



---

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI

Facoltà di Scienze

Laurea Magistrale in Fisica

OTTIMIZZAZIONE DELLE  
OSSERVAZIONI DI PULSAR CON IL  
SARDINIA RADIO TELESCOPE

Relatore:

**Prof. Nicolò D'Amico**

Candidato:

**Marco Marongiu**

Co-relatori:

**Dott. Andrea Possenti**

**Dott.ssa Marta Burgay**

**Dott. Alberto Pellizzoni**

---

ANNO ACCADEMICO 2012 - 2013



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>9</b>
<b>1 Le Pulsar</b>	<b>13</b>
1.1 Le origini . . . . .	13
1.2 Stelle di neutroni e pulsar . . . . .	14
1.2.1 Formazione di una stella di neutroni . . . . .	15
1.2.2 Perché studiare le pulsar . . . . .	16
1.3 Modelli delle pulsar . . . . .	16
1.3.1 Modello del rotatore obliquo . . . . .	17
1.3.2 Modello del rotatore allineato: cenni . . . . .	19
1.4 Energetica totale di una pulsar . . . . .	21
1.5 Natura coerente del segnale radio . . . . .	22
1.6 Caratteristiche dell'impulso . . . . .	23
1.6.1 Effetti del mezzo interstellare . . . . .	25
1.7 Il diagramma $B_S - P$ . . . . .	27
1.8 Lo scenario evolutivo delle pulsar . . . . .	27
1.8.1 Le pulsar giovani . . . . .	27
1.8.2 Morte di una pulsar . . . . .	29
1.8.3 Riciclaggio di una pulsar . . . . .	29
1.9 Tipi di pulsar . . . . .	30
<b>2 Il Sardinia Radio Telescope e le sue caratteristiche</b>	<b>33</b>
2.1 Strumenti e bande di osservazione dell'Astronomia . . . . .	33
2.2 L'osservazione nella banda del radio . . . . .	34
2.3 I radiotelescopi . . . . .	34
2.3.1 Capacità osservative di un radiotelescopio . . . . .	36
2.4 Il Sardinia Radio Telescope (SRT) . . . . .	39
2.4.1 I riflettori . . . . .	40
2.4.2 Ottica di SRT . . . . .	41
2.4.3 Front-end . . . . .	42
2.4.4 Back-end per pulsar . . . . .	43
<b>3 Nozioni di base sulla ricerca e timing delle pulsar</b>	<b>47</b>
3.1 La procedura di search . . . . .	47
3.1.1 La dedispersione . . . . .	47

3.1.2	La trasformata di Fourier . . . . .	49
3.1.3	Il sorting dei candidati e l'antitrasformata . . . . .	51
3.1.4	Il folding temporale . . . . .	52
3.1.5	L'ispezione visuale . . . . .	53
3.2	Le survey . . . . .	54
3.2.1	Frequenze adatte per una survey . . . . .	54
3.2.2	Survey e ricerca di pulsar . . . . .	55
3.2.3	Principali survey recenti . . . . .	57
3.3	Il timing . . . . .	57
3.3.1	Determinazione dei ToA dalle osservazioni . . . . .	58
3.3.2	La procedura di Timing: modellizzazione dei ToA . . . . .	61
<b>4</b>	<b>Ottimizzazione delle osservazioni di Timing a SRT: il caso di due pulsar relativistiche</b>	<b>65</b>
4.1	Le Pulsar e la Relatività Generale . . . . .	65
4.1.1	La conferma della Relatività Generale: come effettuare i test . . . . .	66
4.2	La procedura del Timing con TEMPO2 . . . . .	67
4.2.1	Formati di output . . . . .	68
4.2.2	L'opzione JUMP . . . . .	70
4.2.3	Procedimento di simulazione dei ToA . . . . .	71
4.3	Le sorgenti studiate . . . . .	74
4.3.1	J1909-3744 . . . . .	74
4.3.2	J0737-3039A . . . . .	75
4.4	Risultati dell'indagine condotta in questa Tesi . . . . .	77
4.4.1	Determinazione di $\Delta t_{ToA}$ . . . . .	78
4.4.2	Simulazioni . . . . .	82
4.5	Discussione analitica dei risultati . . . . .	89
4.5.1	J1909-3744 . . . . .	89
4.5.2	J0737-3039A . . . . .	94
4.6	Studio della parallasse per la pulsar J0737-3039A . . . . .	98
4.7	Conclusioni . . . . .	100
<b>5</b>	<b>Ricerca e identificazione di pulsar gamma con SRT</b>	<b>105</b>
5.1	L'astronomia gamma: cenni . . . . .	105
5.1.1	Principali missioni scientifiche . . . . .	106
5.1.2	Il Fermi Gamma-ray Space Telescope . . . . .	107
5.2	Il Catalogo Fermi-LAT . . . . .	109
5.2.1	Detezione di una sorgente gamma e significatività . . . . .	109
5.2.2	La variabilità . . . . .	110
5.3	Il catalogo Fermi-LAT per le pulsar gamma . . . . .	111
5.4	Le pulsar gamma . . . . .	111
5.4.1	Efficienza di conversione dell'energia . . . . .	112
5.4.2	Flusso di emissione di una pulsar . . . . .	113
5.5	Associazioni posizionali di pulsar . . . . .	114

5.6	Metodi per la rivelazione di pulsar gamma: il ruolo essenziale del timing radio . . . . .	115
5.7	Individuazione di possibili pulsar gamma osservabili ed identificabili con SRT . . . . .	116
5.7.1	Creazione di una lista di candidate pulsar gamma . . . . .	116
5.8	Visibilità delle 20 sorgenti ad SRT . . . . .	121
5.9	Conclusioni . . . . .	121
<b>6</b>	<b>Le survey</b>	<b>123</b>
6.1	Psrpop . . . . .	123
6.1.1	Populate . . . . .	124
6.1.2	Survey . . . . .	125
6.2	Impostazione di una Survey ad SRT . . . . .	126
6.3	La popolazione di pulsar simulata . . . . .	132
6.4	Survey utilizzate per le simulazioni . . . . .	133
6.5	Discussione analitica dei risultati . . . . .	137
6.6	Conclusioni . . . . .	146
	<b>Conclusioni</b>	<b>149</b>
	<b>A Codice di programmazione IDL per la selezione del campione di sorgenti gamma</b>	<b>153</b>
	<b>B Lista delle 95 sorgenti gamma potenzialmente osservabili da SRT per la ricerca di nuove pulsar</b>	<b>159</b>
	<b>C Codice di programmazione IDL per il calcolo dei puntamenti di una survey</b>	<b>163</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>167</b>
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>173</b>



*«Io ritengo però che non sia possibile capire veramente i successi della scienza se non si capisce anche quanto essi siano sofferti: quanto sia facile essere fuorviati, quanto sia difficile sapere, in ogni circostanza, qual'è la prossima cosa da fare».*

---

I PRIMI TRE MINUTI

*Steven Weinberg*





# Introduzione

Le *pulsar* sono stelle di neutroni rapidamente ruotanti ed altamente magnetizzate che emettono radiazione collimata su un'ampia porzione dello spettro elettromagnetico, sovente dalla banda radio ( $\gtrsim 10$  MHz) fino alla banda dei raggi gamma ( $\gtrsim 10^{10}$  GHz). Poiché l'asse di rotazione di una pulsar solitamente non è allineato con il suo asse magnetico (attorno al quale si sviluppano con varie geometrie i fasci di radiazione), il segnale proveniente da queste stelle di neutroni è osservabile sottoforma di impulsi periodici (*effetto faro*).

In base al loro periodo di rotazione  $P$ , il loro campo magnetico superficiale  $B$  e la loro età caratteristica  $\tau_c$ , le pulsar possono essere suddivise in due categorie: le *pulsar ordinarie*, caratterizzate da  $P \sim 1$  s,  $B \sim 10^{12}$  G, e  $\tau_c \lesssim 10^8$  yr, e le *pulsar riciclate*, caratterizzate da  $P \sim 1 \div 10$  ms,  $B \sim 10^8$  G, e  $\tau_c \gtrsim 10^8$  yr.

Poiché le radiazioni nelle bande del visibile e del radio (specie alle frequenze più utilizzate per questi studi, da 200 MHz a 30 GHz) riescono ad attraversare l'atmosfera terrestre, l'osservazione delle pulsar dalla superficie terrestre avviene tramite i *telescopi ottici* e i *radiotelescopi*, mentre per le rimanenti bande dello spettro elettromagnetico l'osservazione è limitata quasi esclusivamente all'uso dei telescopi spaziali.

A 46 anni dalla prima scoperta ad opera di Jocelyn Bell ed Anthony Hewish (1967), sono state individuate più di 2000 pulsar, la maggior parte delle quali in banda radio. L'importanza di studiare le pulsar risiede nel fatto che questi oggetti compatti, ed in particolare le pulsar riciclate, si comportano come orologi altamente stabili, e quindi possono essere utilizzati come *strumenti celesti di laboratorio* per eseguire esperimenti in vari campi della Fisica. Ad esempio, tramite gli studi sulla popolazione delle pulsar, si può determinarne la distribuzione degli elettroni nel mezzo interstellare e conoscere il campo magnetico galattico. I sistemi binari costituiti da una stella di neutroni e una pulsar, o da due pulsar come nel caso del sistema *PSRJ0737 – 3039* (Burgay et al., 2003), costituiscono dei formidabili laboratori per testare la teoria della Relatività Generale e le varie teorie alternative sulla gravità in campo forte. Inoltre le pulsar al millisecondo rappresentano degli importanti mezzi d'indagine, nello studio sia delle onde gravitazionali, sia della materia ultradensa ed hanno permesso di scoprire i primi pianeti extrasolari.

In ambito osservativo, la scienza delle pulsar si divide in due campi principali: la ricerca di nuove pulsar (*Search*) e lo studio dei tempi di arrivo degli impulsi con la procedura di *Timing*, al fine di determinare con precisione le caratteristiche posizionali, cinematiche, rotazionali ed eventualmente orbitali della pulsar in esame.

Questo lavoro di Tesi verte all'ottimizzazione delle osservazioni di pulsar con il *Sardinia Radio Telescope* (SRT), un radiotelescopio dotato di un riflettore parabolico di 64 m, attualmente in fase di collaudo strumentale, che opera in banda radio nell'intervallo  $0.3 \div 100$  GHz, e che si trova a San Basilio, una località a circa 40 km da Cagliari.

In particolare sono state affrontate tre differenti problematiche.

Un primo studio è stato finalizzato all'ottimizzazione delle osservazioni delle pulsar relativistiche J1909-3744 e J0737-3039A, mediante la simulazione di diverse campagne osservative da effettuarsi prossimamente presso SRT in banda L ( $\nu = 1550$  MHz). A partire dalle effemeridi correnti delle pulsar e dai parametri strumentali dei vari ricevitori utilizzati, l'ottimizzazione è stata ottenuta studiando come la soluzione di timing potesse migliorare al variare delle modalità con cui nuove osservazioni sono effettuate. In particolare si è cercato di stabilire se e in che misura sia possibile un miglioramento nella misura dei parametri post-Kepleriani, e nella determinazione della distanza della pulsar PSR J0737-3039A.

Un secondo studio è stato finalizzato all'individuazione di un campione di sorgenti gamma, senza controparte nota ad altre lunghezze d'onda, che possano potenzialmente essere associate e identificate con pulsar tramite osservazioni radio. Tale attività di ricerca multifrequenza di nuove pulsar costituirà una delle prime attività osservative del radiotelescopio SRT, contribuendo allo studio e alla comprensione delle proprietà fisiche delle pulsar gamma, ancora oggi poco chiare. Le candidate pulsar sono state individuate tra tutte le sorgenti gamma non ancora identificate (selezionandole in base a determinati criteri fisici), contenute all'interno del secondo catalogo Fermi-LAT (2FGL), che include tutte le sorgenti gamma individuate dal telescopio spaziale Fermi.

La terza e ultima parte del lavoro è invece finalizzata all'individuazione delle regioni della nostra Galassia che più utilmente possano essere osservate da SRT in modalità di "ricerca cieca" di nuove pulsar. Tale studio è stato realizzato mediante una serie di simulazioni di survey, i cui risultati vengono paragonati con quelli ottenuti da altre survey note effettuate negli ultimi anni presso altri radiotelescopi. A dispetto dell'elevato numero di pulsar già conosciute, scoprirne di nuove è infatti importantissimo, in quanto è nel contesto di una popolazione sempre più ampia che emergono le pulsar più interessanti, quali quelle relativistiche e/o più energetiche.

Questa tesi è strutturata in sei capitoli.

Nel *capitolo 1* vengono presentate le pulsar: oltre ad essere mostrate le loro caratteristiche fisiche di base, vengono illustrati: i modelli che descrivono il meccanismo di emissione ed il tasso di rallentamento, quali sono gli effetti che subisce il segnale di una pulsar nell'attraversare il mezzo interstellare, i possibili scenari evolutivi.

Nel *capitolo 2* vengono introdotte le caratteristiche fondamentali di un radiotelescopio, ossia lo strumento che permette l'osservazione delle pulsar in banda radio, con particolare riferimento al Sardinia Radio Telescope.

Nel *capitolo 3* vengono descritti i due principali metodi d'indagine osservativa delle pulsar, ossia le procedure di *Search* e di *Timing*, ed inoltre vengono analizzati i

parametri osservativi e strumentali che devono essere considerati per programmare al meglio le *Survey*.

Il *capitolo 4* riporta la prima parte dello specifico lavoro di Tesi, indirizzato all'ottimizzazione della strategia osservativa per le pulsar relativistiche J1909-3744 e J0737-3039A.

Il *capitolo 5* si focalizza sulla seconda parte del lavoro di Tesi, teso ad individuare un campione di sorgenti gamma, tra tutte le sorgenti gamma non ancora identificate contenute all'interno del secondo catalogo Fermi-LAT (2FGL), che possano potenzialmente essere associate e identificate con pulsar tramite osservazioni radio.

Il *capitolo 6* riguarda la terza ed ultima parte del lavoro di Tesi, che si incentra sull'ottimizzazione di survey "cieche" presso SRT.

Nell'ultima parte di questo lavoro di Tesi, oltre ad essere presentati i risultati e gli sviluppi futuri, sono incluse tre appendici: nell'appendice A è riportato il codice di programmazione IDL per la selezione del campione di sorgenti gamma, nell'appendice B è mostrata la lista delle 95 sorgenti gamma più promettenti per la ricerca di nuove pulsar, mentre nell'appendice C è riportato il codice di programmazione IDL per il calcolo dei puntamenti di una survey cieca.



# Capitolo 1

## Le Pulsar

Nel seguente capitolo verranno analizzati i corpi celesti studiati in questo lavoro di Tesi: le *pulsar*. Le pulsar sono stelle di neutroni rapidamente ruotanti, altamente magnetizzate, ed emettono radiazione collimata su un ampio spettro elettromagnetico.

Dopo aver brevemente descritto la composizione e l'origine di una stella di neutroni (§1.2), mediante l'ausilio di modelli semplificati (§1.3) si spiegherà la Fisica dell'emissione elettromagnetica da questi corpi celesti, ed inoltre si cercherà di capire per quale motivo le pulsar sono importanti da studiare (§1.2.2). Una volta presentate le caratteristiche dell'impulso (§1.6) e l'energetica di una pulsar (§1.4), attraverso il diagramma  $B_S - P$  (§1.7) si analizzerà il ciclo evolutivo (§1.8) e lo scenario di riciclaggio (§1.8.3). Come si vedrà nel paragrafo 1.9, questo diagramma consente di poter distinguere le pulsar in due categorie: *pulsar ordinarie* e *pulsar riciclate*. Infine si vedrà quali tipi di pulsar si prestano meglio ad essere studiate nel contesto di programmi osservativi di *timing* e di *search* (§1.9).

### 1.1 Le origini

Nel 1967 Jocelyn Bell e Anthony Hewish, durante uno studio sulla scintillazione che subiscono le onde elettromagnetiche (più precisamente onde radio emesse da sorgenti molto distanti come i Quasar) nell'attraversare il mezzo interplanetario, osservarono al radiotelescopio del *Mullard Radio Astronomy Observatory*, un osservatorio situato vicino a Cambridge, un segnale periodico regolare con periodo  $P = 1.337$  s (figura 1.1). Non conoscendo la natura di questo segnale, fu considerata, tra il serio ed il faceto, l'ipotesi che il segnale fosse di origine extraterrestre e gli fu dato il nome di *Little Green Men* (LGM, "piccoli uomini verdi"). In seguito, effettuando ulteriori puntamenti con il loro radiotelescopio in altre zone del cielo, i due scienziati scoprirono segnali analoghi, rendendosi conto che in effetti quei segnali periodici dovessero appartenere ad oggetti di natura celeste: dopo poco tempo pubblicarono dunque la scoperta di una nuova classe di oggetti astrofisici, che vennero chiamati *pulsar* (*PULSating stAR*). Il nome pulsar deriva dal fatto che l'emissione ricevuta da queste particolari stelle risulta essere apparentemente pulsata, con ciclicità pari al periodo di rotazione

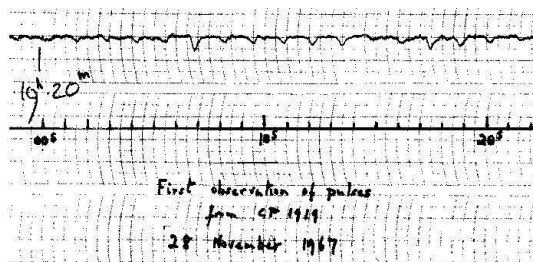


Figura 1.1: Segnale periodico registrato della prima pulsar conosciuta, la CP 1919+21. L'immagine è presa da <http://www.cv.nrao.edu/course/astr534/Pulsars.html>.

$P$  della stella (figura 1.1): in pratica si tratta di “*effetto faro*”, dovuto al fatto che l'emissione risulta essere collimata, e l'asse di rotazione della pulsar è disallineato dall'asse magnetico lungo il quale si dispongono i fasci di emissione radio.

Inizialmente furono proposte varie interpretazioni sull'emissione di questi segnali radio, ma poco dopo (1968) si fece largo l'ipotesi dell'astronomo Thomas Gold, che definì le pulsar come stelle di neutroni dotate di altissime velocità di rotazione ed elevatissimi campi magnetici superficiali. Come si vedrà nel paragrafo 1.3.1, il modello proposto da Gold prevedeva un rallentamento del periodo di rotazione delle pulsar per effetto della trasformazione dell'energia cinetica rotazionale in radiazione elettromagnetica. Questa idea fu sviluppata grazie anche agli studi precedenti dell'astronomo Franco Pacini (1967), che aveva modellizzato una stella di neutroni (oggetto allora solo teorizzato) con un dipolo magnetico rapidamente ruotante.

## 1.2 Stelle di neutroni e pulsar

Come detto già all'inizio, una pulsar è prima di tutto una stella di neutroni, nata in seguito all'evoluzione di una stella (§1.2.1), in cui la materia costitutiva assume uno stato degenere.

Una stella di neutroni, caratterizzata da un raggio tipico  $R_{NS} \sim 10^6$  cm e da una massa tipica  $M_{NS} \sim 1.4 M_{\odot}$ , genera un campo gravitazionale elevato, e ciò implica che gli effetti relativistici diventino rilevanti nello studio di una stella di questo tipo. A causa dei raggi molto piccoli e delle enormi densità in gioco ( $\langle \rho \rangle \gtrsim 10^{14}$  g cm<sup>3</sup>), queste stelle sono denominate “*oggetti compatti*”.

La massa ed il raggio di questi oggetti compatti vengono determinati per via teorica considerando il comportamento della materia ad altissime densità, attraverso varie *equazioni di stato* ipotizzate per la materia nucleare: queste diverse equazioni predicono masse massime diverse, raggi diversi per una data massa, e strutture interne differenti.

Come si può vedere dalla figura 1.2, una struttura tipo può essere schematizzata secondo il modello proposto da Pines (1980), in cui la stella di neutroni viene divisa in cinque zone diverse:

- *l'atmosfera* → strato molto sottile ( $\sim 0.1$  m) composto principalmente da idrogeno e, in alcuni casi, elementi più pesanti;

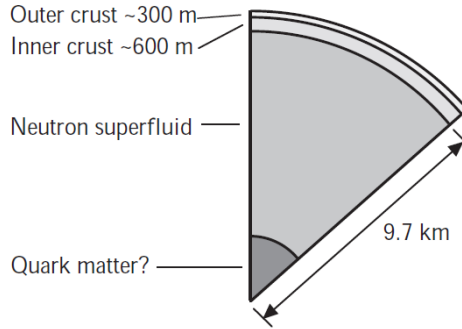


Figura 1.2: *Struttura di una tipica stella di neutroni con  $M \sim 1.4M_{\odot}$ .*

- *l'involucro* → strato elettricamente conduttivo, spesso alcune centinaia di metri, composto da nuclei e da elettroni degeneri relativistici;
- *la crosta* → strato spesso (500 ÷ 1000 m), composto da nuclei di  ${}^{56}_{26}\text{Fe}$  e elettroni immersi in un liquido quantistico di neutroni, molto probabilmente nello stato di superfluido;
- *il nucleo esterno* → composto da neutroni nello stato di superfluido, ed in quantità minore da protoni ed elettroni;
- *il nucleo interno* → composto probabilmente da *strange quark matter*, una miscela di quark up, strange e down che si trovano in uno stato fondamentale intrinsecamente più stabile di quello del protone.

Il nucleo, di spessore  $\sim 9 \cdot 10^3$  m, costituisce più del 99% della massa della stella di neutroni.

