 armoniche (§ 3.2);
- si è deciso di investigare, per entrambi i GC, sino a $DM_{max} = 600 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$ e di raggruppare i 1024 canali in 32 insiemi da 32 elementi ciascuno (§ 3.4);
- per correzione dell'effetto Doppler orbitale è stato usato $z_{max} = 200$ (§ 3.5.1);
- la selezione dei candidati da parte dello script *ACCEL_sift* (§ 3.5.2).

Commentiamo i parametri che possono aver influito in maggior misura sui risultati. Il numero di armoniche incide sul risultato della somma armonica incoerente (fig. 2.9) e, al contempo, sulle risorse di calcolo. Siamo giunti a vagliare soltanto le prime 8

armoniche perché, esaminando regioni ricche di MSP, il flusso degli oggetti dal corto periodo, rispetto alle pulsar normali, è meno diluito sulle armoniche secondarie. Un discorso differente concerne l'effetto Doppler orbitale, dal momento in cui si è alla ricerca di oggetti che con buona probabilità orbitano attorno ad una stella compagna. Qui il compromesso è stato raggiunto basandosi sui valori tipici, annoverati in letteratura, per questo genere di ricerca. Come descritto in § 2.3.1, la divisione della banda d'osservazione in canali serve a correggere i fenomeni deleteri della DM sul segnale pulsato. Radunandoli in una certa maniera si accelera il procedimento della de-dispersione incoerente e, di conseguenza, si possono ridurre i tempi computazionali, a discapito di un leggero allargamento dell'impulso. Anche in questo caso, dunque, bisogna trovare un accordo, optando per un raggruppamento oculato dei canali. La DM, come illustrato dalle figure del sotto-paragrafo precedente, è un fattore fondamentale per la scoperta di questi oggetti celesti. Perciò si è volutamente esagerato nella determinazione del valore della DM dei GC, scegliendone uno molto più grande di quello nominale, riportato dai vari modelli di distribuzione degli elettroni liberi.

4.3 Risultati ottenuti

Vengono proposti i migliori candidati individuati nei due ammassi, acquisiti mediante l'utilizzo dei parametri elencati nel paragrafo 4.2. In seguito vedremo com'è possibile manipolare i parametri, con l'obiettivo di conseguire migliori risultati.

4.3.1 Candidati migliori

Al termine dell'intero processo di riduzione, sono state collezionate 292 possibili pulsar in NGC 6388 e 394 in NGC 5946. Ad essi sono allegati altrettanti grafici, come quello di figura 3.11 a pagina 74. I plot sono stati esaminati ad uno ad uno, seguendo la procedura esposta nel paragrafo 2.4.2. Sono stati isolati, quindi, i candidati più promettenti e, dopo aver annotato il periodo e la DM a cui sono stati rilevati, sono stati creati nuovi plot degli stessi, usufruendo di altre osservazioni dei due GC.

Si apre una piccola parentesi per precisare cosa s'intende, nel caso specifico, per "promettente". Non vengono presi in considerazione solo i grafici che ostentano i classici attributi di un buon candidato (qui se ne contano appena una manciata, sommando entrambe le osservazioni), bensì quelli che sicuramente non possono essere scartati. Per motivi legati, ad esempio, a fluttuazioni del gas interstellare e/o ad eclissi da parte della compagna, la pulsar non è sempre visibile. Perciò, avendo tempo calcolo a disposizione e volendo raschiare il fondo del barile, si è deciso di eseguire il folding pure su questi altri candidati, nell'ipotesi che l'assenza di caratteristiche adeguate nel plot potesse essere ascritta alle suddette cause. Marginalmente, anche la creazione dei plot può avere un ruolo nell'identificazione del candidato. Quando si genera un grafico con `prepfold` si può scegliere, tramite le opzioni `-N` e `-NSUB`, il numero di sotto-integrazioni del waterfall della serie temporale e dei canali in frequenza (figg. 4.5 e 4.7). Un numero eccessivamente alto implicherebbe uno scarso segnale in ogni sotto-integrazione, rendendo difficoltoso, agli occhi dell'utente, il riconoscimento della traccia verticale, che dovrebbe aiutare a discernere un buon candidato. Un numero troppo basso, viceversa, non consentirebbe di constatare la

continuità del segnale. In base a questi argomenti, il folding sulle altre osservazioni, per sicurezza, viene eseguito anche sui grafici dall'esito incerto.

In seguito a queste ulteriori discriminazioni, il numero dei candidati è stato notevolmente ridimensionato. Difatti soltanto $\sim 36\%$ ed il $\sim 26\%$ dei candidati, rispettivamente, è stato reputato idoneo per passare alla selezione successiva. La percentuale complementare è contrassegnata da candidati che evidenziano palesemente gli aspetti distintivi delle RFI (se ne ha un prototipo in figura 3.13). Per questa ragione si è ritenuto vano procedere con il folding, di questi ultimi, sugli altri set di dati. Notare la bassa percentuale di "buoni" candidati riscontrata in NGC 5946. In quest'ammasso, sfortunatamente, si annoverano parecchi candidati spuri. Probabilmente il radiotelescopio, durante la fase di osservazione, è stato affetto in particolar modo dalle interferenze terrestri, generate da qualche sorgente locale.

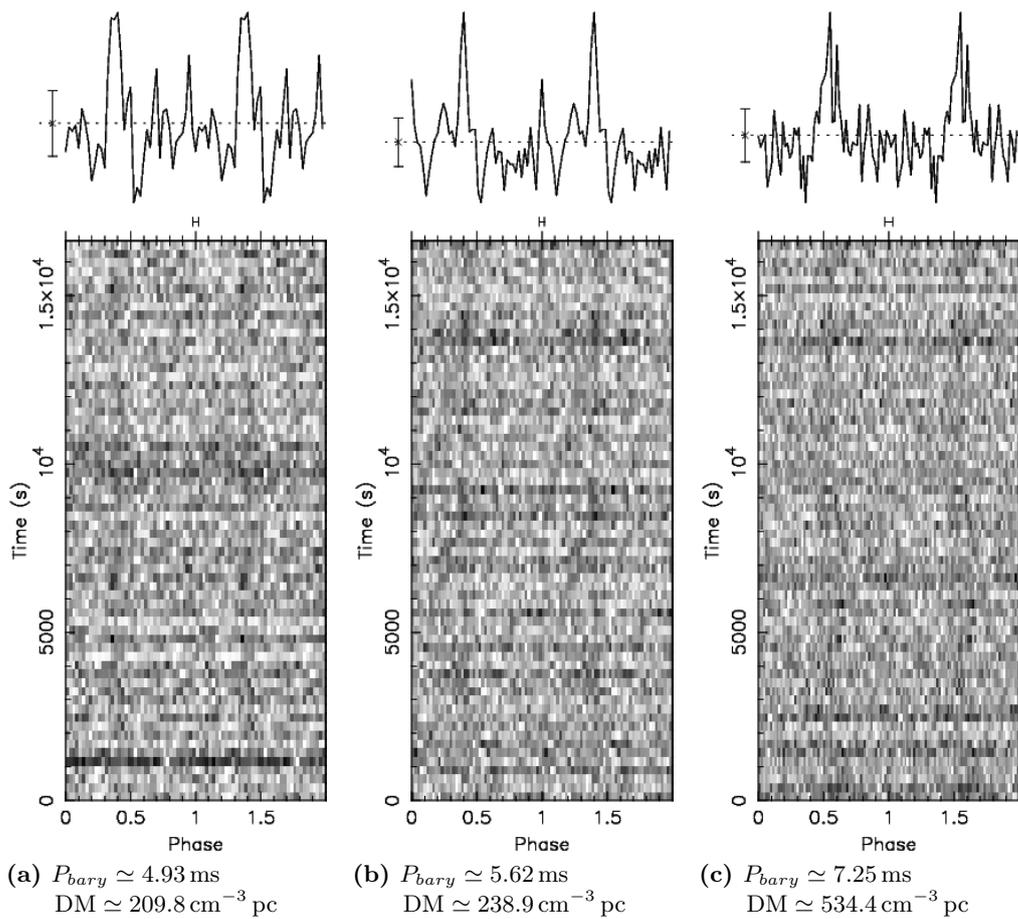


Figura 4.5: Il profilo dei tre candidati migliori riscontrati in NGC 6388. Nelle sottodidascalie compare il periodo e la DM di ciascuno.

Nelle figure 4.5 e 4.6 sono esibiti i profili più interessanti, dei candidati individuati nei due GC. In essi si intravede un impulso, frutto del folding svolto sulle sotto-integrazioni presenti nel waterfall. Purtroppo il picco non è ben delineato, esile e non risalta a sufficienza sul rumore. I candidati con il χ^2 ridotto più elevato, tra questi sei, sono quelli di figura 4.5b e 4.6a con, rispettivamente, $\tilde{\chi}^2 \simeq 3.6$ e $\tilde{\chi}^2 \simeq 3.5$. Del

primo, a titolo d'esempio, è mostrato il waterfall dei canali in frequenza, in aggiunta ad altri plot diagnostici, incontrati nel paragrafo 3.5.3. Il plot del χ^2 in funzione della DM esibisce un picco incoraggiante, cosa che si ripresenta, all'incirca alla stessa maniera, anche per gli altri cinque candidati.

Il folding di tutti i candidati, oltre a quelli qui riprodotti, sulle altre osservazioni degli ammassi, non le ha attestate come possibili pulsar. D'altro canto bisogna tenere a mente che per NGC 5946 avevamo a disposizione, per la conferma dei candidati, solamente di un altro set di dati. Mentre per NGC 6388 potevamo avvalerci di ben sei osservazioni, al di là di quella adoperata nella ricerca alla cieca, tutte con esito negativo. Di conseguenza non possiamo affermare con certezza che i candidati trovati in NGC 5946 possano essere considerati spuri.

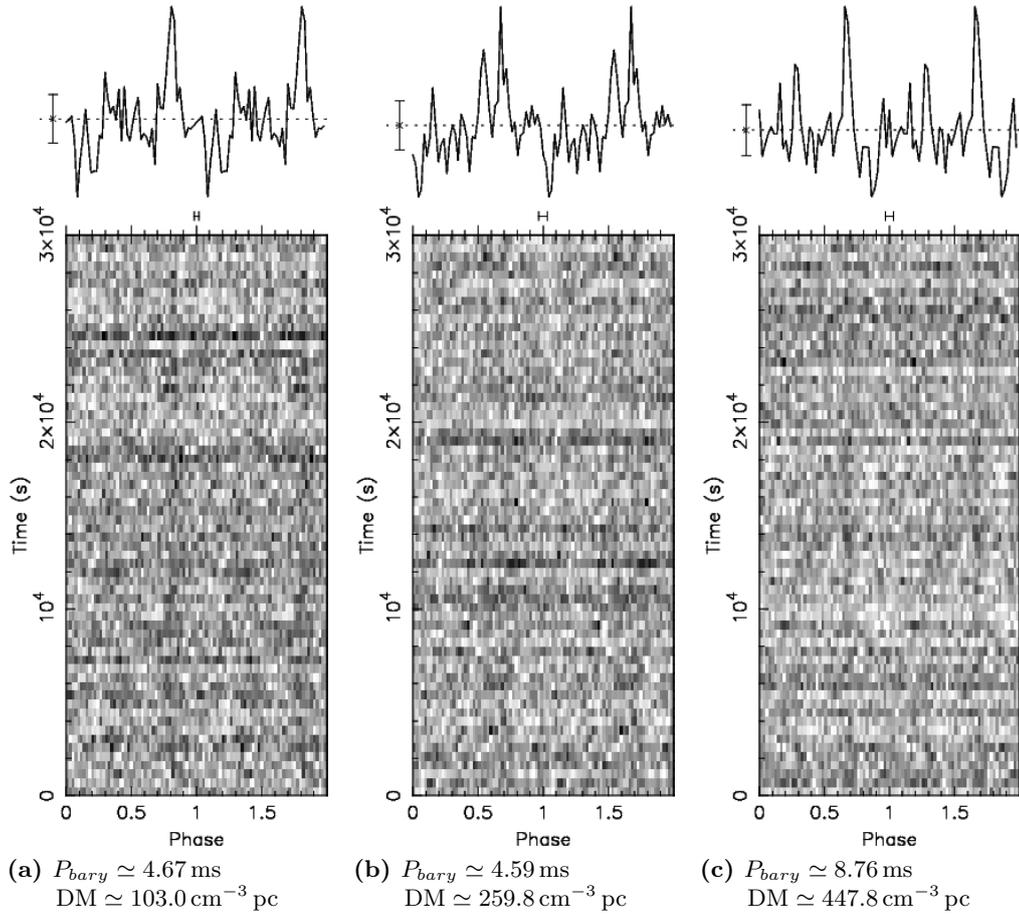


Figura 4.6: Il profilo dei tre candidati migliori riscontrati in NGC 5946. Nelle sottodidascalie compare il periodo e la DM di ciascuno.

Si sottolinea, infine, che la DM a cui è stato corretto il segnale delle possibili pulsar (esposto nelle sottodidascalie delle due figure), appartenenti allo stesso GC, assume valori discostanti. Questo può essere letto come un indizio della non autenticità di alcuni candidati, se conoscessimo con precisione la DM dell'ammasso. Gli oggetti che abitano in questi angusti agglomerati stellari, saranno affetti grossomodo alla stessa maniera dal gas che li separa da noi e perciò avranno una densità di colonna simile tra

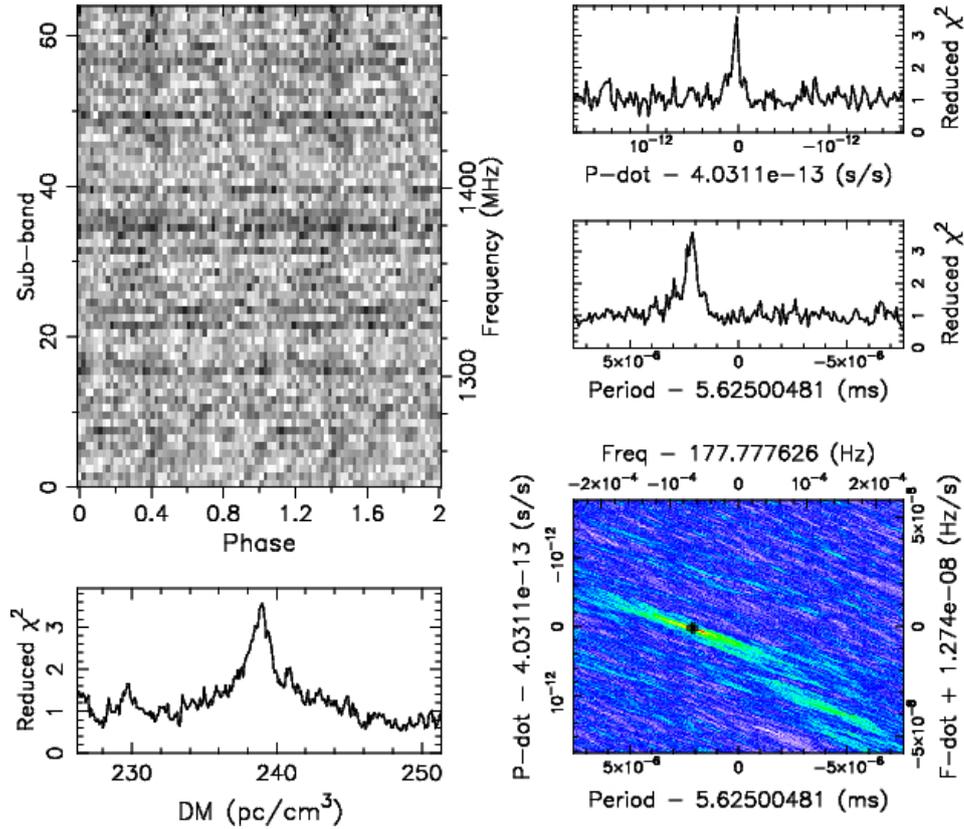


Figura 4.7: Plot diagnostici del candidato di figura 4.5b. In alto a sinistra il waterfall dei canali in frequenza. Gli altri quattro plot sono dedicati, massimizzando il $\tilde{\chi}^2$, alla calcolo della DM, di P e del \dot{P} .

loro. Si possono scorgere delle discrete disparità tra le pulsar che si trovano, rispetto alla linea di vista dell'osservatore, all'inizio ed alla fine, o tra il bordo ed il centro dell'ammasso. Al massimo questo potrebbe spiegare il divario di quasi $30 \text{ cm}^{-3} \text{ pc}$ tra gli oggetti di figura 4.5a e 4.5b, qualora venissero accreditate come pulsar. In questa circostanza, dove non sappiamo a priori la DM vera, tutti i candidati sono posti sullo stesso piano, ma non appena giungerà la conferma di uno di loro, potremo automaticamente scartare quelli con DM significativamente divergente.

4.3.2 Come affinare la ricerca

Proviamo, adesso, a investigare i possibili motivi che ci hanno condotto, nei diversi passaggi della ricerca, all'esito nullo. A tal proposito, riesaminiamo lo spazio dei parametri del paragrafo 4.2. Vediamo quelli che possono aver influito maggiormente sui risultati e come porvi rimedio.

Partiamo con la parte osservativa. In questo caso l'intento è, principalmente, ridurre il più possibile S_{min} della (4.1). Le vie più immediate per conseguire tale obiettivo sono: aumentare la durata e la frequenza dell'osservazione. Un'osservazione più lunga, a parità di canali in frequenza e del campionamento della serie temporale, porta ad una maggiore dimensione del file da ridurre e, quindi, ad accrescere il lavoro sul calcolatore. Ma soprattutto rende più ardua l'individuazione di oggetti

che descrivono orbite molto strette, come spesso accade per le MSP. Come discusso in § 2.6, l'orbita complica la rilevazione di una pulsar. Le tecniche che correggono l'effetto Doppler orbitale, con l'esclusione del metodo della modulazione di fase, tuttavia raramente usato, richiedono un $T_{obs} \ll P_{orb}$. Esse, infatti, operano su frammenti di orbita, corti a tal punto da poter considerare l'accelerazione costante al loro interno. Nella circostanza in cui l'osservazione contenga molteplici rivoluzioni della pulsar, attorno alla compagna, si può sempre spezzettarla in un secondo momento. In questo caso l'orbita, piuttosto che ad una curva, sarà approssimata ad una poligonale. Anche se potrà apparire controintuitivo, è preferibile trattare con oggetti che orbitano su ellittiche eccentriche, perché, tranne nelle vicinanze del periastro, conserveranno per una durata maggiore il regime di linearità. Un'altra possibilità, per migliorare la sensibilità delle nostre osservazioni, è quella di spostarsi a lunghezze d'onda più corte. Questa traslazione serve a rendere meno evidenti i vari fenomeni causati dal mezzo interstellare, che influiscono sull'equazione (4.2), e in aggiunta si diminuisce la temperatura di fondo cielo. Ciò consentirebbe, inoltre, ad ampliare la banda d'osservazione ed il numero di canali, purché venga rispettata la condizione $\Delta\nu \ll \nu$, raccogliendo un maggiore quantità di fotoni. Lavorare ad alta frequenza (i.e. $\gtrsim 2$ GHz), sorvolando su eventuali complicazioni in campo ingegneristico, implica però uscire dalla finestra dello spettro in cui si ha il picco dell'emissione radio. Avevamo evidenziato in § 1.2.2 che il flusso raggiunge il massimo attorno a qualche centinaio di MHz e decresce rapidamente, oltre 1 GHz, per colpa degli indici spettrali ripidi.

Passiamo ad ispezionare i parametri impiegati nel processo di riduzione. In particolare tratteremo la somma armonica, la correzione della DM e dell'effetto Doppler orbitale. La tecnica della somma armonica, come menzionato in § 4.2.2, non è molto rilevante per le MSP. Ma nell'eventualità in cui i nostri GC siano popolati esclusivamente da pulsar dal modesto duty cycle, è preferibile ripetere la ricerca con una cifra di armoniche superiore ad 8. Per la DM, invece, è stato scelto l'intervallo massimo da esplorare e la maniera in cui suddividerlo, ovvero abbiamo agito sia sul DM_{max} che sul δDM (§ 2.4.1). In un riesame futuro dei dati, dunque, si può provare a incrementare il range della DM e/o campionarla in modo più fine. Comunque, la scoperta di una singola pulsar in un GC darebbe un enorme contributo alle indagini successive, delimitando il valore della DM per tutti gli altri oggetti dello stesso ammasso. Per quanto riguarda l'effetto Doppler, come suggerito poc'anzi, si possono percorrere due strade: aumentare il valore dello z_{max} e/o frazionare l'osservazione in più parti.

È possibile, quindi, insistere e sperare nella ricerca in questi due GC. Basta riprogrammare l'acquisizione dei dati e ripetere, soprattutto, la procedura di riduzione, mediante una permutazione delle succitate soluzioni sui parametri.

4.4 Confronto con la teoria

In una recente pubblicazione, Turk e Lorimer [2014] hanno provato a desumere il numero di pulsar potenzialmente osservabili³, contenute all'interno di 94 GC,

³Si definisce "osservabile" una pulsar che punti verso di noi il suo cono d'emissione ed abbia una luminosità apparente almeno confrontabile con la sensibilità tipica della moderna strumentazione.

stimando un valore di 1070_{-700}^{+1270} . Scalando il risultato ottenuto a tutti i GC galattici, si raggiunge, in proporzione, una popolazione di 2280_{-1490}^{+2720} . Le incertezze stanno ad indicare un intervallo di confidenza del 95%.

I due autori si sono avvalsi di un metodo basato sull'inferenza bayesiana⁴, applicabile pure negli ammassi con un campione nullo di pulsar rilevate, come avviene nella maggior parte dei casi (fig. 4.8). Prima di arrivare a tali conclusioni, però, sono stati vagliati svariati modelli, basati su parametri legati alle osservazioni ed

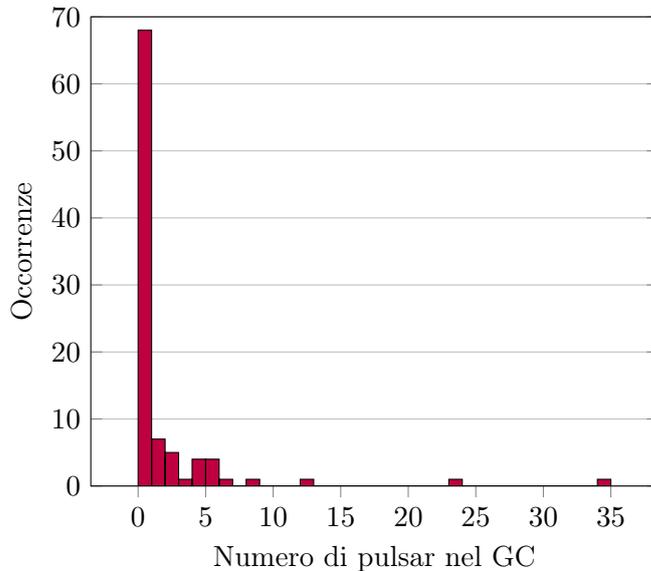


Figura 4.8: Occorrenze di 94 GC, appartenenti al campione di Turk e Lorimer [2014], in cui sono state rilevate un certo numero di pulsar.

alla popolazione stellare. I parametri⁵, attinti dal catalogo di Harris [2010] e dagli articoli di Bahramian [2013], Boyles [2011], Faucher-Giguère e Kaspi [2006], sono: la metallicità, la velocità di fuga, la luminosità ottica, la frequenza di incontri stellari⁶ Γ (*stellar encounter rate*), la densità di flusso limite a 1.4 GHz e la distribuzione di luminosità.

La figura 4.9 illustra la distribuzione di luminosità di un campione sintetico di pulsar non riciclate, che si trovano al di sopra della linea della morte. La distribuzione segue un andamento *log-normale*, come suggerito da Faucher-Giguère e Kaspi [2006]. Della stessa idea è Bagchi [2011], che predilige questo tipo di andamento a fronte di uno a legge di potenza. Afferma, inoltre, che non occorre invocare una distribuzione differente per le pulsar in ammasso, che, secondo la sua opinione, seguono un andamento simile a quelle del disco. L'integrale della funzione, eseguito su tutte le luminosità, restituisce un numero di $\sim 1.2 \times 10^6$ pulsar isolate presenti nella Galassia, al di là del puntamento del loro beam d'emissione e delle capacità osservative dei nostri telescopi. L'area arancione, delimitata inferiormente dal flusso di soglia raggiunto dalla nostra osservazione, rappresenta lo stato dell'arte della nostra recente strumentazione. Tant'è vero che il valore dell'ascissa limite a cui si spingono telescopi più efficienti di Parkes, non è così diversa da quella ottenuta in questa circostanza. Questo ci fa capire che stiamo scrutando solo la punta dell'iceberg, una piccolissima frazione della popolazione di pulsar esistenti.

Nel nostro caso avevamo $L_{5946} \simeq 0.41 \text{ mJy kpc}^2$ e $L_{6388} \simeq 0.47 \text{ mJy kpc}^2$, espresse in scala logaritmica. Questi valori sono stati ricavati moltiplicando il risultato

⁴Il nome di questo approccio statistico deriva dal reverendo e matematico inglese Thomas Bayes (1702 – 1761).

⁵Un file ASCII, contenente tutti i dati, è consultabile dal sito astro.phys.wvu.edu/gcpsrs.

⁶Il rate di incontri, $\Gamma \propto \rho_0^2 r_c^3 / \sigma_v$, dipende dalla densità e dal raggio del core, fratto la dispersione di velocità nel centro dell'ammasso [Verbunt and Hut 1987, Maccarone and Peacock 2011].

dell'equazione (4.4), con un duty cycle del 10%, per la distanza al quadrato del GC (tab. 4.1). I nostri flussi limite sono leggermente più bassi di quelli usati da Turk e Lorimer e quindi, in linea di principio, potevamo sperare in un campione osservabile più ampio. I due autori, a loro volta, hanno tratto i flussi da Boyles [2011], che ha impiegato un $(S/N)_{min} = 8$, mentre il nostro era pari a 6. Le luminosità di soglia misurate da Boyles, sempre con un duty cycle del 10%, erano $L_{5946} \simeq 0.79$ e $L_{6388} \simeq 0.73$. Altresì, l'obiettivo del lavoro di Boyles verteva sulla stima del numero di pulsar in GC. Ma in questo caso l'attenzione era rivolta unicamente a quelle giovani, ossia non riciclate. Con un'opportuna dispersione di velocità ($\sigma_v \simeq 10$ km/s) e considerando solamente gli ammassi con metallicità $[Fe/H] > -0.6$, egli annovera un campione di 447_{-399}^{+1420} pulsar potenzialmente osservabili, con un tasso di nascita di $0.012_{-0.010}^{+0.037}$ pulsar al secolo (intervalli di confidenza del 95%).

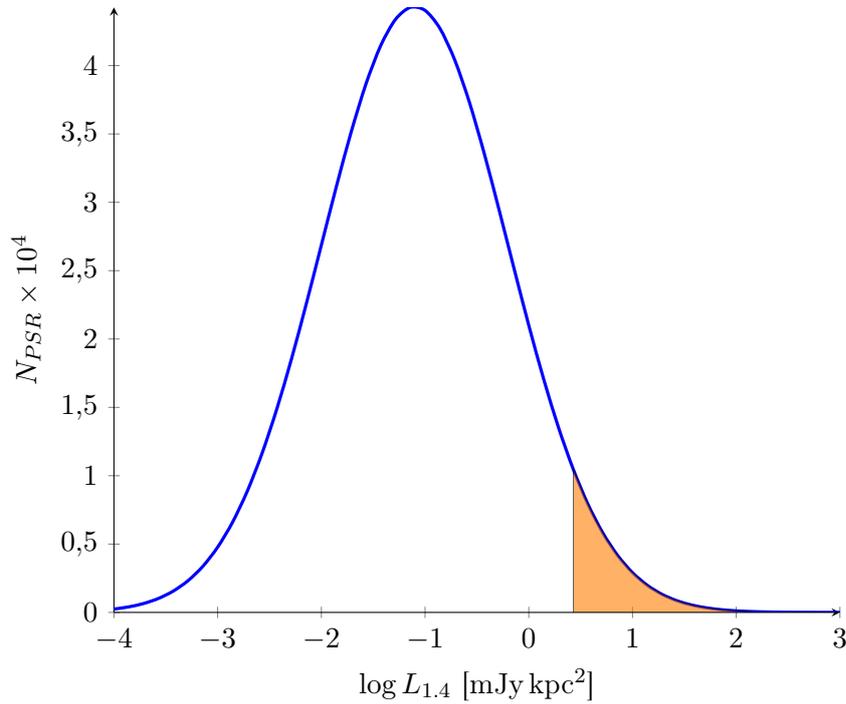


Figura 4.9: Distribuzione log-normale della luminosità a 1.4 GHz di un campione sintetico di pulsar non riciclate, che non hanno superato la linea della morte [Faucher-Giguère and Kaspi 2006]. Il grafico è il risultato di simulazioni Monte Carlo. Il best-fit ha prodotto un valor medio $\langle L \rangle = -1.1$ (~ 0.08 mJy kpc²) e una deviazione standard $\sigma_L = 0.9$, entrambi espressi nella scala del logaritmo decimale. L'area colorata in arancione sottende il numero di pulsar in corrispondenza della luminosità di soglia dei nostri due GC (~ 0.45 mJy kpc²).

Per avere un'idea del numero totale di pulsar esistenti, includendo quelle il cui beam non punta verso di noi, è sufficiente moltiplicare le cifre dedotte dai suddetti modelli teorici per dieci [Tauris and Manchester 1998], un fattore di conversione dipendente dall'apertura del cono d'emissione (su questo punto non c'è piena uniformità, perciò, genericamente, si adopera un fattore compreso tra $5 \div 10$). Si arriva così, soltanto nei GC, a contare qualche decina di migliaia di oggetti, molti dei quali, purtroppo, celati al nostro campo visivo.

Secondo Turk e Lorimer, in accordo con Hui [2010], lo stellar encounter rate gioca un ruolo cruciale nel determinare il numero di pulsar in un GC. In effetti hanno trovato, dal loro studio, che i modelli che includono il fattore Γ sono fortemente favoriti, rispetto a quelli in cui esso viene omissso. Il modello ottimale, tra quelli che tengono conto del suddetto parametro, è quello descritto dalla relazione

$$\ln\langle N \rangle = -1.1 + 1.5 \log \Gamma. \quad (4.5)$$

Per ricavare il numero di pulsar teorizzato nei nostri due ammassi, inseriamo nell'equazione i valori di Γ , pari a $\Gamma_{5946} = 134$ e $\Gamma_{6388} = 899$ [Bahramian et al. 2013]. Otteniamo, tralasciando la mantissa, $\langle N_{5946} \rangle = 8$ e $\langle N_{6388} \rangle = 27$ pulsar osservabili (fig. 4.10). Risultati per nulla concordi a quanto ricavato da questo lavoro. Proviamo a intuirne i motivi.

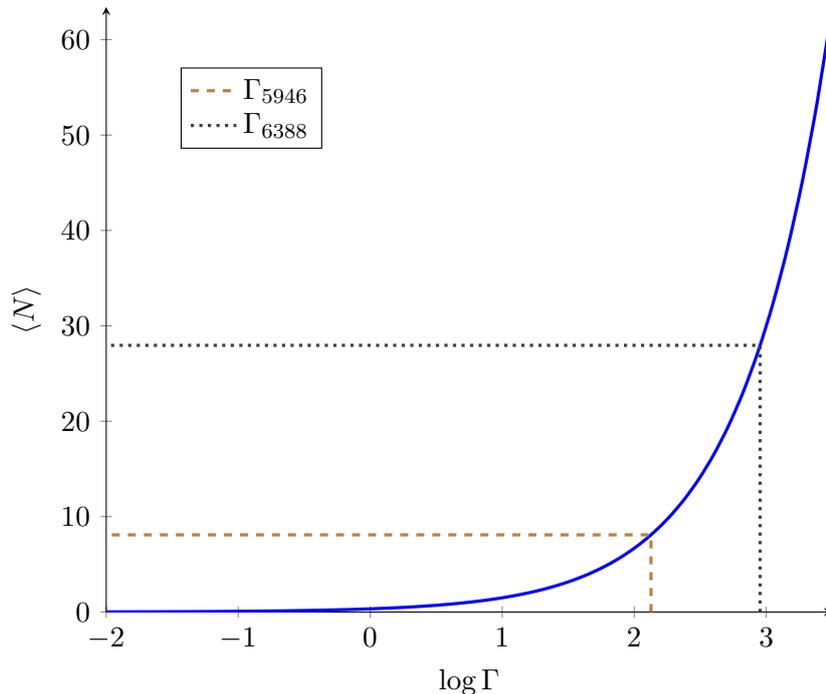


Figura 4.10: Numero medio di pulsar stimato in un dato GC, in funzione del logaritmo dello stellar encounter rate Γ . La linea tratteggiata marrone corrisponde a Γ_{5946} , quella grigia puntata a Γ_{6388} .

Si evidenzia che l'analisi statistica è parecchio dipendente dalla distribuzione di luminosità. Si presume che essa, derivata da un campione sintetico di oggetti isolati, possa essere adattata alle reali pulsar in ammasso. Se la funzione di luminosità delle pulsar negli ammassi globulari non segue quanto supposto per il campo galattico, le previsioni potrebbero essere riviste al ribasso. Come detto precedentemente, abbiamo impiegato un duty cycle del 10% per il calcolo del flusso limite, allo scopo di rendere conformi i nostri risultati con quelli di Boyles. L'adozione di un duty cycle più grande potrebbe influire sul risultato della simulazione e riconciliare un po' meglio le previsioni teoriche con la mancanza di pulsar scoperte. Utilizzando un valore del 20%, più verosimile per una ricerca di MSP, avremmo ottenuto flussi più alti, ovvero $L_{5946} \simeq 0.58 \text{ mJy kpc}^2$ e $L_{6388} \simeq 0.64 \text{ mJy kpc}^2$ (in scala logaritmica).

La scoperta di una pulsar richiede pure una certa dose di fortuna, poiché soggetta a fenomeni casuali, indipendenti dalla nostra volontà. In effetti tra gli ostacoli che possono aver influito sull'individuazione abbiamo: l'orientazione del beam d'emissione; la scintillazione del mezzo interstellare; eclissi da parte della compagna durante l'osservazione; l'appartenenza ad un'orbita troppo stretta, che non siamo stati in grado di correggere. Questi elementi potrebbero giustificare il larga parte il fatto di non aver riscontrato pulsar in NGC 5946 ed, in minor misura, in NGC 6388. L'assenza di rilevamenti in quest'ultimo, tuttavia, rimane tutt'ora un mistero. Statisticamente ci si aspetta, date le 27 stelle previste, di individuare almeno qualche oggetto ma, nonostante osservazioni e studi portati avanti da svariati ricercatori, le pulsar in NGC 6388 sono restie ad uscire "allo scoperto" oppure più semplicemente, sebbene inverosimile, non ne esistono.

4.5 Sviluppi futuri

Attualmente, i radiotelescopi più potenti per la ricerca di pulsar, insieme a quello di Parkes (foto 3.1 a pagina 63), sono illustrati in figura 4.11. Da sinistra a destra e dall'alto verso il basso troviamo il Green Bank Telescope (GBT), il Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT), il radiotelescopio di Arecibo ed il Five hundred meter Aperture Spherical Telescope (FAST).

GMRT è un interferometro costituito da 30 antenne con una baseline massima di 25 km (fig. 4.11b). Le restanti tre, viceversa, sono tutte antenne a singola apertura (*single dish*). Le due più grandi, Arecibo e FAST, sono state costruite sfruttando grossi avvallamenti del paesaggio (figg. 4.11c e 4.11d). Le parabole, tuttavia, incastonate nelle depressioni naturali, sono capaci di seguire l'oggetto sulla volta celeste (*tracking*) per limitati archi di tempo. Al contrario, grande libertà di manovra può vantare il GBT, che resta il più grande radiotelescopio orientabile al mondo (fig. 4.11a).

Tabella 4.4: Specifiche tecniche dei radiotelescopi di figura 4.11. (a) Il diametro si riferisce alla singola antenna, l'area all'intero apparato interferometrico. (b) La superficie effettiva utilizzabile è di 300 m, di conseguenza l'area sarà 70 690 m².

	Località	Prima luce	Diametro (m)	Area (m ²)	Frequenza (GHz)
GBT	West Virginia, USA	2000	105	9300	0.3 ÷ 100
GMRT ^a	Pune, India	1995	45	47 713	0.05 ÷ 1.5
Arecibo	Arecibo, Puerto Rico	1963	305	73 000	0.05 ÷ 10
FAST ^b	Guizhou, Cina	2016	500	196 000	0.07 ÷ 3
Effelsberg	Bad Münstereifel, NW	1972	100	7850	0.48 ÷ 86
Lovell	Cheshire, Inghilterra	1957	76	4560	0.03 ÷ 5
SRT	San Basilio, Sardegna	2013	64	3216	0.3 ÷ 116

Altri strumenti di vecchia generazione, che meritano di essere menzionati per il loro contributo in questo settore di ricerca, sono Effelsberg (in Germania) e Lovell (in Inghilterra). Occupano il secondo e terzo gradino del podio, con 100 m e 76 m di superficie riflettente, tra i radiotelescopi orientabili più grandi al mondo. Un ulteriore strumento degno di nota è il moderno Sardinia Radio Telescope (SRT), installato nel

Sud dell'isola nuragica ed inaugurato nel Settembre 2013, pienamente operativo da quasi due anni (fig. 4.12). Con uno specchio di 64 m, gemello a quello di Parkes per dimensioni ma tecnologicamente molto più avanzato, e con un ricevitore coassiale che opera simultaneamente a 350 MHz e 1.4 GHz, è stato pensato, perlopiù, per svolgere timing di precisione di pulsar. In futuro monterà un ricevitore a 3.5 GHz adatto, oltre che per il timing, anche per le survey. Le loro caratteristiche principali sono riassunte nella tabella 4.4.



(a) GBT



(b) GMRT



(c) Arecibo



(d) FAST

Figura 4.11: I radiotelescopi, attualmente in attività, più potenti per la ricerca di pulsar (Credits: Google).

Il cielo radio, per la ricerca delle pulsar, è spartito tra Arecibo, GBT e Parkes. Esse sono le apparecchiature più sensibili alle loro latitudini. GMRT ha avuto finora un ruolo meno preminente, in quanto copre aree di cielo in gran parte osservabili anche da GBT e da Arecibo. Quest'ultimo è il radiotelescopio con la migliore sensibilità istantanea in assoluto, ma può operare in una circoscritta fascia di cielo, con declinazione compresa tra $-2^\circ < \delta < +38^\circ$. Grazie ad esso è stata associata nel '68 una pulsar alla nebulosa del Granchio, nel '74 è stata individuata la prima pulsar binaria (PSR B1913+16) [Hulse and Taylor 1974] e nell'82 la prima MSP (PSR B1937+21), con un periodo di 1.56 ms [Backer et al. 1982]. Dopo Arecibo troviamo

il GBT, che detiene il record di MSP scoperte in GC. Esso può puntare gli oggetti con $\delta > -40^\circ$. Di esso si cita, tra le tante, la scoperta, risalente al 2007, della NS più massiccia ad oggi rilevata (PSR J0348+0432), con $(2.01 \pm 0.04) M_\odot$ [Antoniadis et al. 2013]. Sebbene con una sensibilità istantanea più bassa Parkes rimane lo strumento più efficiente per declinazioni inferiori ai -40° . Malgrado occupi la terza posizione di questa nostra classifica, ha fornito circa la metà del campione di pulsar note sino a questo momento, fra cui spicca la prima ed unica pulsar doppia, PSR J0737-3039A/B [Burgay et al. 2003], che costituisce probabilmente la coppia di pulsar più prolifica e qualitativa di sempre, in termini di importanza di risultati scientifici.



Figura 4.12: Visione notturna del radiotelescopio sardo SRT (Credits: Media INAF).

4.5.1 FAST e SKA

Tutti i radiotelescopi dell'emisfero boreale, però, saranno scalzati a breve da FAST. Il radiotelescopio cinese, posizionato nei pressi del venticinquesimo parallelo, è capace di coprire un angolo di cielo di 40° dallo zenit (comparato ai 20° di Arecibo).

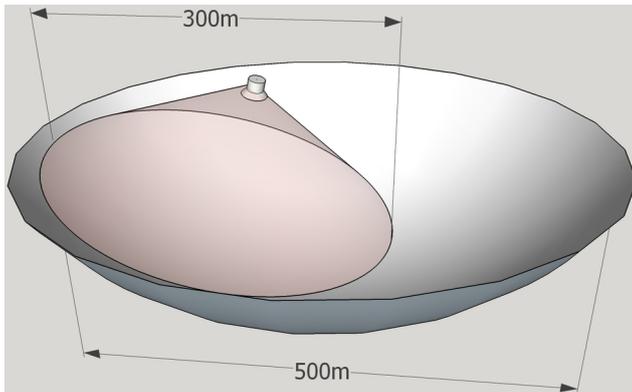


Figura 4.13: L'ottica adattiva impiegata per FAST. Il ricevitore “vede” solo i $3/5$ della superficie totale (Credits: Wikipedia).

Quest'ampia copertura, tenendo conto che lo strumento è adagiato su una dolina carsica, è resa possibile grazie ad un'ottica adattiva. I quasi 4500 pannelli triangolari, che costituiscono la superficie riflettente, formano una *cupola geodetica* e non una parabola. In base alla porzione di cielo che si vuol scrutare, una frazione dei pannelli, mossi da argani sottostanti, viene orientata in modo tale da ricostruire una superficie parabolica. In questa maniera, tuttavia, possiamo avvalerci di uno specchio di 300 m di diametro per volta,

invece dei 500 m complessivi (fig. 4.13). Dall'estate 2017 FAST, terminata la fase di “rodaggio”, ha iniziato a fornire i primi dati scientifici: nel mese di Agosto 2017 sono state scoperte le prime due pulsar (PSR J1859-01 e PSR J1931-02).

Lo Square Kilometre Array (SKA), apprezzabile in una visione d'artista in figura 4.14, rivoluzionerà le osservazioni radio riguardanti l'altro emisfero. Si calcola che possa raddoppiare o, addirittura, triplicare l'odierna popolazione di pulsar [Hessels et al. 2015]. Ciò sarà reso possibile dalla formidabile area di raccolta dell'interferometro, che, come suggerisce il nome, raggiungerà il chilometro quadro. Questa gigantesca superficie, composta da migliaia di antenne dislocate in varie regioni del globo, sarà realizzata in due epoche differenti. Il progetto, dunque, è strutturato come segue:

- La fase iniziale (SKA1) rappresenta solo il 10% delle potenzialità dell'intero radiotelescopio. L'inizio dei lavori, della durata di cinque anni, è programmato per il 2021 e i primi risultati scientifici per il 2026. Il grande intervallo di frequenze ricoperto ($0.05 \div 14$ GHz) sarà suddiviso in due tipologie di antenne:
 - SKA1-LOW, situato nella zona occidentale dell'Australia, sarà formato da un centinaio di migliaia di dipoli (fig. 4.14a), che lavoreranno a bassa frequenza ($50 \div 350$ MHz);
 - SKA1-MID verrà installato nella parte meridionale del continente africano, in particolare in Sud Africa, e sarà costituito da centinaia di dischi parabolici di 15 m (fig. 4.14b), i quali opereranno a medie frequenze ($0.35 \div 14$ GHz).
- L'avvio delle operazioni della seconda fase (SKA2), ancora da definire, dovrebbe partire poco dopo il termine della prima. Essa avrà il compito di incrementare il numero di antenne, per raggiungere l'area finale di un chilometro quadro. A lavori ultimati, si dovrebbero contare più di un migliaio di antenne e sfiorare il milione di dipoli.

Le ragioni che hanno fatto propendere per il Sud Africa e per l'Australia, come sito per l'installazione degli apparati, sono fondamentalmente tre: la bassa incidenza dell'attività umana, la possibilità di osservare le regioni del centro galattico e l'opportunità di supplire all'attuale scarsità di impianti radioastronomici di elevata sensibilità nell'emisfero australe.

La strumentazione dev'essere collocata ragionevolmente lontana da sorgenti d'interferenza, come i dispositivi elettronici, per evitare di disturbare le rilevazioni. Sono richieste, inoltre, regioni desertiche, con bassa umidità nell'aria, ed altitudini elevate, per limitare al minimo l'assorbimento atmosferico delle lunghezze d'onda più corte. Dall'emisfero Sud è possibile scrutare il centro della Via Lattea, che contiene gli ammassi più ricchi di pulsar. Questi ultimi, trovandosi in prossimità del piano galattico, saranno osservati da SKA1-MID nell'intervallo di frequenze $1.4 \div 2.0$ GHz, un buon compromesso che tiene conto dell'andamento dello spettro (§ 1.2.2) ed al contempo mitiga gli effetti dell'ISM sul segnale delle pulsar. Il radiotelescopio più potente a queste latitudini è quello di Parkes. Benché resti un ottimo strumento, non raggiunge di certo la sensibilità di GBT, Arecibo e, soprattutto, di SKA. Per il caso dei GC osservabili da Parkes, si prevede un incremento della luminosità di soglia (area arancione di figura 4.9) di oltre un ordine di grandezza. Con osservazioni di $2 \div 8$ ore, si stima un fattore ~ 3 di miglioramento anche per gli ammassi studiati da Arecibo [Hessels et al. 2015]. Il punto debole di quest'ultimo è il tracking, difatti può seguire una sorgente tipicamente per $1 \div 3$ ore.

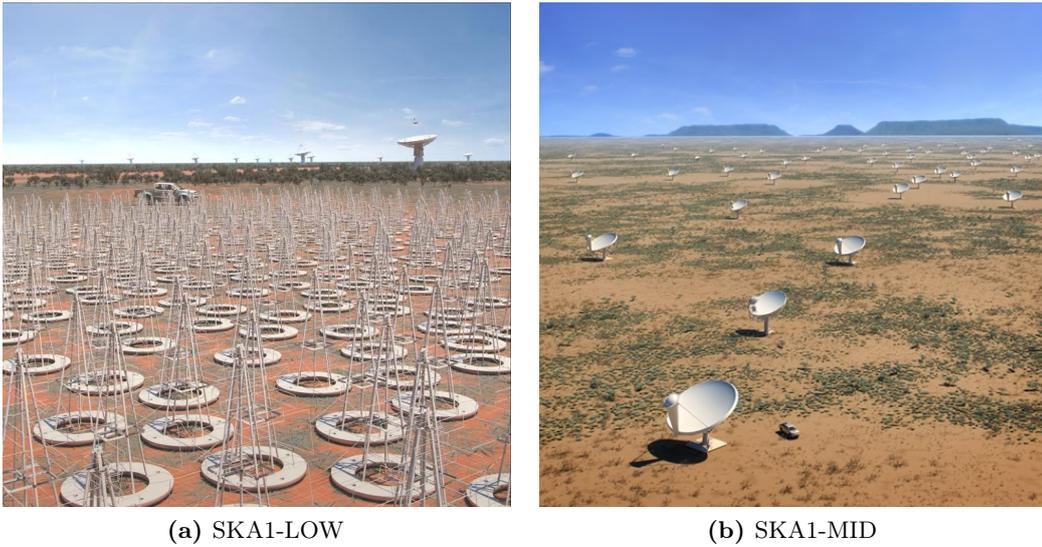


Figura 4.14: Visione d'artista di SKA (Credits: SKA organisation). In primo piano a sinistra i dipoli di SKA-LOW, mentre a destra le antenne di SKA-MID.