### 1.2.1 Formazione di una stella di neutroni

Quasi tutte le stelle di neutroni, alla loro nascita, sono caratterizzate da periodi di rotazione molto corti e da elevati campi magnetici. Queste caratteristiche possono essere comprese attraverso l'analisi del processo di formazione di questi oggetti compatti, in cui la conservazione del flusso del campo magnetico ( $\Phi_B \propto B \cdot R^2$ ) e del momento angolare ( $L = I\omega$ ) provocano rispettivamente un aumento del campo magnetico ( $B_S \sim 10^{12}$  G) ed una diminuzione del periodo di rotazione ( $P \sim 10$  ms) rispetto ai valori posseduti dal nucleo stellare genitore.

Attualmente esistono due scenari possibili di formazione per le stelle di neutroni. Uno degli scenari più accettati è quello in cui una stella, con massa iniziale compresa tra  $5 \div 8 M_{\odot}$  e  $20 \div 25 M_{\odot}$  (Fryer, 1999), evolva mediante un collasso gravitazionale del nucleo. Il collasso causa un'esplosione di supernova di *Tipo II*: questa esplosione origina un involucro gassoso (*SuperNova Remnant: SNR*) ed una stella di neutroni. Se l'esplosione non è perfettamente simmetrica, la stella di neutroni riceverà un "calcio" (kick) e quindi acquisirà una velocità spaziale elevata ( $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$ ). Si stima che

in una Galassia simile alla nostra si possa verificare un'esplosione di supernova ogni  $\sim 50 \div 100$  yr.

Un altro scenario possibile di formazione di una stella di neutroni è dato dall'accrescimento di materia da una stella compagna in una nana bianca massiva, con massa vicina alla massa di Chandrasekar<sup>1</sup> (Michel, 1987)(Canal et al., 1990).

## 1.2.2 Perché studiare le pulsar

Il segnale periodico proveniente dalle pulsar, alcune delle quali sono rotatori estremamente stabili il cui periodo di rotazione risulta accuratamente misurabile, costituisce un "orologio celeste" che può essere utilizzato come un eccellente strumento per investigare un grande numero di campi scientifici:

- la dispersione del loro segnale pulsato nel mezzo interstellare è un modo di misurare la distribuzione degli elettroni liberi nella nostra Galassia;
- la rotazione di Faraday dei loro segnali polarizzati aiuta a determinare la struttura su larga scala del campo magnetico galattico;
- se si trovano in ammassi globulari, le pulsar permettono di studiare la dinamica degli ammassi e la profondità della buca di potenziale, consentendo in alcuni casi la scoperta di buchi neri;
- in questi ultimi anni, vengono utilizzati gruppi di pulsar con un segnale estremamente stabile e accuratamente misurabile per gli esperimenti *Pulsar Timing Array* per la ricerca di onde gravitazionali;
- quando orbita attorno ad una stella compagna, una pulsar si presta ad indagare l'evoluzione del sistema binario;
- quando una pulsar orbita attorno ad una stella compagna di tipo compatto, è possibile eseguire importanti test sulla Relatività Generale nel regime di campo forte, attraverso la misura molto precisa degli effetti post-Kepleriani sui moti orbitali (capitolo 4).

## 1.3 Modelli delle pulsar

Quando una nuova pulsar viene scoperta, le prime quantità misurabili sono il periodo di rotazione  $P$  (dopo circa un anno di osservazioni ripetute) e la sua variazione nel tempo, ossia  $\dot{P} = \frac{dP}{dt}$ . Per poter descrivere la natura dell'emissione pulsata ed il meccanismo fisico che determina il rallentamento del periodo di rotazione delle stelle di neutroni, è necessario sviluppare un modello. In questa sezione ci si soffermerà principalmente sul modello di rotatore obliquo.

---

<sup>1</sup>La massa di Chandrasekhar  $M_{Ch}$  è il limite superiore che può raggiungere la massa di un corpo costituito da materia degenere; viene solitamente indicata con il simbolo  $M_{Ch}$  ed il suo valore corrisponde a  $M_{Ch} \sim 3 \cdot 10^{30}$  kg =  $1.4 M_{\odot}$ .



### 1.3.1 Modello del rotatore obliquo

Il modello di rotatore obliquo è la sintesi dei lavori di Gold e Pacini, e consente di fornire delle stime sull'età delle pulsar e sul loro campo magnetico superficiale.

L'idea fondamentale alla base del modello è quella di considerare la pulsar, avente periodo di rotazione  $P$ , come un dipolo magnetico ruotante nel vuoto, il cui asse magnetico forma un angolo  $\alpha$  con l'asse di rotazione (da qui il nome "rotatore obliquo"). Il rallentamento osservato nella rotazione delle pulsar risulta attribuibile all'emissione elettromagnetica causata dal dipolo magnetico rotante, che avviene a spese dell'energia cinetica rotazionale.

La potenza irradiata da un dipolo magnetico nel vuoto, dotato di momento di dipolo  $\mu = B_S R^3$  (dove  $B_S$  è il campo magnetico superficiale equatoriale), è data dall'analogo magnetico della formula di Larmor per la radiazione prodotta da un dipolo elettrico oscillante:

$$L = -\frac{2\mu^2}{3c^3} \left(\frac{2\pi}{P}\right)^4 \sin^2 \alpha \quad (1.1)$$

dove  $c$  è la velocità della luce.

A causa di questa emissione, la pulsar allunga il proprio periodo di rotazione, in quanto perde energia cinetica rotazionale. Questa potenza emessa è nota come *luminosità di spin-down*, ed è data da:

$$\dot{E}_{rot} = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} I \omega^2 \right) = I \omega \dot{\omega} = -I \left( \frac{2\pi}{P} \right)^2 \left( \frac{\dot{P}}{P} \right) \quad (1.2)$$

dove  $I$  è il momento d'inerzia della stella di neutroni.

Uguagliando le perdite di energia cinetica rotazionale (relazione 1.2) con la potenza emessa da un dipolo magnetico (relazione 1.1), si ottiene:

$$\mu = \sqrt{\frac{2I\mu^2}{3c^3}} \sqrt{P\dot{P}} = 3.2 \cdot 10^{32} \sqrt{P\dot{P}} \text{ G cm}^3 \quad (1.3)$$

Il risultato della relazione 1.3 assume che  $\alpha = 90^\circ$ , ossia il momento di dipolo magnetico è perpendicolare all'asse rotazionale della pulsar, e che  $I = 10^{45} \text{ g cm}^3$ , valore medio ottenuto tenendo conto del momento d'inerzia calcolato con varie equazioni di stato per una stella di neutroni di  $1.4 M_\odot$ .

Per ottenere valori accurati di  $\dot{P}$  è necessario effettuare misurazioni sulla pulsar per almeno 1 anno. Una volta misurato  $\dot{P}$ , dall'equazione 1.3 si può determinare  $\mu$ .

Sapendo che la velocità angolare di una pulsar è definita come  $\omega = \frac{2\pi}{P}$ , dalla relazione 1.3 si può ricavare una relazione generale che intercorre tra  $\omega$  e  $\dot{\omega}$ ; si ottiene infatti che:

$$\dot{\omega} = -\left( \frac{2\mu^2}{3Ic^3} \right) \omega^3 \quad (1.4)$$

dove l'esponente di  $\omega$  è definito *indice di frenamento*  $n$  (braking index) della pulsar.

Per una stella di neutroni che si comporta puramente come un dipolo magnetico, si evince chiaramente che  $n = 3$ . La relazione 1.4 può essere espressa in maniera generale, tenendo conto del fatto che esistono modelli differenti da quello del rotatore obliquo.

Assumendo:

$$\omega = -k\dot{\omega}^n \quad (1.5)$$

dove  $k$  è una costante, e poi differenziando la relazione 1.5 si ottiene che:

$$n = \frac{\omega\ddot{\omega}}{\dot{\omega}^2} \quad (1.6)$$

Per poter determinare l'indice di frenamento e confrontarlo con quello previsto dalla teoria, è necessario misurare  $\ddot{\omega}$ , ma questa misura è resa difficile dal timing noise (§1.9) e dai glitch<sup>2</sup>: per questo motivo sono stati determinati solo una decina di indici di frenamento (Livingstone et al., 2006). In queste misure è stato trovato in media  $n \sim 2.5$ , vicino ma non esattamente pari a quello teorico: questo indica che il processo dissipativo non è interamente dovuto al dipolo magnetico, mostrando chiaramente che lo scenario è più complesso. Ad oggi, le cause fisiche del rallentamento delle pulsar rimangono un problema non completamente risolto.

Adottando un raggio tipico per una stella di neutroni pari a  $R_{NS} \sim 10^6$  cm, dalla 1.3 si ottiene una stima di  $B_S$  in funzione di  $P$  e  $\dot{P}$ :

$$B_S = 3.2 \cdot 10^{19} \sqrt{P\dot{P}} \text{ G} \quad (1.7)$$

Confrontando i valori teorici previsti dal modello del rotatore obliquo con quelli osservati per altri tipi di pulsar (ad esempio Trümper et al., 1978 e Bignami et al., 2003), si trova che i valori del campo magnetico attesi sono dello stesso ordine di grandezza di quelli previsti dal modello.

Attraverso il modello del rotatore obliquo, si può stimare l'età di una pulsar. Assumendo che  $\mu$  sia costante, si ottiene dalla relazione 1.3:

$$\sqrt{P\dot{P}} = k \quad (1.8)$$

con  $k$  costante.

Attraverso semplici passaggi matematici, dalla relazione 1.8 si ottiene l'età di una pulsar:

$$\tau = \frac{P_t}{2\dot{P}_t} \left( 1 - \frac{P_0^2}{P_t^2} \right) \quad (1.9)$$

In particolare, se si assume che il periodo della pulsar nel momento della sua formazione sia molto più corto del periodo attuale ( $P_0 \ll P_t$ ), dalla relazione 1.9 si arriva alla definizione di un tempo, noto come *età caratteristica* di una pulsar:

---

<sup>2</sup>Un glitch (in italiano “strappo”) indica la variazione improvvisa del periodo di rotazione di una pulsar. La causa di questo fenomeno ancora oggi è poco chiara, ma si presume che possa dipendere da variazioni repentine all'interno della pulsar.

$$\tau_c = \frac{P_t}{2\dot{P}_t} \quad (1.10)$$

che fornisce una stima sull'età di una pulsar.

Un semplice esempio può essere fatto stimando  $\tau_c$  per la pulsar nella nebulosa del Granchio: sapendo che la supernova nella costellazione del Granchio è esplosa nel 1054, confrontando l'età vera ( $\tau_{vero} = 959$ ) con quella caratteristica ( $\tau_c = 1240$  yr), si evince che quest'ultima è dello stesso ordine di grandezza di quella vera.

### 1.3.2 Modello del rotatore allineato: cenni

Il modello di rotatore obliquo appena descritto nel paragrafo 1.3.1 è basato su alcune approssimazioni: la stella di neutroni è immersa nel vuoto, non è stato sviluppato uno studio sull'elettrodinamico dei campi elettromagnetici coinvolti, ed infine si sono ignorati tutti gli effetti relativistici.

Nel 1969, Peter Goldreich e William Julian hanno presentato un modello teorico che, pur non essendo completamente esaustivo, fornisce un quadro di riferimento per spiegare la natura dell'emissione e le caratteristiche degli impulsi. Essi hanno dimostrato che non è corretto considerare le stelle di neutroni magnetizzate e rotanti come immerse nel vuoto, ed hanno introdotto un modello di emissione secondo il quale il frenamento nella rotazione della pulsar sia dovuto alla perdita di energia tramite l'accelerazione di particelle cariche. Questo modello è noto come *modello di rotatore allineato* poiché, al fine di poter semplificare i calcoli, viene ipotizzato che l'asse di rotazione sia allineato all'asse del momento magnetico del dipolo.

Il modello parte dalla considerazione che la pulsar non sia immersa nel vuoto, ma che sia circondata da un plasma, ovvero che abbia una *magnetosfera*: la rotazione della stella di neutroni genera, in prossimità della sua superficie, dei campi elettrici molto intensi ( $\sim 10^{10}$  Volt  $\text{cm}^{-1}$ ), in grado di "strappare" le particelle cariche dalla superficie stellare. Secondo un teorema generale della magnetoidrodinamica (*teorema di Alfvén*), in un plasma a conducibilità infinita le linee di campo magnetico rimangono congelate. In altre parole il plasma trascina con sé il campo magnetico che, ancorato alla stella di neutroni, è costretto a coruotare con essa. La corotazione avviene fino ad una determinata distanza che viene chiamata *raggio del cilindro luce*<sup>3</sup>. Le linee di campo magnetico risultano chiuse all'interno di questo raggio, ed aperte, non potendo coruotare a velocità maggiori di  $c$ , all'esterno; pertanto la magnetosfera può essere divisa in una zona aperta ed in una zona chiusa (figura 1.3). In particolare, la magnetosfera aperta include i poli magnetici dove si generano le linee di campo aperte e da cui le particelle cariche possono essere espulse, dando luogo alla radiazione di emissione delle pulsar (figura 1.3).

Una questione che il modello di rotatore allineato non riesce a spiegare è la natura dell'emissione radio (vedere §1.5), per la quale bisogna invocare processi mol-

---

<sup>3</sup>Il raggio del cilindro di luce rappresenta la distanza alla quale le particelle possiedono una velocità tangenziale pari a  $c$  ( $R_{LC} = \frac{c}{\omega_{NS}}$ ).

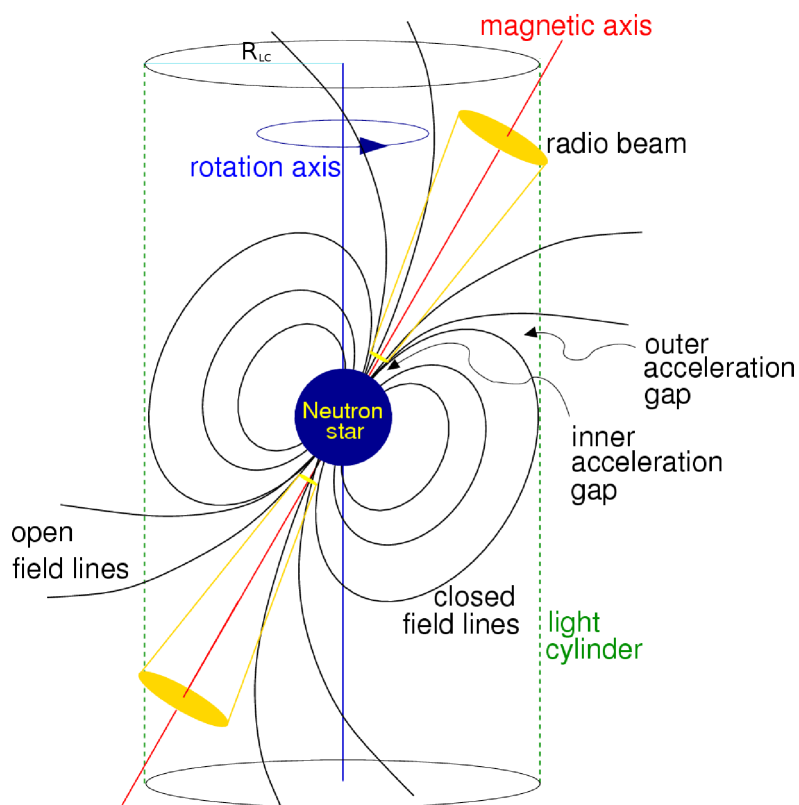


Figura 1.3: Rappresentazione del modello di rotatore obliquo. Si possono notare le linee di campo magnetico (aperte e chiuse) e il raggio di cilindro luce  $R_{LC}$  (in celeste). L'emissione è concentrata nel cono (di colore giallo) vicino ai poli magnetici, e produce un "effetto faro" in quanto l'asse magnetico è disallineato dall'asse rotazionale. L'immagine è presa da <http://www.cv.nrao.edu/course/astr534/Pulsars.html>.

to complessi: tra i vari modelli proposti a riguardo, ancora nessuno finora risulta soddisfacente.

Qui sotto presentiamo un modello molto semplificato che può rendere conto, in maniera intuitiva dell'emissione a larga banda.

### Schema semplificato del meccanismo di emissione

La natura dell'emissione elettromagnetica proveniente da una pulsar risulta essere strettamente legata alla presenza della magnetosfera (§1.3.2), ma ancora oggi i dettagli che governano questa emissione non sono compresi del tutto. Tra i vari modelli proposti, l'idea comune è quella che l'emissione sia generata dall'accelerazione di particelle attraverso un effetto *cascata* che coinvolge coppie elettrone-positrone (Sturrock, 1971). In particolare, il modello di Ruderman e Sutherland (1975) propone una regione (*gap*) di spessore  $h$  sui poli magnetici della pulsar. In questo modello gli elettroni vengono strappati dalla superficie nella zona dei poli magnetici ed accelerati a velocità relativistiche per effetto della caduta di potenziale  $\Delta V$  creatasi lungo il gap; l'interazione tra questi elettroni ed il campo magnetico genera fotoni  $\gamma$  di curvatura, in direzione tangente alla linea del campo; questi fotoni producono coppie elettrone-positrone, che a loro volta alimentano la cascata.

L'emissione osservata quindi risulta essere dovuta essenzialmente al moto delle particelle cariche lungo le linee di campo magnetico, che genera una radiazione di curvatura a cui è associato un effetto a cascata di produzione di coppie elettrone-positrone e di fotoni  $\gamma$ . La radiazione elettromagnetica prodotta in questo modo viene focalizzata all'interno di un *cono di emissione* (di colore giallo nella figura 1.3), il cui asse è l'asse magnetico della stella ed il suo angolo di apertura dipende esclusivamente dalle linee aperte del campo magnetico.

## 1.4 Energetica totale di una pulsar

I momenti magnetici elevati ed i tassi di rotazione estremamente rapidi permettono alle pulsar di emettere una grande quantità di energia attraverso particelle accelerate e onde elettromagnetiche, tipicamente lungo tutto lo spettro elettromagnetico.

Nonostante tantissime pulsar emettano anche nella banda  $\gamma$ , a causa di bias osservativi da parte dei telescopi risulta difficoltoso osservare l'emissione in questa particolare banda; risulta invece più agevole osservare le pulsar nella banda radio, anche se solo una piccola parte dell'energetica totale è rilasciata a queste frequenze.

L'energia totale emessa da una pulsar su tutto lo spettro elettromagnetico è nota come *potenza totale*. Nonostante siano stati fatti numerosi passi avanti nella comprensione dell'elettrodinamica delle pulsar, attualmente risulta ancora poco chiaro l'esatto meccanismo di emissione su uno spettro elettromagnetico così ampio. Una pulsar che emette nella banda del radio viene denominata *radiopulsar*.

Misurando i valori di  $P$  e di  $\dot{P}$  si ottengono luminosità di spin-down (relazione 1.2) con valori tipici di  $10^{32} \div 10^{35}$  erg s<sup>-1</sup>.

Supponendo che una pulsar, distante 1 Kpc ed osservata alla frequenza radio di 1.4

GHz, possiede una densità di flusso di  $\sim 10$  mJy, dalla relazione 1.15 (vedi nel seguito) si può ricavare la luminosità in radio  $L_{Rad} \sim 10^{29}$  erg s $^{-1}$ .

Poiché la luminosità di spin-down risulta essere fino ad un milione più grande di  $L_{Rad}$ , appare chiaro che la maggior parte del flusso totale di energia venga rilasciata in altre bande (tipicamente raggi- $X$  o raggi- $\gamma$ ), e (come accennato nel §1.3.2) anche nella forma di particelle accelerate.

Inoltre è possibile dimostrare che l'emissione radio deve essere un processo coerente in natura (§1.5). Attualmente i dettagli che governano l'emissione radio in una pulsar non sono ancora compresi del tutto: studi recenti sulle emissioni in banda  $\gamma$  con i telescopi spaziali AGILE e FERMI (ad esempio Pierbattista et al., 2012), hanno fornito importanti chiarificazioni nella banda ad alte energie, ma anche nella banda del radio.

## 1.5 Natura coerente del segnale radio

Come introdotto nel §1.3.2, ad oggi non è ancora compreso il processo che causa l'emissione radio.

Si sa però che qualunque modello deve rendere conto della coerenza del segnale radio. La brillantezza (o intensità specifica) è definita come la luminosità monocromatica<sup>4</sup> irradiata da una sorgente per unità di angolo solido e di superficie, ed è espressa dalla relazione:

$$I_\nu(\theta, \phi) = \frac{dL_\nu}{4\pi d\Sigma} \quad (1.11)$$

dove  $d\Sigma$  è la superficie infinitesima della regione emittente proiettata in direzione perpendicolare alla linea di vista.

Come si evince dalla relazione 1.11,  $I_\nu$  risulta essere indipendente dalla distanza della sorgente. Le osservazioni di brillantezza  $I_\nu$  vengono espresse solitamente attraverso la *temperatura di brillantezza*  $T_B$ , definita come la temperatura che dovrebbe avere un corpo nero per irradiare la brillantezza  $I_\nu$  osservata ad una determinata frequenza di osservazione.

Considerando per semplicità corpi in cui ci sia un perfetto equilibrio locale tra radiazione e materia, il corpo celeste emette radiazione elettromagnetica da corpo nero, e quindi dalla legge di Plank si può dimostrare che, a basse frequenze,  $T_B$  è dato da:

$$T_B(\nu) = \frac{1}{2k_b} I_\nu \left( \frac{c}{\nu} \right)^2 \quad (1.12)$$

dove  $k_b$  è la costante di Boltzmann.