Si auspica di ricostruire interamente, mediante l'utilizzo combinato SKA1-MID e SKA1-LOW, la funzione di luminosità dei GC più vicini e situati lontano dal disco galattico, i quali possono essere osservati a basse frequenze. In questa maniera potremo stabilire quale sia la forma corretta della distribuzione di luminosità delle pulsar (fig. 4.9) e verificare che essa sia affine, o meno, a quella teorizzata.

CONCLUSIONI

È trascorso esattamente mezzo secolo dall'individuazione della prima pulsar, scoperta, come spesso accade in ambito scientifico, in un classico esempio di serendipità.

Nella prima parte dell'elaborato ci siamo dedicati a riportare, basandoci sulla conoscenza maturata negli ultimi cinquant'anni, *cosa* sono le pulsar. Abbiamo elencato le caratteristiche fisico-osservative di cui sono dotati questi particolari oggetti (rotazione, spettro, polarizzazione, per citarne alcune); in che modo il mezzo interstellare agisce sul segnale; quali sono i possibili progenitori, l'origine dell'emissione pulsata e l'evoluzione della stella nel corso del tempo; la loro disposizione spaziale all'interno della Via Lattea, con un occhio di riguardo per gli ammassi globulari (GC), e così via.

Per poter apprendere le proprietà o la storia di una popolazione di oggetti, questi vanno innanzitutto scoperti. Di ciò ci siamo occupati nel secondo capitolo, ovvero abbiamo spostato la nostra attenzione su *come* individuare le pulsar. Come ribadito più volte nel corpo principale del testo, sono astri poco brillanti e la peculiarità che li contraddistingue maggiormente è la regolarità dell'impulso. L'esplorazione delle pulsar si fonda su quest'unico attributo, che quantomeno sopperisce la scarsa luminosità radio. Ma ci sono altri ostacoli da superare: le interferenze prodotte dai dispositivi elettronici, derivanti alla moderna attività umana; gli effetti deleteri causati dagli elettroni liberi presenti nel gas galattico; il moto di rivoluzione terrestre e, eventualmente, della pulsar attorno alla compagna, modifica senza sosta la distanza Terra-pulsar e, conseguentemente, i tempi d'arrivo degli impulsi. Tutti questi fattori provocano la deformazione, lo sparpagliamento e la riduzione del picco, che risalta meno sul rumore, e ne rende ancora più ardua la rilevazione.

Dopo aver preso dimestichezza con i "ferri del mestiere", si è provato a metterli in atto in due situazioni reali, con l'obiettivo di rintracciare segnali pulsati negli ammassi globulari NGC 6388 e NGC 5946. Gli ammassi globulari sono dense strutture stellari, molti con età superiore ai dieci miliardi d'anni. Se ne contano almeno 150 nella Galassia e sono molto studiati perché considerati vere e proprie fucine atte alla formazione di pulsar e, in particolare, ideali per quelle con periodi dell'ordine del millisecondo (MSP). A tal scopo è stato stilato uno script, denominato *OCTOPUS* (Original Code To Observe Pulsars Using *PRESTO*), che rappresenta una delle attività di ricerca originale condotte durante questo lavoro di Tesi. Esso, applicabile non specificatamente per le pulsar in ammasso, è stato progettato per velocizzare ed ottimizzarne la ricerca e l'individuazione di candidati inediti.

La pipeline, governata dallo script poc'anzi menzionato, è stata applicata ai dati raccolti alla lunghezza d'onda di 20 cm puntando il radiotelescopio di Parkes verso gli ammassi globulari NGC 6388 e NGC 5946. Nessun segnale associabile a pulsar è stato identificato in questa serie di osservazioni, e sono stati calcolati i relativi

limiti in flusso che dovranno servire come riferimenti per indagini future. In altre parole, un'analisi successiva dei due ammassi richiederà una scelta di parametri più stringenti, per scavare sempre più a fondo alla ricerca del segnale desiderato.

L'assenza di pulsar osservabili è sorprendente per i due ammassi in questione, e specialmente in NGC 6388, che possiede parametri assai simili ad altri ammassi che sono noti contenere decine di MSP. Le incertezze sulla forma della funzione di luminosità, delle pulsar negli ammassi globulari, è una delle possibili ragioni che sono state discusse per spiegare questa discrepanza; così come l'occorrenza di bias osservativi difficili da quantificare, quali la presenza di eclissi nel segnale radio o il confinamento delle pulsar in sistemi binari molto stretti, la cui forte accelerazione impedisce l'individuazione del segnale pulsato ripetitivo.

Il caso scientifico di NGC 6388 e NGC 5946 potrà essere rivisitato nei prossimi anni grazie a nuovi e più potenti radiotelescopi, come FAST e SKA. L'impatto che avranno questi due innovativi strumenti, in ambito scientifico, saranno molteplici. In primis ci si attende di incrementare l'attuale numero di pulsar. Ma un campione più vasto di oggetti comporta ulteriori conseguenze. Infatti si avrà una probabilità più alta di scovare pulsar in rapidissima rotazione, sistemi esotici con orbite eccentriche, NS molto massicce, ecc. Ciò consentirà di porre limiti sull'equazione di stato, che descrive il comportamento della materia degenere di cui la stella è composta; testare teorie sulla gravità, sull'accrescimento e sull'evoluzione stellare. Una maggiore accuratezza nella misura dei moti propri o delle derivate del periodo, anche grazie a SRT, può aiutare a descrivere l'orbita degli ammassi globulari, il loro potenziale gravitazionale e quello della Galassia, la loro storia evolutiva, la presenza di buchi neri di massa intermedia al loro interno e molto altro...

A | ELETTRODINAMICA DELLE PULSAR

Assunto che la natura dell'*orologio pulsar* sia legato ad un fenomeno di rotazione (§ 1.1), che cosa deve spiegare un modello di pulsar? I punti che deve risolvere sono:

- l'allungamento del periodo, ovvero il regolare rallentamento della rotazione osservato;
- il trasferimento dell'energia di rotazione in altre forme;
- la produzione di radiazione pulsata, efficiente in 4 ordini di magnitudine nei periodi ($1 \text{ ms} \div 10 \text{ s}$) e 6 nel campo magnetico ($10^8 \div 10^{14} \text{ G}$);
- uno spettro di radiazione a banda larga ($100 \text{ MHz} \div 100 \text{ GHz}$);
- le temperature di brillantezza nelle varie bande;
- le caratteristiche della struttura degli impulsi e della polarizzazione;
- le peculiarità di alcuni oggetti (e.g. la nebulosa del Granchio).

Il modello base, comunemente accettato, è quello di una stella di neutroni (NS) ruotante dotata di campi magnetici intensissimi, tra i più intensi che si possano trovare nell'universo. La presenza di un campo di questo tipo in un oggetto in rapida rotazione genera forti campi elettrici e una serie di fenomeni elettrodinamici, che consentono di giustificare le principali caratteristiche sopra elencate delle pulsar. Lo *state of the art* odierno è stato raggiunto grazie ai lavori, sui quali ci baseremo per questa trattazione, di Pacini [1967] in primis, Goldreich e Julian [1969], Ruderman e Sutherland [1975] (si veda anche Sturrock [1971] e Katz [1987]). Comunque bisogna riconoscere che sono presenti ancora alcuni punti oscuri nella teoria dei vari modelli.

A.1 Il rotatore obliquo

Ancor prima della scoperta delle pulsar, era stato proposto da Pacini [1967] che una NS in rapida rotazione, magnetizzata e con la direzione del dipolo magnetico diversa da quella dell'asse di rotazione, dovesse irradiare una quantità di energia sotto forma di onde elettromagnetiche, alla frequenza della rotazione e a spese della energia cinetica della stella, causandone quindi il rallentamento, secondo il seguente meccanismo.

Se \vec{m}_d è il momento di dipolo magnetico e α l'angolo che esso forma con l'asse di rotazione, la sua componente sul piano equatoriale, $\vec{m}_{d,e} = \vec{m}_d \sin \alpha$, ruoterà con la

stella con la sua stessa pulsazione ω_{NS} . La potenza irradiata dal dipolo magnetico, secondo la formula di Larmor, è

$$w_d = \frac{2}{3c^3} \left(\frac{d^2 \vec{m}_{d,e}}{dt^2} \right)^2 = \frac{2}{3c^3} \omega_{NS}^4 (\vec{m}_d \sin \alpha)^2. \quad (\text{A.1})$$

Ipotizzando che tutta l'energia irradiata è a spese dell'energia cinetica di rotazione della NS, K_{NS} , possiamo scrivere

$$w_d = \frac{2}{3c^3} \omega_{NS}^4 (\vec{m}_d \sin \alpha)^2 = -\frac{dK_{NS}}{dt} = -I_{NS} \omega_{NS} \dot{\omega}_{NS}, \quad (\text{A.2})$$

dove I_{NS} è il momento di inerzia¹ della stella. Di qui si ricava²

$$\dot{\omega}_{NS} = -\frac{2\omega_{NS}^3 (\vec{m}_d \sin \alpha)^2}{3c^3 I_{NS}} \iff P\dot{P} = \frac{8\pi^2 (\vec{m}_d \sin \alpha)^2}{3c^3 I_{NS}}, \quad (\text{A.3})$$

che è la relazione adoperata in § 1.2.5 per la stima dell'età caratteristica. Una legge del tipo $\dot{\omega} \propto -\omega^n$ (dove n è chiamato *indice di frenamento* o *braking index*³) è prevista da molti modelli, cosicché una misura diretta di n può essere determinante per discriminare fra le varie teorie.

Se ora esprimiamo il momento di dipolo mediante il campo magnetico H_{NS} , sulla superficie della NS, in cui $|\vec{m}_d| \sim H_{NS} R_{NS}^3$ con R_{NS} raggio della stella, le (A.3) si riscrivono (per $\sin \alpha = 1$)

$$\dot{\omega}_{NS} = -\frac{2}{3} \frac{\omega_{NS}^3 H_{NS}^2 R_{NS}^6}{c^3 I_{NS}} \iff P\dot{P} = \frac{8\pi^2 R_{NS}^6}{3c^3 I_{NS}} H_{NS}^2. \quad (\text{A.4})$$

Pertanto, conoscendo P e \dot{P} , si può determinare il campo magnetico superficiale (con $R_{NS} \sim 10 \text{ km}$ e $I_{NS} \sim 10^{45} \text{ g cm}^2$)

$$H_{NS} = \left(\frac{3c^3 I_{NS} P\dot{P}}{8\pi^2 R_{NS}^6} \right)^{1/2} \simeq (10^{39} P\dot{P})^{1/2} \text{ G}, \quad (\text{A.5})$$

che restituisce dei valori compresi tra i $10^{10} \div 10^{14} \text{ G}$ (in accordo con quanto si vede nelle figg. 1.14 e 1.15). Ricorrendo alla (A.2), si ha l'energia cinetica sottratta alla NS per unità di tempo

$$\frac{dK_{NS}}{dt} \approx 10^{30} \div 10^{36} \text{ erg/s}, \quad (\text{A.6})$$

che è diversi ordini di grandezza superiore alle luminosità radio integrate delle pulsar. Questo vuol dire che solo una piccola frazione, $\eta \sim 10^{-4} \div 10^{-2}$, dell'energia cinetica rotazionale viene impiegata per produrre la luminosità osservata in banda radio.

¹Per una sfera omogenea il momento d'inerzia è pari a $I = \frac{2}{5} MR^2$.

²Si ricordi che $\omega = 2\pi/P$ da cui $\dot{\omega} = -2\pi\dot{P}/P^2$.

³Il braking index è dato da

$$n = \frac{\omega \ddot{\omega}}{\dot{\omega}^2} = 2 - \frac{P\ddot{P}}{\dot{P}^2}.$$

Il periodo delle pulsar, di norma, aumenta col tempo, ma sempre più lentamente. Di conseguenza questo parametro è più conveniente misurarlo per oggetti giovani, in cui le variazioni di $\dot{\omega}$ sono più evidenti. In fase di decelerazione avremo $\dot{P} < 0$ e quindi $n > 2$, nelle brevi fasi in cui si presentano i glitch avremo $\dot{P} > 0$ e perciò $n < 2$.

A.2 La macchina Unipolare

Si riteneva inizialmente che intorno alla NS non vi fosse praticamente atmosfera: infatti a causa dei campi gravitazionali così straordinariamente intensi alla superficie della stella, lo spessore di una normale atmosfera stellare dovrebbe essere dell'ordine di qualche centimetro alla temperatura di 10^6 K. La mancanza di materia all'esterno della NS era considerata la condizione per la validità del modello del rotatore obliquo, in quanto la propagazione di onde di frequenza da qualche Hz a qualche decina di Hz è possibile solo se la frequenza di plasma (eq. (1.13)) è minore di questi valori, il che richiede densità elettroniche $n_e < 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$. In realtà è stato dimostrato da Goldreich e Julian [1969] che questa ipotesi è errata: se la stella è magnetizzata ed in rotazione, gli effetti elettromagnetici che si generano hanno il risultato di estrarre dalla sua superficie particelle cariche, che poi restano intrappolate nel campo magnetico e riempiono una vasta zona dello spazio formando quella che si chiama *magnetosfera*, con densità assai elevate.

A.2.1 Campo \vec{E} all'interno e all'esterno della NS

Consideriamo una NS dotata di campo magnetico bipolare con momento di dipolo $|\vec{m}_d|$ e, in prima battuta, parallelo a $\vec{\omega}_{NS}$ ⁴. In un punto generico all'esterno della stella, \vec{H} sarà dato da [Jackson 1998]

$$\vec{H} = \frac{|\vec{m}_d|}{r^3} (2 \cos \theta \hat{r} + \sin \theta \hat{\theta}) \approx \frac{H_p R_{NS}^3}{r^3} (2 \cos \theta \hat{r} + \sin \theta \hat{\theta}), \quad (\text{A.7})$$

dove r , θ , \hat{r} e $\hat{\theta}$ sono i moduli ed i versori delle coordinate polari del punto considerato (con θ valutato rispetto all'asse magnetico che, in questo caso, è coincidente con l'asse di rotazione), H_p il campo magnetico ai poli, in corrispondenza della superficie della NS di raggio R_{NS} (fig. A.1).

Se la stella è in rapida rotazione, si creano al suo interno campi elettrici molto forti che, poiché la conducibilità elettrica del materiale che costituisce la NS è altissima ($\sigma \rightarrow \infty$), soddisfano la terza legge di Maxwell, ovvero

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j} = \frac{4\pi\sigma}{c} \left(\vec{E} + \frac{\vec{u}}{c} \times \vec{H} \right) \implies \\ \vec{E} &= -\frac{\vec{u}}{c} \times \vec{H} + \frac{c}{4\pi\sigma} \nabla \times \vec{H} \simeq -\frac{1}{c} (\vec{\omega}_{NS} \times \vec{r}) \times \vec{H}, \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

dove \vec{u} è la velocità del plasma e \vec{j} la corrente elettrica. Moltiplicando scalarmente la (A.8) per \vec{H} , si trova che all'interno della stella \vec{E} è perpendicolare ad \vec{H}_{NS} ($\vec{E} \cdot \vec{H}_{NS} = 0$). L'origine di questo campo elettrico \vec{E} all'interno della NS può essere attribuito alla forza di Lorentz che causa la separazione delle cariche positive da quelle negative. La presenza di questo campo implica una redistribuzione delle cariche elettriche interne, la cui densità, dalla (A.8), soddisfa l'equazione

$$\rho_i = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \vec{E} = -\frac{1}{2\pi c} \vec{\omega}_{NS} \cdot \vec{H}, \quad (\text{A.9})$$

⁴Se l'asse magnetico è inclinato rispetto a quello di rotazione, la valutazione delle grandezze fisiche è molto più complessa ma i risultati, per ordine di grandezza, sono sostanzialmente i medesimi.

da cui si vede che c'è una segregazione di cariche. Per esempio, se sono concordi i vettori $\vec{\omega}_{NS}$ e \vec{H} ($\vec{\omega}_{NS} \cdot \vec{H} > 0$), ai poli la densità di carica è negativa, mentre all'equatore, dove \vec{H} ha cambiato direzione, è positiva⁵. Accade il contrario se $\vec{\omega}_{NS} \cdot \vec{H} < 0$. Dalla (A.8), combinata con la (A.7), possiamo ricavare il campo elettrico alla superficie \vec{E}_s della NS

$$\vec{E}_s = -\frac{H_p R_{NS} \omega_{NS} \sin \theta}{c} (-\sin \theta \hat{r} + 2 \cos \theta \hat{\theta}) \quad (\text{A.10})$$

ed integrando in θ , ad r costante, si può ottenere, a meno di una costante d'integrazione, il potenziale elettrostatico sulla superficie

$$\Phi_e = \int \vec{E} \cdot d\vec{l} = \int E_{\theta} r d\theta \implies \Phi_{e,s} = \frac{H_p R_{NS}^2 \omega_{NS}}{c} (\sin \theta^2 + C). \quad (\text{A.11})$$

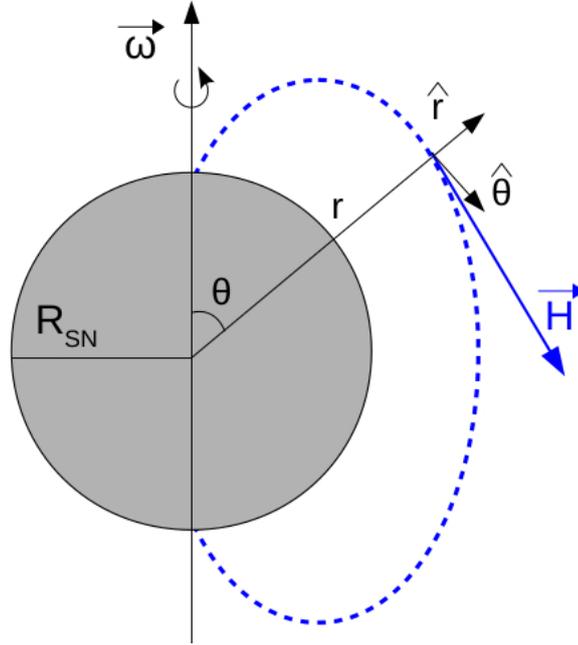


Figura A.1: Schema del campo magnetico della NS.

All'**esterno** della stella il potenziale si ottiene risolvendo l'equazione di Laplace nel vuoto ($\nabla^2 \Phi_e = 0$), usando come condizione al contorno il potenziale alla superficie della NS (eq. (A.11))

$$\Phi_e(r, \theta) = -\frac{H_p \omega_{NS} R_{NS}^5}{3cr^3} (3 \cos^2 \theta - 1), \quad (\text{A.12})$$

che rappresenta il potenziale di quadrupolo. Le equazioni (A.11) e (A.12) devono coincidere sulla superficie della stella, per cui, ponendo $r = R_{NS}$, si ha $C = -2/3$. Dunque il campo elettrico è dato da

$$\vec{E}(r, \theta) = -\nabla \Phi_e(r, \theta) = \frac{H_p R_{NS}^5 \omega_{NS}}{cr^4} \left[3\hat{r} \left(\sin^2 - \frac{2}{3} \right) - 2\hat{\theta} \sin \theta \cos \theta \right], \quad (\text{A.13})$$

⁵Si tenga a mente il segno "meno" della (A.9).

inoltre

$$\vec{E} \cdot \vec{H} = -\frac{\omega_{NS} R_{NS}}{c} H_p^2 \cos^3 \theta \left(\frac{R_{NS}}{r} \right)^7, \quad (\text{A.14})$$

cioè tranne che all'equatore ($\theta = 90^\circ$) esiste sempre una componente di \vec{E} parallela ad \vec{H} , che è appunto nulla all'equatore (dove i due campi sono perpendicolari) e cresce verso i poli (dove \vec{E} è parallelo ad \vec{H}), raggiungendo il valore massimo (per $R_{NS} = 10$ km) che vale circa

$$E_{\parallel} \approx \frac{\omega_{NS} R_{NS}}{c} H_p = 6 \cdot 10^{12} \left(\frac{H_p}{10^{12} \text{ G}} \right) \left(\frac{P}{\text{s}} \right)^{-1} \text{ V/m}. \quad (\text{A.15})$$

Un campo elettrico così forte supera di molti ordini di grandezza la forza di gravità che agisce sia sugli elettroni che sugli ioni⁶ e di conseguenza, a patto che l'energia di legame non sia troppo elevata, è in grado di estrarli dallo strato superficiale di cariche. Cosicché, malgrado l'elevata forza di gravità che agisce sulla superficie, la NS non può essere circondata dal vuoto, ma dev'essere dotata di una magnetosfera. Dato che il plasma della magnetosfera sarà una sorgente di carica e corrente, le soluzioni (A.13) – (A.15), valide se all'esterno c'è il vuoto, saranno confutate. Ci si può aspettare che la soluzione corretta sia simile a quella valida all'interno della NS, ossia come in (A.7) e (A.8). Quest'ultima comporta che i due campi siano tra loro ortogonali ($\vec{E} \cdot \vec{H}_{NS} = 0$) e la densità di carica esterna, alla distanza r , necessaria affinché questo avvenga è data dalle (A.7) e (A.9), cioè⁷

$$\rho_e(r, \theta) = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \vec{E}(r, \theta) = \frac{H_p R_{NS}^3 \omega_{NS}}{2\pi c r^3} (\sin^2 \theta - 2 \cos^2 \theta). \quad (\text{A.16})$$

Se fossero valide le equazioni (A.8) e (A.16) all'esterno della NS, non ci sarebbe alcuna speranza di accelerare particelle cariche. Come già detto, la (A.8) implica che le linee di \vec{H} , solo lungo le quali le particelle possono scorrere, siano equipotenziali ($\vec{E} \perp \vec{H}$). A tal proposito si legga il prossimo paragrafo.

A.2.2 Il cilindro luce

Le linee di forza del campo magnetico ruotano insieme alla NS con la sua stessa velocità angolare. Le particelle cariche, quindi, sono costrette a co-ruotare con la stella. Questa co-rotazione, tuttavia, non può persistere oltre una superficie cilindrica di raggio R_L , al di là della quale la velocità sarebbe maggiore di c . Questa superficie, detta *cilindro luce* (fig. A.2), ha un raggio pari a

$$R_L \omega_{NS} = c \implies R_L \simeq 5 \cdot 10^9 P \text{ cm}. \quad (\text{A.17})$$

Esiste un angolo particolare, θ_p , tale che per $\theta > \theta_p$ le linee di forza del campo magnetico sono chiuse entro il cilindro luce. Esso è pari a

$$\sin^2 \theta_p = \frac{2\pi R_{NS}}{cP} \approx 2 \cdot 10^{-4} P^{-1}, \quad (\text{A.18})$$

⁶Si ha, difatti, che per valori tipici delle NS

$$F_{el} = eE_{\parallel} \approx 0.1 \gg F_g = \frac{Gm_e M_{NS}}{R_{NS}^2} \approx 10^{-13} \text{ dyne}.$$

⁷La (A.16) è stata ricavata usando le coordinate polari $\vec{\omega} = |\vec{\omega}|(\cos \theta \hat{r} - \sin \theta \hat{\theta})$.

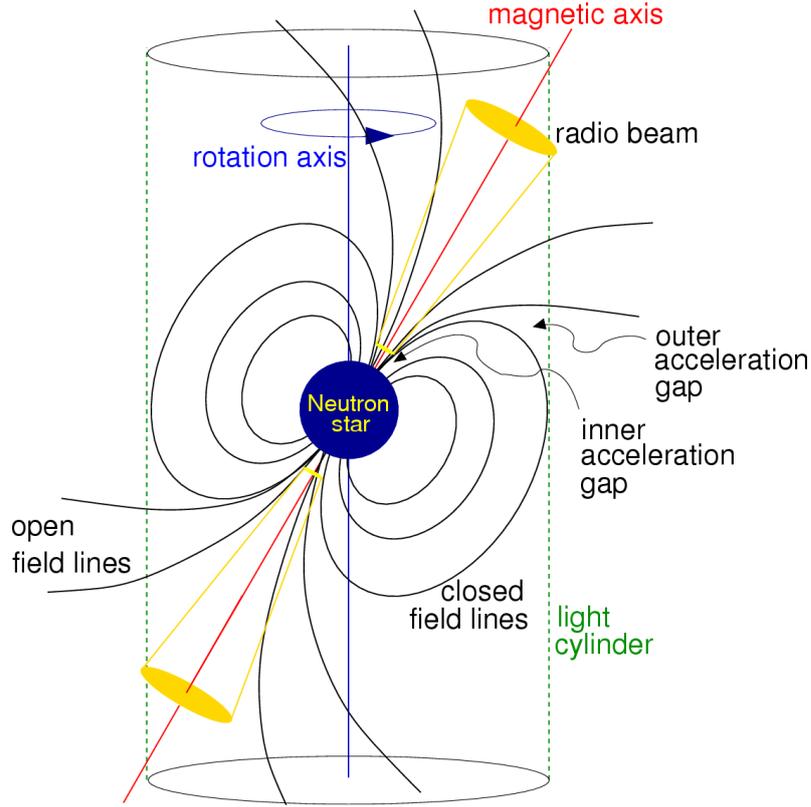


Figura A.2: Modello di una NS rotante con la sua magnetosfera (non in scala) [Lorimer and Kramer 2005].

mentre il raggio r_p della calotta polare da cui escono le linee aperte di \vec{H} è dato da

$$r_p = \sin \theta_p R_{NS} \approx 1.4 \cdot 10^4 P^{-1/2} \text{ cm.} \quad (\text{A.19})$$

Le linee di campo aperte, per le quali $\theta < \theta_p$, attraversano il cilindro di luce, ma al di fuori di esso non possono co-rotare perché la loro velocità di rotazione risulterebbe superiore a c . Diventano dunque linee aperte che si avvolgono su se stesse, in una specie di struttura a spirale.

Poiché le particelle cariche non possono sfuggire dalle linee chiuse, saranno intrappolate nelle linee di forza del campo magnetico. In questa regione spaziale è attesa una densità di carica simile alla stima data dalla (A.16). Invece le cariche che si trovano nello spicchio delle linee aperte possono scorrere lungo di esse, scappando dalla NS. Si può pensare, grazie a questa possibilità, che qui la carica magnetosferica si possa ridurre, avvicinandosi alla condizione di vuoto su cui è stata costruita la (A.15). Di conseguenza può sussistere una differenza di potenziale $\Delta\Phi_e \neq 0$ fra la superficie della stella e l'infinito, sufficiente a permettere l'accelerazione di cariche.

A.2.3 Energetica

Cerchiamo ora di valutare l'ordine di grandezza dell'energia massima che le particelle possono raggiungere. In primo luogo utilizziamo la (A.12), come se non ci fosse magnetosfera. Assumiamo, inoltre, che differenza di potenziale utile per

muovere le cariche sia la media fra la differenza di potenziale necessaria ad accelerare gli elettroni e quella, di segno opposto, per accelerare le cariche positive. In pratica, prendendo la (A.12) scritta sulla superficie della stella ($r = R_{NS}$) per $\theta = 0$ e $\theta = \theta_p$, avremo

$$\begin{aligned}\Delta\Phi_e(\theta = 0) &= \Phi_e(0) - \Phi_e(\infty) = \frac{2}{3c}H_pR_{NS}^2\omega_{NS} - \Phi_e(\infty) \\ \Delta\Phi_e(\theta = \theta_p) &= -\left[\Phi_e(\theta_p) - \Phi_e(\infty)\right] \\ &= -\left[\frac{H_pR_{NS}^2\omega_{NS}}{3c}(2 - 3\sin^2\theta_p) - \Phi_e(\infty)\right],\end{aligned}\tag{A.20}$$

con $\sin^2\theta_p$ preso dalla (A.18). Ne segue che la differenza di potenziale disponibile all'accelerazione, per ordini di grandezza, è data da

$$\Delta\Phi_e = \frac{\Delta\Phi_e(0) + \Delta\Phi_e(\theta_p)}{2} = \frac{\omega_{NS}^2R_{NS}^3H_p}{2c^2},\tag{A.21}$$

allora l'energia fruibile alle particelle che sfuggono sarà

$$\mathcal{E} = e\Delta\Phi_e \approx 10\left(\frac{R_{NS}^3}{10^6\text{ cm}}\right)\left(\frac{H}{10^{12}\text{ G}}\right)\left(\frac{P}{\text{ s}}\right)^{-2} \text{ erg}\tag{A.22}$$

e il fattore di Lorentz corrispondente, per un elettrone, è

$$\gamma_{max} = \frac{\mathcal{E}}{m_e c^2} \approx 10^7\left(\frac{R_{NS}^3}{10^6\text{ cm}}\right)\left(\frac{H}{10^{12}\text{ G}}\right)\left(\frac{P}{\text{ s}}\right)^{-2}.\tag{A.23}$$

Il potenziale accelerante dipende dalla quantità di cariche presenti nelle linee aperte del campo magnetico: con un numero cospicuo di cariche avremo un basso potenziale, viceversa, se sono poche il potenziale sarà vicino a quello appena ottenuto, che ne rappresenta quindi il massimo.

A.2.4 Meccanismo di emissione

Le particelle, scorrendo lungo le linee di forza curve di \vec{H} , sono soggette all'accelerazione centripeta, per cui producono un tipo di radiazione, detta *radiazione di curvatura*, analoga a quella di sincrotrone. Il *raggio di curvatura* per le linee di un campo bipolare, ad una distanza r dal centro della stella e con asse magnetico coincidente con quello rotazionale, nella calotta polare, racchiusa dalle linee critiche, è pari a⁸

$$R_c = 1.8 \cdot 10^5 (rP)^{1/2} \text{ cm},\tag{A.24}$$

che sulla superficie della NS vale poche migliaia di chilometri. Utilizzando l'espressione per la frequenza critica di sincrotrone per un singolo elettrone in modo da farvi figurare il *raggio di Larmor*, a cui sostituiremo R_c , si ha una stima della frequenza a cui viene emessa la radiazione

$$\nu_c = \frac{3}{2}\gamma^3 \frac{c}{R_c} \text{ Hz}.\tag{A.25}$$

⁸La (A.24) è espressa in coordinate polari, con l'origine degli assi posta nel centro della NS. La variabile θ è stata trascurata perché, nella ridotta regione polare, assume valori piccoli.

Adottando valori unitari nella (A.23), otteniamo $\gamma_{max} = 10^7$ che, inserito a sua volta nella (A.25), restituisce $\nu_c \gtrsim 10^{23}$ Hz, corrispondente alla frequenza di fotoni ultra-gamma di energia dell'ordine di 10^{-3} erg. In realtà fotoni di energie così elevate producono, mediante interazioni col campo magnetico o con fotoni di bassa energia, coppie e^\pm . Questi vengono a loro volta accelerati generando altri fotoni a energie inferiori, che possono originare, per lo stesso tipo di interazione, altre coppie e così via. In altre parole, viene prodotta una cascata di coppie (e^\pm +fotoni) a energie progressivamente più basse, che degradano la radiazione irradiata sino a raggiungere le frequenze della banda radio (fig. A.3).

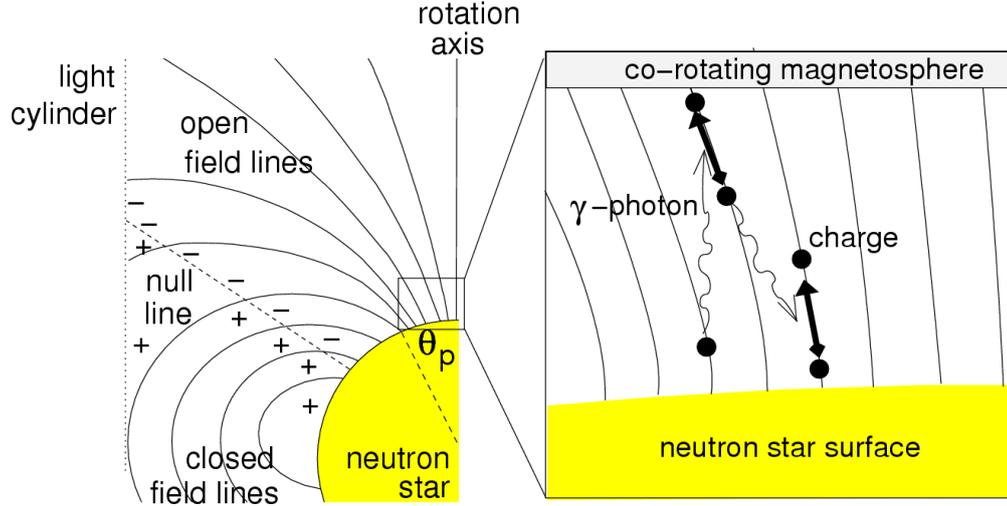


Figura A.3: Magnetosfera di una pulsar con \vec{H} parallelo a $\vec{\omega}_{NS}$. La linea tratteggiata diagonale rappresenta il luogo dei punti in cui $H(r, \theta) = 0$, ovvero il campo magnetico in quei punti è normale a $\vec{\omega}_{NS}$. Essa, chiamata *linea critica* (*null line* in figura), separa il flusso di elettroni (-) da quello dei protoni (+). Nell'ingrandimento a destra è mostrata la produzione di coppie [Lorimer and Kramer 2005].

Ci aspettiamo, pertanto, che siano gli elettroni a fuoriuscire dalla regione polare, però se dalla calotta polare uscissero solo elettroni, la NS acquisirebbe una carica totale positiva. Affinché essa resti elettricamente neutra, sono state avanzate alcune ipotesi. È necessario, difatti, che ci sia un flusso entrante uguale e dello stesso segno o un flusso uscente di segno opposto. Dal momento in cui le cariche possono entrare o uscire solo lungo le linee di campo aperte, la regione polare corrispondente risulterà divisa in due parti: una calotta interna dalla quale fuoriescono gli elettroni, che sfuggono a distanza infinita, ed una corona esterna dalla quale devono fuoriuscire i protoni, oppure entrare da grande distanza altri elettroni. Tali regioni sono separate dalla cosiddetta *linea critica* per la quale $\Phi_{e,c} = \Phi_{e,\infty}$, ossia lungo di essa $\Delta\Phi_e = 0$ (riguardo questo argomento si veda il modello di Ruderman e Sutherland del paragrafo A.3).

La radiazione, in ogni caso, essendo prodotta da particelle relativistiche, è tutta emessa lungo la direzione della velocità delle particelle stesse, ossia entro il cono definito dalle linee aperte di \vec{H} . L'emissione è, dunque, fortemente anisotropa e può essere percepita da un osservatore solo se questi è localizzato lungo il beam

d'emissione. Se l'asse magnetico ha un'orientazione diversa dall'asse di rotazione, il segnale è captato solamente quando la stella, durante la sua rotazione, punta il cono verso l'osservatore. Naturalmente, se i due assi fossero paralleli l'intermittenza del segnale non avrebbe luogo.

Notiamo, inoltre, che se l'emissione radio è causata dalla radiazione di curvatura, allora il fascio d'emissione dev'essere vuoto al centro (*hollow cone*), poiché le linee di forza prossime all'asse magnetico sono poco arcuate e le particelle accelerate lungo di esse emettono poca o nulla radiazione. Il modello⁹, proposto da Rankin [1993] e Gil [1993], è mostrato in figura A.4. Questo può spiegare gli impulsi doppi (da non confondere con l'interpulso) che si osservano saltuariamente. Anche la rotazione dell'angolo di polarizzazione all'interno dell'impulso diventa semplice da capire (§ 1.2.3). La radiazione di curvatura, infatti, è polarizzata linearmente, come quella di sincrotrone, con vettore elettrico perpendicolare alla direzione di \vec{H} nel piano del cielo. Poiché le linee di campo polari, in cui si verifica l'emissione, ruotano, anche l'angolo di polarizzazione ruoterà di conseguenza.

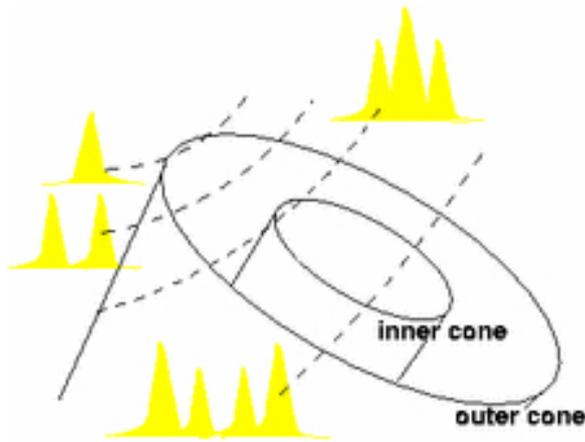


Figura A.4: Il modello del cono cavo [Lorimer and Kramer 2005].

A.3 Il modello di Ruderman e Sutherland

Il modello di Ruderman e Sutherland [1975]¹⁰, qui descritto per sommi capi, parte dal presupposto che l'estrazione dei protoni della corona esterna della calotta polare, che servirebbe a bilanciare la fuoriuscita degli elettroni e mantenere la neutralità elettrica, non è possibile. Infatti è stato mostrato che l'energia di legame dei protoni è talmente elevata da rendere vano l'effetto del campo elettrico. Per di più viene considerato non plausibile che gli elettroni estratti entro il cono possano rifluire da grandi distanze sulla NS, lungo le linee di campo esterne alla linea critica.

Si è pensato, allora, ad un modello dove gli elettroni, che producono la radiazione, non provengano dalla NS e in cui i vettori \vec{H} e ω_{NS} siano antiparalleli. In questa circostanza ai poli magnetici troviamo le cariche positive, a differenza di quelle negative che si dispongono all'equatore (eq. (A.9)). Le cariche positive, come già detto, non possono essere estratte, mentre gli elettroni delle regioni equatoriali non possono essere accelerati, perché dovrebbero muoversi perpendicolarmente ad \vec{H} . Si afferma che anche in questo modello la NS è attorniata da una magnetosfera, per

⁹Sulla struttura del beam ci sono molte opinioni contrastanti. Un'idea alternativa, ad esempio, è stata avanzata da Lyne e Manchester [1988]. Essi suggerivano, per spiegare la forma altamente irregolare di alcuni profili, che la parte interna del beam fosse riempita da una serie discreta e casuale di regioni emittenti (*patchy beam structure*).

¹⁰Si veda anche Sturrock [1971], Muslimov e Harding [1997], Hibschan e Arons [2001], Arendt e Eilek [2002], Zhang e Cheng [2003].

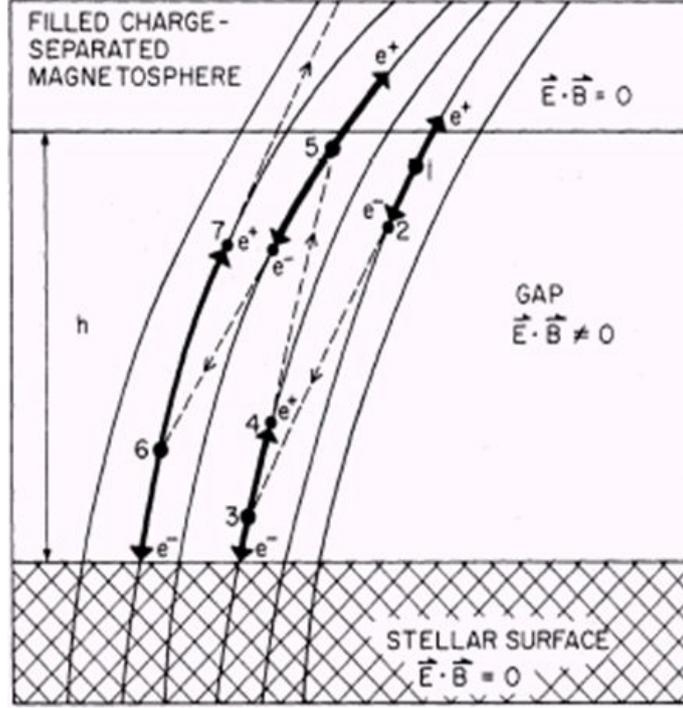


Figura A.5: Processi che avvengono nella regione, priva di magnetosfera, sopra la calotta polare (*polar gap*). Un fotone di energia $\geq 2m_e c^2$ crea una coppia e^\pm nel punto 1. Il campo elettrico accelera il positrone verso l'esterno e l'elettrone in direzione della superficie stellare. Quest'ultimo si muove lungo la linea di campo curva ed emette, per radiazione di curvatura, un fotone di alta energia nel punto 2, il quale a sua volta produce una nuova coppia nel punto 3 e via dicendo [Ruderman and Sutherland 1975].

cui il campo elettrico esterno dovrebbe essere ortogonale al campo magnetico (come all'interno della stella) e quindi non potrebbe accelerare le particelle. Viene mostrato in figura A.5¹¹ che nel cono di linee di campo polari, contenute entro la linea critica, la magnetosfera è staccata dalla superficie della NS, generando una regione priva di cariche (*polar gap*). In questa regione, di spessore $h < r_p$ (eq. (A.19)), si ha $\vec{E} \cdot \vec{H} \neq 0$ e dunque si può stabilire una differenza di potenziale

$$\Delta\Phi_e \approx \frac{\omega_{NS} H h^2}{c}. \quad (\text{A.26})$$

In questo modello il funzionamento della pulsar avviene in maniera alquanto dissimile rispetto ai precedenti, poiché le cariche elettriche, che provocano la radiazione, non sono originate dalla NS. Fotoni gamma con energia almeno doppia rispetto alla massa a riposo dell'elettrone (≥ 1 Mev), non necessariamente prodotti dalla pulsar, ma presenti nell'ambiente, interagendo col campo magnetico danno luogo a coppie e^\pm . Gli elettroni sono accelerati dal campo magnetico verso la superficie stellare, invece i positroni nella direzione opposta, al di fuori del polar gap. Entrambi, nel frattempo, continueranno a generare radiazione di curvatura, tipicamente in banda γ , che interagendo col campo darà adito a nuove coppie e via discorrendo. Ci

¹¹La figura A.5 rappresenta un ingrandimento dell'*inner acceleration gap* indicato in figura A.2.

dobbiamo aspettare che la copiosa creazione di cariche finisca coll'annullare temporaneamente, nel polar gap, la componente E_{\parallel} , interrompendo il processo di produzione di altre particelle. Le coppie create in precedenza fluiscono all'esterno, continuando a produrre radiazione; il gap si riforma ed il meccanismo globale ricomincia. In altri termini, la produzione di particelle non è continua ma bensì a “singhiozzo” e, di conseguenza, pure la radiazione. Ciò può spiegare la struttura fine dei singoli impulsi (fig. A.6).

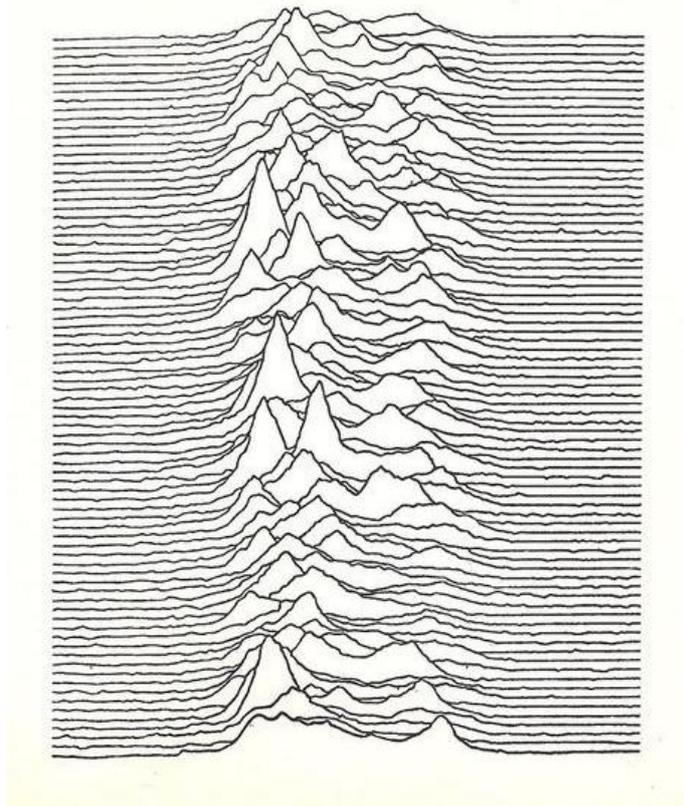


Figura A.6: Sequenza di impulsi singoli di PSR J1921+2153 (in origine CP 1919), la prima pulsar scoperta dall'uomo nel 1967 [Hewish et al. 1968]. Gli impulsi sono riportati in verticale, incolonnati l'uno sopra l'altro. Come si vede la forma del singolo impulso è estremamente complessa e variabile. La figura, a colori invertiti, è stata mutuata dalla band inglese *Joy Division* come immagine di copertina del loro album di debutto *Unknown pleasures* (Credits: Google).

Affinché questo processo, che richiede un tipo di sviluppo a catena ad opera di fotoni primari, possa funzionare, sono indispensabili due condizioni:

- le coppie prodotte devono raggiungere energie sufficienti per consentire ai futuri fotoni di perpetuare il meccanismo;
- il libero cammino medio dei fotoni dev'essere inferiore alla scala caratteristica del campo magnetico, cioè devono generare le coppie prima di uscire dal polar gap.

Discutiamo, tralasciando la dimostrazione, questi due requisiti, partendo dal secondo. Dal libero cammino medio per la produzione di coppie da parte di un fotone di alta energia, immerso in un campo magnetico di tipo dipolare, abbiamo $H_{12}/P^{13/8} \gtrsim 3$ (H espresso in tera gauss, P in secondi). Questo risultato, se confrontato con la linea della morte tracciata nel grafico 1.14 e descritta dall'equazione (1.27), è decisamente inconsistente. La situazione migliora se impieghiamo un campo di stampo multipolare, infatti si ha $H_{12}/P^{1.5} \approx 0.2$ che, pur non coincidendo esattamente con la death line disegnata, descrive altrettanto bene la frontiera al di sotto della quale le pulsar sembrano scomparire [Asseo and Khechinashvili 2002]. La prima condizione, adottando un campo dipolare o multipolare, non sembra vincolante.