Per quanto riguarda l'emissione radio, assunto un angolo solido  $d\Omega \sim 1$  sr, dalla relazione 1.11  $I_\nu$  diventa:

---

<sup>4</sup>La luminosità monocromatica  $L_\nu$  è la luminosità irradiata da un oggetto nell'intervallo unitario di frequenza.

$$I_\nu = \frac{L_{Rad}}{A} \quad (1.13)$$

dove  $A$  è la superficie della regione di emissione, e  $L_{Rad}$  è la luminosità radio.  $A$  può essere stimato attraverso il suo limite superiore  $A \sim (c\Delta t)^2$ , dove  $\Delta t$  è la larghezza temporale dell'impulso (tipicamente  $\Delta t \simeq 10^{-2}$  s): in questo modo si ottiene  $A \sim 10^{17}$  cm<sup>2</sup>.  $L_{Rad}$  invece è stato già menzionato nel paragrafo 1.4 ( $L_{Rad} \sim 10^{29}$  erg s<sup>-1</sup>). Inserendo questi valori nella 1.13, si ottiene  $I_\nu \sim 10^{12}$  erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup>.

Per una frequenza di osservazione radio di  $\sim 1$  GHz, dalla relazione 1.12 si ottiene:

$$T_B(\nu) \sim 10^{30} \text{ K} \quad (1.14)$$

Il significato della relazione 1.14 risiede nel fatto che se una pulsar emettesse in modo incoerente una quantità di energia corrispondente a quella osservata nella banda di frequenze esaminata, la sua temperatura  $T$  dovrebbe essere maggiore di  $10^{30}$  K. Una conclusione di questo genere risulta essere inaccettabile, poiché una temperatura così inconcepibilmente elevata, se emessa da un corpo nero, implicherebbe particelle con  $kT \sim 10^{26}$  eV, e quindi evidentemente non in banda radio. Pertanto il processo di emissione non può essere incoerente, ma coerente.

## 1.6 Caratteristiche dell'impulso

Come già detto in precedenza (§1.1), l'emissione ricevuta dalle pulsar risulta essere pulsata, con ciclicità pari al periodo di rotazione  $P$  della stella (figura 1.1).

Ciascun impulso è caratterizzato da una forma, una densità di flusso ed una polarizzazione.

Per poter studiare la **forma** dell'impulso si esegue una media su centinaia di pulsazioni, ottenendo un profilo dell'impulso denominato *profilo integrato*. Come si evince dalla figura 1.4, ogni pulsar è caratterizzata da un profilo dell'impulso unico, ed in particolare esiste una grande varietà di forme (dalle più semplici alle più complesse) che questi impulsi possono assumere. Esistono alcuni casi, in cui il profilo dell'impulso integrato mostra la presenza di un secondo impulso, sfasato di  $180^\circ$  rispetto al primo, denominato *interpulso*: ciò si verifica quando l'asse magnetico di una pulsar forma un angolo di  $\sim 90^\circ$  con l'asse di rotazione (figura 1.4).

La maggior parte delle pulsar possiede un profilo dell'impulso integrato stabile nel tempo, anche se ci sono delle importanti eccezioni causate dal cambio di orientazione del fascio radio rispetto alla linea di vista.

La **densità di flusso**  $S(\nu)$  è definita come l'energia emessa dalla pulsar per unità di tempo, frequenza e superficie. Se un osservatore si trova ad una distanza  $d$  da una sorgente di luminosità monocromatica  $L_\nu$ , allora  $S(\nu)$  risulta essere:

$$S(\nu) = \frac{L_\nu}{4\pi d^2} \quad (1.15)$$

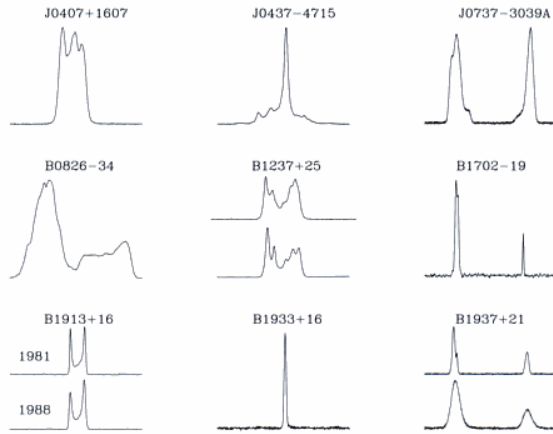


Figura 1.4: *Profili degli impulsi integrati per nove pulsar. È possibile notare (ad esempio per la B1702-19) la presenza dell'interpulso.*

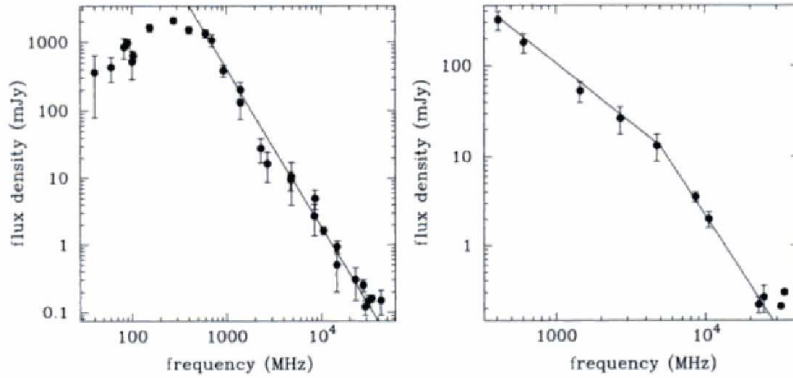


Figura 1.5: *Spettro della densità di flusso per due pulsar che mostrano differenti tipi di comportamento spettrale.*

L'unità di misura per  $S(\nu)$  utilizzata in radioastronomia è il Jansky ( $1 Jy = 10^{26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ ).

Due utili misure di  $S(\nu)$  sono la densità di picco  $S_p(\nu)$  (intensità massima di un profilo dell'impulso) e la densità media  $S_{media}(\nu)$  (intensità integrata del profilo dell'impulso mediata sul periodo dell'impulso).

In particolare,  $S_{media}(\nu)$  dipende dalla frequenza di osservazione attraverso la legge di potenza (figura 1.5):

$$S_{media}(\nu) \propto \nu^\alpha \quad (1.16)$$

dove  $\alpha$  è l'indice spettrale, il cui valore medio è  $\sim -1.8 \pm 0.2$  (Maron et al., 2000). Come mostrato in figura 1.5, circa il 10% delle pulsar studiate (Maron et al., 2000) mostrano un andamento della densità di flusso che ha un taglio alle alte frequenze ( $\sim 1 \text{ GHz}$ ), e ciò può essere descritto con due indici spettrali differenti.



Tra tutte le sorgenti radio, le pulsar si distinguono per essere quelle con il più alto grado di *polarizzazione*. Da uno studio condotto su un campione di 300 pulsar (Gould e Lyne, 1998), risulta che il segnale ha un grado di polarizzazione lineare medio del 20%, mentre quello circolare risulta del 10%. Si osservano pulsar con gradi di polarizzazione lineare del 100%, mentre non sono state osservate pulsar con un segnale interamente polarizzato circolarmente.

### 1.6.1 Effetti del mezzo interstellare

Il segnale emesso da una pulsar, nel propagarsi attraverso il mezzo interstellare, subisce vari effetti che modificano la larghezza dell'impulso, il suo flusso e la polarizzazione ricevuti al radiotelescopio. Per questo lavoro di Tesi sarà importante soffermarsi esclusivamente sui fenomeni che modificano la larghezza dell'impulso, e quindi la sua forma, ossia la *dispersione* e la *diffusione*.

#### La dispersione

Nel viaggiare attraverso la Galassia, le onde sono disperse in frequenza dalle componenti ionizzate (principalmente elettroni) del mezzo interstellare. La dispersione causa un differenziale nel tempo di arrivo degli impulsi a differenti frequenze. In particolare, nel caso di un segnale non monocromatico, la parte del segnale a frequenza più bassa  $\nu_{low}$  arriva in ritardo rispetto alla parte del segnale a frequenza più alta  $\nu_{high}$ , secondo la relazione:

$$t_{low} - t_{high} = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \left( \frac{1}{\nu_{low}^2} - \frac{1}{\nu_{high}^2} \right) DM \quad (1.17)$$

dove  $e$  è la carica dell'elettrone ed  $m_e$  è la massa dell'elettrone. La *misura di dispersione*  $DM$  è definita come l'integrale lungo la linea di vista della densità di colonna degli elettroni liberi nel mezzo interstellare  $n_e$ , ossia:

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

$DM$  si misura in  $\text{pc cm}^{-3}$ .

A causa del fenomeno della dispersione, l'impulso emesso da una pulsar, osservato in un intervallo di frequenza  $\Delta\nu = \nu_{high} - \nu_{low}$ , subisce un allargamento temporale  $\Delta t_{DM}$ , definito riscrivendo la relazione 1.17 (nell'approssimazione  $\Delta\nu \ll \nu_{low}$ ):

$$\Delta t_{DM} = 8.3 \cdot 10^3 DM \frac{\Delta\nu_{MHz}}{\nu_{MHz}^3} \quad (1.19)$$

dove  $\nu_{MHz}$  è la frequenza centrale della banda di ampiezza  $\Delta\nu$  ed è espressa in  $MHz$ ,  $\Delta t_{DM}$  è espresso in secondi e  $\Delta\nu_{MHz}$  in  $MHz$ .

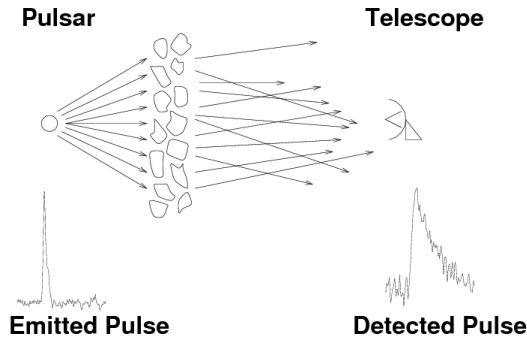


Figura 1.6: Rappresentazione del fenomeno della diffusione sui fotoni emessi da una sorgente.

## La diffusione

Il fenomeno della *diffusione* (o scattering) è legato alla disomogeneità nel mezzo interstellare. I fotoni emessi da una sorgente, a causa delle interazioni con la materia, percorrono cammini diversi giungendo quindi all'osservatore a tempi diversi (figura 1.6); da ciò deriva un allargamento asimmetrico degli impulsi (figura 1.6) di ampiezza:

$$\delta t_{scatt} \propto \frac{d^2}{v_{MHz}^4} \quad (1.20)$$

dove  $d$  è la distanza della sorgente dal ricevitore.

Contrariamente a ciò che accade per la dispersione, sugli effetti della quale è possibile agire per mezzo di particolari accorgimenti nelle tecniche di misura, nel caso dello scattering questo non è fattibile e l'unico modo per limitare il deterioramento del segnale è quello di osservare la sorgente ad alte frequenze.

## Allargamento dell'impulso

Il segnale emesso da una pulsar, per effetto dei fenomeni di dispersione e scattering descritti in precedenza, subisce un allargamento della larghezza dell'impulso, la cui larghezza effettiva osservata  $W_e$  è espressa dalla relazione:

$$W_e = \sqrt{W^2 + (\beta\delta t)^2 + \delta t_{DM}^2 + \delta t_{scatt}^2} \quad (1.21)$$

dove  $W$  è la larghezza intrinseca dell'impulso (calcolata a metà altezza),  $\beta$  è un parametro che tiene conto di varie caratteristiche del ricevitore (solitamente  $\beta \sim 2$ ),  $\delta t_{DM}$  è l'allargamento residuo dovuto alla dispersione (in seguito all'applicazione di particolari accorgimenti<sup>5</sup> che verranno descritti nel paragrafo 2.3.1) e  $\delta t$  è il tempo di campionamento del segnale da parte del ricevitore, il cui significato verrà fornito nel paragrafo 2.3.

<sup>5</sup>Uno degli accorgimenti che verrà affrontato nel dettaglio nel paragrafo 2.3.1 è quello di suddividere l'intervallo di frequenza  $\Delta\nu$  in tanti canali di larghezza  $\delta\nu$ , all'interno di ognuno dei quali l'effetto della dispersione è ridotto.

## 1.7 Il diagramma $B_S - P$

In questo particolare diagramma (figura 1.7) è possibile riportare tutte le pulsar di cui si conoscono  $P$  e  $\dot{P}$ , ed offre una rappresentazione grafica approssimativa ma utile per la classificazione e lo scenario evolutivo delle pulsar. In ascissa viene posto  $P$ , mentre in ordinata viene posto  $B_S$ . In particolare, il campo magnetico superficiale  $B_S$  viene calcolato con la relazione 1.7.

A Febbraio 2013, le osservazioni hanno consentito di determinare  $P$  e  $B_S$  per 1766 radiopulsar<sup>6</sup> nel campo galattico (figura 1.7); inoltre sono state rivelate 144 pulsar negli ammassi globulari<sup>7</sup>, non incluse nella figura 1.7 in quanto il potenziale gravitazionale degli ammassi può influire fortemente su  $\dot{P}$ , causando una notevole incertezza su  $B_S$ .

## 1.8 Lo scenario evolutivo delle pulsar

Con l'ausilio della figura 1.7, si può descrivere schematicamente lo scenario evolutivo delle pulsar.

### 1.8.1 Le pulsar giovani

Come già visto nel paragrafo 1.2.1, una stella di sequenza principale di massa sufficientemente elevata evolve in una stella di neutroni. Durante questo processo, la conservazione del flusso del campo magnetico e del momento angolare della stella provocano rispettivamente un aumento del campo magnetico ( $B_S \sim 10^{12}$  G) ed una diminuzione del periodo di rotazione ( $P \sim 10$  ms). Il corpo celeste così creatosi, che si va a collocare in alto a sinistra del grafico  $B_S - P$ , inizia ad emettere radiazione dai poli per *effetto faro*: è una *pulsar giovane*, e risulta visibile nella banda radio (oltre che nelle bande ad alta energia, se la pulsar è abbastanza vicina).

La radiopulsar giovane inizia a perdere energia secondo la relazione 1.1, con un conseguente aumento del proprio periodo  $P$ : la pulsar si muove orizzontalmente verso destra nel grafico  $B_S - P$ , mantenendo praticamente costante  $B_S$ . L'età caratteristica di questa giovane radiopulsar è espressa dalla relazione 1.10. Osservando la figura 1.7, la retta di colore nero indica un'età caratteristica per ciascuna pulsar pari a  $\tau_c = 10^5$  yr, ed è denominata *linea di spin-down*: tutte le pulsar che si trovano alla sinistra di questa linea, possiedono un'età caratteristica  $\lesssim 10^5$  yr e possono essere classificate come pulsar giovani.

Le  $\sim 94$  radiopulsar giovani scoperte possiedono quindi un forte campo magnetico ( $B_S \sim 10^{12}$  G), un periodo di rotazione piuttosto corto di  $\sim 10 \div 100$  ms, ed alcune di esse risultano essere associate ad un resto di supernova.

In particolare, dalla 1.10 si ottiene la relazione:

---

<sup>6</sup><http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>

<sup>7</sup><http://www.naic.edu/~pfreire/GCpsr.html>

## Galactic Field Radio Pulsar

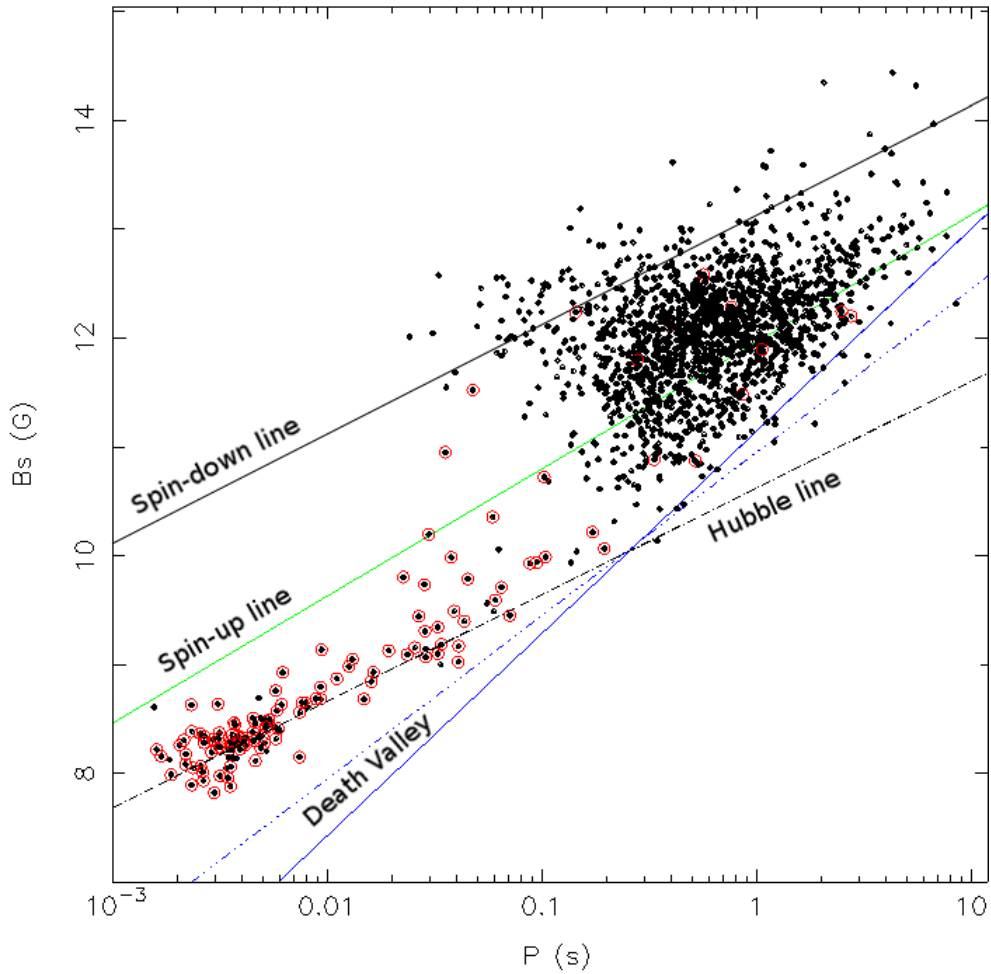


Figura 1.7: Diagramma  $B_S - P$  aggiornato a Febbraio 2013 per tutte le 1766 radiopulsar galattiche, con  $\dot{P}$  misurato e catalogato. I dati sono presi da <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>. La linea nera indica la “linea di spin-down” per un’età di  $10^5$  yr, la linea verde indica la “linea di spin-up”, la linea nera tratteggiata indica la “linea di Hubble”, mentre le due linee blu indicano la “valle della morte” (Chen e Ruderman, 1993). Le pulsar circondate da un cerchio rosso sono quelle appartenenti a sistemi binari.

$$\tau \propto \frac{P^2}{B_S^2} \quad (1.22)$$

L'equazione 1.22 indica che più è alto  $B_S$  alla nascita, più velocemente la pulsar si muove verso la destra del diagramma raffigurato in figura 1.7 (aumento del rate di spin-down).

La retta tratteggiata di colore nero in figura 1.7 indica un tempo caratteristico per ciascuna pulsar pari al tempo di Hubble ( $t_H = 1.4 \cdot 10^{10}$  yr), ed è denominata *linea di Hubble*. Per principio tutte le pulsar dovrebbero trovarsi al di sopra di questa linea, ma in realtà alcune pulsar si trovano al di sotto: il motivo risiede nel fatto che una delle ipotesi fatte nel paragrafo 1.3.1 ( $P_t \gg P_0$ ) per calcolare l'età caratteristica di una pulsar (relazione 1.10) è in alcuni casi, come per esempio per le pulsar riciclate (§1.8.3), errata.

## 1.8.2 Morte di una pulsar

Ad oggi è in atto un dibattito sul decadimento del campo magnetico  $B_S$  dopo un tempo dell'ordine dei  $\sim 10^8$  yr: dai dati non è possibile trarre una conclusione univoca.

In ogni caso, che  $B_S$  decada o meno, il movimento della pulsar nel diagramma  $B_S - P$  (figura 1.7) fa sì che prima o poi la pulsar attraversi una linea denominata "*linea della morte*" (linea di colore blu in figura 1.7), che definisce un periodo  $P \propto \sqrt{B_S}$  al di sotto del quale l'emissione nel radio si spegne. Eccezioni osservative di radiopulsar al di sotto della linea della morte (ad es. Young et al., 1999), hanno mostrato la necessità di associare a questa linea ad altre che definiscono la cosiddetta "*valle della morte*", in cui le pulsar progressivamente vanno spegnendosi: in figura 1.7 è riportata ad esempio una linea (retta tratteggiata di colore blu), teorizzata da Chen e Ruderman nel 1993. La pulsar, completamente spenta, raggiunge quindi una regione (in basso a destra della figura 1.7) denominata "*pulsar graveyard*" (cimitero delle pulsar), possiede un periodo di rotazione  $P$  dell'ordine della decina di secondi, ed un campo magnetico forse più basso di quello nativo.

## 1.8.3 Riciclaggio di una pulsar

Una radiopulsar "morta" può essere "resuscitata" se accresce materia da una stella compagna in un sistema binario. Il meccanismo di accrescimento è regolato principalmente dall'interazione tra la materia in orbita kepleriana attorno alla stella di neutroni ed il campo magnetico  $B_S$ , che diventa dominante per distanze inferiori al raggio magnetosferico<sup>8</sup>  $R_m$  (per dettagli si veda Bhattacharya e van den Heuvel, 1991, §2.7.2). La materia in accrescimento emette energia gravitazionale di accrescimento e trasferisce momento angolare alla stella di neutroni: ciò causa rispettivamente l'accensione della pulsar in banda  $X$ , e l'accorciamento del suo periodo di rotazione (noto

---

<sup>8</sup>Il raggio magnetosferico definisce una zona all'interno della quale il moto del plasma in accrescimento è dominato dal campo magnetico.

come processo di *spin-up*, in cui il periodo della pulsar raggiunge valori dell'ordine del millisecondo).

La pulsar quindi si “sposta” orizzontalmente verso sinistra del diagramma  $B_S - P$  (figura 1.7), raggiungendo la “*linea di spin-up*” (linea di colore verde in figura 1.7), che definisce il periodo di rotazione più corto raggiungibile dalla pulsar. Questo periodo, noto come *periodo di equilibrio*  $P_{eq} \propto B_S^{\frac{6}{7}} \dot{M}_{acc}$ , è definito come il periodo in cui la velocità angolare della pulsar  $\omega_{NS}$  eguaglia quella  $\omega_{R_m}$  della materia in orbita kepleriana a  $R_m$ .

Ogni ulteriore accrescimento di materia (e quindi di momento angolare) sulla stella di neutroni, che porterebbe alla condizione  $\omega_{NS} > \omega_{R_m}$ , è inibito perché la componente centrifuga prevarrebbe su quella gravitazionale: in questo caso quindi il processo di accrescimento si arresta, provocando un rallentamento della velocità di rotazione della pulsar, ossia un allungamento del periodo di rotazione (noto come processo di *spin-down*).

Una volta raggiunto  $P_{eq}$ , l'accrescimento di materia sulla pulsar procede con oscillazioni del suo periodo di rotazione attorno a  $P_{eq}$ : la pulsar oscilla avanti ed indietro in prossimità della linea di spin-up. Questa particolare pulsar che emette nella banda dei raggi- $X$ , con periodo di rotazione dell'ordine del millisecondo, è denominata *millisecond X-ray pulsar* (accretion-powered millisecond X-ray pulsar).

Successivamente, quando l'accrescimento di materia si arresta, la millisecond pulsar cessa di emettere nella banda dei raggi- $X$ , si riporta al di sopra della linea della morte (figura 1.7) e riprende ad emettere nella banda del radio (insieme a fasci di particelle relativistiche e raggi- $\gamma$ ): diventa una *millisecond radiopulsar* (o pulsar riciclata), che allunga il proprio periodo di rotazione  $P$  per effetto della relazione 1.1. La pulsar si sposta orizzontalmente verso destra, allontanandosi dalla linea di spin-up.

## 1.9 Tipi di pulsar

La figura 1.7 mostra che le pulsar conosciute non sono distribuite uniformemente nel grafico: occupano circa 4 ordini di grandezza del periodo rotazionale, e circa 6 ordini di grandezza del campo magnetico superficiale. Le pulsar pertanto possono essere distinte in due classi di oggetti: ***Pulsar ordinarie*** e ***Pulsar riciclate***.

### Pulsar ordinarie

Questo tipo di pulsar possiede  $\tau_c \lesssim 10^7 \div 10^8$  yr, e prevalentemente si allontana dal piano galattico con velocità medie  $v_m \sim 400$  km s $^{-1}$ . Le pulsar ordinarie inoltre possiedono  $B_S$  elevati ( $\sim 10^{11} \div 10^{14}$  G), periodi di rotazione medio-lunghi (da  $\sim 10$  ms a  $\sim 1$  s), e luminosità radio dell'ordine di  $\sim 10^{32}$  erg s $^{-1}$ . Secondo uno studio condotto da Kramer et al. (1998), queste pulsar mostrano duty-cycle<sup>9</sup> piuttosto piccoli (3% in media). Infine questo tipo di pulsar possiede una bassa probabilità di far parte di un sistema binario ( $\lesssim 1\%$ ).

---

<sup>9</sup>Il duty-cycle (“ciclo di lavoro”) indica il rapporto tra la larghezza equivalente di ciascun impulso ed il periodo di ripetizione degli impulsi (corrispondente al periodo di rotazione della pulsar).

Come si avrà modo di vedere ampiamente nel paragrafo 3.1, le pulsar ordinarie sono oggetti più facili da scoprire negli esperimenti cosiddetti di *search*.

### Pulsar riciclate

Questa tipologia di pulsar possiede  $\tau_c \gtrsim 10^8$  yr; la “firma” dell’età avanzata di queste pulsar è dovuta al fatto che alcune di esse si avvicinano al piano galattico, ed alcune si allontanano da esso (Toscano et al., 1999) con velocità medie  $v_m \sim 100$  km s<sup>-1</sup>. Le pulsar riciclate possiedono  $B_S$  bassi ( $\sim 10^8 \div 10^{11}$  G), periodi di rotazione corti ( $\sim 1.4 \rightarrow 200$  ms), e luminosità radio dell’ordine di  $\sim 10^{29}$  erg s<sup>-1</sup>. Inoltre, sempre secondo lo studio condotto da Kramer et al. (1998), queste pulsar mostrano duty-cycle del segnale molto grandi (21 % in media). Infine, a corroborare il modello per il riciclaggio delle pulsar (ad esempio Alpar et. al., 1982), questo tipo di pulsar possiede un’alta probabilità di far parte di un sistema binario ( $\gtrsim 70$  %).

Come si vedrà nel paragrafo 3.3, un’importante procedura che consente di determinare vari parametri fisici di una pulsar, come  $P$  e  $\dot{P}$ , è il *timing*. Questa procedura sfrutta il confronto fra i tempi di arrivo degli impulsi (ToA, Times of Arrival) di una pulsar che si ricavano dalle osservazioni, con quelli previsti da un modello teorico. I residui temporali ottenuti da questo confronto vengono minimizzati mediante la variazione dei parametri del modello teorico con una procedura di “best-fit”, al fine di ricavare i parametri fisici della pulsar osservata.

Come si avrà modo di analizzare in dettaglio nel capitolo 3, gli oggetti che permettono di fare timing di precisione sono le pulsar riciclate, in particolar modo quelle con periodo più corto ( $P \lesssim 100$  ms), in quanto si ottengono residui temporali più bassi, e quindi migliori incertezze sui parametri osservativi: infatti poiché l’incertezza sulla determinazione dei singoli ToA ( $\Delta ToA$ ) è circa  $10^3 \div 10^4$  volte più piccola di  $P$ ,  $\Delta ToA$  sarà decisamente più piccola per le pulsar con  $P$  dell’ordine del millisecondo.

Un altro motivo per il quale si ottengono residui temporali più bassi per pulsar riciclate risiede nel fatto che queste pulsar possiedono un *timing noise*<sup>10</sup> più basso delle pulsar ordinarie: per questo motivo le pulsar riciclate con  $P$  dell’ordine del ms sono dei pulsatori molto stabili, ossia degli “orologi” più precisi.

---

<sup>10</sup>I timing noise sono delle irregolarità stocastiche, nei limiti dell’attuale conoscenza a riguardo, del periodo di ripetizione degli impulsi. Questo fenomeno deturpa le soluzioni di timing.





# Capitolo 2

## Il Sardinia Radio Telescope e le sue caratteristiche

### 2.1 Strumenti e bande di osservazione dell'Astronomia

Tutto ciò che si conosce sull'Universo e sulle leggi che lo governano deriva principalmente dalla misura e dallo studio della radiazione elettromagnetica che giunge sulla Terra.

L'osservazione di ciascuna banda dello spettro elettromagnetico (figura 2.1) è resa possibile da particolari strumenti: i *telescopi*. Non tutta la radiazione elettromagnetica proveniente dallo spazio giunge sulla superficie terrestre: dalla figura 2.2 si evince che l'atmosfera terrestre è trasparente solo per le radiazioni nelle bande del visibile e del radio, mentre è opaca per le altre bande<sup>1</sup>. L'osservazione sulla superficie terrestre è limitata dunque all'uso dei *telescopi ottici* e dei *radiotelescopi*. Per le rimanenti bande dello spettro elettromagnetico l'osservazione è limitata quasi esclusivamente all'uso dei telescopi orbitali: uno dei più importanti telescopi in orbita è

<sup>1</sup>La ionizzazione dell'atmosfera provoca l'assorbimento della radiazione proveniente da un corpo celeste lontano.

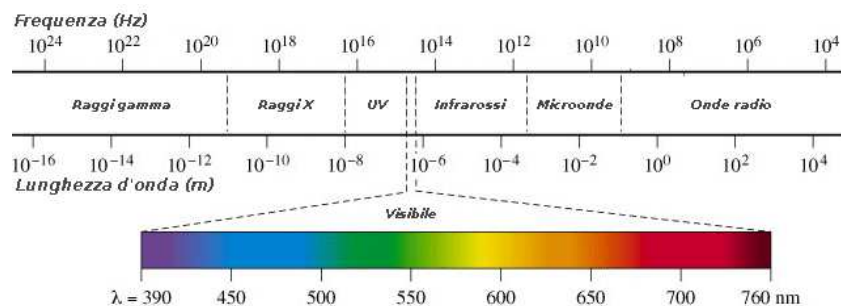


Figura 2.1: Spettro elettromagnetico con relative bande di frequenza.

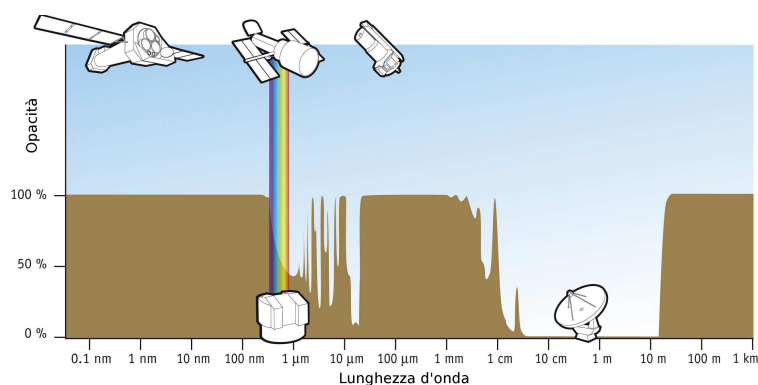


Figura 2.2: Schema dell'assorbimento atmosferico per varie lunghezze d'onda: in particolare si può notare come nella banda del radio (da  $\sim 10$  MHz fino a  $\sim 100$  GHz) la radiazione arriva sulla superficie terrestre.

l'*Hubble Space Telescope* (HST), che viene utilizzato per le osservazioni dall'infrarosso all'ultravioletto.

## 2.2 L'osservazione nella banda del radio

Il campo dell'Astronomia che si occupa dell'osservazione della radiazione elettromagnetica nella banda del radio è detto *radioastronomia*.

La banda di studio è compresa tra 10 MHz e 1 THz: in particolare, l'intervallo compreso tra 10 MHz fino a  $\sim 100$  GHz è convenzionalmente definita come banda radio, mentre l'intervallo compreso tra 100 GHz e 1 THz costituisce la "banda del millimetrico", che comprende le microonde e l'infrarosso lontano.

Le osservazioni nella parte di bassa frequenza della banda radio non sono dipendenti (come invece le osservazioni nell'ottico) né dalle condizioni meteorologiche, né dall'alternanza giorno-notte.

Il segnale proveniente dalle radiosorgenti è però molto debole, e quindi gli strumenti che ne permettono l'osservazione devono essere estremamente sensibili (§2.3): ciò rende spesso problematiche le osservazioni perché le interferenze terrestri, originate da sorgenti radio artificiali ben più potenti e vicine, vanno a sovrapporsi ai segnali degli oggetti celesti. Inoltre sopra circa i 40 GHz non è più vero che l'atmosfera diventa completamente trasparente, e quindi si rende necessario costruire radiotelescopi ad altitudini più elevate.

## 2.3 I radiotelescopi

A differenza dei telescopi classici (che osservano la luce visibile), i radiotelescopi sono antenne che operano in ricezione, e sono progettati per captare la radiazione in banda radio emessa dalle varie radiosorgenti sparse per l'Universo, come ad esempio le pulsar ed i quasar.

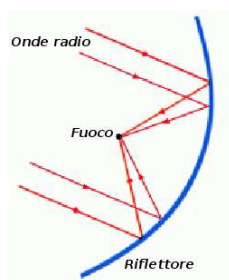


Figura 2.3: La radiazione elettromagnetica (in rosso) proveniente da un corpo celeste viene riflessa dal riflettore parabolico (in blu) nel fuoco primario.

Gli elementi caratterizzanti un radiotelescopio sono:

- **antenna** → è costituita da uno *specchio riflettore*, che convoglia e concentra il segnale radio proveniente da una radiosorgente (figura 2.3), e da una serie di *ricevitori* che captano il segnale in una determinata banda di frequenza radio, e lo convertono in un segnale elettrico.

Il riflettore è spesso (ma non obbligatoriamente) costituito da una grande parabola che convoglia la radiazione in arrivo da una radiosorgente nel suo *fuoco* primario.

Un importante parametro caratterizzante un'antenna è il *guadagno*  $G$ , che caratterizza la capacità dell'antenna di dirigere la radiazione in ingresso in una determinata direzione.

$G$  è definito mediante la relazione:

$$G = 10^{-26} \frac{m\eta_A A_g}{k_b} K Jy^{-1} \quad (2.1)$$

dove  $m$  è un fattore numerico che dipende dalla polarizzazione della radiazione incidente ( $m = 0.5$  se la radiazione incidente non è polarizzata,  $m = 1$  se l'antenna riceve tutte le componenti di polarizzazione dell'onda incidente),  $A_g$  è l'area geometrica di raccolta del segnale,  $k_b$  è la costante di Boltzmann, e  $\eta_A$  è l'efficienza complessiva dell'antenna, calcolata tenendo in considerazione tutti i fattori di degradazione del segnale in ricezione. Come si può notare dalla relazione 2.1,  $G$  dipende dalla geometria dell'antenna (direttamente da  $A_g$ ) e dalla frequenza di ricezione (tramite  $\eta_A$ ), ed è misurato in  $K Jy^{-1}$ .

Nel caso di un radiotelescopio, l'antenna è progettata affinché  $G$  sia massimo per la larghezza di banda in cui deve operare: ciò significa che la *risposta in frequenza* debba essere ottimizzata per frequenze radio.

Nel fuoco primario del riflettore viene posizionato il ricevitore (figura 2.3), progettato per captare il segnale di una determinata banda radio e convertirlo in un segnale elettrico. Poiché l'intervallo di frequenza della banda radio è molto ampio, è necessario che l'apparato ricevente sia composto da più ricevitori, ciascuno dei quali sensibile ad un determinato intervallo di frequenze  $\Delta\nu$  attorno alla frequenza centrale  $\nu_0$ : questo intervallo è noto come *banda di osservazione*,

ed è espresso in MHz. Esistono varie configurazioni in cui il segnale può essere convogliato in altri fuochi, al fine di poterne ottimizzare la ricezione e semplificare la collocazione degli strumenti per rivelarlo: una di queste configurazioni verrà descritta nel paragrafo 2.4.2.

- **back-end** → il segnale, dopo essere stato rivelato nei ricevitori, viene elaborato da un sistema di acquisizione dati: l'elettronica che effettua l'elaborazione del segnale è detta *back-end*.

Diverse tipologie di back-end utilizzati per le pulsar, con i vari parametri caratteristici, verranno descritti nel paragrafo 2.4.4: un importante parametro di questo apparato è il *tempo di campionamento*  $\delta t$  del segnale, che rappresenta il ritmo con il quale vengono campionati i dati nel sistema di acquisizione.

Questi elementi sono sostenuti da particolari strutture di sostegno, progettate per supportarne il peso ed allo stesso tempo consentirne la mobilità per l'osservazione di qualunque parte di cielo.

Il radiotelescopio più grande al mondo si trova ad Arecibo, in Porto Rico, e possiede una parabola di 300 m di diametro; in Europa invece il più grande radiotelescopio si trova a Effelsberg, in Germania, e possiede una parabola di 100 m di diametro completamente orientabile (al contrario di quella di Arecibo che è fissa).

### 2.3.1 Capacità osservative di un radiotelescopio

Le principali proprietà che caratterizzano le capacità di un radiotelescopio sono:

- **potere risolutivo** → è la capacità di distinguere oggetti fra loro angolarmente vicini;
- **sensibilità** → è la capacità di rivelare segnali deboli.

#### Il potere risolutivo ed il metodo interferometrico

Il potere risolutivo è definito dalla relazione:

$$\varphi \simeq 2.5 \cdot 10^5 \frac{\lambda}{D} \text{ arcsec} \quad (2.2)$$

dove  $\lambda$  è la lunghezza d'onda della radiazione incidente, e  $D$  è il diametro del riflettore.

Dalla relazione 2.2 si evince che per ottenere lo stesso  $\varphi$  di un telescopio ottico ( $\lambda_{\text{ottico}} \sim 10^{-7}$  m), un radiotelescopio che osserva radiazione con  $\lambda_{\text{radio}} \sim 1$  m dovrebbe possedere riflettori con diametri estremamente grandi ( $D_{\text{radio}} \sim 10^7 D_{\text{ottico}}$ ).

Sapendo dalla relazione 2.2 che  $\varphi$  è inversamente proporzionale a  $D$ , per ottenere  $\varphi$  piccoli (dell'ordine del mas) senza preoccuparsi delle dimensioni dei riflettori, si è pensato di sfruttare il *metodo interferometrico*. L'interferometria radioastronomica, sviluppata da Martin Ryle ed Antony Hewish alla fine degli anni Cinquanta (ad

esempio Ryle et al., 1959), sfrutta la possibilità di combinare i segnali di più radiotelescopi, con il vantaggio che  $\varphi$  non dipende dal diametro dei singoli riflettori, ma dalla loro distanza. Attualmente quasi tutti i radiotelescopi sono in grado di utilizzare il metodo interferometrico.

Il più grande raggruppamento di radiotelescopi del mondo è il *Very Large Array* (VLA), che si trova negli USA, a Socorro (Nuovo Messico). In Italia invece l'interferometria radioastronomica verrà attuata attraverso la rete *Italian Very Long Baseline Interferometry* (I-VLBI), costituita da tre radiotelescopi che opereranno anche come parte del VLBI mondiale: due di media dimensione ( $D = 32$  m) già operativi a Medicina (BO) ed a Noto (SR), ed uno di dimensione maggiore ( $D = 64$  m) in fase di ultimazione a San Basilio (CA), il Sardinia Radio Telescope (SRT), che verrà discusso nel paragrafo 2.4.

### Formula di sensibilità (formula del radiometro)

La densità di flusso minima di una radiosorgente osservabile da un radiotelescopio è rappresentata dalla cosiddetta *sensibilità*  $S_{min}$  del sistema di osservazione usato.

Data una pulsar dotata di periodo di rotazione  $P$ , il valore di  $S_{min}$  può essere stimato con buona approssimazione con la formula del radiometro, espressa dalla relazione:

$$S_{min} \simeq \sigma \frac{T_{sys} + T_{sky}}{G \sqrt{N_p} \Delta t \Delta \nu_{MHz}} \sqrt{\frac{W_e}{P - W_e}} \text{ mJy} \quad (2.3)$$

dove  $\sigma$  è il rapporto segnale-rumore che si desidera per considerare la sorgente come davvero rivelata,  $G$  è il guadagno dell'antenna,  $W_e$  è la larghezza effettiva dell'impulso osservato (relazione 1.21),  $\Delta \nu_{MHz}$  è la banda di frequenza osservata (espressa in MHz), e  $\Delta t$  è il tempo di integrazione di ogni singola osservazione, espresso in secondi (§3.1.4).

Per minimizzare  $S_{min}$ , e quindi aumentare la sensibilità, si deve intervenire direttamente sui vari parametri della relazione 2.3.

I parametri non descritti in precedenza sono:

- $T_{sys} \rightarrow$  è un parametro strumentale e definisce la *temperatura di rumore* (espressa in K) delle varie componenti del sistema ricevente;
- $N_p \rightarrow$  è un parametro strumentale che definisce il *numero di polarizzazioni* del segnale che lo strumento è in grado di osservare, e dipende dalle caratteristiche dei ricevitori;
- $T_{sky} \rightarrow$  è un parametro osservativo e definisce la *temperatura di fondo del cielo*, che dipende dalla zona di cielo osservata. Sapendo che  $T_{sky}$  è tabulata<sup>2</sup> e dipende dalla frequenza di osservazione attraverso la relazione  $T_{sky} \propto \nu^{-2.7}$  (Lawson et

---

<sup>2</sup>Si può conoscere  $T_{sky}$  alla frequenza  $\nu = 408$  MHz attraverso il software *tt408*, semplicemente inserendo in ordine la longitudine e la latitudine galattica della sorgente osservata.

al., 1987), è possibile stimarla per ogni zona del cielo osservata e per qualunque frequenza attraverso la relazione:

$$T_{sky} = T_{sky, 408 MHz} \left( \frac{\nu_{MHz}}{408 MHz} \right)^{-2.7} \quad (2.4)$$

### Come aumentare la sensibilità

Dalla formula del radiometro (relazione 2.3) si può intervenire sui singoli parametri per minimizzare  $S_{min}$ , e quindi aumentare la sensibilità: in particolare, per fare ciò è necessario compensare gli effetti di degradazione del segnale, mediante la minimizzazione di  $W_e$  (relazione 1.21).

Proprio dalla relazione 1.21 si può pensare di intervenire sulla componente non intrinseca del duty-cycle (§1.9), stando attenti al fatto che un maggior duty-cycle diminuisce la sensibilità, rendendo più difficile la rivelazione delle pulsar al millisecondo.

Inoltre si può pensare di diminuire il tempo di campionamento del segnale  $\delta t$  (§2.3), stando attenti al fatto che un'eccessiva diminuzione aumenta la mole di dati da analizzare.