B | IL CODICE OCTOPUS

La pipeline *OCTOPUS* (Original Code To Observe Pulsars Using *PRESTO*) si compone di 3 script, tutti scritti nel linguaggio di programmazione *C Shell* (*csh*): un programma principale (*main*), che opera nella HOME del cluster di calcolo e dal quale vengono lanciati due secondari (*righe* e *papabili*), che lavorano nei nodi del cluster. Il primo dei secondari (*righe*) si preoccupa di produrre tutti i file necessari atti alla creazione dei grafici, costruiti col secondo sotto-script (*papabili*), che rappresentano la finalità ultima dell’elaborazione.

Il pacchetto completo per la riduzione dei dati comprende la pipeline e 2 file in *Python* (*dedisp* e *ACCEL_sift*), oltre, ovviamente, al/ai file dell’osservazione (per lunghe esposizioni, infatti, l’osservazione può essere spezzettata in più file). Tutti i file appena elencati andranno collocati in un’unica cartella. Inoltre, se la stessa osservazione è composta da più file, ognuno di essi dev’essere rinominato come segue: nome_0.estensione, nome_1.estensione, nome_2.estensione, e così via.

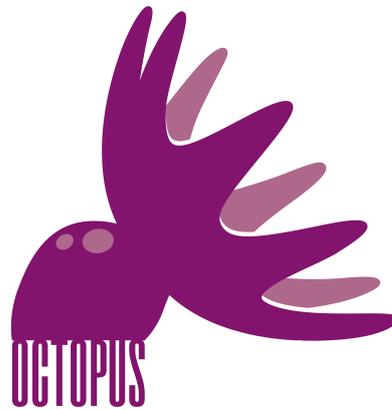


Figura B.1: Il logo di *OCTOPUS*.

B.1 Main

B.1.1 Fasi preliminari

Tutte le operazioni presenti nel *main* avranno luogo nella HOME del Cybersar dell’OAC. Nella prime linee dello script si possono leggere i nomi dei 5 nodi (*cyb****) utilizzati dai due script secondari per l’analisi dati. Ogni nodo monta un processore da 8 core (CPU) e contiene 2 hard disk (*scratch*) dalla capacità di circa un quarto di terabyte, mentre lo spazio disco della HOME ammonta a 7 TB. D’ora in poi, come già scritto nella Tesi (§ 3.4.1), considereremo ogni *scratch* come una macchina a se stante, di conseguenza avremo 10 calcolatori da 4 CPU ciascuno.

La prima linea (`#!/bin/csh`), da introdurre all’inizio di ogni script, è una stringa di commento particolare: specifica il tipo di shell da generare, alla quale far eseguire il codice contenuto nel programma.

Codice B.1: Composizione del Cybersar dell'OAC

```
#!/bin/csh
set nodi = (cyb133 cyb135 cyb137 cyb139 cyb140)
set scratch = (scratch1 scratch2)
5 set CPU = 4
```

Per prima cosa si cerca di individuare qual è il file dell'osservazione (quasi sempre il più pesante) presente nella cartella, per evitare la digitazione da parte dell'utente. In caso di predizione positiva, il nome del file verrà scomposto automaticamente in radice ($\$root$) più estensione ($\est)¹; se l'osservazione è stata suddivisa in più file o in caso di pronostico negativo, l'utente dovrà inserire la stringa manualmente e, nell'ultimo caso, il programma controllerà se esiste nella cartella il file digitato.

Codice B.2: Procedure preliminari

```
set possibile_file = 'ls -lS *.* | head -1 | awk '{print $9}''
indovino:
echo -n "Il file da ridurre (per caso) è questo: $possibile_file (s/n) "
set rispfile = $<
10 if ($rispfile !~ [sSyYnN]) then
    echo "Digitato il tasto sbagliato... Ritenta, sarai più fortunato!"
    goto indovino
else if ($rispfile =~ [sSyY]) then
    echo "Ho indovinato!"
15 set file = $possibile_file
    set root = 'echo $file | awk -F. '{print $1}''
    set est = 'echo $file | awk -F. '{print $2}''
    set num_file = 'ls *$est | wc -l'
    if ($num_file > 1) then
20     echo "Mi sono accorto che ci sono altri file della stessa
        osservazione."
        echo -n "A tal proposito inserisci la radice dei tuoi file: "
        set root = $<
        set file = $root*$est
    endif
25 else if ($rispfile =~ [nN]) then
    nomesbagliato:
    echo -n "Inserisci il nome del file da ridurre (con estensione): "
    set file = $<
    if (! -f $file) then
30     echo "Nome del file sbagliato oppure non esiste... Ritenta, sarai
        più fortunato!"
        goto nomesbagliato
    endif
    set est = 'echo $file | awk -F. '{print $2}''
    set num_file = 'ls *$est | wc -l'
35 if ($num_file > 1) then
        echo "Mi sono accorto che ci sono altri file della stessa
            osservazione."
        echo -n "A tal proposito inserisci la radice dei tuoi file: "
        set root = $<
        set file = $root*$est
40 endif
endif
```

Dopo aver salvato il *path* della cartella (`set way = 'pwd'`) si passa a definire la variabile $\$rip$, scelta in funzione dello spazio disco occupato dal/dai file dell'osservazione ($\$pesantezza$ è espressa in Mbyte). In alcuni passaggi del processo di riduzione è necessario attendere la fine di una operazione, prima di proseguire con la successiva.

¹Nel linguaggio *csh* le variabili sono precedute dal simbolo del dollaro ($\$variabile$).

Per accertarsi che l'attività in corso sia giunta a conclusione, il computer effettuerà un controllo con cadenza fissata da `$rip`. I tempi d'attesa dipendono principalmente dalle dimensioni del file e dal tipo di analisi da effettuare. In questo caso, per rendere lo script più generico, si è deciso, piuttosto che adottare un valore costante, di rendere `$rip` dipendente dalle dimensioni del file, purché non superi il tetto limite di 600 secondi (ovvero 10 minuti). Tempi d'attesa troppo alti nel processo di riduzione, difatti, potrebbero portare alla presenza di numerosi tempi morti tra un'esecuzione e l'altra.

Codice B.3: Tempi d'attesa

```

set way = 'pwd'
if ($num_file == 1) then
    set pesantezza = 'ls -l $file | awk '{print $5*10^-6}' | awk -F. '{print
45 else if ($num_file > 1) then
    set i = 1
    set pesantezza = 0
    while ($i <= $num_file)
        set pesant_sing = 'ls -l $file | awk -v j=$i 'NR==j '{print $5
            *10^-6}' | awk -F. '{print $1}'
50         @ pesantezza = $pesantezza + $pesant_sing
            @ i++
    end
endif
@ rip = 5 + $pesantezza / 100
55 set ripmax = 600
if ($rip > $ripmax) then
    @ rip = $ripmax
endif

```

Qui si chiede all'utente di inserire le seguenti opzioni (gli script o i comandi a cui si riferiscono sono tra parentesi):

- `-time $integrazione (rfifind)` è la frequenza, espressa in secondi, con cui *PRESTO* deve scandagliare la serie temporale alla ricerca di RFI vistose (§ 3.2);
- `-numharm $numharm (accelsearch)` è il massimo numero di armoniche da prendere in considerazione, sia per la ricerca di RFI periodiche che di segnali astrofisici dalla ugual natura (prgg. 2.5.2 e 3.2.1);
- `-d $DM_max (DDplan)` è il massimo valore della DM sino a cui investigare (§ 2.4.1);
- `-s $raggrup (DDplan)` indica il numero di canali da riunire in un gruppo (§ 3.4);
- `-zmax $zmax (accelsearch)` è usato per la ricerca di pulsar in sistemi binari (prgg. 2.6.1 e 3.5.1) e assume valore zero per la ricerca di pulsar isolate.

I valori inseriti per entrambi gli ammassi di questo lavoro di Tesi, seguendo l'ordine dell'elenco sovrastante, sono: 2 secondi, 8 armoniche, 600 pc/cm^3 , 32 canali in un singolo gruppo e ZMAX 200. Essi possono essere ritrovati nel file di testo `informazioni.txt`, che, tra l'altro, ci ragguaglia su eventuali pecche nella compilazione.

Codice B.4: Valori in input

```

60 echo "Prima di tutto devo conoscere i tuoi gusti, quindi inserisci il valore
    ai seguenti parametri."
echo -n "Il tempo di integrazione (-time) per la ricerca di RFI: "

```

```

set integrazione = $<
echo -n "In numero di armoniche (-numharm) in ACCELSEARCH: "
set numharm = $<
echo -n "Il valore massimo della DM a cui vuoi arrivare: "
65 set DM_max = $<
echo -n "Da quanti elementi vuoi che sia costituito il gruppo di canali: "
set raggrup = $<
echo -n "Se stai cercando sistemi multipli, allora necessitiamo di una
acceleration search (-zmax): "
set zmax = $<
70 echo "##### I dati in input scelti dall'utente per questa elaborazione sono
: #####" > informazioni.txt
echo "Integrazione temporale: $integrazione — numero di armoniche: $numharm
" >> informazioni.txt
echo "DM massima: $DM_max — raggruppamenti dei canali: $raggrup — zmax:
$zmax" >> informazioni.txt
echo "##### Qui troverai info se la memoria degli scratch è terminata o se
in essi ci sono file .dat vuoti #####" >> informazioni.txt

```

Con il codice B.5 termina la parte di interazione con l'utente. Da qui in poi il processo sarà completamente automatizzato. Viene chiesto se si vuol lanciare la procedura dall'inizio (scelta consigliata se si parla della prima esecuzione) o da una posizione qualsiasi del programma. Questo può tornare utile qualora il processo, per una qualsivoglia ragione, si sia interrotto in un punto intermedio.

Codice B.5: Menù

```

scelta:
75 echo "Vuoi lasciar fare allo chef o preferisci il menù?"
echo -n "Se è la prima esecuzione, ti consiglio di lasciar fare allo chef. (
chef/menu) "
set rispscelta = $<
if ($rispscelta =~ [Mm][Ee][Nn][Uu]) then
80 menu:
echo "Ricerca di intense RFI. (1) "
echo "Ricerca di RFI periodiche. (2) "
echo "Suddivisione dell'intervallo della DM_max. (3) "
echo "Ricerca di segnali periodici. (4) "
echo "Creazione dei grafici. (5) "
85 echo -n "Vuoi uscire dal ristorante? (6) "
set rispmenu = $<
if ($rispmenu == 1) then
goto RFI
else if ($rispmenu == 2) then
90 goto accelsearch_RFI
else if ($rispmenu == 3) then
goto DDplan
else if ($rispmenu == 4) then
goto prepsubband
95 else if ($rispmenu == 5) then
goto candidati
else if ($rispmenu == 6) then
exit
else
100 echo "Potresti ripetere?"
goto menu
endif
else if ($rispscelta !~ [Cc][Hh][Ee][Ff] && $rispscelta !~ [Mm][Ee][Nn][Uu])
then
echo "Il cameriere non ha capito la risposta... Ritenta, sarai più
fortunato!"
105 goto scelta
else if ($rispscelta =~ [Cc][Hh][Ee][Ff]) then
goto RFI
endif

```

B.1.2 Preparazione dei dati

A questo punto, supponendo di aver lasciato libertà di manovra allo “chef” (linee 75-76 del codice B.5), ha inizio la riduzione vera e propria. Innanzitutto, viene stampato un file di testo (`readfile.txt`), che contiene i dettagli dell’osservazione (§ 3.1). Da esso viene desunto il numero di campionamenti (t_{samp}) della serie temporale, che ci servirà, in seguito, per la ricerca di RFI periodiche. Se l’osservazione è frammentata, il numero di t_{samp} sarà dato dalla somma dei campionamenti contenuti all’interno di ogni `readfile$i.txt`. Con il comando `rfifind` (§ 3.2) andiamo a scovare le RFI più intense collezionate dal telescopio dando, tra le altre, il valore della variabile `$integrazione`. Queste verranno raccolte in una “maschera”, che tornerà utile nel prosieguo. Con `prepdata`, invece, de-disperdiamo la serie temporale a $DM = 0$ e, successivamente, con `realfft` ci spostiamo nel dominio di Fourier.

Si sottolinea la presenza delle opzioni `-noscales -nooffsets`, da usare nel caso in cui l’estensione del file dell’osservazione sia `sf` (file in formato psrfits creato dal digital filterbank dell’ATNF), e `-nobary` che non applica alcun cambio di coordinate al sistema di riferimento dell’osservatore: dal momento in cui si sta indagando su segnali d’origine terrestre è inutile passare dalle coordinate topocentriche a quelle baricentriche (prgg. 2.2 e 3.3). È possibile visionare la serie temporale o lo spettro di potenza con i comandi (commentati nello script) `exploredat` e, dopo aver applicato `realfft`, `explorefft`.

Codice B.6: Ricerca di RFI

```

RFI:
110 echo "##### RICERCA RFI #####"
if ($num_file == 1) then
    readfile $file > readfile.txt
    set camp = 'cat readfile.txt | awk '/Spectra per file/ {print $5}'
else if ($num_file > 1) then
115   set i = 0
    set camp = 0
    while ($i < $num_file)
        readfile $root\_.$i.$est > readfile$i.txt
        set camp_singolo = 'cat readfile$i.txt | awk '/Spectra per file/ {
120           print $5}'
        @ camp = $camp + $camp_singolo
        @ i++
    end
endif
if ($est =~ sf) then
125   rfifind -noscales -nooffsets -time $integrazione -o $root $file
    prepdata -noscales -nooffsets -nobary -o $root\_topo_DM0.00 -dm 0.0 -
        mask $root\_rfifind.mask -numout $camp $file
else
    rfifind -time $integrazione -o $root $file
    prepdata -nobary -o $root\_topo_DM0.00 -dm 0.0 -mask $root\_rfifind.mask
        -numout $camp $file
130 endif
#exploredat $root\_topo_DM0.00.dat
realfft $root\_topo_DM0.00.dat
#explorefft $root\_topo_DM0.00.fft

```

Avviamo, pertanto, la ricerca di RFI periodiche con `accelsearch` (notare, alla linea 136, che `ZMAX` viene giustamente posto pari a zero). Quelle trovate saranno catalogate in una lista denominata `$root.zaplist` (§ 3.2.1). Poi, tra tutte le interferenze riconosciute, selezioniamo solamente quelle che superano una certa intensità limite

(ovvero un (S/N) maggiore o uguale a `set sigma_min = 10`). Per evitare che la lista sia vuota, magari perché non è stata riscontrata nessuna RFI sopra il limite, si è inserita manualmente almeno la frequenza dello standard elettrico, sicuramente presente nei dati, della regione in cui opera il radiotelescopio.

Codice B.7: Ricerca di RFI periodiche

```

135 accelsearch_RFI:
echo "##### ACCELSEARCH_RFI #####"
accelsearch -numharm $numharm -zmax 0 *DM0.00.fft
cat *DM0.00_ACCEL_0 | sed -e '1,-/d' -e '/~$/,d' > birds1.txt
set sigma_min = 10
set i = 1
140 sigma:
set sigma = 'cat birds1.txt | awk -v k=$i 'NR==k {printf("%i", $2+0.5)}'
if ($sigma >= $sigma_min) then
    @ i++
    goto sigma
145 else if ($sigma < $sigma_min && $i == 1) then
    echo "50.0 0.05 8 0 0" > $root.birds
    goto salta
endif
@ i--
150 cat birds1.txt | head -$i | awk '{print $7}' > birds2.txt
cat birds1.txt | head -$i | awk '{print $5}' > birds3.txt
cat birds2.txt | awk -F\(''{print $2}'' | awk -F\(''{print $1}'' > birds4.txt
cat birds2.txt | awk -F. '{print $2}' | awk -F\(''{print $1}'' | cut -c 2- |
    sed 's/[0-9]/0/g' > birds0.txt
paste birds0.txt birds4.txt | awk '{print ("0." $1 $2)*2}' > birds5.txt
155 cat birds2.txt | awk -F\(''{print $1}'' > birds6.txt
paste birds6.txt birds5.txt birds3.txt | awk '{print $0 " 0 0"}' > $root.
    birds
salta:
rm birds?.txt
cp $root\_rfifind.inf $root.inf
160 makezaplist.py $root.birds
zapbirds -zap -zapfile $root.zaplist $root\_topo_DM0.00.fft

```

L'obiettivo del prossimo blocco di codice è realizzare il file di testo (denominato `prep.txt`) che contenga le righe di comando atte alla de-dispersione della serie temporale (§ 3.4). Per la creazione delle righe dobbiamo disporre dei parametri osservativi, che ricaviamo dal `readfile.txt`, e delle variabili `$DM_max` e `$raggrup` scelte dall'utente. In base a questi valori uno script in *Python*, chiamato *DDplan*, suddivide l'intervallo $[0, DM_{max}]$ in n parti, secondo i ragionamenti visti nel paragrafo 2.4.1. Una volta che sono stati inseriti otterremo una tabella come quella di figura 3.6 a pagina 67. I numeri presenti nelle celle della tabella vanno prima isolati e poi assegnati ad un altro script *Python*, *dedisp*, che si occuperà solo di costruire le righe di comando salvate, appunto, in `prep.txt`. Il numero di campionamenti, già acquisito nel codice B.6, è stato derivato nuovamente poiché l'utente, tramite il menù (codice B.5), potrebbe scegliere di far partire il programma da questo punto. Per muoversi liberamente all'interno dello script, interrompendo l'ordine consequenziale delle linee, si usa la sintassi etichetta: e `goto etichetta` (si vedano, ad esempio, le linee 147-157 del codice B.7).

Codice B.8: DDplan

```

DDplan:
165 echo "##### DDplan #####"
if ($num_file > 1) then
    set channel = 'cat readfile1.txt | awk '/Number of channels/ {print $5
        }'

```

```

    set bandwidth = 'cat readfile1.txt | awk '/Total Bandwidth/ {print $5}'
    set tcamp = 'cat readfile1.txt | awk '/Sample time/ {print $5*10^-6}'
    set freqcentr = 'cat readfile1.txt | awk '/Central freq/ {print $5}'
else
170 set channel = 'cat readfile.txt | awk '/Number of channels/ {print $5}'
    set bandwidth = 'cat readfile.txt | awk '/Total Bandwidth/ {print $5}'
    set tcamp = 'cat readfile.txt | awk '/Sample time/ {print $5*10^-6}'
    set freqcentr = 'cat readfile.txt | awk '/Central freq/ {print $5}'
endif
175 DDplan.py -o DDplan -d $DM_max -n $channel -b $bandwidth -t $tcamp -f
    $freqcentr -s $raggrup -r $tcamp > ddplan.txt
cat ddplan.txt | sed -e '1,/Low/d' -e '/^$/,d' > dd1.txt
cat dd1.txt | awk '{printf("%s, ",$3)}' | awk '{print "dDMs = ["$0"]}' | sed
    's/, \ ]/]/' > variabili.txt
cat dd1.txt | awk '{printf("%s, ",$5)}' | awk '{print "dsubDMs = ["$0"]}' |
    sed 's/, \ ]/]/' >> variabili.txt
cat dd1.txt | awk '{printf("%s, ",$4)}' | awk '{print "downsamps = ["$0"]}'
    | sed 's/, \ ]/]/' >> variabili.txt
180 cat dd1.txt | awk '{printf("%s, ",$8)}' | awk '{print "subcalls = ["$0"]}' |
    sed 's/, \ ]/]/' >> variabili.txt
cat dd1.txt | awk '{printf("%s, ",$1)}' | awk '{print "startDMs = ["$0"]}' |
    sed 's/, \ ]/]/' >> variabili.txt
cat dd1.txt | head -1 | awk '{print "dmspercall = "$7}' >> variabili.txt
echo nsub = $raggrup >> variabili.txt
if ($num_file == 1) then
185 set camp = 'cat readfile.txt | awk '/Spectra per file/ {print $5}'
else if ($num_file > 1) then
    set i = 0
    set camp = 0
    while ($i < $num_file)
190 readfile $root\_.$i.$est > readfile$i.txt
        set camp_singolo = 'cat readfile$i.txt | awk '/Spectra per file/ {
            print $5}'
        @ camp = $camp + $camp_singolo
        @ i++
    end
195 endif
set downsamp = 'cat variabili.txt | grep downsamps | awk -F[ '{print $2}' |
    awk -F] '{print $1}'
set camp_downsamp = 'echo $camp $downsamp | awk '{printf("%i", $1/$2+0.5)}'
@ pardis = 2 * ($camp_downsamp / 2)
if ($pardis != $camp_downsamp) then
200 @ camp_downsamp++
endif
echo numout = $camp_downsamp >> variabili.txt
echo basename = \"$root\" >> variabili.txt
echo rawfiles = basename+\"/*.$est\" >> variabili.txt
205 echo maskfile = basename+\"_rfifind.mask\" >> variabili.txt
if ($est =~ sf) then
    echo scales_offsets = \"-noscales -nooffsets\" >> variabili.txt
else
    echo scales_offsets = \"\" >> variabili.txt
210 endif
cat dedisp.py | head -7 > dd2.txt
cat dedisp.py | tail -32 > dd3.txt
cat dd2.txt variabili.txt dd3.txt > new_dedisp.py
rm dd?.txt
215 python new_dedisp.py > prep.txt

```

B.1.3 Parallelizzazione del lavoro

Si premette che le divisioni, nel linguaggio *bash*, restituiscono unicamente la parte intera del risultato della frazione. Contiamo, quindi, le righe di comando contenute in `prep.txt` (`set righe = 'cat prep.txt | wc -l'`) ed, in funzione dei nodi e

scratch a disposizione (`@ divisor = $#nodi * $#scratch`), deduciamo come distribuire le righe tra i calcolatori (`@ oper = $righe / $divisor` e `@ resto = $righe - $divisor * $oper`). Le equazioni (3.2) si possono ritrovare nelle linee 235-240 del codice B.9. I “pacchetti” di righe vengono assegnati ai calcolatori secondo lo schema seguente

$$\begin{array}{ccccccccc}
 n_1(s_1) & \xrightarrow{n^{++}} & n_2(s_1) & \xrightarrow{n^{++}} & n_3(s_1) & \xrightarrow{n^{++}} & n_4(s_1) & \xrightarrow{n^{++}} & n_5(s_1) \\
 & & & & & & & & \downarrow s^{++} \\
 n_1(s_2) & \xleftarrow{n^{--}} & n_2(s_2) & \xleftarrow{n^{--}} & n_3(s_2) & \xleftarrow{n^{--}} & n_4(s_2) & \xleftarrow{n^{--}} & n_5(s_2)
 \end{array} \tag{B.1}$$

dove n indica il nodo e lo scratch è rappresentato da s (tra parentesi). Dunque, si lancia il sotto-script *righe* via *ssh* sui calcolatori (linea 245), incrementando prima il numero del nodo, per fissato scratch. Poi, una volta lanciati tutti e cinque i nodi, si incrementa il numero dello scratch e si procede a ritroso dall’ultimo nodo sino al primo (schema (B.1)).