Infine si può intervenire sugli effetti del mezzo interstellare, mediante l'aumento della frequenza di osservazione  $\nu_{MHz}$ , stando attenti al fatto che la densità di flusso media di una pulsar diminuisce all'aumentare di  $\nu_{MHz}$  (relazione 1.16), e quindi impedisce osservazioni per frequenze troppo elevate. In particolare, attraverso la relazione 1.19 si può pensare di intervenire su  $\Delta\nu_{MHz}$ , che è direttamente proporzionale a  $\Delta t_{DM}$ : per evitare che  $\Delta t_{DM}$  sia maggiore del periodo della pulsazione stessa, si è pensato di suddividere questa banda in tanti intervalli  $\delta\nu_{MHz}$  denominati *canali*. Quindi la relazione 1.19 diventa:

$$\Delta t_{DM} = 8.3 \cdot 10^3 DM \frac{\delta\nu_{MHz}}{\nu_{MHz}^3} \quad (2.5)$$

Riassumendo, per avere una buona sensibilità, alle pulsar si devono effettuare osservazioni a  $\nu_{MHz}$  non troppo elevate (tipicamente nell'intervallo 100 MHz ÷ 10 GHz) e con la massimizzazione dei seguenti rapporti:

- $\frac{\Delta t}{\delta t}$  (risoluzione temporale), al fine di aumentare il rapporto segnale-rumore e diminuire  $W_e$ , stando attenti a non scegliere  $\delta t$  troppo bassi, che porterebbe ad un'eccessiva mole di dati da elaborare;
- $\frac{\Delta\nu}{\delta\nu}$  (risoluzione in frequenza), mediante l'aumento della banda di frequenze osservata  $\Delta\nu$  e la sua suddivisione in un elevato numero di canali di frequenza  $\delta\nu$ ; anche in questo caso si deve stare attenti all'eccessiva mole di dati da elaborare, causata da un numero troppo elevato di canali.



Figura 2.4: Immagine del radiotelescopio SRT.

## 2.4 Il Sardinia Radio Telescope (SRT)

In questo lavoro di Tesi si discuterà di osservazioni da compiersi con il *Sardinia Radio Telescope* (SRT) (figura 2.4): questo radiotelescopio, attualmente in fase di collaudo strumentale, si trova a San Basilio, distante circa 40 km da Cagliari.

Tra le caratteristiche più importanti di SRT si possono menzionare:

- copertura continua in frequenza nell'intervallo  $0.3 \div 100$  GHz;
- 6 posizioni focali, capaci di alloggiare fino a 18 ricevitori (4 attualmente installati, altri in progetto);
- superficie riflettente attiva.

Il riflettore pesa circa 1600 tonnellate ed è sostenuto da una travatura di sostegno alta circa 30 m. L'intera struttura, dal peso di circa 3000 tonnellate, poggia su fondamenta di cemento armato a forma di raggiera, con dimensioni di 40 m di diametro e 6.5 m di profondità, al centro del quale è posto un alloggiamento per il passaggio dei cavi e per l'installazione del sistema di sostegno in acciaio e di movimento.

Il sistema di movimento dell'SRT invece è composto da:

- una ruota circolare, del diametro di 40 m, per il puntamento in azimuth; la velocità massima di rotazione è compresa nell'intervallo  $0.425 \div 0.85$   $s^{-1}$ , a seconda del vento presente;
- una travatura di forma conica, solidale con il riflettore, per il puntamento in elevazione; la velocità di rotazione è  $< 0.5$   $s^{-1}$ , a seconda del vento presente.

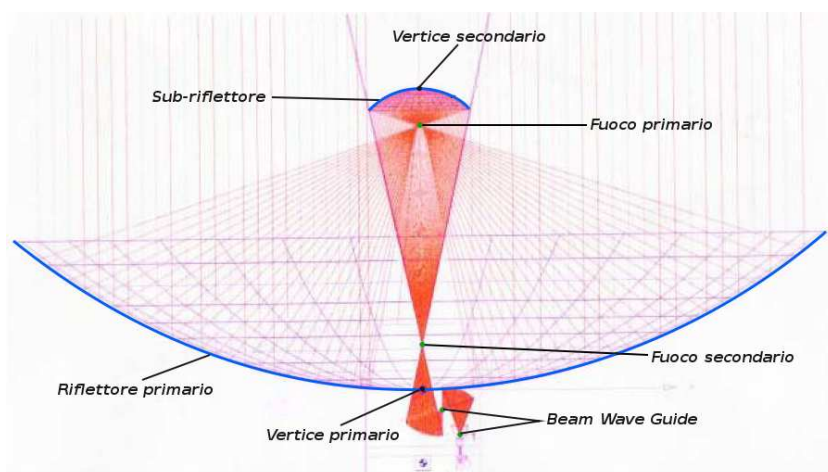


Figura 2.5: Configurazione gregoriana dell'SRT e relativa configurazione ottica; i punti neri indicano i vertici, i punti verdi indicano i fuochi.

### 2.4.1 I riflettori

Il Sardinia Radio Telescope è di tipo *gregoriano* (figura 2.5), in cui il segnale subisce una doppia riflessione:

- la prima riflessione avviene in un riflettore primario a sezione grosso modo parabolica, nel cui fuoco primario viene convogliato il segnale;
- la seconda riflessione avviene in un secondo riflettore (il *sub-riflettore*) a sezione ellittica, situato sull'asse ottico oltre il fuoco del riflettore primario, che convoglia il segnale verso il fuoco secondario (fuoco gregoriano).

In particolare la configurazione gregoriana dell'SRT è di tipo “shaped”: come si può notare in figura 2.5, viene creata una zona di campo nullo nella regione centrale del riflettore primario, allo scopo di ottimizzare le osservazioni in fuoco gregoriano. Il riflettore primario dell'SRT, del diametro di 64 m, è costituito da 1008 pannelli di alluminio sorretti da una travatura reticolare posteriore, al cui vertice è posto l'alloggiamento per la strumentazione relativa al fuoco gregoriano e per un ulteriore sistema ottico (§2.4.2). Al fine di utilizzare SRT alle frequenze più alte ( $23 \div 100$  GHz), la superficie del riflettore primario è “*attiva*”: ciò significa che sul retro del riflettore sono installati 1116 attuatori elettromeccanici che, agendo sui singoli pannelli, permettono di compensare tutte le possibili fonti di deformazione della superficie parabolica (effetti gravitazionali, vento e gradienti termici).

Il sub-riflettore, del diametro di circa 8 m, è costituito da 49 pannelli sostenuti da una travatura reticolare posteriore, e dotato di 7 attuatori elettromeccanici che ne permettono l'orientazione. La travatura del riflettore primario sorregge il riflettore secondario, posto a circa 24 m di distanza, tramite il quadrupode (figura 2.6), una struttura composta da quattro travi inclinate di  $45^\circ$ . Al sub-riflettore è ancorato un *posizionatore mobile*: questo apparato è dotato di sistemi elettromeccanici per il movimento spaziale dei ricevitori che sono posizionati nel fuoco primario, consentendo



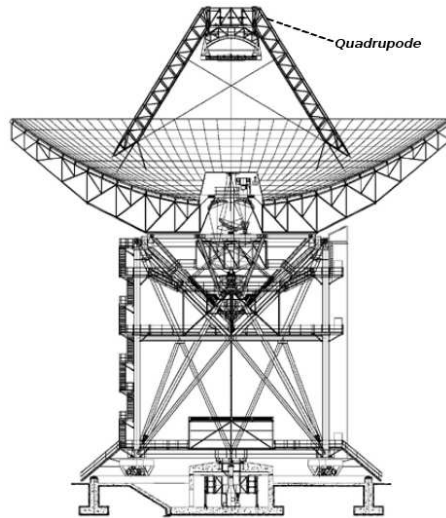


Figura 2.6: Prospetto frontale del radiotelescopio SRT.

l'inseguimento della posizione focale ottimale; inoltre il posizionatore mobile serve a spostare i riflettori di fuoco primario, posizionati davanti allo specchio secondario, quando si vuole utilizzare il fuoco gregoriano. Il sub-riflettore, il quadrupode di sostegno, i cavi di irrigidimento ed il posizionatore dei ricevitori, realizzano nel complesso un'ostruzione del  $\sim 6\%$  sull'area geometrica del riflettore primario.

## 2.4.2 Ottica di SRT

Oltre al fuoco primario e secondario (gregoriano), dalla figura 2.5 si evince che in SRT sono presenti altre posizioni focali: la disponibilità di molti fuochi operativi permette una maggiore libertà nella scelta dei ricevitori da utilizzare (§2.4.3).

Più precisamente le posizioni focali sono sei:

- una posizione nel fuoco primario;
- una posizione nel fuoco gregoriano;
- due posizioni nei due Beam Wave Guide (BWG).

Il fuoco primario si trova presso l'apice del quadrupode, e per poterlo utilizzare è installato il posizionatore mobile: la configurazione gregoriana consente di accedere a questo fuoco senza dover spostare lo specchio secondario. Le frequenze per le quali è previsto l'utilizzo di questo fuoco sono comprese nell'intervallo  $0.3 \div 22$  GHz.

Il fuoco gregoriano si trova circa 3.5 m sopra il vertice primario (figura 2.5), ed in esso è installata una struttura cilindrica di osservazione mobile composta da 8 alloggiamenti per 7 ricevitori<sup>3</sup>: attraverso la rotazione attorno all'asse del cilindro, è possibile selezionare il feed da porre in corrispondenza dell'area focale. Le frequenze

---

<sup>3</sup>L'ottavo alloggiamento è lasciato vuoto per permettere alla radiazione di procedere verso le posizioni focali di Beam Wave Guide (BWG).

Tabella 2.1: Caratteristiche principali delle 4 bande riceventi iniziali di SRT. Attualmente non si dispongono di valori certi di  $T_{sys}$  e  $G$ . Il ricevitore in banda S ad oggi è in via di sviluppo.

Banda	Beam	$\nu_0$ (MHz)	$T_{sys}$ (K)	$G$ (K Jy <sup>-1</sup> )	$\Delta\nu$ (MHz)	$\varphi$ (arcsec)
P	1	357.5	65	0.63	80	3275.70
L	1	1550	21	0.64	400	755.53
C	1	6700	24	0.76	2000	174.79
K	7	22250	71	0.66	2000 <sup>(a)</sup>	52.69
S <sup>(b)</sup>	5	3000	20	0.64	2000	390.36

<sup>a</sup> In futuro si spera che possa essere disponibile  $\Delta\nu$  più largo (8000 MHz).

<sup>b</sup> Il ricevitore in banda S ad oggi è in via di sviluppo.

per le quali è previsto l'utilizzo di questo fuoco sono comprese nell'intervallo  $7.5 \div 100$  GHz.

Il *Beam Wave Guide* (BWG) è posizionato sotto il vertice primario, ed è composto da cinque specchi “quasi ellittici” in configurazione shaped, che forniscono quattro fuochi: lo specchio centrale (del diametro di  $\sim 4$  m) è mobile e riceve direttamente il fascio dal fuoco gregoriano, mentre gli altri quattro specchi (del diametro di  $\sim 3$  m) sono fissi e ricevono il fascio riflesso dallo specchio centrale. Attualmente le frequenze previste per questa struttura sono comprese nell'intervallo  $4.3 \div 7.5$  GHz, estendibile in futuro a  $1.4 \div 22$  GHz: il limite inferiore di tale intervallo dipende dalla dimensione massima del ricevitore alloggiabile in BWG, mentre il limite superiore dipende dall'accuratezza che si riuscirà effettivamente ad ottenere per la superficie dei vari specchi. L'accuratezza superficiale di tutto l'apparato degli specchi consente l'uso del BWG fino a 32 GHz.

### 2.4.3 Front-end

Il sistema di ricezione del segnale dell'SRT è denominato catena di *front-end*. In questo apparato, le frequenze di osservazione previste per SRT sono state pensate per garantire la copertura continua nell'intervallo di frequenza  $0.3 \div 100$  GHz, ad eccezione delle frequenze più basse a causa di interferenze prodotte da segnali originati dall'uomo. La copertura è garantita dai ricevitori, e per ogni frequenza sono disponibili e selezionabili diverse larghezze di banda istantanee, selezionabili all'interno della banda passante totale del singolo ricevitore. Per i ricevitori a più alta frequenza, che hanno larghezze di banda ben maggiori di 2 GHz, è predisposta la possibilità di avere accesso a tutta la banda del ricevitore. Per i ricevitori a bassa frequenza, la larghezza effettiva di 150 MHz dipenderà dalle interferenze.

I segnali ricevuti dal front-end vengono quindi eventualmente convertiti ed inviati al back-end (§2.4.4) per l'elaborazione.

I sistemi riceventi attualmente montati e disponibili ad SRT sono riportati nella tabella 2.1: in particolare, i valori della  $T_{sys}$  in tabella 2.1 si riferiscono all'antenna con un'elevazione di  $40^\circ$ .

Dalla relazione 2.1, si ottiene il seguente valore per SRT da utilizzarsi nella formula per il guadagno  $G$ :

$$10^{-26} \frac{mA_g}{k_b} \approx 1.166 \quad (2.6)$$

#### 2.4.4 Back-end per pulsar

I back-end per le pulsar sono tipicamente degli spettrometri, poiché quando si osservano pulsar è necessario, per correggere gli effetti del mezzo interstellare, suddividere la banda passante in un grande numero di canali in frequenza (§2.3.1). In seguito il segnale viene ripiegato in intervalli di tempo fissi (folding, §3.1.4) oppure viene semplicemente campionato con un certo rate selezionato dall'utente.

In particolare, i back-end disponibili per le pulsar, attualmente installati nella stanza di controllo di SRT, sono tre *multifunzione*:

- *Digital Filter Bank* (DFB);
- *Analogue Filter Bank* (AFB);
- *Sistema Roach*.

Questi multifunzione sono studiati per operare in tre modi osservativi differenti:

- *folding mode* (per DFB e Roach);
- *search mode* (per DFB, AFB e Roach);
- *baseband recording mode* (per Roach).

Per dettagli riguardo le procedure di folding e search, si rimanda al capitolo 3. I dati elaborati dal back-end vengono trasferiti ad un pc esterno: la rapidità di elaborazione e trasferimento consente di visualizzare i dati in maniera quasi istantanea. L'interfaccia utente di SRT è composta dai software di controllo dell'antenna, attualmente in fase di sviluppo.

Nel seguito si procede alla descrizione delle caratteristiche dei 3 back-end menzionati.

#### Digital Filter Bank

Il *Digital Filter Bank* (DFB) è un back-end digitale sviluppato per ricevitori a polarizzazione singola e doppia, e consente di fornire sia la polarizzazione, sia lo spettro di potenza per ciascuna polarizzazione (intensità totale). Il segnale in ingresso viene prefiltrato in sottobande tramite un particolare filtro ad alto isolamento e bassa interferenza, e quindi campionato ad 8 bit.

In particolare, la banda di frequenza in ingresso è selezionabile dall'utente nell'intervallo di frequenza  $8 \div 1024$  MHz, mentre il numero massimo dei canali  $n_{chan,max}$  (8192) dipende dal tipo di modo osservativo utilizzato, dalla banda di frequenza e dalla polarizzazione.

Ciascun DFB può lavorare in due modi osservativi differenti: il *Pulsar Folding Mode*

Tabella 2.2: *Modi di funzionamento del PFM per il DFB*

$n_{bin}$	$\Delta\nu$ (MHz)	$n_{chan}$
128	64	512/1024/2048
256	64	512/1024/2048
512	64	512/1024/2048
256	256	1024/2048
512	256	512/1024/2048
512	512	512/2048
256	1024	2048
512	1024	512/1024/2048

(PFM) ed il *Pulsar Search Mode* (PSM).

Il PFM è progettato per osservare pulsar con periodi di rotazione  $P$  noti, ed il segnale su ogni canale è ripiegato con costante di tempo  $P$ . A causa del basso segnale proveniente da una pulsar, è importante sommare i profili in fase al fine di aumentare il segnale e diminuire il rumore, ottenendo una serie di cosiddetti profili integrati (§3.1.4).

I principali parametri di configurazione del PFM sono:

- il numero di bin temporali in cui il periodo è diviso ( $n_{bin}$ );
- il numero di canali di frequenza ( $n_{chan}$ );
- la banda di frequenza ( $\Delta\nu$ ).

Per i dettagli su questi parametri, si rimanda al capitolo 3.

I modi di funzionamento del PFM sono riportati nella tabella 2.2.

Il PSM è usato per ricercare nuove pulsar e per studiare impulsi singoli. Lo spettro non è dunque “ripiegato” in tempo, ed in uscita si ha una serie temporale per ogni canale.

I principali parametri di configurazione sono:

- il tempo di campionamento ( $\delta t$ );
- il numero di canali di frequenza ( $n_{chan}$ );
- il numero di bit ( $N_{bit}$ );
- il numero di polarizzazioni ( $N_p$ ).

Il tasso minimo di campionamento dipende dalla configurazione e dalla potenza computazionale richiesta (un valore tipico è  $100 \mu s$ ), ed il numero massimo di canali di frequenza è 8192.

I modi di funzionamento del PSM sono riportati nella tabella 2.3.

L’output di DFB per ogni osservazione è un file di tipo “fits”, che contiene tutte le informazioni sull’osservazione e i dati. È importante far notare come DFB non

Tabella 2.3: *Modi di funzionamento del PSM per il DFB*

$\Delta\nu$ (MHz)	$n_{chan}$
16	512
64	512
64	256
256	512
256	1024
256	128
512	512
512	128
1024	512

esegua la de-dispersione (per dettagli si veda il paragrafo 3.1.1): questo processo viene effettuato da programmi esterni<sup>4</sup>.

### Analogue Filter Bank

L'*Analogue Filter Bank* (AFB) è un back-end analogico. Quest'unità lavora nell'intervallo di frequenza  $1300 \div 1800$  MHz, ed è composta da 1024 canali ( $n_{chan}$ ), ciascuno con  $\Delta\nu = 512$  kHz, per entrambe le polarizzazioni. Questo particolare back-end campiona il segnale in tutti gli  $n_{chan}$  in parallelo, con  $\delta t$  (per ciascun  $n_{chan}$ ) selezionabile dall'utente nell'intervallo  $50 \div 1000$   $\mu s$ : per ogni singolo canale viene prodotta una serie temporale.

Questo tipo di strumento è tecnologicamente più datato, ma più utile per fornire dati "grezzi" da studiare in tempi rapidi. L'AFB è indicato soprattutto per effettuare le search (§3.1).

### Sistema Roach

Il *Sistema Roach* opera in *baseband recording mode*, ossia consente di registrare il segnale in banda base e campionare completamente (cioè alla frequenza di Nyquist) le informazioni sulla sua fase ed ampiezza.

I dati campionati sono adatti ad ogni tipo di analisi scientifica a posteriori: i dati infatti sono completamente "grezzi", piuttosto che collassati in canali di frequenza o sottointegrazioni temporali. Questo processo è dunque il più flessibile a disposizione di un utente, ma è anche molto dispendioso a livello computazionale e richiede capacità di campionamento dati molto elevate, dell'ordine di 1 TB per ogni ora di osservazione. Il numero dei canali in frequenza ed il ritmo di campionamento temporale viene scelto dall'utente, così come la banda di frequenza (il cui valore massimo consentito è pari ad 1 GHz).

---

<sup>4</sup>La de-dispersione viene effettuata all'interno del software PSRCHIVE, mediante i programmi pav, pam e pazi.



# Capitolo 3

## Nozioni di base sulla ricerca e timing delle pulsar

In questo capitolo verranno affrontati i vari metodi d'indagine per la ricerca e l'analisi delle pulsar alla base di questo lavoro di Tesi, ossia la procedura di *search* (§3.1) e di *timing* (§3.3). Inoltre si descriveranno i parametri osservativi e strumentali che devono essere utilizzati per programmare le *survey* (§3.2).

### 3.1 La procedura di search

La ricerca delle pulsar (*search* in inglese) consiste nell'individuare degli impulsi “dispersi”, immersi in un segnale in cui il rumore è dominante.

La procedura principale utilizzata per rivelare la periodicità di un segnale pulsato proveniente da una ipotetica pulsar, di cui non si conoscono periodo e misura di dispersione  $P$  e  $DM$ , viene denominata *standard search* (ricerca standard), ed è strutturata in una sequenza di operazioni.

La prima fase di questa procedura è la *dedispersione* del segnale (§3.1.1), che produce tante serie temporali dedisperse quanti sono i valori di prova  $DM_i$  utilizzati.

La seconda fase consiste nella ricerca di un segnale periodico, per ciascuna serie temporale, mediante lo spettro di potenza, ricavato dalla *Fast Fourier Transform*, FFT (§3.1.2), della serie temporale stessa.

La terza ed ultima fase consiste nell'effettuare la procedura del *folding* (§3.1.4), in cui la serie temporale viene ripiegata su se stessa, al fine di far emergere il segnale pulsato proveniente dalla pulsar rispetto al rumore di fondo.

#### 3.1.1 La dedispersione

Come già descritto nel paragrafo 1.6.1, la dispersione causa delle differenze nel tempo di arrivo degli impulsi a differenti frequenze, con conseguente allargamento temporale  $\Delta t_{DM}$  dell'impulso (relazione 1.21). Per poter rimuovere questo effetto, si effettua la *dedispersione*.

Come mostrato nella figura 3.1, questo procedimento consiste nei seguenti passi:

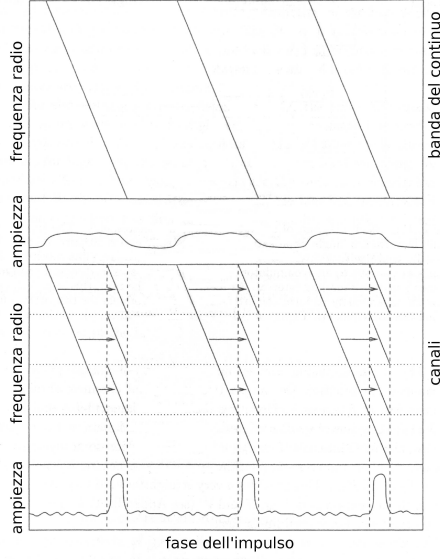


Figura 3.1: *Dispersione di una pulsar e processo di dedispersione. La semplice rivelazione dell'impulso su una determinata banda di frequenza produce un profilo allargato (pannello superiore). Dividendo la banda in piccoli canali  $n_{chan}$  ed applicando ad essi l'appropriato ritardo, si riduce nettamente l'allargamento e si aumenta il rapporto segnale-rumore (pannello inferiore).*

1. si acquisisce un insieme di serie temporali, una per ciascuno dei  $n_{chan}$  canali in frequenza di ampiezza  $\delta\nu$  in cui si è divisa la banda di osservazione;
2. si ipotizza una misura di  $DM$  e si calcolano i ritardi temporali di un ipotetico impulso in ogni canale rispetto ad una frequenza di riferimento, secondo la relazione 1.17;
3. si applicano i ritardi calcolati al punto 2 a tutte le serie temporali di cui al punto 1;
4. si sommano le serie temporali, al fine di ottenere un'unica serie temporale dedispersa.

Non essendo noto  $DM$ , si utilizzeranno diversi valori di prova  $DM_i$ , e per ciascuno di essi verrà prodotta una serie temporale dedispersa. L'intervallo tra i vari  $DM_i$  deve essere scelto scrupolosamente, poiché un  $DM_i$  distante da  $DM_{vero}$  di un valore  $\Delta DM$  provoca un aumento dell'ampiezza dell'impulso  $W_e$ , con conseguente diminuzione della sensibilità.

$W_e$  infatti risulta essere pari a:

$$W_e = \sqrt{W^2 + \left( 8.3 \cdot 10^3 \cdot |\Delta DM| \cdot \frac{\delta\nu_{MHz}}{\nu_{MHz}^3} \right)^2} \text{ s} \quad (3.1)$$

dove  $W$  è la larghezza intrinseca dell'impulso,  $\delta\nu_{MHz}$  è l'ampiezza di ogni singolo canale in cui la banda di osservazione  $\Delta\nu_{MHz}$  (di centro  $\nu_{MHz}$ ) è suddivisa.



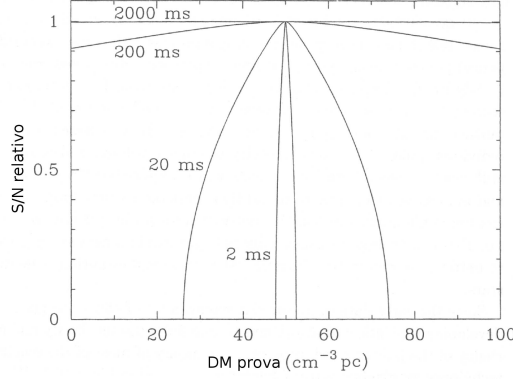


Figura 3.2: Esempio di andamento del rapporto segnale-rumore in funzione di  $DM_i$ , per un'osservazione a  $\nu = 430$  MHz e  $\Delta\nu = 8$  MHz. Ogni curva corrisponde ad un impulso di differente periodo. Il valore vero di  $DM$  è pari a  $50 \text{ cm}^{-3}\text{pc}$ , ed il duty cycle è pari a circa il 5%. Il grafico mostra come il rapporto segnale-rumore diminuisca allontanandosi da  $DM_{\text{vero}}$ , tanto più rapidamente quanto più piccolo è il periodo di rotazione.

Dalla relazione 2.3 si evince l'esistenza di una proporzionalità tra il rapporto segnale-rumore  $\sigma$ , il periodo di rotazione  $P$  e l'ampiezza dell'impulso  $W_e$ ; ossia:

$$\sigma \propto \sqrt{\frac{P - W_e}{W_e}} \quad (3.2)$$

La combinazione della relazione 3.1 con la relazione 3.2 consente di poter calcolare la variazione di  $\sigma$  in funzione di  $\Delta DM$ , ottenendo un grafico, dove si pone in ascissa  $DM_i$  ed in ordinata  $\sigma$  calcolato per ciascun  $DM_i$  (figura 3.2).

Le  $DM_i$  vengono scelte in base al tempo di campionamento  $\delta t$  e  $n_{\text{chan}}$  attraverso la relazione:

$$DM_i = 1.205 \cdot 10^{-7} (i - 1) \delta t \left( \frac{\nu_{\text{MHz}}^3}{\delta \nu_{\text{MHz}}} \right)^2 \text{ cm}^{-3}\text{pc} \quad (3.3)$$

Nel caso in cui  $i = 1$ , la serie temporale prodotta permette di individuare le interferenze, essendo queste di natura locale rispetto all'osservatore e quindi non disperse. Quando  $i = n_{\text{chan}} + 1$ , si raggiunge un valore di  $DM$  denominato *diagonale*, in cui il ritardo totale lungo la banda è pari a  $n_{\text{chan}} \cdot \delta t$  e  $W_e$  (per ciascun canale in frequenza) risulta essere uguale a  $\delta t$ : proprio per questo motivo, quando si raggiunge il valore diagonale, durante il processo di dedispersione, si raddoppia  $\delta t$  per evitare di avere un segnale sovracampionato.

### 3.1.2 La trasformata di Fourier

Ciascuna serie temporale dedispersa viene sottoposta ad una *trasformata di Fourier*. Questo algoritmo, applicato alla ricerca di pulsar, consente, passando dal dominio dei tempi a quello delle frequenze, di individuare la periodicità di un segnale immerso nel rumore di fondo, spesso dominante rispetto al segnale stesso, attraverso la produzione

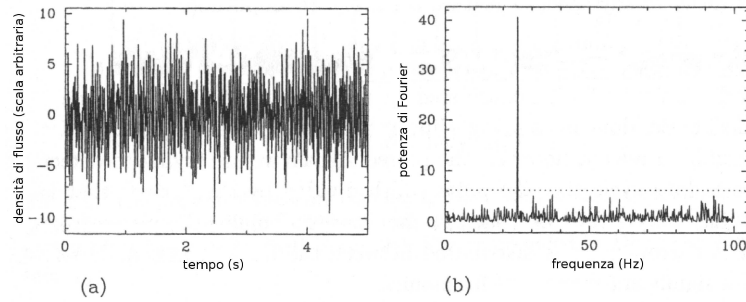


Figura 3.3: (a) una serie temporale estremamente disturbata dal rumore, contenente un segnale di 25 MHz; (b) lo spettro di potenza relativo a questa serie temporale.

dello *spettro di potenza*, ossia la distribuzione della potenza del segnale in funzione della frequenza.

Sapendo che la potenza spettrale di un segnale equivale alla sua potenza totale, è completamente equivalente calcolarla nello spazio delle frequenze o dei tempi.

Se un segnale continuo dipendente dal tempo  $f(t)$  possiede una periodicità coerente, nello spettro di potenza si osserva una delta di Dirac: in questo modo quindi la trasformata di Fourier consente di individuare una periodicità, anche se il segnale è molto complesso. Tuttavia nel caso reale il segnale ricevuto dalla pulsar non è continuo, ma discreto in un intervallo di tempo  $T$ , non consentendo di poter fare alcun tipo di analisi con una trasformata di tipo continuo. La soluzione quindi viene fornita dalla *Discrete Fourier Transform* (DFT, trasformata discreta di Fourier), che per trasformare una serie temporale di  $N$  punti richiede nominalmente un numero di operazioni pari a  $N^2$ . Fortunatamente è stato scoperto un algoritmo, la *Fast Fourier Transform* (FFT, trasformata veloce di Fourier), che richiede un numero di operazioni inferiore, pari a  $N \cdot \log_2 N$ .

Si supponga che il segnale della pulsar sia una serie di pulsazioni quasi-sinusoidali di periodo  $P$ , ed il rumore di fondo sia di tipo Gaussiano. Come si evince dalla figura 3.3, effettuando una trasformata di Fourier sul segnale complessivo si ottiene lo spettro di potenza del segnale in funzione della frequenza. In questo processo il rumore di fondo resta Gaussiano, mentre il segnale periodico, non essendo perfettamente sinusoidale, origina una serie di impulsi estremamente stretti, di potenza diversa: il più intenso si trova in corrispondenza della frequenza fondamentale dell'impulso, mentre gli altri sono le armoniche.

Nel caso specifico delle pulsar, le armoniche successive danno un contributo rilevante: nell'applicare la trasformata di Fourier, l'intensità dell'impulso va a distribuirsi tra la frequenza fondamentale e le sue armoniche, e quindi all'aumentare del numero delle armoniche diminuisce la potenza del segnale nell'armonica fondamentale. Inoltre, poiché il numero di armoniche presenti nello spettro di potenza del segnale della pulsar risulta essere inversamente proporzionale al duty cycle, ossia  $n_{arm} \propto \frac{P}{W_e}$ , per un segnale periodico quasi-sinusoidale domina la componente fondamentale, con la presenza di poche e piccole armoniche successive. Per un segnale stretto come quello di una pulsar, il contenuto armonico diventa importante: infatti alla luce dell'analisi

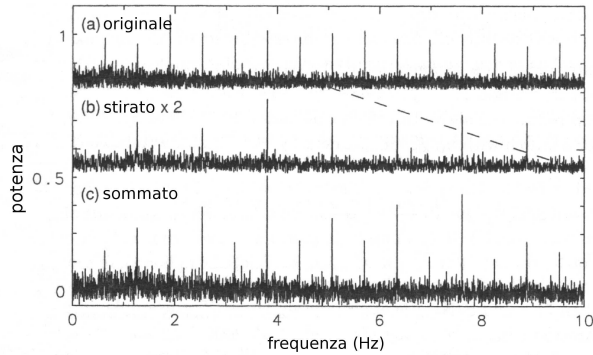


Figura 3.4: *Processo di somma armonica illustrata nello spettro di potenza di un'osservazione della pulsar PSR B2303 + 30.*

effettuata nel paragrafo 1.9, per le pulsar ordinarie  $n_{arm} \gtrsim 30$ , mentre per le pulsar riciclate  $n_{arm} \sim 5$ .

Per recuperare la potenza del segnale distribuita nelle varie armoniche, allo spettro di potenza si applica la tecnica della *somma armonica incoerente*, che consiste nel moltiplicare la scala delle frequenze per  $2^x$  e sommare lo spettro risultante allo spettro originale. Come si evince dalla figura 3.4, in questo modo alla frequenza fondamentale del segnale vengono sommate le  $2^x$ -esime armoniche, recuperando buona parte dell'ampiezza originaria del segnale. Il vantaggio di questa tecnica risiede nel fatto che, operando nel dominio delle frequenze, il segnale si somma linearmente, mentre il rumore aumenta solo di un fattore pari a  $\sqrt{2^x}$ .

### 3.1.3 Il sorting dei candidati e l'antitrasformata

Dopo aver applicato a ciascuna serie temporale la FFT e la somma armonica incoerente, si ottiene un insieme di spettri di potenza, uno per ogni  $DM_i$ .

A questo punto si applica la procedura del *sorting*, in cui i picchi degli spettri di potenza vengono raggruppati assieme alle loro armoniche (multipli e sottomultipli del periodo del candidato) e vengono selezionati quelli con il più alto rapporto segnale-rumore spettrale; inoltre si confrontano i candidati che hanno uno stesso periodo in modo da non avere lo stesso candidato riproposto più volte con rapporti segnale-rumore diversi.

Una volta effettuato il sorting, si raggruppano i picchi selezionati per intervalli in  $DM$  e per ogni picco selezionato si effettua l'antitrasformata delle componenti complesse di Fourier per la frequenza fondamentale e per le sue armoniche, e si ricostruisce il profilo dell'impulso. Per ciascun profilo si calcola il rapporto segnale-rumore e si procede all'archiviazione dei picchi con il più alto rapporto segnale-rumore ricostruito. Questo insieme di picchi costituisce la "rosa" di candidate pulsar.

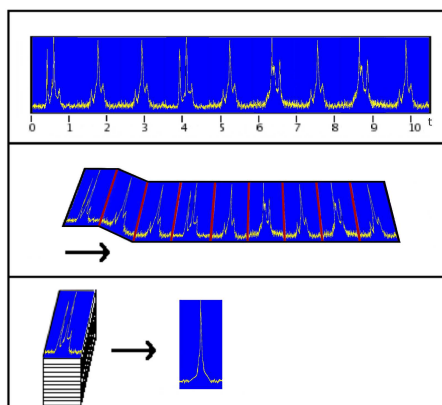


Figura 3.5: Schematizzazione della procedura di folding temporale: si può notare come ogni sottointegrazione venga ripiegata su se stessa, al fine di ottenere un profilo integrato con rapporto segnale-rumore maggiore.

### 3.1.4 Il folding temporale

Dopo aver determinato una periodicità del segnale grazie allo spettro di potenza, si procede con l'eseguire la procedura di *folding*.

Ogni candidato è associato ad una serie temporale di durata  $\Delta t$  (tempo di integrazione), dedispersa a un determinato valore di  $DM$ : per applicare questa procedura è necessario suddividere questa serie in  $N$  sottointegrazioni temporali, tutte con la stessa durata  $\Delta t_N$  (tempo di sottointegrazione), che a loro volta vengono suddivise in intervalli temporali, ciascuno di durata  $P$ . Ogni intervallo di durata pari a  $P$  viene ulteriormente suddiviso in  $n$  intervallini temporali, chiamati *bin*, di durata  $\frac{P}{n}$ . Per ogni sottointegrazione, il segnale viene attribuito a ciascun bin usando la relazione:

$$f = \text{frac}\left(\frac{t_i - T_0}{P}\right) \quad (3.4)$$

dove *frac* indica la parte frazionaria della divisione tra parentesi,  $T_0$  il tempo iniziale della sottointegrazione e  $t_i$  l'istante di tempo corrispondente al campionamento  $i$ -esimo della serie temporale.

Il numero di bin  $n$  ottimale è tale che la durata di ogni bin è pari a  $\Delta t_{DM}$  (relazione 1.19), poiché una durata temporale maggiore di  $\Delta t_{DM}$  peggiorerebbe la risoluzione, mentre una durata temporale inferiore a  $\Delta t_{DM}$  creerebbe un sovracampionamento.

La procedura di folding temporale consiste nel prendere ciascuno di questi intervalli di lunghezza pari a  $P$  e sommarli in ogni sottointegrazione temporale (figura 3.5), ottenendo  $N$  profili integrati (§1.6): sapendo che il segnale è proporzionale al numero degli impulsi  $N^*$ , mentre il rumore è proporzionale a  $\sqrt{N^*}$ , tutti gli impulsi vanno a sommarsi costruttivamente, mentre il rumore si distribuisce in modo uniforme in tutti i bin.

Se il candidato individuato fosse una pulsar con  $P$  correttamente identificato, a ciascun intervallo di durata  $P$  corrisponderebbe un singolo impulso, piccato ad uno stesso

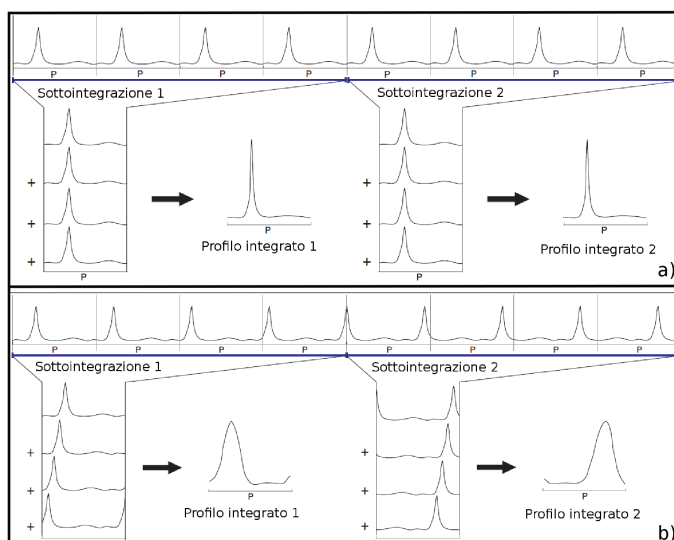


Figura 3.6: Schematizzazione della procedura di folding temporale nel caso di: a) corretta individuazione di  $P$ , dove si può notare come a ciascun intervallo di durata  $P$  corrisponda un singolo impulso, e come venga prodotto un profilo integrato piuttosto piccato per ogni sottointegrazione; b) errata individuazione di  $P$ , dove si può notare come il folding determini un ritardo di fase  $\Delta f$  in ogni singola sottointegrazione, con la conseguente produzione di un profilo integrato piuttosto allargato.

valore di  $f$  (figura 3.6a). Se al contrario il candidato individuato fosse una pulsar con  $P$  erroneamente identificato, il folding temporale determinerebbe in ogni singola sottointegrazione un piccolo allargamento del segnale ed uno spostamento di fase  $\Delta f$  tra una sottointegrazione e la successiva: la suddivisione in sottointegrazioni consente di limitare questo inconveniente, permettendo di individuare e correggere il ritardo di fase  $\Delta f$  tra una sottointegrazione e la successiva (figura 3.6), e di individuare per ogni candidato il miglior periodo  $P_{best}$ . Oltre alla formazione delle sottointegrazioni temporali per la ricerca di  $P_{best}$ , è necessario formare anche delle sottobande in frequenza integrate in fase per ottenere, in maniera analoga a  $P$ , un valore ottimale di  $DM$ .

### 3.1.5 L'ispezione visuale

Una volta eseguito il folding di ogni singolo candidato, si esaminano:

- la misura di dispersione  $DM$ ;
- il periodo  $P$ ;
- il rapporto segnale-rumore  $\sigma$ ;
- il profilo integrato dell'impulso.

Per avere un'ulteriore conferma sulla validità del candidato, si utilizza anche il grafico già descritto nel paragrafo 3.1.1 (figura 3.2): per ogni pulsar questo grafico

mostra un andamento caratteristico, che dipende da  $W_e$ ,  $P$  e da  $\nu_{MHz}$ . Nel caso di individuazione di una pulsar, il grafico di figura 3.2 mostrerà un massimo molto accentuato in corrispondenza della migliore  $DM_i$ , fornendo un'ulteriore conferma della credibilità del candidato.

Oltre al massimo molto accentuato in corrispondenza della migliore  $DM_i$  (figura 3.2), un buon candidato possiede un profilo integrato piccato, con  $\sigma \gtrsim 8 \div 10$ .

## 3.2 Le survey

Prima di applicare la procedura di search appena descritta per scoprire nuove pulsar, è necessario selezionare quali sono le “regioni del cielo” dove è più opportuno cercarle; bisogna cioè programmare una *survey* (mappa in italiano), ossia una scansione generale di una data regione del cielo.

Limitazioni pratiche e computazionali impediscono di effettuare una survey “ideale” su tutto il cielo, ossia una survey con massima sensibilità per un dato strumento. Bisogna trovare dunque un compromesso tra i vari parametri della ricerca, in ragione del tipo di pulsar che si dovranno scoprire.

### 3.2.1 Frequenze adatte per una survey

In base al tipo di ricerca che si vuole fare, è necessario selezionare una determinata frequenza di osservazione.

La selezione delle migliori frequenze osservative deve tenere in considerazione vari fattori, ossia:

- forma spettrale della pulsar  $\propto \nu^\alpha$  (relazione 1.16);
- spettro della temperatura del fondo galattico  $\propto \nu^{-2.7}$  (relazione 2.4);
- diffusione interstellare  $\propto \nu^{-4.4}$  (relazione 1.20);
- dispersione interstellare  $\propto \delta\nu \cdot \nu^{-3}$  (relazione 1.19);
- campo di vista del telescopio  $\propto \nu^{-1}$  (relazione 2.2).

Le survey ad *alte frequenze* (tipicamente  $\nu \sim 1.4$  GHz) sono adatte per il piano galattico o per ricerche mirate di nuclei di resti di supernovae, dove la densità del mezzo interstellare e la temperatura di fondo cielo sono maggiori: queste survey sono molto meno sensibili alla diffusione interstellare (§1.6.1) e necessitano di una risoluzione in frequenza moderata per rimuovere la dispersione (§1.6.1). In particolare, le survey nel piano galattico sono indicate per la ricerca di pulsar giovani ( $\tau_c \lesssim 10^5$  yr): secondo lo scenario attualmente accettato per la formazione di una pulsar, proposto nel paragrafo 1.2.1, se una pulsar parte dal piano galattico con una velocità spaziale pari a  $\sim 4 \cdot 10^7$  cm s<sup>-1</sup>, essa percorrerà (nel caso estremo di moto perpendicolare al piano galattico) metà dello spessore del piano galattico ( $\sim 0.3$  kpc) in un tempo pari a  $\sim 10^5$  yr, paragonabile all'età caratteristica di una pulsar giovane. Proprio per

questo motivo ci si aspetta che le pulsar che popolano il piano galattico siano prevalentemente giovani, ma con una densità numerica minore di circa  $10^7$  volte rispetto a quella totale del piano galattico: il motivo risiede nel fatto che, sempre secondo lo scenario proposto nel paragrafo 1.2.1, nella nostra Galassia si verifica un'esplosione di supernova ogni  $\sim 100$  yr, e quindi la densità numerica delle pulsar sul piano galattico è di circa  $0.3 \text{ kpc}^{-3}$ , molto più piccola della densità numerica stellare totale del piano galattico ( $\sim 3 \cdot 10^6 \text{ kpc}^{-3}$ ).

Senza entrare nei dettagli, ad alte frequenze sono favorite anche le campagne di search di pulsar al millisecondo negli ammassi globulari, oggetti mediamente distanti per i quali quindi il contributo del mezzo interstellare potrebbe essere rilevante, all'interno dei quali si trovano invece pulsar più vecchie ( $\tau_c \gtrsim 10^7$  yr).