Si è optato per questa configurazione per distribuire equamente il peso delle righe, che necessitano di differente spazio disco, tra i calcolatori. Solitamente le ultime righe, quelle a DM maggiori, campionano la serie temporale in modo diverso dalle prime: per quanto detto in § 2.4.1, infatti, oltre la “diagonale” della DM è possibile raggruppare i t_{samp} per risparmiare tempo computazionale e memoria disco. Prendiamo la figura 3.6 a pagina 67. Vediamo che le ultime 2 righe hanno un numero di campioni, rispetto alle prime 81, pari alla metà (colonna *DownSamp* in figura) e di conseguenza, a parità di δDM contenute (colonna *DMs/call*), anche lo spazio disco occupato sarà uguale alla metà. A ciò bisogna sommare il fatto che le righe “restanti” saranno aggiudicate ai primi calcolatori lanciati. Per questi due motivi è scelto di adoperare l’ordine dello schema (B.1) piuttosto che, ad esempio, il successivo

$$\begin{array}{ccccccc}
 n_1(s_1) & & & & & & \\
 \downarrow s^{++} & & & & & & \\
 n_1(s_2) & \xrightarrow[s^{--}]{n^{++}} & n_2(s_1) & & & & \\
 & & \downarrow s^{++} & & & & \\
 & & n_2(s_2) & \xrightarrow[s^{--}]{n^{++}} & n_3(s_1) & \dots &
 \end{array} \tag{B.2}$$

Col secondo schema viene assegnato, ad entrambi i dischi del primo nodo, il pacchetto di righe più “pesante” e numeroso, mentre al quinto nodo spetta il pacchetto più “leggero” ed esiguo. Con lo schema (B.1) si ha una ripartizione più equa: il nodo n_1 riceverà le prime righe di *prep.txt* in s_1 e le ultime in s_2 , invece al nodo n_5 toccheranno le righe centrali del file di testo. Si evidenzia, infine, che la velocità topocentrica media durante l’osservazione è calcolata e stampata a schermo dal comando *prepdata* (linea 230), il quale viene lanciato, su soli 100 t_{sample} di dati (qualche decina di ms), solamente allo scopo di recuperare questo valore.

Codice B.9: Parallelizzazione del lavoro sui nodi

```

prepsubband:
echo "##### PREPSUBBAND #####"
if (! -d candidati) then

```

```

    mkdir candidati
220 endif
set righe = `cat prep.txt | wc -l`
@ divisor = $#nodi * $#scratch
@ oper = $righe / $divisor
@ resto = $righe - $divisor * $oper
225 @ resto2 = $resto
set inizio = 1
set n = 0
set s = 1
set j = 1
230 set topvel = `prepdata -numout 100 -dm 0 -o vel *$est | awk '/Average
topocentric velocity/ {print $6}`
rm vel*
foreach disco ($scratch)
    @ pardis = 2 * ($s / 2)
    foreach nodo ($nodi)
235         if ($resto2 > 0) then
            @ fine = ($oper + 1) * $j
            @ resto2--
        else
            @ fine = $oper * $j + $resto
240         endif
        if ($s != $pardis) then
            @ n++
        endif
        sleep 2
245 ssh $nodi[$n] $way/ridge.csh $inizio $fine $way $root $est $zmax
        $rip $scratch[$s] $nodi[$n] $CPU $topvel $numharm &
        if ($fine == $righe) then
            goto quasifinito
        endif
        if ($s == $pardis) then
250             @ n--
        endif
        @ inizio = $fine + 1
        @ j++
    end
255 @ s++
end
end

```

Lanciato *ridge* (descritto in § B.2) su tutti i calcolatori, prima di proseguire con la produzione dei grafici (§ B.1.4), al *main* non resta che attendere il termine delle operazioni del sotto-script (§ B.2). Il *main*, prima di avanzare, aspetta che tutti i nodi abbiano portato a compimento gli incarichi loro assegnati. Per questo motivo è importante perequare il lavoro tra i calcolatori: l'intento è far sì che essi terminino le operazioni più o meno simultaneamente, altrimenti l'uno dovrà aspettare la fine dell'esecuzione dell'altro, rimanendo così inoperoso.

Per far ciò si controlla periodicamente (`sleep $rip`) il numero di linee dei file `attesa$n.txt`, che, a loro volta, contengono le attività in background associate all'utilizzatore del programma ed al nome del sotto-script. Se i file di testo sono vuoti, circostanza che avverrà quando `$terminato` sarà uguale a zero, vuol dire che *ridge* ha ultimato le sue operazioni.

Codice B.10: Attesa di *ridge*

```

quasifinito:
set n = 1
if ($righe >= $#nodi) then
260     foreach nodo ($nodi)
        ssh $nodi[$n] ps -fA | grep $user | grep ridge | grep -v grep >
        attesa$n.txt
    end
end

```

```

        @ n++
    end
else
265   while ($n <= $righe)
        ssh $nodi[$n] ps -fA | grep $user | grep righe | grep -v grep >
            attesa$n.txt
        @ n++
    end
endif
270 set terminato = 'cat attesa* | wc -l'
if ($terminato > 0) then
    sleep $rip
    goto quasifinito
endif
275 rm attesa*

```

B.1.4 Creazione dei grafici

Nel codice B.11 si ripresenta la struttura vista precedentemente nel codice B.9. Ad ogni pacchetto di righe può essere accostato un range di DM. Qui si costruiscono, appunto, due vettori, dalla lunghezza pari al numero di calcolatori, le cui componenti delimitano l'intervallo della DM contenuto in ognuno di essi. I vettori, le cui componenti sono espresse in pc/cm^3 , avranno una forma simile alla seguente

$$\Delta \vec{x}_{\text{DM}} = |\vec{x}_{\text{DM}_{\min}} - \vec{x}_{\text{DM}_{\max}}| = \begin{pmatrix} 0 \\ 64.8 \\ 129.6 \\ 194.4 \\ 252.0 \\ 309.6 \\ 367.2 \\ 424.8 \\ 482.4 \\ 540.0 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} 64.8 \\ 129.6 \\ 194.4 \\ 252.0 \\ 309.6 \\ 367.2 \\ 424.8 \\ 482.4 \\ 540.0 \\ 607.2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 64.8 \\ : \\ : \\ 57.6 \\ : \\ : \\ : \\ : \\ : \\ 67.2 \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

Essi sono stati ottenuti, a titolo d'esempio, con i dati presenti nella figura 3.6 a pagina 67, modellati secondo i ragionamenti descritti nel paragrafo 3.4.1. I primi tre calcolatori, a cui sono state attribuite 9 righe, spazzano un range di DM pari a $64.8 \text{ pc}/\text{cm}^3$ (24 step di de-dispersione con $\delta\text{DM} = 0.3$ per 9 volte). Agli altri sette vengono assegnate 8 righe: i calcolatori dal quarto al nono spazzano un range pari a $57.6 \text{ pc}/\text{cm}^3$, l'ultimo copre un range maggiore ($67.2 \text{ pc}/\text{cm}^3$) perché le ultime 2 righe di `prep.txt` hanno un δDM più ampio.

Codice B.11: Vettori della DM

```

candidati:
echo "##### CANDIDATI #####"
if (! -d plot_ACCEL_$zmax) then
    mkdir plot_ACCEL_$zmax
endif
280 if (-f ACCEL_sift.py) then
        mv ACCEL_sift.py candidati
    endif
set righe = 'cat prep.txt | wc -l'
285 @ divisor = $#nodi * $#scratch
@ oper = $righe / $divisor

```

```

@ resto = $righe - $divisor * $oper
@ resto2 = $resto
set inizio = 1
290 set n = 0
set s = 1
set j = 1
set arrayDMmin = (0)
set arrayDMmax = (0)
295 foreach disco ($scratch)
    @ pardis = 2 * ($s / 2)
    foreach nodo ($nodi)
        if ($resto2 > 0) then
            @ fine = ($oper + 1) * $j
300             @ resto2--
        else
            @ fine = $oper * $j + $resto
        endif
        if ($s != $pardis) then
305             @ n++
        endif
        set arrDMmin = 'cat prep.txt | awk -v i=$inizio 'NR==i {printf("%i"
            , $9*100)}'
        set arrDMmax = 'cat prep.txt | awk -v j=$fine 'NR==j {printf("%i", (
            $9+$13*$11)*100)}'
        set arrayDMmin = ($arrayDMmin $arrDMmin)
310         set arrayDMmax = ($arrayDMmax $arrDMmax)
        if ($fine == $righe) then
            shift arrayDMmin
            shift arrayDMmax
            goto granfinale
        endif
315         if ($s == $pardis) then
            @ n--
        endif
        @ inizio = $fine + 1
320         @ j++
    end
    @ s++
end

```

Un altro script in *Python*, chiamato *ACCEL_sift*, crea la lista finale dei candidati. Essa è il frutto della combinazione, che segue le regole di selezione elencate in § 3.5.2, di tutti i candidati trovati nei vari calcolatori (§ B.2) e confluiti nella cartella `candidati`.

Dalla lista, per comodità, vengono prelevate soltanto le informazioni più interessanti: numero, DM e periodo di ciascun candidato. Inoltre, grazie ai due vettori costruiti nel codice precedente, è possibile individuare qual è il calcolatore a cui dedicare la creazione del plot del candidato: il calcolatore idoneo è quello che “dovrebbe” contenere² il file `DAT`, utile, appunto, alla creazione del grafico.

Codice B.12: Lista candidati

```

granfinale:
325 if (! -f cands_ACCEL_$zmax.txt) then
    cd candidati
    python ACCEL_sift.py > $way/cands_ACCEL_$zmax.txt
    cd ..
endif
330 echo "nodo - scratch - num_candidato - DM - periodo(s)" > candidati.txt
echo "nodo - scratch - num_candidato - DM - periodo(s) - note" > candidati2.
txt

```

²Si è usato il condizionale perché, come detto in § 3.5.3, la dimensione dei file `DAT`, per lunghe osservazioni, può essere ingente. Qualora sia necessario liberare spazio disco, essi vengono cancellati una volta che sono stati ricercati i segnali periodici alla DM de-dispersa dal `DAT`.

```

set num_cands = 'cat cands_ACCEL_$zmax.txt | grep ACCEL | wc -l'
set k = 1
while ($k <= $num_cands)
335   set cand = 'cat cands_ACCEL_$zmax.txt | grep ACCEL | awk -v i=$k 'NR==i
        {print $1}' | awk -F: '{print $2}''
        set candDM = 'cat cands_ACCEL_$zmax.txt | grep ACCEL | awk -v i=$k 'NR==
        i {print $2}''
        set DMpercento = 'cat cands_ACCEL_$zmax.txt | grep ACCEL | awk -v i=$k '
        NR==i {print $2*100}''
        set periodo = 'cat cands_ACCEL_$zmax.txt | grep ACCEL | awk -v i=$k 'NR
        ==i {print $8/1000}''
340   set n = 0
        set s = 1
        set j = 1
        foreach disco ($scratch)
            @ pardis = 2 * ($s / 2)
            foreach nodo ($nodi)
345               if ($s != $pardis) then
                    @ n++
                endif
                if ($DMpercento >= $arrayDMmin[$j] && $DMpercento <
                    $arrayDMmax[$j]) then
                    echo $nodi[$n] $scratch[$s] $cand $candDM $periodo >>
                    candidati.txt
350                   goto ciclocand
                endif
                if ($s == $pardis) then
                    @ n--
                endif
355               @ j++
            end
            @ s++
        end
        ciclocand:
360         @ k++
    end
end

```

Si suddivide nuovamente il lavoro tra i calcolatori. La produzione dei grafici, difatti, viene delegata al secondo sotto-script *papabili* (descritto in § B.3). Ancora una volta si aspetta, secondo la stessa procedura vista nel codice B.10, che *papabili* generi tutti i plot dei candidati (come quello di figura 3.11 a pagina 74). Per finire, si entra nella cartella contenente i plot realizzati, i quali vengono rinominati in base al valore del $\tilde{\chi}^2$ che li caratterizza (oltre al plot vero e proprio viene generato anche un file di testo che riporta i dati del grafico stesso). In questo modo, con la linea 411 del codice B.13, è possibile visualizzare i plot in ordine di “importanza”.

Codice B.13: Lancio del sotto-script *papabili*

```

if ($num_file > 1) then
    set channel = 'cat readfile1.txt | awk '/Number of channels/ {print $5
    }''
365 else
    set channel = 'cat readfile.txt | awk '/Number of channels/ {print $5}''
endif
set s = 1
foreach disco ($scratch)
370   set n = 1
        foreach nodo ($nodi)
            set avvio = 'cat candidati.txt | awk "/$nodi[$n] $scratch[$s]/" |
            wc -l'
            if ($avvio > 0) then
                sleep 2
                ssh $nodi[$n] $way/papabili.csh $root $est $way $zmax $channel
                $nodi[$n] $scratch[$s] &
            endif
        end
    end
end

```

```

375         endif
           @ n++
       end
       @ s++
end
380 theend:
set n = 1
foreach nodo ($nodi)
    set avvio = 'cat candidati.txt | awk "/$nodi[$n]/" | wc -l'
    if ($avvio > 0) then
385         ssh $nodi[$n] ps -fA | grep $user | grep papabili | grep -v grep >
           attesa$n.txt
    endif
    @ n++
end
set terminato = 'cat attesa* | wc -l'
390 if ($terminato > 0) then
    sleep $rip
    goto theend
endif
rm attesa*
395 if (-f candidati.txt && -f candidati2.txt) then
    rm candidati.txt
    mv candidati2.txt candidati.txt
endif
cd plot_ACCEL_$zmax
400 set num_plot = 'ls *.ps | wc -l'
set i = 1
while ($i <= $num_plot)
    set bestprof = 'ls *.bestprof | awk -v p=$i 'NR==p' | awk -F".pfd" '{
    print $1}'
    set chiquad = 'cat $bestprof.pfd.bestprof | awk '/Reduced chi-sqr/ {
    print $5}'
405    set plot = 'ls *.ps | awk -v p=$i 'NR==p'
    mv $plot $bestprof\_chiquad_$chiquad.ps
    @ i++
end
cd ..
410 # Per vedere i plot in ordine di importanza, entra nella cartella "plot" e
    digita il seguente comando:
# ls *.ps | awk -F"chiquad_" '{print $2}' | awk -F".ps" '{print $1}' | sort -
nr
echo "##### THE END #####"
```

B.2 Righe

Alla linea 245 del codice B.9 è stato lanciato via *ssh*, su tutti i dieci calcolatori, il sotto-script *righe*, il quale riceve in ingresso il valore di una dozzina di variabili, che vengono rinominate nelle prime linee del codice B.14.

Per prima cosa viene creata, a meno che non esista già, una cartella con lo stesso nome della radice del file dell'osservazione (`mkdir $root`). Essa conterrà, oltre a tutti i file che andremo a generare, i link del file dell'osservazione e dei file prodotti nel *main* durante la ricerca di RFI (linee 27-28). In questo modo si evita di copiarli qui e, di conseguenza, si risparmia spazio disco. In `$root` viene creata un'altra sotto-cartella (`mkdir tmpdat`), in cui verranno disposti momentaneamente i file DAT.

Il tempo richiesto per la correzione dell'effetto Doppler orbitale aumenta linearmente con `$zmax` (§ 3.5.1). Per questa ragione è stata definita la variabile `$ripaccel`, che tiene conto dei due parametri `$rip` e `$zmax`. Anche in questa occasione, come nel codice B.3, si fissa un tetto massimo alla variabile, uguale a 10 minuti. La

rimozione delle RFI (§ 3.2.1), che avviene tramite l'applicazione della lista ottenuta nel codice B.7, è un tipo di operazione poco dispendiosa, perciò si è optato per un dimezzamento di `$rip`. Nell'ultima linea, infine, possiamo leggere il numero totale di righe che ogni calcolatore deve eseguire, il quale è dato dalla variabile `$righe_rim`.

Codice B.14: Procedure preliminari

```
#!/bin/csh
set inizio = $1
set fine = $2
5 set way = $3
set root = $4
set est = $5
set zmax = $6
10 set rip = $7
set scratch = $8
set nodo = $9
set CPU = $10
set topvel = $11
set numharm = $12
15
cd /$scratch/$user
if (! -d $root) then
    mkdir $root
endif
20 cd $root
if (! -d tempdat) then
    mkdir tempdat
endif
25 set num_link_file = 'ls $root*$est | wc -l'
set num_link_rfi = 'ls *rfi* | wc -l'
if ($num_link_file == 0 || $num_link_rfi == 0) then
    ln -s $way/$root*$est .
    ln -s $way/$root\_rfifind* .
endif
30 @ ripaccel = $rip * (1 + $zmax / 100)
@ ripzap = $rip / 2
set ripmax = 600
if ($ripaccel > $ripmax) then
    @ ripaccel = $ripmax
35 endif
set dms = 'cat $way/variabili.txt | awk '/dmspercall/ {print $3}''
@ righe_rim = ($fine - $inizio) + 1
```

B.2.1 L'algoritmo di memoria: parte 1

Come annunciato in precedenza nel paragrafo 3.5.1, in questa fase bisogna riservare particolare attenzione allo spazio disco a disposizione. L'algoritmo destinato a tale obiettivo applica la logica seguente:

1. stima la quantità di memoria totale che verrà occupata dal processo;
2. verifica lo spazio disco a disposizione nel calcolatore;
3. calcola il massimo numero di righe, ovvero di file, che può essere ospitato nel disco fisso.

Tra i vari file che verranno di seguito prodotti, quelli che ingombrano maggiormente il disco rigido sono quelli con estensione DAT e FFT; per questa ragione saranno

i soli ad esser presi in considerazione. Le due tipologie di file hanno egual peso (dopotutto l'uno rappresenta la trasformata di Fourier dell'altro), ma se l'FFT è un file temporaneo che può essere tranquillamente rimosso, per il DAT il discorso cambia: questo tipo di file è utile alla creazione dei grafici, che verrà svolta nel terzo script (*papabili*), ed è quindi preferibile evitarne la cancellazione.

La memoria M occupata da un file DAT (o dall'intero file dell'osservazione) è ricavabile dalla seguente espressione

$$M = \frac{t_{samp}}{r} n_{chan} \frac{b}{8} \text{ byte}, \quad (\text{B.4})$$

dove t_{samp} è il numero di campionamenti temporali ed r un loro eventuale ricampionamento (nel codice B.15 viene espresso dalla variabile `$camp_downsamp` il rapporto tra i due parametri), n_{chan} il numero di canali e b quello di bit dedicato ad ogni campionamento. Il numero di canali per il DAT è sempre pari a 1, mentre per il file completo dipende dai parametri osservativi (es. 512, 1024). Il numero di campionamenti varierà in base alla durata dell'osservazione e alla frequenza di campionamento della serie temporale, invece r dipende dalla DM a cui si sta disperdendo (si veda il sotto-paragrafo 3.5.1). Inoltre, nei file di dati a disposizione per questo lavoro, i t_{samp} vengono espressi a 32 bit (4 byte) nel DAT e a 1 bit nel file originale, questo per renderlo più maneggevole e dalle dimensioni ridotte. Proviamo ad applicare l'espressione B.4 in un esempio pratico: calcoliamo il peso di un singolo DAT utilizzando i dati presenti in figura 3.7. Dalle opzioni `-NUMOUT` e `-DOWNSAMP` della riga di comando leggiamo t_{samp} e r , $n_{chan} = 1$ e $b = 32$, quindi avremo all'incirca $M_{\text{DAT}} \simeq 0.5$ Gbyte.

A questo punto verifichiamo lo spazio libero sul disco fisso del calcolatore e calcoliamo il massimo numero di righe da poter eseguire, cioè qual è il massimo numero di file che possiamo generare fino alla saturazione della memoria (linee 45-46). Se non è possibile eseguire neanche una riga, lo script, dopo aver preso nota di ciò in `informazioni.txt`, termina l'esecuzione; se c'è spazio a sufficienza tutte le righe vengono eseguite, altrimenti solo parte di esse può essere lanciata e le restanti dovranno aspettare che venga fatto un po' di spazio grazie all'eliminazione di alcuni DAT. La quantità di righe da eseguire viene assegnata a `$variabile`, viceversa `$controllo` tornerà utile nella seconda parte dell'algoritmo (§ B.2.4), dove avverrà la rimozione dei file.

Codice B.15: Problemi di memoria...

```

escamotage:
40 set camp_downsamp = 'cat $way/prep.txt | awk -v p=$inizio 'NR==p {print $7}'
set peso_riga = 'echo $camp_downsamp $dms | awk '{printf("%i",4*$1*$2*10^-6)
}'
set peso_CPU_dat = 'echo $camp_downsamp $CPU | awk '{printf("%i",4*$1*$2
*10^-6)}'
if ($peso_riga == 0) then
    set peso_riga = 1
endif
45 set memoria = 'df | grep $scratch | awk '{printf("%i",($4-$4/50)*10^-3)}'
set max_righe = 'echo $memoria $peso_CPU_dat $peso_riga | awk '{printf("%i",
($1-$2)/$3)}'
if ($max_righe == 0) then
    echo "In $nodo $scratch memoria INSUFFICIENTE. Fermato alla riga $inizio
    (esclusa) di $fine." >> $way/informazioni.txt
    ls *.inf *ACCEL* | xargs -i cp {} $way/candidati
50 cd tempdat
ls *.dat | xargs -n 1 -i mv {} ..
cd ..

```

```

    rm -r tempdat
    exit
55 else if ($max_righe >= $righe_rim) then
    set controllo = 0
    @ variabile = $righe_rim
else if ($max_righe >= 1 && $max_righe < $righe_rim) then
60     set controllo = 1
    @ variabile = $max_righe
endif

```

B.2.2 De-dispersione

Le righe, che andranno a produrre i file DAT, vengono lanciate all'interno di un grande ciclo *while*. In ogni ciclo, per non sovraccaricare eccessivamente la macchina, si è deciso di lanciare in parallelo una quantità di righe pari al massimo al numero di CPU del calcolatore, vale a dire non più di quattro.

Prima dell'esecuzione di una riga ci si assicura che non sia già presente nella cartella di lavoro nemmeno un file DAT, tra quelli che stanno per essere creati dalla riga stessa, oppure che abbia una dimensione diversa da zero. Questo perché raramente, considerata la mole di dati e l'intenso lavoro, possono sopraggiungere errori di calcolo, che vanno ad incidere sulla corretta produzione dei file DAT. Di ciò ci si renderà conto solamente alla fine dell'intera procedura di riduzione, che andrà dunque ripetuta. Il tipo di *check* utilizzato alla linea 73 (o 94) serve proprio ad evitare il ripetersi dell'intero processo, andando a rimediare soltanto agli errori di quelle poche righe di *prepsubband*. Sempre nelle due linee di codice appena citate compare un altro tipo di controllo: nel ciclo *if* si verifica l'esistenza di un file con estensione CAND. Questo serve a discriminare i DAT che non sono mai stati creati, da quelli che sono stati rimossi dall'algoritmo di memoria, per liberare spazio disco. I CAND, come vedremo nel codice B.17, sono file che vengono generati dagli FFT che, a loro volta, sono prodotti dai DAT, cosicché se, per un qualsiasi motivo, ci son state complicazioni nella creazione dei DAT non potremo avere neanche file CAND³.

Il ciclo *while*, prima di continuare col prossimo set di righe, attende il termine dell'esecuzione di tutte le *\$r* righe lanciate (linee 107-112), che andranno poi sottratte al computo totale, rappresentato dal parametro *\$variabile* (linea 113).