Le survey a **basse frequenze** (tipicamente  $\nu \sim 0.4$  GHz) sono adatte per tutto il cielo (*all-sky surveys*): queste survey hanno il vantaggio di possedere un fascio di antenna (relazione 2.2) più grande rispetto al caso delle alte frequenze, riducendo drasticamente il numero di puntamenti che un radiotelescopio deve effettuare. Senza entrare nei dettagli, a basse frequenze sono favorite le campagne di search di pulsar nelle vicinanze del Sole, poiché al crescere della distanza gli effetti del mezzo interstellare (§1.6.1) diventano rilevanti.

### 3.2.2 Survey e ricerca di pulsar

Il motivo per i quali certe survey sono indicate per cercare pulsar ordinarie o al millisecondo è imputabile ai parametri strumentali ed osservativi descritti nel capitolo 2. La prima condizione fondamentale da rispettare nello scegliere i parametri di una survey deriva dal fatto che nessuna periodicità può essere rivelata in un segnale se il suo periodo è più corto del doppio del tempo di campionamento  $\delta t$  dell'apparato ricevente ( $P \gtrsim 2\delta t$ ). Da questa condizione risulta chiaro che una campagna di search per una pulsar ordinaria debba possedere un  $\delta t$  differente rispetto ad una search per una pulsar al millisecondo: per esempio,  $\delta t \sim 0.4$  s è in grado di poter rivelare il periodo di un segnale proveniente da una pulsar ordinaria con  $P \sim 1$  s, ma non di poter rivelare il periodo di una pulsar al millisecondo ( $P \sim 1$  ms), in quanto questa condizione viene violata.

Nella relazione 2.3 il termine  $\sqrt{\frac{W_e}{P-W_e}}$  definisce un'altra condizione fondamentale per rivelare una periodicità e minimizzare  $S_{min}$ , ossia che in generale non si riescono a rivelare pulsar che abbiano un profilo troppo allargato, per cui cioè  $P \sim W_e$ . Ciò capita ad esempio quando si programmano survey a basse frequenze per pulsar di periodo corto (ad esempio quelle al millisecondo): tali survey devono essere fatte con più cautela, poiché gli effetti del mezzo interstellare a basse frequenze sono più severi e contribuiscono ad allargare  $W_e$  (§1.6.1).

#### Ricette per la ricerca di pulsar al millisecondo

Come accennato nel paragrafo 2.3.1, si può aumentare la sensibilità intervenendo sui singoli parametri della relazione 2.3, stando attenti a compensare gli effetti di

degradazione del segnale, ed evitando di avere troppi dati da elaborare<sup>1</sup>.

Per quanto riguarda la degradazione del segnale, per le pulsazioni corte risulta utile il parametro  $P_{65}(DM)$ , introdotto da Burderi e D'Amico nel 1997, che indica il valore del periodo corrispondente ad un duty-cycle del 65%.

Nel caso di una pulsar al millisecondo, una ricerca efficace può avvenire nelle seguenti condizioni:

- tempo di campionamento  $\delta t$  molto corto;
- risoluzione in frequenza molto alta.

poiché in generale si deve avere che  $\delta t \lesssim \frac{P}{2}$  e  $\frac{\nu_{MHz}}{\delta\nu_{MHz}} \propto \frac{1}{P}$ .

In particolare  $n_{chan}$ , corrispondente a  $\frac{\Delta\nu}{\delta\nu}$ , è possibile definirlo anche in funzione della distanza massima di una sorgente  $d_{max}$  il cui segnale disperso può essere ricostruito e rivelato. Sfruttando la relazione 2.5, con alcuni ragionamenti matematici si arriva alla relazione:

$$n_{chan} \gtrsim 100 \frac{d_{max}(kpc)}{\nu_{GHz}^3} \frac{\Delta\nu_{100 MHz}}{P_{-3}} \quad (3.5)$$

dove  $d_{max}$  è espresso in kpc,  $\nu_{GHz}$  è la frequenza di osservazione, espressa in MHz, centrata nella banda di frequenza  $\Delta\nu_{100 MHz}$ , espressa in unità di 100 MHz, ed infine  $P_{-3}$  è il periodo di rotazione della pulsar, espresso in ms.

Inoltre ciascuna osservazione produce dati pari a:

$$n_{chan} N_{sampl} \frac{N_{bit}}{8} \text{ Bytes} = \frac{\Delta\nu_{MHz}}{\delta\nu_{MHz}} \frac{\Delta t}{\delta t} \frac{N_{bit}}{8} \text{ Bytes} \quad (3.6)$$

dove  $n_{chan} = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu}$ ,  $N_{sampl}$  è il numero di campionamenti temporali nell'osservazione, e  $N_{bit}$  è il numero di bit usati nella digitalizzazione del segnale.

In base alla frequenza di osservazione di una survey, l'equazione 3.5 predice il numero minimo di canali spettrali necessari per registrare con successo un segnale di periodo  $P$  a distanza  $d$ ; per  $P_{-3} = 1$  e  $d_{max}(kpc) = 1$  si ottiene:

- se  $\nu_{GHz} = 0.4$  (bassa frequenza)  $\rightarrow n_{chan(low)} \gtrsim 1563 \Delta\nu_{100 MHz}$
- se  $\nu_{GHz} = 1.4$  (alta frequenza)  $\rightarrow n_{chan(high)} \gtrsim 37 \Delta\nu_{100 MHz}$

Quindi a parità di  $\Delta\nu_{100 MHz}$ ,  $n_{chan(high)}$  è circa 40 volte minore di  $n_{chan(low)}$ ; inoltre, secondo la relazione 2.2, al fine di coprire tutto il cielo, per una survey ad alta frequenza ci vorrebbe un numero di puntamenti maggiore di circa 4 volte rispetto ad una survey a bassa frequenza, ed in più ciascun puntamento impiegherebbe un tempo maggiore di circa 8 volte per raggiungere lo stesso  $S_{min}$  di una survey a bassa frequenza. Pertanto una survey ad alta frequenza dovrebbe avere una durata maggiore di circa 30 volte rispetto ad una survey a bassa frequenza.

---

<sup>1</sup>Per evitare di avere troppi dati da elaborare, non si deve esagerare sia con il numero di canali in frequenza  $n_{chan}$  di larghezza  $\delta\nu$  ( $\frac{\Delta\nu}{\delta\nu}$ ), sia con il numero di campionamenti per osservazione ( $\frac{\Delta t}{\delta t}$ ).



Tabella 3.1: *Principali parametri caratteristici delle survey PMSURV e GBGC*

Survey	$\delta t$ (ms)	$\delta\nu$ (MHz)	$\nu$ (MHz)	$\Delta t$ (hr)	$\Delta\nu$ (MHz)
PMSURV	0.250	3.0	1374	0.58	288
GBGC	0.082	0.78	1950	4 ÷ 8	600

In conclusione, il problema principale nel decidere la strategia per il search di pulsar al millisecondo è dato dal conflitto tra  $\Delta\nu$  e  $\Delta t$  grandi e la necessità di campionamento con alta risoluzione sia temporale che di frequenza. La migliore soluzione è quella di adottare un compromesso, ossia privilegiare in alcuni casi buone sensibilità per  $P$  lunghi, ed in altri casi privilegiare sensibilità più basse per  $P$  corti.

### 3.2.3 Principali survey recenti

I due esperimenti di search delle pulsar più importanti, effettuati negli ultimi 15 anni, sono la *Parkes Multibeam Pulsar Survey* (PMSURV) e la *Green Bank Globular Clusters Survey* (GBGC), i cui principali parametri caratterizzanti sono riportati nella tabella 3.1.

La PMSURV (§6.4), iniziata nel 1997 e conclusasi nel 2003, ha utilizzato il sistema multibeam del telescopio di Parkes per analizzare una vasta porzione del cielo sud e ha portato alla scoperta di circa 1000 pulsar, principalmente ordinarie, duplicando il campione fino ad allora conosciuto.

La GBGC (Ramson, 2006) ha guardato invece gli ammassi globulari mediante l'utilizzo di un singolo ricevitore. I grandi valori di  $\Delta\nu$  e  $\Delta t$  utilizzati (tabella 3.1) hanno contribuito alla scoperta di numerose pulsar al millisecondo.

## 3.3 Il timing

La tecnica del *timing* è una procedura che sfrutta il confronto fra i tempi di arrivo degli impulsi di una pulsar (detti ToA, Times of Arrival) ricavabili dalle osservazioni, con quelli previsti da un modello teorico. I residui temporali ottenuti da questo confronto possono essere minimizzati mediante un'opportuna variazione dei parametri del modello teorico con una procedura di “best-fit”.

Questa procedura permette di ricavare i parametri fisici della pulsar osservata, ossia:

- periodo di rotazione  $P$ ;
- tasso di rallentamento  $\dot{P}$ ;
- posizione;
- moto proprio;
- parametri orbitali per le pulsar in sistemi binari.

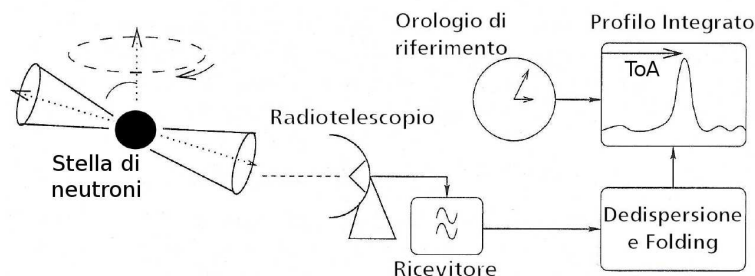


Figura 3.7: Schema di acquisizione dei ToA.

Dopo aver visto come determinare i ToA dalle osservazioni (§3.3.1), si procede alla descrizione del modello da cui si ricavano i ToA teorici, per poi mostrare come sia possibile caratterizzare una pulsar mediante il calcolo dei residui temporali (§3.3.2).

### 3.3.1 Determinazione dei ToA dalle osservazioni

Per determinare i ToA degli impulsi di una pulsar, è necessario utilizzare i profili integrati corrispondenti ad osservazioni effettuate in diverse epoche, ricavabili mediante una procedura analoga a quella che si usa nel search (§3.1).

Utilizzando la serie temporale dedispersa per il valore di  $DM$  ottenuto dal search, si effettua il *folding*: come già visto nel paragrafo 3.1.4, si suddivide la serie temporale in sottointegrazioni, da ciascuna delle quali si ottengono i profili integrati. Costruendo un *profilo standard*<sup>2</sup>, si effettua una convoluzione tra questo profilo e ciascun profilo integrato, al fine di misurare lo sfasamento del segnale  $\tau$  tra il profilo dell'impulso nel momento dell'osservazione ed il profilo standard.

Nell'arco del tempo  $\Delta T_{tot}$ , ossia il tempo totale di osservazione di quella determinata pulsar (dataspan), ciascun ToA quindi viene calcolato sommando all'epoca in cui sono iniziate le varie osservazioni, espressa in MJD<sup>3</sup>, il relativo sfasamento  $\tau$  determinato per quella determinata osservazione, con incertezze che possono raggiungere valori dell'ordine del  $\mu s$  (per le pulsar al millisecondo).

Questi ToA sono di tipo topocentrico ( $ToA_{top}$ ), ossia calcolati nel sistema di riferimento della Terra. Poiché questo sistema di riferimento non è inerziale rispetto alla pulsar, prima di effettuare la procedura del timing è necessario passare ad un sistema di riferimento inerziale, ossia il baricentro del Sistema Solare (figura 3.8): si convertono quindi i ToA topocentrici in ToA baricentrici ( $ToA_{bary}$ ). Nell'effettuare questa conversione si deve tenere conto degli effetti dovuti al mezzo interstellare (dispersione) e degli effetti relativistici, provocati dalle masse componenti il Sistema Solare e dal movimento terrestre.

La conversione è la seguente:

<sup>2</sup>Il profilo standard è un profilo stabile avente un alto rapporto segnale-rumore, ottenuto mediante la somma di un alto numero di profili ottenuti dalle varie osservazioni.

<sup>3</sup>Il giorno Giuliano modificato (Modified Julian Day, MJD) è definito come il giorno Giuliano (Julian Day, JD) a cui vengono sottratti 2400000.5 giorni. JD è calcolato partendo dal mezzogiorno del 1 gennaio 4713 a.C., mentre MJD è calcolato partendo dalla mezzanotte del 17 novembre 1858.

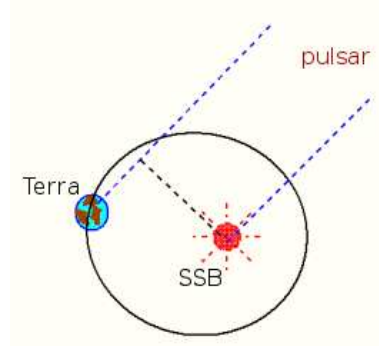


Figura 3.8: Schematizzazione del passaggio dai  $ToA_{top}$  ai  $ToA_{bary}$ .

$$ToA_{bary} = ToA_{top} - \frac{\mathcal{D}}{\nu^2} + \Delta R_{\odot} + \Delta E_{\odot} + \Delta S_{\odot} \quad (3.7)$$

dove  $\nu$  è la frequenza centrale della banda di osservazione,  $\mathcal{D}$  è la costante di dispersione<sup>4</sup>,  $\Delta R_{\odot}$  è il ritardo di Roemer,  $\Delta E_{\odot}$  è il ritardo di Einstein, ed infine  $\Delta S_{\odot}$  è il ritardo di Shapiro.

Il ritardo di Roemer  $\Delta R_{\odot}$  descrive il ritardo del segnale dovuto allo spostamento del sistema di riferimento dalla Terra al baricentro, e serve per la determinazione delle coordinate celesti della pulsar.

È descritto dalla relazione:

$$\Delta R_{\odot} = \frac{\bar{r} \cdot \vec{n}}{c} + \frac{(\bar{r} \cdot \vec{n})^2 - |\bar{r}|^2}{2cd} \quad (3.8)$$

dove  $\vec{n}$  è il versore che si trova sulla retta congiungente il baricentro del Sistema Solare con la pulsar in direzione della pulsar posta alla distanza  $d$ ,  $\bar{r}$  è il vettore che congiunge il baricentro del Sistema Solare con la Terra. Il calcolo di  $\bar{r}$  richiede un'accurata stima della posizione delle masse che compongono il Sistema Solare: per questo scopo vengono utilizzate le effemeridi del catalogo *DE405*, pubblicato dal Jet Propulsion Laboratory (JPL).

Il ritardo di Einstein  $\Delta E_{\odot}$  descrive gli effetti combinati del redshift gravitazionale e della dilatazione del tempo dovuti al moto della Terra e degli altri corpi del Sistema Solare.

Questo ritardo corrisponde all'integrale della seguente espressione (Backer & Hellings, 1986):

$$\frac{d\Delta E_{\odot}}{dt} = \sum_i \frac{Gm_i}{c^2 r_i} + \frac{v_T^2}{2c^2} - cost \quad (3.9)$$

dove  $m_i$  sono le masse dei corpi del Sistema Solare (esclusa la Terra),  $r_i$  è la distanza della Terra da ciascuna massa  $m_i$ , e  $v_T$  è la velocità della Terra rispetto al baricentro del Sistema Solare.

<sup>4</sup>La costante di dispersione è data dal valore della frazione espressa nella relazione 1.17, ossia  $\frac{e^2}{2\pi m_e c} = 4.15 \cdot 10^3 \text{ MHz}^2 \text{ pc}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ s}$ .

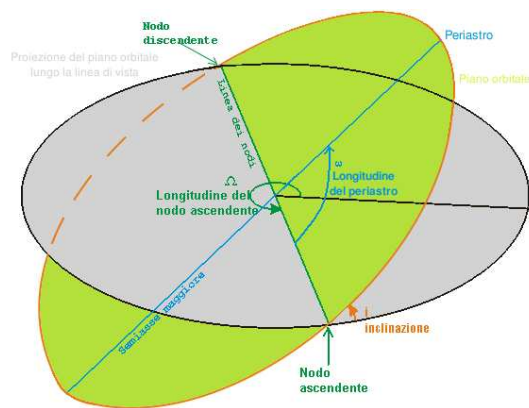


Figura 3.9: Rappresentazione dell'orbita di una stella di neutroni attorno al baricentro del sistema binario a cui appartiene, con i principali parametri orbitali che la descrivono.

Il ritardo di Shapiro rappresenta il ritardo temporale che subisce il segnale della pulsar nel propagarsi attraverso lo spaziotempo curvo causato dalle masse del Sistema Solare (essenzialmente il Sole e Giove), ed è definito da:

$$\Delta S_{\odot} = -\frac{2GM_{\odot}}{c^3} \ln(1 + \cos \theta) \quad (3.10)$$

dove  $\theta$  è l'angolo sotteso dalla pulsar, dal Sole e dalla Terra ad una data epoca.

Se la pulsar non è isolata, ma fa parte di un sistema binario, bisogna convertire i  $ToA_{top}$  in  $ToA_{bary}^{bin}$ , ossia rispetto al baricentro del sistema binario; quindi:

$$ToA_{bary}^{bin} = ToA_{bary} + \Delta R_{bin} + \Delta E_{bin} + \Delta S_{bin} + \Delta A_{bin} \quad (3.11)$$

dove  $\Delta R_{bin}$ ,  $\Delta E_{bin}$  e  $\Delta S_{bin}$  rappresentano i ritardi descritti in precedenza, calcolati per il moto della pulsar rispetto al baricentro del suo sistema, mentre  $\Delta A_{bin}$  rappresenta il ritardo temporale dovuto all'aberrazione dell'onda elettromagnetica, causata dalla rotazione della pulsar. Rispetto al caso isolato,  $\Delta R_{bin}$  è il ritardo dominante, in quanto i  $ToA_{top}$  subiranno un anticipo oppure un ritardo a seconda che la pulsar sia davanti o dietro la stella compagna.

Inoltre  $\Delta S_{bin}$  in questo caso è influenzato dalla massa della stella compagna, che è possibile ricavare (come si vedrà in dettaglio nel paragrafo 4.1). Aiutandosi con la figura 3.9, utilizzando le leggi di Keplero e la relazione 3.11, in prima approssimazione è possibile descrivere il sistema binario attraverso cinque *parametri Kepleriani*, che sono:

- periodo orbitale  $P_b$ ;
- longitudine del periastro  $\omega$ ;
- epoca del passaggio al periastro  $T_0$ ;
- eccentricità orbitale  $e$ ;

- semiasse maggiore dell'orbita della pulsar proiettato sul piano della linea di vista  $x = a \cdot \sin i$ , dove  $a$  è il semiasse maggiore ed  $i$  è l'angolo di inclinazione del piano dell'orbita rispetto al piano del cielo.

Mediante questi parametri è possibile derivare la *funzione di massa*, che fornisce un limite inferiore alla massa per la stella compagna in funzione di  $M_P$  (solitamente si assume che  $M_P = 1.4 M_\odot$ ); è descritta da:

$$f(M) = \frac{(M_C \sin i)^3}{(M_P + M_C)^2} \quad (3.12)$$

dove  $M_P$  è la massa della pulsar e  $M_C$  è la massa della stella compagna.

Se, in più, il sistema considerato mostra degli effetti relativistici non trascurabili, come risulta per esempio in sistemi composti da due stelle di neutroni in orbita stretta, per poter descrivere le orbite non bastano i soli parametri Kepleriani, ma bisogna introdurre un'ulteriore serie di parametri, chiamati *parametri post-Kepleriani*.

Questi cinque parametri sono:

- il decadimento del periodo orbitale  $\dot{P}_b$ , causato dall'emissione delle onde gravitazionali;
- l'avanzamento relativistico della longitudine del periastro  $\dot{\omega}$ ;
- il redshift gravitazionale  $\gamma$ , che rappresenta la modulazione dei tempi di arrivo del segnale durante l'orbita, dovuto all'effetto combinato del redshift gravitazionale, dell'effetto Doppler trasverso e della dilatazione dei tempi;
- il ritardo di Shapiro, causato dall'azione del campo gravitazionale sul segnale per effetto della curvatura dello spaziotempo in presenza di un corpo massivo, definito da due parametri:  $r$  (range) e  $s$  (shape).

Dei parametri post-Kepleriani ci si occuperà con più precisione nel paragrafo 4.1.

### 3.3.2 La procedura di Timing: modellizzazione dei ToA

Le relazioni 3.7 e 3.11 contengono vari parametri della pulsar, ossia:

- parametri astrometrici (posizione, moto proprio, parallasse), contenuti in  $\Delta R$ ;
- parametri rotazionali (frequenza di rotazione e le sue derivate);
- parametri del sistema binario (Kepleriani e post-Kepleriani).

Questi parametri possono essere determinati con estrema precisione attraverso la procedura di Timing.

Con a disposizione una serie di ToA per una determinata pulsar, opportunamente convertiti nel giusto sistema di riferimento inerziale, si cerca di trovare un modello teorico che sia in grado di predire la cadenza dei ToA futuri.

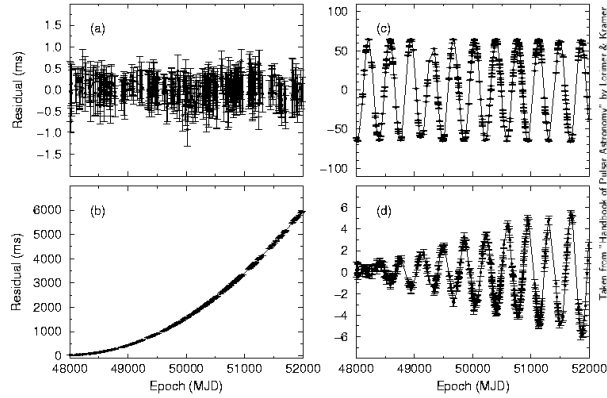


Figura 3.10: a) andamento dei residui ottenuti da un perfetto modello timing; b) se  $\dot{P}$  è sottostimato, si ottiene un incremento parabolico dei residui; c) se ci sono errori sulla posizione, l'andamento dei residui è sinusoidale, con periodo di un anno; d) effetti ottenuti trascurando il moto proprio.