Codice B.16: Lancio delle righe e creazione dei file DAT

```

while ($variabile > 0)
  set r = 0
  if ($variabile >= $CPU) then
65     while ($r < $CPU)
        set DMstep = 'cat $way/prep.txt | awk -v i=$inizio 'NR==i {
            print $11}'
        set lowDM = 'cat $way/prep.txt | awk -v i=$inizio 'NR==i {
            print $9}'
        set d = 0
        while ($d < $dms)
70             set DM = 'echo $lowDM $d $DMstep | awk '{printf("%.2f", $1
                +$2*$3)}'
            set dat_file = $root\_DM$DM.dat
            set cand_file = $root\_DM$DM\_ACCEL\_zmax.cand

```

³In base a quanto detto i tre tipi di file sono l'uno figlio dell'altro. Il loro rapporto di "parentela" può essere dedotto leggendo il valore della DM che ognuno di loro possiede nella stringa del proprio nome (linee 71-72).

```

75         if ((! -f $dat_file || -z $dat_file) && ! -f $cand_file)
           then
             set gosubband = 'cat $way/prep.txt | awk -v p=
                               $inizio 'NR==p''
             sleep 2
             $gosubband &
             goto salta
           endif
           @ d++
80     end
       salta:
       @ inizio++
       @ r++
     end
85   else if ($variabile < $CPU) then
     while ($r < $variabile)
       set DMstep = 'cat $way/prep.txt | awk -v i=$inizio 'NR==i {
                     print $11}''
       set lowDM = 'cat $way/prep.txt | awk -v i=$inizio 'NR==i {
                     print $9}''
       set d = 0
90     while ($d < $dms)
       set DM = 'echo $lowDM $d $DMstep | awk '{printf("%.2f",$1
                     +$2*$3)}''
       set dat_file = $root\_DM$DM.dat
       set cand_file = $root\_DM$DM\_ACCEL\_zmax.cand
       if ((! -f $dat_file || -z $dat_file) && ! -f $cand_file)
95         then
           set gosubband = 'cat $way/prep.txt | awk -v p=
                             $inizio 'NR==p''
           sleep 2
           $gosubband &
           goto salta2
         endif
         @ d++
100    end
      salta2:
      @ inizio++
      @ r++
    end
105  endif
  terminatoprep:
  set subband_attivi = 'ps -fA | grep $user | grep prepsubband | grep -v
                        grep | wc -l'
  if ($subband_attivi > 0) then
110    sleep $rip
    goto terminatoprep
  endif
  @ variabile = $variabile - $r
end

```

B.2.3 Ricerca dei candidati

Per prima cosa si contano i DAT fin qui creati (linea 115). Ha quindi inizio un secondo grosso ciclo *while*, che si concluderà quando tutti i DAT saranno spostati nella cartella *tempdat*.

Applichiamo sui DAT il task *realfft*, visto nel § 3.5.1, che crea i file con estensione FFT. Anche qui vengono elaborati in contemporanea un numero di DAT pari al massimo a quello delle CPU del calcolatore, purché non sia già presente nella cartella un file CAND corrispondente. Una volta terminato quest'ultimo processo, si applica la lista delle RFI periodiche trovate a $DM = 0$ (§ 3.2.1). Giunta alla fine anche

quest'altra operazione, mediante il comando `accelsearch`, si passa alla ricerca di periodicità vera e propria. Questo tipo di ricerca produce una serie di file di testo (come ad esempio i CAND incontrati in § B.2.2), che conservano i risultati e le informazioni dei candidati riscontrati dall'analisi. Gli FFT, ormai inutili, possono essere eliminati, invece i DAT impiegati vengono spostati momentaneamente nella cartella `tempdat` (linee 173-174).

Codice B.17: Ricerca dei candidati

```

115 set num_dat = 'ls *.dat | wc -l'
while ($num_dat > 0)
  set j = 1
  if ($num_dat >= $CPU) then
    while ($j <= $CPU)
120       set gofft = 'ls *.dat | awk -v p=$j 'NR==p''
       set cand_file = 'ls *.dat | awk -v p=$j 'NR==p' | awk -F".dat"
       '{print $1" _ACCEL_"$zmax'.cand}''
       if (! -f $cand_file) then
         sleep 2
         realfft $gofft &
125       endif
       @ j++
    end
  else if ($num_dat < $CPU) then
    while ($j <= $num_dat)
130       set gofft = 'ls *.dat | awk -v p=$j 'NR==p''
       set cand_file = 'ls *.dat | awk -v p=$j 'NR==p' | awk -F".dat"
       '{print $1" _ACCEL_"$zmax'.cand}''
       if (! -f $cand_file) then
         sleep 2
         realfft $gofft &
135       endif
       @ j++
    end
  endif
  terminatofft:
140 set fft_attivi = 'ps -fA | grep $user | grep realfft | grep -v grep | wc
  -l'
  if ($fft_attivi > 0) then
    sleep $rip
    goto terminatofft
  endif
145 @ j--
  @ num_dat = $num_dat - $j
  set k = 1
  while ($k <= $j)
150     set gozapbirds = 'ls *.fft | awk -v p=$k 'NR==p''
     sleep 2
     zapbirds -zap -zapfile $way/$root.zaplist -baryv $topvel
     $gozapbirds &
     @ k++
  end
  terminatozap:
155 set zap_attivi = 'ps -fA | grep $user | grep zapbirds | grep -v grep |
  wc -l'
  if ($zap_attivi > 0) then
    sleep $ripzap
    goto terminatozap
  endif
160 set k = 1
  while ($k <= $j)
     set goaccel = 'ls *.fft | awk -v p=$k 'NR==p''
     sleep 2
     accelsearch -numharm $numharm -zmax $zmax $goaccel &
165     @ k++

```

```

end
terminatoaccel:
set accel_attivi = 'ps -fA | grep $user | grep accelsearch | grep -v
  grep | wc -l'
if ($accel_attivi > 0) then
170   sleep $ripaccel
      goto terminatoaccel
endif
rm *.fft
175 ls *.dat | head -$j | xargs -i mv {} tempdat
end

```

B.2.4 L'algoritmo di memoria: parte 2

Il numero di righe rimaste viene aggiornato (linea 176). Se il disco rigido del calcolatore non aveva sufficiente spazio da contenere tutti i file generati dalle righe, la variabile `$controllo` assumerà un valore pari a 1 (linea 59 del codice B.15). A questo punto, basandosi sul valore di `$righe_rim` poc'anzi aggiornato, l'algoritmo cerca di cancellare la minor quantità di righe possibile, che permetta di arrivare al termine del processo senza problemi. Tutte le righe producono una quantità di DAT dipendente dal parametro `$dms`, pertanto, ad essere precisi, quelle che vengono rimosse non sono le righe ma bensì i DAT, che si trovano nella cartella `tempdat`, ed il numero di file da eliminare sarà uguale ad un certo multiplo di `$dms` (linee 178-182). Effettuato quest'ultimo passaggio, il programma compie un balzo all'indietro sino alla linea 38 del codice B.15 e procederà in questo modo finché tutte le righe non saranno eseguite.

Giungeremo allo stesso epilogo se lo spazio disco iniziale del calcolatore era sufficiente a contenere tutti i file, allora sia `$righe_rim` sia `$controllo` avranno valore pari a zero. Vengono, dunque, copiati nella cartella `candidati`, presente nella HOME e condivisa tra tutti i nodi del cluster, i file di testo contenenti le informazioni riguardanti l'analisi di Fourier appena ultimata e i DAT spostati nella cartella superiore, consentendo l'eliminazione di `tempdat`.

Quest'ultima operazione pone fine al sotto-script *righe*. Quando tutti i calcolatori avranno concluso le loro attività, allora il *main* potrà riprendere la procedura di riduzione dal punto in cui era rimasto in pausa, ovvero dalla linea 275 del codice B.10.

Codice B.18: Problemi di memoria...

```

@ righe_rim = ($fine - $inizio) + 1
if ($controllo == 1) then
  if ($righe_rim > $max_righe) then
    @ dat_rimuovere = $max_righe * $dms
180  else if ($righe_rim <= $max_righe) then
      @ dat_rimuovere = $righe_rim * $dms
    endif
    cd tempdat
    ls -t *.dat | tail -$dat_rimuovere | xargs rm -f
185  cd ..
      goto escamotage
  else if ($righe_rim == 0) then
    ls *.inf *ACCEL* | xargs -i cp {} $way/candidati
    cd tempdat
190  ls *.dat | xargs -n 1 -i mv {} ..
      cd ..
      rm -r tempdat
      exit
    endif

```

B.3 Papabili

Parimenti a quanto avviene nel codice B.14, rinominiamo le variabili passate dal *main* a *papabili*, lanciato anch'esso via *ssh* alla linea 374 del codice B.13. Ritorniamo, poi, nella cartella `$root`, creata all'inizio dello script *righe* e comprendente tutti i file in esso generati.

Codice B.19: Procedure preliminari

```
#!/bin/csh
set root = $1
set est = $2
5 set way = $3
set zmax = $4
set channel = $5
set nodo = $6
set scratch = $7
10
cd /$scratch/$user
if (! -d $root) then
    mkdir $root
endif
15 cd $root
set num_link_file = `ls $root*$est | wc -l`
if ($num_link_file == 0) then
    ln -s $way/$root*$est .
endif
```

In queste poche linee di codice si verifica se i DAT, presenti in `$root` e sopravvissuti all'algoritmo di memoria, abbiano una dimensione diversa da zero; in caso contrario l'utente potrà leggere in `informazioni.txt` quale DAT ha dimensione nulla ed a quale riga di `prep.txt` appartiene. A volte, come discusso in § B.2.2, può capitare che vengano prodotti erroneamente file DAT di dimensione nulla.

Codice B.20: Controllo dimensione DAT

```
20 set num_dat = `ls *.dat | wc -l`
set righe = `cat $way/prep.txt | wc -l`
set k = 1
while ($k <= $num_dat)
    set dat_file = `ls *.dat | awk -v p=$k 'NR==p`
25 if (-z $dat_file) then
    set dat_DM = `ls *.dat | awk -v p=$k 'NR==p' | awk -F"DM" '{print
        $2}' | awk -F".dat" '{print $1*100}`
    set d = 1
    while ($d <= $righe)
        set low_DM = `cat $way/prep.txt | awk -v i=$d 'NR==i {printf("
30 %i", $9*100)}`
        set high_DM = `cat $way/prep.txt | awk -v j=$d 'NR==j {printf(
            "%i", ($9+$13*$11-$11)*100)}`
        if ($dat_DM >= $low_DM && $dat_DM <= $high_DM) then
            @ riga = $d
            goto salta
        endif
        @ d++
35
    end
    salta:
    echo "In $nodo $scratch è vuoto il file $dat_file, appartenente
        alla riga $riga di prep.txt" >> $way/informazioni.txt
40
    endif
    @ k++
end
```

B.3.1 Creazione dei grafici

Ogni calcolatore seleziona da `candidati.txt` solo i candidati di cui deve realizzare il plot. Esso è un file di testo, posto nella HOME, contenente la lista di candidati pulsar dell'osservazione, stilata da `ACCEL_sift` confrontando i candidati individuati in tutti i nodi e a tutte le DM. Ogni riga di testo di `candidati.txt` possiede 5 voci:

- lo scratch del nodo che dovrebbe contenere il DAT utile alla creazione del grafico del singolo candidato (linea 42);
- il numero, la DM e il periodo del candidato (linee 46-48).

Quindi, se esistono contemporaneamente nello scratch i file DAT, INF (file creato insieme al DAT dal task `prepsubband`) e CAND, corrispondenti alla DM del candidato in questione, il plot viene prodotto dal comando `prepfold` mediante il DAT. Altrimenti, se quest'ultimo non è presente nel disco fisso, la realizzazione del grafico, con tempi computazionali di gran lunga superiori, viene delegata all'intero file dell'osservazione (se questo ha estensione `sf` il task richiede un paio di opzioni in aggiunta). In questo secondo caso si utilizza il parametro `$channel`, da inserire nell'opzione `-NSUB` di `prepfold`. Esso assume la stessa valenza di `$raggrup` visto nel codice B.4, cioè indica il numero di canali da riunire in un singolo gruppo per la creazione dei grafici di figura 3.12 a pagina 75. Ad esempio, leggendo l'asse delle ordinate dell'immagine 3.12b notiamo che i 1024 canali dell'osservazione sono stati raggruppati in modo tale da ottenere 128 sotto-bande (di conseguenza ognuna contiene 8 canali). I plot così prodotti verranno spostati in un'apposita cartella, situata nella HOME, che racchiuderà tutti i grafici creati dai diversi calcolatori.

A questo punto all'utente spetta il compito di esaminare attentamente tutti i grafici, per discriminare i veri candidati pulsar (o presunti tali) da semplici RFI, ed annotare periodo e DM di una possibile pulsar (§ 3.5.4). Questi due dati andranno inseriti in un'altra osservazione della stessa zona di cielo o dello stesso oggetto astrofisico osservato, per attestare, o meno, la validità del candidato.

Codice B.21: Creazione dei grafici

```

45 set cand_scratch = 'cat $way/candidati.txt | awk "/$nodo $scratch/" | wc -l'
   set k = 1
   @ channel = $channel / 16
   while ($k <= $cand_scratch)
     set cand = 'cat $way/candidati.txt | awk "/$nodo $scratch/" | awk -v i=
       $k 'NR==i {print $3}'
     set candDM = 'cat $way/candidati.txt | awk "/$nodo $scratch/" | awk -v i
       =$k 'NR==i {print $4}'
     set periodo = 'cat $way/candidati.txt | awk "/$nodo $scratch/" | awk -v
       i=$k 'NR==i {print $5}'
50   set dat_file = $root\_DM$candDM.dat
     set inf_file = $root\_DM$candDM.inf
     set cand_file = $root\_DM$candDM\_ACCEL\_zmax.cand
     if (-f $dat_file && -f $cand_file && -f $inf_file) then
       echo "$nodo $scratch $cand $candDM $periodo —" >> $way/candidati2
         .txt
       prepfold -o $root\_DM$candDM -noxwin -accelcand $cand -accelfile
         $cand_file $dat_file
55   else if ((! -f $dat_file || ! -f $cand_file || ! -f $inf_file) && $est
       =~ sf) then
     echo "$nodo $scratch $cand $candDM $periodo NODAT" >> $way/
       candidati2.txt

```

```
        prepfold -o $root\_ $candDM -noxwin -noscales -nooffsets -nsub
            $channel -p $periodo -dm $candDM $root*$est
    else if ((! -f $dat_file || ! -f $cand_file || ! -f $inf_file) && $est
    !~ sf) then
        echo "$nodo $scratch $cand $candDM $periodo NODAT" >> $way/
            candidati2.txt
60     prepfold -o $root\_ $candDM -noxwin -nsub $channel -p $periodo -dm
            $candDM $root*$est
        endif
        @ k++
    end
    ls *pfd* | xargs -i mv {} $way/plot_ACCEL_ $zmax
```

BIBLIOGRAFIA

- A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, D. Bastieri, R. Bellazzini, R. D. Blandford, E. D. Bloom, E. Bonamente, A. W. Borgland, A. Bouvier, T. J. Brandt, J. Bregeon, M. Brigida, P. Bruel, R. Buehler, S. Buson, G. A. Caliandro, R. A. Cameron, P. A. Caraveo, S. Carrigan, J. M. Casandjian, E. Charles, S. Chaty, A. Chekhtman, C. C. Cheung, J. Chiang, S. Ciprini, R. Claus, J. Cohen-Tanugi, J. Conrad, M. E. Decesar, C. D. Dermer, F. de Palma, S. W. Digel, E. D. C. E. Silva, P. S. Drell, R. Dubois, D. Dumora, C. Favuzzi, P. Fortin, M. Frailis, Y. Fukazawa, P. Fusco, F. Gargano, D. Gasparrini, N. Gehrels, S. Germani, N. Giglietto, F. Giordano, T. Glanzman, G. Godfrey, I. Grenier, M.-H. Grondin, J. E. Grove, L. Guillemot, S. Guiriec, D. Hadasch, A. K. Harding, E. Hays, P. Jean, G. Jóhannesson, T. J. Johnson, W. N. Johnson, T. Kamae, H. Katagiri, J. Kataoka, M. Kerr, J. Knödlseider, M. Kuss, J. Lande, L. Latronico, S.-H. Lee, M. Lemoine-Goumard, M. Llana Garde, F. Longo, F. Loparco, M. N. Lovellette, P. Lubrano, A. Makeev, M. N. Mazziotta, P. F. Michelson, W. Mitthumsiri, T. Mizuno, C. Monte, M. E. Monzani, A. Morselli, I. V. Moskalenko, S. Murgia, M. Naumann-Godo, P. L. Nolan, J. P. Norris, E. Nuss, T. Ohsugi, N. Omodei, E. Orlando, J. F. Ormes, B. Pancrazi, D. Parent, M. Pepe, M. Pesce-Rollins, F. Piron, T. A. Porter, S. Rainò, R. Rando, A. Reimer, O. Reimer, T. Reposeur, J. Ripken, R. W. Romani, M. Roth, H. F.-W. Sadrozinski, P. M. Saz Parkinson, C. Sgrò, E. J. Siskind, D. A. Smith, P. Spinelli, M. S. Strickman, D. J. Suson, H. Takahashi, T. Takahashi, T. Tanaka, J. B. Thayer, J. G. Thayer, L. Tibaldo, D. F. Torres, G. Tosti, A. Tramacere, Y. Uchiyama, T. L. Usher, V. Vasileiou, C. Venter, N. Vilchez, V. Vitale, A. P. Waite, P. Wang, N. Webb, B. L. Winer, Z. Yang, T. Ylinen, M. Ziegler, and Fermi LAT Collaboration. A population of gamma-ray emitting globular clusters seen with the Fermi Large Area Telescope. *Astronomy and Astrophysics*, 524:A75, December 2010. doi: 10.1051/0004-6361/201014458.
- S. B. Anderson. *A study of recycled pulsars in globular clusters*. PhD thesis, California Institute of Technology, Pasadena, 1993.
- J. Antoniadis, P. C. C. Freire, N. Wex, T. M. Tauris, R. S. Lynch, M. H. van Kerkwijk, M. Kramer, C. Bassa, V. S. Dhillon, T. Driebe, J. W. T. Hessels, V. M. Kaspi, V. I. Kondratiev, N. Langer, T. R. Marsh, M. A. McLaughlin, T. T. Pennucci, S. M. Ransom, I. H. Stairs, J. van Leeuwen, J. P. W. Verbiest, and D. G. Whelan. A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary. *Science*, 340:448, April 2013. doi: 10.1126/science.1233232.
- Jr. P. N. Arendt and J. A. Eilek. Pair Creation in the Pulsar Magnetosphere. *Astrophysical Journal*, 581:451–469, December 2002. doi: 10.1086/344133.

- Z. Arzoumanian, D. F. Chernoff, and J. M. Cordes. The Velocity Distribution of Isolated Radio Pulsars. *Astrophysical Journal*, 568:289–301, March 2002. doi: 10.1086/338805.
- E. Asseo and D. Khechinashvili. The role of multipolar magnetic fields in pulsar magnetospheres. *Monthly Notices of the RAS*, 334:743–759, August 2002. doi: 10.1046/j.1365-8711.2002.05481.x.
- W. Baade and F. Zwicky. Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays. *Physical Review*, 46:76–77, July 1934. doi: 10.1103/PhysRev.46.76.2.
- D. C. Backer, S. R. Kulkarni, C. Heiles, M. M. Davis, and W. M. Goss. A millisecond pulsar. *Nature*, 300:615–618, December 1982. doi: 10.1038/300615a0.
- M. Bagchi, D. R. Lorimer, and J. Chennamangalam. Luminosities of recycled radio pulsars in globular clusters. *Monthly Notices of the RAS*, 418:477–489, November 2011. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.19498.x.
- A. Bahramian, C. O. Heinke, G. R. Sivakoff, and J. C. Gladstone. Stellar Encounter Rate in Galactic Globular Clusters. *Astrophysical Journal*, 766:136, April 2013. doi: 10.1088/0004-637X/766/2/136.
- C. Bassa, D. Pooley, L. Homer, F. Verbunt, B. M. Gaensler, W. H. G. Lewin, S. F. Anderson, B. Margon, V. M. Kaspi, and M. van der Klis. X-Ray Sources and Their Optical Counterparts in the Globular Cluster M4. *Astrophysical Journal*, 609:755–765, July 2004. doi: 10.1086/421259.
- C. G. Bassa, F. Verbunt, M. H. van Kerkwijk, and L. Homer. Optical identification of the companion to PSR J1911-5958A, the pulsar binary in the outskirts of NGC 6752. *Astronomy and Astrophysics*, 409:L31–L34, October 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20031339.
- N. D. R. Bhat, J. M. Cordes, and S. Chatterjee. A CLEAN-based Method for Deconvolving Interstellar Pulse Broadening from Radio Pulses. *Astrophysical Journal*, 584:782–790, February 2003. doi: 10.1086/345775.
- J. D. Biggs, M. Bailes, A. G. Lyne, W. M. Goss, and A. S. Fruchter. Two radio pulsars in the globular cluster NGC 6624. *Monthly Notices of the RAS*, 267:125, March 1994. doi: 10.1093/mnras/267.1.125.
- T. V. Borkova and V. A. Marsakov. Globular Cluster Subsystems in the Galaxy. *Astronomy Reports*, 44:665–684, October 2000. doi: 10.1134/1.1312963.
- J. Boyles, D. R. Lorimer, P. J. Turk, R. Mnatsakanov, R. S. Lynch, S. M. Ransom, P. C. Freire, and K. Belczynski. Young Radio Pulsars in Galactic Globular Clusters. *Astrophysical Journal*, 742:51, November 2011. doi: 10.1088/0004-637X/742/1/51.
- R. P. Breton, V. M. Kaspi, M. M. McLaughlin, M. Lyutikov, S. M. Ransom, M. Kramer, I. H. Stairs, R. D. Ferdman, and F. Camilo. General Relativistic Geodetic Precession from the Double Pulsar Eclipses. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 39 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 949, December 2007.

- W. F. Brisken, J. M. Benson, W. M. Goss, and S. E. Thorsett. Very Long Baseline Array Measurement of Nine Pulsar Parallaxes. *Astrophysical Journal*, 571:906–917, June 2002. doi: 10.1086/340098.
- M. Burgay. Search for radio pulses from quiescent Soft X-ray Transients. Master’s thesis, Università degli studi di Bologna, 2000.
- M. Burgay, N. D’Amico, A. Possenti, R. N. Manchester, A. G. Lyne, B. C. Joshi, M. A. McLaughlin, M. Kramer, J. M. Sarkissian, F. Camilo, V. Kalogera, C. Kim, and D. R. Lorimer. An increased estimate of the merger rate of double neutron stars from observations of a highly relativistic system. *Nature*, 426:531–533, December 2003. doi: 10.1038/nature02124.
- F. Camilo and F. A. Rasio. Pulsars in Globular Clusters. In F. A. Rasio and I. H. Stairs, editors, *Binary Radio Pulsars*, volume 328 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 147, July 2005.
- F. Camilo, D. R. Lorimer, P. Freire, A. G. Lyne, and R. N. Manchester. Observations of 20 Millisecond Pulsars in 47 Tucanae at 20 Centimeters. *Astrophysical Journal*, 535:975–990, June 2000. doi: 10.1086/308859.
- E. Carretta, A. Bragaglia, R. G. Gratton, Y. Momany, A. Recio-Blanco, S. Cassisi, P. François, G. James, S. Lucatello, and S. Moehler. Na-O anticorrelation and horizontal branches. VI. The chemical composition of the peculiar bulge globular cluster NGC 6388. *Astronomy and Astrophysics*, 464:967–981, March 2007. doi: 10.1051/0004-6361:20066065.
- G. W. Clark. X-ray binaries in globular clusters. *The Astrophysical Journal, Letters*, 199:L143–L145, August 1975. doi: 10.1086/181869.
- M. Colpi, A. Possenti, and A. Gualandris. The Case of PSR J1911-5958A in the Outskirts of NGC 6752: Signature of a Black Hole Binary in the Cluster Core? *The Astrophysical Journal, Letters*, 570:L85–L88, May 2002. doi: 10.1086/341029.
- J. M. Cordes and T. J. W. Lazio. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations. *ArXiv Astrophysics e-prints*, July 2002.
- N. D’Amico, A. G. Lyne, R. N. Manchester, A. Possenti, and F. Camilo. Discovery of Short-Period Binary Millisecond Pulsars in Four Globular Clusters. *The Astrophysical Journal, Letters*, 548:L171–L174, February 2001a. doi: 10.1086/319096.
- N. D’Amico, A. Possenti, R. N. Manchester, J. Sarkissian, A. G. Lyne, and F. Camilo. An Eclipsing Millisecond Pulsar with a Possible Main-Sequence Companion in NGC 6397. *The Astrophysical Journal, Letters*, 561:L89–L92, November 2001b. doi: 10.1086/324562.
- N. D’Amico, A. Possenti, L. Fici, R. N. Manchester, A. G. Lyne, F. Camilo, and J. Sarkissian. Timing of Millisecond Pulsars in NGC 6752: Evidence for a High Mass-to-Light Ratio in the Cluster Core. *The Astrophysical Journal, Letters*, 570: L89–L92, May 2002. doi: 10.1086/341030.

- M. B. Davies and B. M. S. Hansen. Neutron star retention and millisecond pulsar production in globular clusters. *Monthly Notices of the RAS*, 301:15–24, November 1998. doi: 10.1046/j.1365-8711.1998.01923.x.
- F. De Angeli, G. Piotto, S. Cassisi, G. Busso, A. Recio-Blanco, M. Salaris, A. Aparicio, and A. Rosenberg. Galactic Globular Cluster Relative Ages. *Astronomical Journal*, 130:116–125, July 2005. doi: 10.1086/430723.
- P. D. Edmonds, R. L. Gilliland, C. O. Heinke, J. E. Grindlay, and F. Camilo. Optical Detection of a Variable Millisecond Pulsar Companion in 47 Tucanae. *The Astrophysical Journal, Letters*, 557:L57–L60, August 2001. doi: 10.1086/323122.
- P. D. Edmonds, R. L. Gilliland, F. Camilo, C. O. Heinke, and J. E. Grindlay. A Millisecond Pulsar Optical Counterpart with Large-Amplitude Variability in the Globular Cluster 47 Tucanae. *Astrophysical Journal*, 579:741–751, November 2002. doi: 10.1086/342985.
- C.-A. Faucher-Giguère and V. M. Kaspi. Birth and Evolution of Isolated Radio Pulsars. *Astrophysical Journal*, 643:332–355, May 2006. doi: 10.1086/501516.
- A. J. Faulkner, I. H. Stairs, M. Kramer, A. G. Lyne, G. Hobbs, A. Possenti, D. R. Lorimer, R. N. Manchester, M. A. McLaughlin, N. D’Amico, F. Camilo, and M. Burgay. The Parkes Multibeam Pulsar Survey - V. Finding binary and millisecond pulsars. *Monthly Notices of the RAS*, 355:147–158, November 2004. doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.08310.x.
- P. C. Freire, F. Camilo, D. R. Lorimer, A. G. Lyne, R. N. Manchester, and N. D’Amico. Timing the millisecond pulsars in 47 Tucanae. *Monthly Notices of the RAS*, 326:901–915, September 2001a. doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04493.x.
- P. C. Freire, M. Kramer, A. G. Lyne, F. Camilo, R. N. Manchester, and N. D’Amico. Detection of Ionized Gas in the Globular Cluster 47 Tucanae. *The Astrophysical Journal, Letters*, 557:L105–L108, August 2001b. doi: 10.1086/323248.
- P. C. Freire, F. Camilo, M. Kramer, D. R. Lorimer, A. G. Lyne, R. N. Manchester, and N. D’Amico. Further results from the timing of the millisecond pulsars in 47 Tucanae. *Monthly Notices of the RAS*, 340:1359–1374, April 2003. doi: 10.1046/j.1365-8711.2003.06392.x.
- R. Giacconi, S. Murray, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, T. Matilsky, D. Koch, and H. Tananbaum. The Third UHURU Catalog of X-Ray Sources. *Astrophysical Journal, Supplement*, 27:37, February 1974. doi: 10.1086/190288.
- J. A. Gil, J. Kijak, and J. H. Seiradakis. On the Two-Dimensional Structure of Pulsar Beams. *Astronomy and Astrophysics*, 272:268, May 1993.
- P. Goldreich and W. H. Julian. Pulsar Electrodynamics. *Astrophysical Journal*, 157:869, August 1969. doi: 10.1086/150119.
- D. M. Gould and A. G. Lyne. Multifrequency polarimetry of 300 radio pulsars. *Monthly Notices of the RAS*, 301:235–260, November 1998. doi: 10.1046/j.1365-8711.1998.02018.x.

- J. E. Grindlay, C. O. Heinke, P. D. Edmonds, S. S. Murray, and A. M. Cool. Chandra Exposes the Core-collapsed Globular Cluster NGC 6397. *The Astrophysical Journal, Letters*, 563:L53–L56, December 2001. doi: 10.1086/338499.
- J. E. Grindlay, F. Camilo, C. O. Heinke, P. D. Edmonds, H. Cohn, and P. Lugger. Chandra Study of a Complete Sample of Millisecond Pulsars in 47 Tucanae and NGC 6397. *Astrophysical Journal*, 581:470–484, December 2002. doi: 10.1086/344150.
- T. H. Hankins and B. J. Rickett. Pulsar signal processing. In B. Alder, S. Fernbach, and M. Rotenberg, editors, *Methods in Computational Physics. Volume 14 - Radio astronomy*, volume 14, pages 55–129, 1975.
- W. E. Harris. A New Catalog of Globular Clusters in the Milky Way. *ArXiv e-prints*, December 2010.
- G. Haslam, R. Wielebinski, and W. Priester. Radio maps of the sky. *Sky and Telescope*, 63:230–232, March 1982.
- C. O. Heinke, J. E. Grindlay, P. D. Edmonds, H. N. Cohn, P. M. Lugger, F. Camilo, S. Bogdanov, and P. C. Freire. X-ray Binaries in the Globular Cluster 47 Tucanae. In L. Burderi, L. A. Antonelli, F. D’Antona, T. di Salvo, G. L. Israel, L. Piersanti, A. Tornambè, and O. Straniero, editors, *Interacting Binaries: Accretion, Evolution, and Outcomes*, volume 797 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 40–45, October 2005. doi: 10.1063/1.2130213.
- J. Hessels, A. Possenti, M. Bailes, C. Bassa, P. C. C. Freire, D. R. Lorimer, R. Lynch, S. M. Ransom, and I. H. Stairs. Pulsars in Globular Clusters with the SKA. *Advancing Astrophysics with the Square Kilometre Array (AASKA14)*, art. 47, April 2015.
- A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source. *Nature*, 217:709–713, February 1968. doi: 10.1038/217709a0.
- J. A. Hirschman and J. Arons. Pair Production Multiplicities in Rotation-powered Pulsars. *Astrophysical Journal*, 560:871–884, October 2001. doi: 10.1086/323069.
- C. Y. Hui, K. S. Cheng, and R. E. Taam. Dynamical Formation of Millisecond Pulsars in Globular Clusters. *Astrophysical Journal*, 714:1149–1154, May 2010. doi: 10.1088/0004-637X/714/2/1149.
- R. A. Hulse and H. J. Taylor. Discovery of a Pulsar in a Close Binary System. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 6 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 453, September 1974.
- N. Ivanova, C. O. Heinke, F. A. Rasio, K. Belczynski, and J. M. Fregeau. Formation and evolution of compact binaries in globular clusters - II. Binaries with neutron stars. *Monthly Notices of the RAS*, 386:553–576, May 2008. doi: 10.1111/j.1365-2966.2008.13064.x.

- J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics, 3rd Edition*. Wiley, July 1998.
- S. Jouteux, R. Ramachandran, B. W. Stappers, P. G. Jonker, and M. van der Klis. Searching for pulsars in close circular binary systems. *Astronomy and Astrophysics*, 384:532–544, March 2002. doi: 10.1051/0004-6361:20020052.
- J. I. Katz. *High energy astrophysics*. Addison-Wesley, 1987.
- I. R. King. The structure of star clusters. III. Some simple dynamical models. *Astronomical Journal*, 71:64, February 1966. doi: 10.1086/109857.
- F. S. Kitaura, H.-T. Janka, and W. Hillebrandt. Explosions of O-Ne-Mg cores, the Crab supernova, and subluminescent type II-P supernovae. *Astronomy and Astrophysics*, 450:345–350, April 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20054703.
- M. Kramer and I. H. Stairs. The Double Pulsar. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 46:541–572, September 2008. doi: 10.1146/annurev.astro.46.060407.145247.
- S. R. Kulkarni and S. B. Anderson. Pulsars in Globular Clusters. In P. Hut and J. Makino, editors, *Dynamical Evolution of Star Clusters: Confrontation of Theory and Observations*, volume 174 of *IAU Symposium*, page 181, 1996.
- A. D. Kuz'min and V. A. Izvekova. Compensation of the pulse profiles of pulsars for interstellar scattering. *Monthly Notices of the RAS*, 260:724–726, February 1993. doi: 10.1093/mnras/260.4.724.
- L. D. Landau. To the Stars theory. *Phys. Zs. Sowjet.*, vol.1, p.285, 1932 (*English and German*), 1:285, December 1932.
- B. Lanzoni, E. Dalessandro, F. R. Ferraro, P. Miocchi, E. Valenti, and R. T. Rood. The Surface Density Profile of NGC 6388: A Good Candidate for Harboring an Intermediate-Mass Black Hole. *The Astrophysical Journal, Letters*, 668:L139–L142, October 2007. doi: 10.1086/522927.
- S. S. Larsen, J. P. Brodie, and J. Strader. Detailed abundances from integrated-light spectroscopy: Milky Way globular clusters. *Astronomy and Astrophysics*, 601:A96, May 2017. doi: 10.1051/0004-6361/201630130.
- O. Löhmer, M. Kramer, D. Mitra, D. R. Lorimer, and A. G. Lyne. Anomalous Scattering of Highly Dispersed Pulsars. *The Astrophysical Journal, Letters*, 562:L157–L161, December 2001. doi: 10.1086/338324.
- A. N. Lommen, J. Bilikova, F. A. Jenet, S. Portegies Zwart, and B. W. Stappers. Using Pulsars to Detect Black Hole Binaries in Globular Clusters. In F. A. Rasio and I. H. Stairs, editors, *Binary Radio Pulsars*, volume 328 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 225, July 2005.
- D. R. Lorimer. Binary and Millisecond Pulsars at the New Millennium. *Living Reviews in Relativity*, 4:5, June 2001.

- D. R. Lorimer. Binary and Millisecond Pulsars. *Living Reviews in Relativity*, 11, November 2008.
- D. R. Lorimer and M. Kramer. *Handbook of pulsar astronomy*, volume 125. Cambridge University Press, October 2005.
- D. R. Lorimer, A. J. Faulkner, A. G. Lyne, R. N. Manchester, M. Kramer, M. A. McLaughlin, G. Hobbs, A. Possenti, I. H. Stairs, F. Camilo, M. Burgay, N. D'Amico, A. Corongiu, and F. Crawford. The Parkes Multibeam Pulsar Survey - VI. Discovery and timing of 142 pulsars and a Galactic population analysis. *Monthly Notices of the RAS*, 372:777–800, October 2006. doi: 10.1111/j.1365-2966.2006.10887.x.
- N. Lützgendorf, M. Kissler-Patig, E. Noyola, B. Jalali, P. T. de Zeeuw, K. Gebhardt, and H. Baumgardt. Kinematic signature of an intermediate-mass black hole in the globular cluster NGC 6388. *Astronomy and Astrophysics*, 533:A36, September 2011. doi: 10.1051/0004-6361/201116618.
- R. S. Lynch, S. M. Ransom, P. C. C. Freire, and I. H. Stairs. Six New Recycled Globular Cluster Pulsars Discovered with the Green Bank Telescope. *Astrophysical Journal*, 734:89, June 2011. doi: 10.1088/0004-637X/734/2/89.
- R. S. Lynch, P. C. C. Freire, S. M. Ransom, and B. A. Jacoby. The Timing of Nine Globular Cluster Pulsars. *Astrophysical Journal*, 745:109, February 2012. doi: 10.1088/0004-637X/745/2/109.
- A. Lyne. Glitches and Timing Noise. In Z. Arzoumanian, F. Van der Hooft, and E. P. J. van den Heuvel, editors, *Pulsar Timing, General Relativity and the Internal Structure of Neutron Stars*, page 141, 1999.
- A. Lyne and F. Graham-Smith. *Pulsar Astronomy*. Cambridge University Press, March 2012.
- A. G. Lyne and D. R. Lorimer. High birth velocities of radio pulsars. *Nature*, 369:127–129, May 1994. doi: 10.1038/369127a0.
- A. G. Lyne and R. N. Manchester. The shape of pulsar radio beams. *Monthly Notices of the RAS*, 234:477–508, October 1988. doi: 10.1093/mnras/234.3.477.
- T. J. Maccarone and M. B. Peacock. On the reliability of proxies for globular cluster collision rates. *Monthly Notices of the RAS*, 415:1875–1882, August 2011. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.18831.x.
- R. N. Manchester. Observations of Pulsar Polarization at 410 and 1665 MHz. *Astrophysical Journal, Supplement*, 23:283, September 1971. doi: 10.1086/190240.
- R. N. Manchester and J. H. Taylor. *Pulsars*. W. H. Freeman, 1977.
- A. Marín-Franch, A. Aparicio, G. Piotto, A. Rosenberg, B. Chaboyer, A. Sarajedini, M. Siegel, J. Anderson, L. R. Bedin, A. Dotter, M. Hempel, I. King, S. Majewski, A. P. Milone, N. Paust, and I. N. Reid. The ACS Survey of Galactic Globular Clusters. VII. Relative Ages. *Astrophysical Journal*, 694:1498–1516, April 2009. doi: 10.1088/0004-637X/694/2/1498.

- J. E. Maxwell, P. M. Lugger, H. N. Cohn, C. O. Heinke, J. E. Grindlay, S. A. Budac, G. A. Drukier, and C. D. Bailyn. X-Ray Binaries in the Ultrahigh Encounter Rate Globular Cluster NGC 6388. *Astrophysical Journal*, 756:147, September 2012. doi: 10.1088/0004-637X/756/2/147.
- D. McConnell, A. A. Deshpande, T. Connors, and J. G. Ables. The radio luminosity distribution of pulsars in 47 Tucanae. *Monthly Notices of the RAS*, 348:1409–1414, March 2004. doi: 10.1111/j.1365-2966.2004.07447.x.
- S. Milia. *Search for Millisecond Pulsars for the Pulsar Timing Array project*. PhD thesis, Università degli studi di Cagliari, 2011.
- A. Muslimov and A. K. Harding. Toward the Quasi-Steady State Electrodynamics of a Neutron Star. *Astrophysical Journal*, 485:735–746, August 1997. doi: 10.1086/304457.
- J. R. Oppenheimer and G. M. Volkoff. On Massive Neutron Cores. *Physical Review*, 55:374–381, February 1939. doi: 10.1103/PhysRev.55.374.
- F. Pacini. Energy Emission from a Neutron Star. *Nature*, 216:567–568, November 1967. doi: 10.1038/216567a0.
- E. S. Phinney. Pulsars as Probes of Newtonian Dynamical Systems. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 341:39–75, October 1992. doi: 10.1098/rsta.1992.0084.
- E. S. Phinney. Pulsars as Probes of Globular Cluster Dynamics. In S. G. Djorgovski and G. Meylan, editors, *Structure and Dynamics of Globular Clusters*, volume 50 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 141, January 1993.
- P. Podsiadlowski, N. Langer, A. J. T. Poelarends, S. Rappaport, A. Heger, and E. Pfahl. The Effects of Binary Evolution on the Dynamics of Core Collapse and Neutron Star Kicks. *Astrophysical Journal*, 612:1044–1051, September 2004. doi: 10.1086/421713.
- D. Pooley, W. H. G. Lewin, S. F. Anderson, H. Baumgardt, A. V. Filippenko, B. M. Gaensler, L. Homer, P. Hut, V. M. Kaspi, J. Makino, B. Margon, S. McMillan, S. Portegies Zwart, M. van der Klis, and F. Verbunt. Dynamical Formation of Close Binary Systems in Globular Clusters. *The Astrophysical Journal, Letters*, 591:L131–L134, July 2003. doi: 10.1086/377074.
- A. Possenti, N. D’Amico, R. N. Manchester, F. Camilo, A. G. Lyne, J. Sarkissian, and A. Corongiu. Three Binary Millisecond Pulsars in NGC 6266. *Astrophysical Journal*, 599:475–484, December 2003. doi: 10.1086/379190.
- W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical recipes in C++ : the art of scientific computing*. Cambridge University Press, 2002.
- V. Radhakrishnan and D. J. Cooke. Magnetic Poles and the Polarization Structure of Pulsar Radiation. *Astrophysics Letters*, 3:225, 1969.

- J. M. Rankin. Toward an empirical theory of pulsar emission. VI - The geometry of the conal emission region. *Astrophysical Journal*, 405:285–297, March 1993. doi: 10.1086/172361.
- S. M. Ransom, L. J. Greenhill, J. R. Herrnstein, R. N. Manchester, F. Camilo, S. S. Eikenberry, and A. G. Lyne. A Binary Millisecond Pulsar in Globular Cluster NGC 6544. *The Astrophysical Journal, Letters*, 546:L25–L28, January 2001. doi: 10.1086/318062.
- S. M. Ransom, S. S. Eikenberry, and J. Middleditch. Fourier Techniques for Very Long Astrophysical Time-Series Analysis. *Astronomical Journal*, 124:1788–1809, September 2002. doi: 10.1086/342285.
- S. M. Ransom, J. M. Cordes, and S. S. Eikenberry. A New Search Technique for Short Orbital Period Binary Pulsars. *Astrophysical Journal*, 589:911–920, June 2003. doi: 10.1086/374806.
- S. M. Ransom, J. W. T. Hessels, I. H. Stairs, P. C. C. Freire, V. M. Kaspi, and F. Camilo. A Globular Cluster Pulsar Renaissance with the Green Bank Telescope. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 37 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1216, December 2005.
- F. A. Rasio. Theoretical Implications of the 47 Tuc Pulsars. In M. Kramer, N. Wex, and R. Wielebinski, editors, *IAU Colloq. 177: Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, volume 202 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 589, 2000.
- M. A. Ruderman and P. G. Sutherland. Theory of pulsars - Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation. *Astrophysical Journal*, 196:51–72, February 1975. doi: 10.1086/153393.
- E. Sabbi, R. G. Gratton, A. Bragaglia, F. R. Ferraro, A. Possenti, F. Camilo, and N. D'Amico. The chemical composition of the peculiar companion to the millisecond pulsar in NGC 6397. *Astronomy and Astrophysics*, 412:829–836, December 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20031475.
- P. A. G. Scheuer. Amplitude Variations in Pulsed Radio Sources. *Nature*, 218: 920–922, June 1968. doi: 10.1038/218920a0.
- I. I. Shapiro. Fourth Test of General Relativity. *Physical Review Letters*, 13:789–791, December 1964. doi: 10.1103/PhysRevLett.13.789.
- S. Sigurdsson, H. B. Richer, B. M. Hansen, I. H. Stairs, and S. E. Thorsett. A Young White Dwarf Companion to Pulsar B1620-26: Evidence for Early Planet Formation. *Science*, 301:193–196, July 2003. doi: 10.1126/science.1086326.
- D. N. Spergel. Evacuation of gas from globular clusters by winds from millisecond pulsars. *Nature*, 352:221, July 1991. doi: 10.1038/352221a0.
- G. Srinivasan and D. Bhattacharya. The progenitors of pulsars. In D. J. Helfand and J.-H. Huang, editors, *The Origin and Evolution of Neutron Stars*, volume 125 of *IAU Symposium*, pages 109–118, 1987.

- L. Staveley-Smith, W. E. Wilson, T. S. Bird, M. J. Disney, R. D. Ekers, K. C. Freeman, R. F. Haynes, M. W. Sinclair, R. A. Vaile, R. L. Webster, and A. E. Wright. The Parkes 21 CM multibeam receiver. *Publications Astronomical Society of Australia*, 13:243–248, November 1996.
- P. A. Sturrock. A Model of Pulsars. *Astrophysical Journal*, 164:529, March 1971. doi: 10.1086/150865.
- T. M. Tauris and R. N. Manchester. On the Evolution of Pulsar Beams. *Monthly Notices of the RAS*, 298:625–636, August 1998. doi: 10.1046/j.1365-8711.1998.01369.x.
- J. H. Taylor and J. M. Cordes. Pulsar distances and the galactic distribution of free electrons. *Astrophysical Journal*, 411:674–684, July 1993. doi: 10.1086/172870.
- J. H. Taylor and G. R. Huguenin. Two New Pulsating Radio Sources. *Nature*, 221:816–817, March 1969. doi: 10.1038/221816a0.
- S. C. Trager, I. R. King, and S. Djorgovski. Catalogue of Galactic globular-cluster surface-brightness profiles. *Astronomical Journal*, 109:218–241, January 1995. doi: 10.1086/117268.
- P. J. Turk and D. R. Lorimer. Erratum: An empirical Bayesian analysis applied to the globular cluster pulsar population. *Monthly Notices of the RAS*, 445:29–29, November 2014. doi: 10.1093/mnras/stu1735.
- F. Verbunt and P. Hut. The Globular Cluster Population of X-Ray Binaries. In D. J. Helfand and J.-H. Huang, editors, *The Origin and Evolution of Neutron Stars*, volume 125 of *IAU Symposium*, page 187, 1987.
- A. von Hoensbroech and K. M. Xilouris. Effelsberg multifrequency pulsar polarimetry. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 126, November 1997.
- J. L. L. Voûte, M. L. A. Kouwenhoven, P. C. van Haren, J. J. Langerak, B. W. Stappers, D. Driesens, R. Ramachandran, and T. D. Beijaard. PuMa, a digital Pulsar Machine. *Astronomy and Astrophysics*, 385:733–742, April 2002. doi: 10.1051/0004-6361:20020123.
- J. M. Weisberg and J. H. Taylor. The Relativistic Binary Pulsar B1913+16: Thirty Years of Observations and Analysis. In F. A. Rasio and I. H. Stairs, editors, *Binary Radio Pulsars*, volume 328 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 25, July 2005.
- K. M. Xilouris, M. Kramer, A. Jessner, R. Wielebinski, and M. Timofeev. Emission properties of pulsars at mm-wavelengths. *Astronomy and Astrophysics*, 309:481–492, May 1996.
- J. M. Yao, R. N. Manchester, and N. Wang. A New Electron-density Model for Estimation of Pulsar and FRB Distances. *Astrophysical Journal*, 835:29, January 2017. doi: 10.3847/1538-4357/835/1/29.

- L. Zhang and K. S. Cheng. X-ray and gamma-ray emission from millisecond pulsars. *Astronomy and Astrophysics*, 398:639–646, February 2003. doi: 10.1051/0004-6361:20021570.