Senza perdere di generalità, assumendo che un impulso sia arrivato all'istante  $t_{ep}$ , si può predire il numero di rotazioni  $N(t)$  che la pulsar ha compiuto nell'intervallo temporale  $t - t_{ep}$ , mediante la modellizzazione dell'evoluzione rotazionale della pulsar con una serie di potenze, ottenendo:

$$N(t) = \nu_{ep}(t - t_{ep}) + \frac{1}{2}\dot{\nu}_{ep}(t - t_{ep})^2 + \frac{1}{6}\ddot{\nu}_{ep}(t - t_{ep})^3 + \dots \quad (3.13)$$

dove  $\nu_{ep}$  è la frequenza di rotazione all'istante  $t_{ep}$ , mentre  $\dot{\nu}_{ep}$  e  $\ddot{\nu}_{ep}$  sono le derivate prima e seconda.

Lo scopo del timing è proprio quella di ricavare  $\nu_{ep}$  e le sue derivate temporali  $\dot{\nu}_{ep}$ ,  $\ddot{\nu}_{ep}$ , ...

Più precisamente il timing consiste nell'analisi degli andamenti sistematici dei *residui temporali*  $R(t_i)$ , ottenuti confrontando il numero di rotazioni osservate  $N(t)_{oss}$  con quelli previsti dal modello descritto dalla relazione 3.13.  $R(t_i)$  è un importante strumento che consente di quantificare la bontà di una soluzione timing; sapendo che generalmente qualsiasi modello che predice  $N(t)$  è costituito da un numero  $n$  di parametri  $\alpha_n$ , ciascun  $R(t_i)$  può essere associato ad essi secondo la relazione:

$$R(t_i, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n) = N(t_i) - n(t_i) \quad (3.14)$$

dove  $N(t_i)$  è il numero di rotazioni all'istante  $t_i$ , mentre  $n(t_i)$  è l'intero più vicino a  $N(t_i)$ .

Se il modello è corretto, i residui vanno a distribuirsi casualmente attorno allo zero, ossia la differenza tra i ToA stimati e quelli osservati è nulla entro gli errori (figura 3.10). Se invece ci sono differenze sostanziali, e quindi errori nella stima di uno o più parametri, i residui possono presentare un andamento sistematico (figura 3.10). Solitamente, quando l'errore è su un solo parametro, l'andamento può essere facilmente individuabile: è una retta se c'è un errore nella stima del periodo, una parabola se l'errore è su  $\dot{P}$  (figura 3.10b), una sinusoide col periodo di un anno se l'errore è sulla

posizione (figura 3.10c), e via dicendo.

Applicando il metodo dei minimi quadrati, è possibile quantificare la bontà del fit dei residui mediante l'espressione:

$$\chi^2 = \sum_i^N \left( \frac{R(t_i, \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n)}{\epsilon_i} \right)^2 \quad (3.15)$$

dove  $\epsilon_i$  è l'incertezza sull' $i$ -esimo ToA, normalizzato rispetto a  $P$ , ed  $N$  è il numero totale dei ToA.

Mediante la minimizzazione dell'espressione 3.15, è possibile migliorare la determinazione dei parametri della pulsar.

Operativamente la procedura di Timing quindi si compone delle seguenti fasi:

- individuazione di un andamento sistematico dei residui;
- definizione dei parametri della pulsar che determinano una funzione adatta a riprodurre l'andamento dei residui;
- ricalcolo dei residui con i nuovi parametri;
- introduzione di nuovi parametri che minimizzano la funzione 3.15 e che approssimano meglio la funzione dei residui, e così via ...

La procedura di Timing risulta essere un processo iterativo, il cui scopo è quello di migliorare il modello teorico e quindi di determinare con un'elevata precisione i parametri della pulsar osservata.





# Capitolo 4

## Ottimizzazione delle osservazioni di Timing a SRT: il caso di due pulsar relativistiche

Questa parte del lavoro di Tesi è finalizzata all'ottimizzazione della strategia osservativa per le pulsar relativistiche J1909-3744 (Jacoby et al., 2003) e J0737-3039A (Burgay et al., 2003) (§4.3), mediante la simulazione di diverse campagne osservative da effettuarsi prossimamente presso il Sardinia Radio Telescope in banda L ( $\nu = 1550$  MHz). In particolare si cerca di stabilire se e in che misura sia possibile un miglioramento sensibile nella misura dei parametri post-Kepleriani, per testare la teoria della Relatività Generale (§4.1).

A partire dalle effemeridi correnti delle pulsar e dai parametri strumentali dei vari ricevitori utilizzati, l'ottimizzazione è ottenuta studiando come la soluzione di timing possa migliorare al variare delle modalità con cui nuove osservazioni sono effettuate.

### 4.1 Le Pulsar e la Relatività Generale

Come già accennato nel paragrafo 1.2.2, le pulsar sono importantissimi strumenti di indagine fisica: in particolare, per testare le teorie della Relatività Generale in regime di campo forte<sup>1</sup>, il miglior modo finora possibile è proprio quello di osservare un sistema binario di pulsar, in cui gli effetti relativistici, descritti dai 5 parametri post-Kepleriani, non possono essere trascurati (§3.3.1). Questi parametri, come riportato nel paragrafo 3.3.2, possono talora essere determinati con estrema precisione attraverso la procedura di timing.

La dipendenza funzionale dei parametri post-Kepleriani dalle masse delle due stelle e dai parametri Kepleriani dipende dalla teoria della gravitazione usata: infatti,

---

<sup>1</sup>Ci si trova nella cosiddetto limite di *campo forte* se gli effetti relativistici su un corpo di massa  $M$  e raggio  $R$  sono rilevanti. Ciò accade se  $\varepsilon = |\frac{E_{gr}}{E_{rm}}| \sim 1$ , dove  $E_{gr} \sim -\frac{GM^2}{R}$  è l'energia potenziale gravitazionale classica del corpo di massa  $M$  e raggio  $R$ , e  $E_{rm} = Mc^2$  è l'energia a riposo della stessa massa  $M$ .  $\varepsilon$  quantifica approssimativamente l'ampiezza delle deviazioni della Relatività Generale rispetto alla gravità Newtoniana.

oltre alla teoria della Relatività Generale, esistono varie teorie alternative che sono state sviluppate a partire dagli anni '60, e per le quali i parametri post-Kepleriani assumono diverse dipendenze funzionali.

In particolare, nella teoria della Relatività Generale i parametri post-Kepleriani seguono le dipendenze seguenti (Blandford et al, 1976 e Damour et al., 1992):

$$\dot{\omega} = 3 \left( \frac{P_b}{2\pi} \right)^{-\frac{5}{3}} (T_\odot M)^{\frac{2}{3}} (1 - e^2)^{-1} \quad (4.1)$$

$$\gamma = e \left( \frac{P_b}{2\pi} \right)^{\frac{1}{3}} T_\odot^{\frac{2}{3}} M^{-\frac{4}{3}} m_2 (m_1 + 2m_2) \quad (4.2)$$

$$\dot{P}_b = -\frac{192\pi}{5} \left( \frac{P_b}{2\pi T_\odot} \right)^{-\frac{5}{3}} \frac{m_1 m_2}{M^{\frac{1}{3}}} \left( 1 + \frac{73}{24} e^2 + \frac{37}{96} e^4 \right) (1 - e^2)^{-\frac{7}{2}} \quad (4.3)$$

$$r = T_\odot m_2 \quad (4.4)$$

$$s = x \left( \frac{P_b}{2\pi} \right)^{-\frac{2}{3}} T_\odot^{-\frac{1}{3}} M^{\frac{2}{3}} m_2^{-1} \quad (4.5)$$

dove  $m_1$  e  $m_2$  sono le masse delle due stelle (esprese in unità di masse solari),  $M$  è la massa totale,  $x$  è il semiasse maggiore dell'orbita proiettato sul piano della linea di vista, e  $T_\odot$  è una costante ( $T_\odot = \frac{GM_\odot}{c^3} = 4.92549 \mu\text{s}$ ).

La precisione nella determinazione di tutti i parametri orbitali Kepleriani dipende dal numero di periodi orbitali completati dal momento della scoperta, e di solito diventa molto buona in pochi mesi di osservazioni.

Assumendo che i parametri Kepleriani possano essere dunque considerati delle costanti, in quanto vengono determinati con precisione molto maggiore rispetto ai parametri post-Kepleriani (formule 4.1, 4.2, 4.3, 4.4 e 4.5), dal calcolo di almeno due parametri post-Kepleriani si possono ottenere le masse del sistema.

#### 4.1.1 La conferma della Relatività Generale: come effettuare i test

I test sulla Relatività Generale possono essere effettuati con estrema precisione attraverso la conoscenza dei parametri Kepleriani e post-Kepleriani, comparando gli  $N_{p-K}$  parametri post-Kepleriani misurati con quelli predetti (formule 4.1, 4.2, 4.3, 4.4 e 4.5). Di fatto si effettuano  $N_{p-K} - 2$  test sulla Relatività Generale, che possono essere visualizzati graficamente attraverso il raggruppamento dei parametri predetti in un unico diagramma (ad esempio, figura 4.7), dove in ascissa ed in ordinata sono poste le masse delle stelle costituenti il sistema binario. Il test mostra un esito positivo se tutte le funzioni definite dai parametri post-Kepleriani si intersecano in un'unica area. Evidentemente queste funzioni non sono associate a linee, ma definiscono dei "corridoi" a causa delle incertezze sulle varie misure; inoltre non si incontrano in un

punto, ma definiscono una regione poligonale all'interno dei quali sono concentrate tutte le incertezze sulle misure dei parametri post-Kepleriani. Per capire meglio questo aspetto, si veda il paragrafo 4.3.1, in cui viene descritto uno dei migliori test della Relatività Generale in limite di campo forte, eseguito sulla doppia pulsar PSR J0737-3039A/B: tra i sistemi binari infatti, sono proprio quelli composti da due stelle di neutroni<sup>2</sup> che rappresentano dei formidabili laboratori per testare la teoria della Relatività Generale e le varie teorie alternative sulla gravità in campo forte.

Per effettuare questi test, risulta quindi fondamentale ottimizzare i parametri osservativi in modo da migliorare il più possibile l'incertezza con cui sono determinati i parametri post-Kepleriani.

## 4.2 La procedura del Timing con TEMPO2

Per effettuare l'ottimizzazione dei parametri osservativi delle pulsar relativistiche J1909-3744 e J0737-3039A è necessario che i dati prodotti da un radiotelescopio vengano manipolati in modo da renderli utilizzabili per il timing radio, la cui procedura teorica è stata descritta nel capitolo 3.

A livello pratico, la soluzione di timing per la pulsar in oggetto è ottenuta attraverso il software **TEMPO2**, una versione aggiornata del software TEMPO<sup>3</sup>, sviluppato da Hobbs, Edwards e Manchester nel 2006. Questo software<sup>4</sup> ha permesso di raggiungere livelli di precisione di timing dell'ordine del ns, migliori anche di 100 volte rispetto alle versioni precedenti.

TEMPO2 si basa su due processi fondamentali: il primo calcola i ToA baricentrici, crea i residui temporali ed implementa il fit dei minimi quadrati; il secondo visualizza mediante un'interfaccia grafica e testuale le incertezze sui parametri (§4.2.1). Dal punto di vista operativo, questo software necessita di due file di dati:

- un file con estensione **.tim** (figura 4.1), che contiene i ToA topocentrici del segnale della pulsar, ottenuti mediante l'elaborazione delle osservazioni effettuate dagli apparati riceventi;
- un file con estensione **.par** (vedere ad esempio la figura 4.2), che contiene le effemeridi della pulsar, derivanti da soluzioni di timing precedenti, ottenute per un determinato dataspan.

Le effemeridi, riassunte nella tabella 4.1, si dividono in vari gruppi di parametri:

- posizionali, ossia l'ascensione retta (RAJ) e la declinazione (DECJ), qualora si abbiano osservazioni di almeno un anno, ed il moto proprio<sup>5</sup> (PMRA e PMDEC) per osservazioni che si estendono nell'arco di alcuni anni;

<sup>2</sup>Ad oggi, purtroppo, si conoscono solo 8 sistemi binari costituiti da due stelle di neutroni.

<sup>3</sup>Il software TEMPO è stato prodotto e distribuito da una collaborazione tra l'Università di Princeton e l'ATNF (Australia Telescope National Facility).

<sup>4</sup>Il software TEMPO2 e la relativa documentazione sono disponibili all'indirizzo <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/ppta/tempo2>.

<sup>5</sup>Il moto proprio è il moto trasversale della pulsar sulla volta celeste.

```

./archives/w040207_070619.cFTp 3092.99900000 53042.30720476755460169 1.21000 7 -i WBC_10
./archives/w040207_081328.cFTp 1367.99900000 53042.35109949197099866 1.09000 7 -i WBC_20
./archives/w040207_084227.cFTp 1415.14600000 53042.36843163794929978 0.98000 7 -i WBC_20
./archives/w040207_115804.cFTp 1431.21700000 53042.50986685147659827 0.98000 7 -i WBC_20
./archives/w040207_142934.cFTp 1431.43500000 53042.60951958276880092 0.99000 7 -i WBC_20
./archives/w040208_081840.cFTp 1563.91900000 53043.34710640092290035 0.82000 7 -i WBC_20
./archives/w040208_083501.cFTp 1432.49900000 53043.36886551809849877 0.78000 7 -i WBC_20

```

Figura 4.1: Esempio di un file `.tim`. Il file è composto da 5 colonne: nella prima è presente il file dati del profilo dell'impulso, nella seconda la frequenza centrale di osservazione (in Hz), nella terza  $i$  ToA (in MJD), nella quarta l'incertezza sui ToA  $\Delta t_{ToA}$  (in  $\mu s$ ), nella quinta il codice corrispondente al radiotelescopio utilizzato (in questo caso 7 sta per Parkes), ed infine nella sesta l'eventuale etichetta per l'opzione `JUMP`.

- rotazionali, ossia la frequenza di rotazione (F0) e la sua derivata (F1);
- orbitali, Kepleriani e post-Kepleriani (§3.3.1), qualora la pulsar si trovi in un sistema binario;
- la misura di dispersione (DM), qualora si disponga di osservazioni a frequenze diverse.

Una volta ottenuti questi due file per ciascuna pulsar, il programma produce i ToA baricentrici e mostra i residui temporali ottenuti dal confronto tra i ToA osservati e quelli predetti dal modello di timing (§3.3.2).

I parametri iniziali del modello, contenuti nel file `.par` (noti come parametri pre-fit), vengono corretti attraverso il fit sui residui<sup>6</sup>, basato su un algoritmo ai minimi quadrati pesato in cui deve essere minimizzato il  $\chi^2$  (relazione 3.15). Da questo fit si ottengono i parametri post-fit, che vengono a loro volta corretti attraverso fit successivi per creare nuovi ToA baricentrici, e quindi nuovi residui (detti residui post-fit). Questo processo iterativo si arresta quando i parametri post-fit ottenuti non mostrano più un miglioramento significativo.

I parametri principali per cui si può effettuare il fit sono riportati in tabella 4.1: in ogni caso il fit può essere esteso ad altri parametri, aggiungendoli semplicemente nel file di effemeridi.

## 4.2.1 Formati di output

Tutta la procedura appena descritta nel paragrafo 4.2 TEMPO2 è in grado di mostrarla mediante un formato di output sia testuale che grafico.

Il formato di *output testuale* (figura 4.2) fornisce il pre-fit ed il post-fit dei residui, il numero di punti nel fit e, se è stato effettuato un fit pesato, il valore del  $\chi^2$  ridotto del fit; inoltre, per ciascun parametro, sono riportati i valori pre-fit e post-fit con le relative incertezze e differenze. Per i sistemi binari, il formato di output predefinito fornisce anche dettagli sul modello binario e mostra, se possibile,

---

<sup>6</sup>Se le osservazioni presentassero un rapporto segnale-rumore elevato e se il modello di timing fosse perfetto,  $R(t_i)$  sarebbe nullo per ogni ToA (relazione 3.14); nella realtà però gli  $R(t_i)$  associati ai ToA non sono affatto nulli.

Tabella 4.1: Parametri di una pulsar contenuti nel file .par ed utilizzati in questo lavoro di Tesi. Viene mostrata l'etichetta in TEMPO2, una breve descrizione del parametro, l'unità di misura e l'associabilità con un sistema binario.

Parametro	Descrizione	Unità	Binaria
RAJ	Ascensione retta	hms	
DECJ	Declinazione	dms	
P0	Periodo di rotazione	s	
P1	Derivata prima del periodo di rotazione		
F0	Frequenza di rotazione	Hz	
F1	Derivata prima della frequenza di rotazione	s <sup>-2</sup>	
PEPOCH	Epoca del periodo di determinazione	MJD	
DM	Misura di dispersione	cm <sup>-3</sup> pc	
DM1	Derivata prima della misura di dispersione	cm <sup>-3</sup> pc s <sup>-1</sup>	
PX	Parallasse	mas	
PMRA	Moto proprio in ascensione retta	mas yr <sup>-1</sup>	
PMDEC	Moto proprio in declinazione	mas yr <sup>-1</sup>	
A1	Proiezione del semiasse maggiore dell'orbita	lt-s	×
PB	Periodo orbitale	d	×
PBDOT	Derivata prima del periodo orbitale		×
ECC (o E)	Eccentricità dell'orbita		×
T0	Epoca del periastro	MJD	×
OM	Longitudine del periastro	deg	×
OMDOT	Tasso di avanzamento del periastro	deg yr <sup>-1</sup>	×
EPS1	ECC·sin OM		×
EPS2	ECC·cos OM		×
SINI	Seno dell'angolo di inclinazione		×
M2	Massa della compagna	M <sub>⊙</sub>	×
GAMMA	Parametro post-Kepleriano γ	s	×
TASC	Epoca del nodo ascendente	MJD	×

```

Results for PSR J0737-3039A

RMS pre-fit residual = 17.123 (us), RMS post-fit residual = 17.123 (us)
Fit Chisq = 8.861e+04   Chisqr/nfree = 88610.97/85949 = 1.03097 pre/post = 1
Number of points in fit = 85969
** WARNING: All parameter uncertainties multiplied by sqrt(red. chisq)

PARAMETER      Pre-fit      Post-fit      Uncertainty  Difference  Fit
-----
RAJ (rad)      1.99776558018533  1.99776558018533  2.7642e-10  4.4409e-16  Y
RAJ (hms)     07:37:51.2486883  07:37:51.2486883  3.801e-06   6.1067e-12  Y
DECJ (rad)    -0.535140795094229  -0.535140795094228  3.6075e-10  1.7754e-15  Y
DECJ (dms)   -30:39:40.71242  -30:39:40.71242  7.4412e-05  3.664e-10  Y
F0 (s^-1)    44.0540691061812  44.0540691061812  1.2852e-13  0  Y
F1 (s^-2)    -3.41571983483568e-15  -3.41571983483568e-15  7.9287e-22  6.587e-28  Y
PEPOCH (MJD) 54127  54127  0  0  N
POSEPOCH (MJD) 54127  54127  0  0  N
DMEPOCH (MJD) 54127  54127  0  0  N
DM (cm^-3 pc) 40.9133246362315  40.9133246361747  5.0075e-05  -5.6859e-11  Y
PMRA (mas/yr) -2.66514153233185  -2.66514155476384  0.0098603  -2.2432e-08  Y
PMDEC (mas/yr) 2.26683019697332  2.26683015173963  0.01315  -4.5234e-08  Y
SINI  0.999914193422284  0.999914193422994  1.7679e-05  6.8098e-12  Y
PB (d)  0.102251562471106  0.102251562471106  1.2596e-12  0  Y
T0 (MJD) 53155.907428044  53155.907428044  3.0934e-08  0  Y
A1 (lt-s)  1.41503128610168  1.41503128610132  2.0194e-07  -3.6349e-13  Y
OM (deg)  87.0332285189039  87.0332285186451  0.00010875  -2.5881e-10  Y
ECC  0.0677774156040337  0.0677774156040879  1.1094e-07  5.4207e-14  Y
PBDOT  -1.24811096559135e-12  -1.24811096524836e-12  9.7978e-17  3.4299e-22  Y
OMDOT (deg/yr) 16.8993144165026  16.8993144165233  1.5393e-05  2.0716e-11  Y
M2  1.25102668677877  1.25102671706308  0.0088036  3.0284e-08  Y
GAMMA  0.00083271624990327  0.00083271624718493  1.602e-07  -2.7183e-13  Y
START (MJD) 53266.4904584853  53266.4904584853  0  0  N
FINISH (MJD) 59508.0343313998  59508.0343313998  0  0  N
TZRMJD 56387.2580171236  56387.2580171236  0  0  N
TZRFRO (MHz) 1440  1440  0  0  N
TZRSITE 7  7  0  0  N
TRES 17.123470861302  17.1234708668295  0  5.5275e-09  N
EPHVER  TEMPO1  2  TEMPO1  2
** WARNING: All parameter uncertainties multiplied by sqrt(red. chisq)
Jump 1 (-1 rey 0 1): 0.000192853172427 4.1648407731094e-07 Y
Jump 2 (-1 sec 0 1): 0 0 Y

```

Figura 4.2: Output di TEMPO2 per la visualizzazione testuale dei fit. Nella prima colonna si trovano le etichette dei parametri, nella seconda i parametri pre-fit, nella terza i parametri post-fit, nella quarta l'incertezza sui parametri, nella quinta la differenza tra le incertezze dei parametri tra fit successivi, ed infine nella sesta è specificato se il parametro è stato incluso (Y) oppure no (N) nel fit.

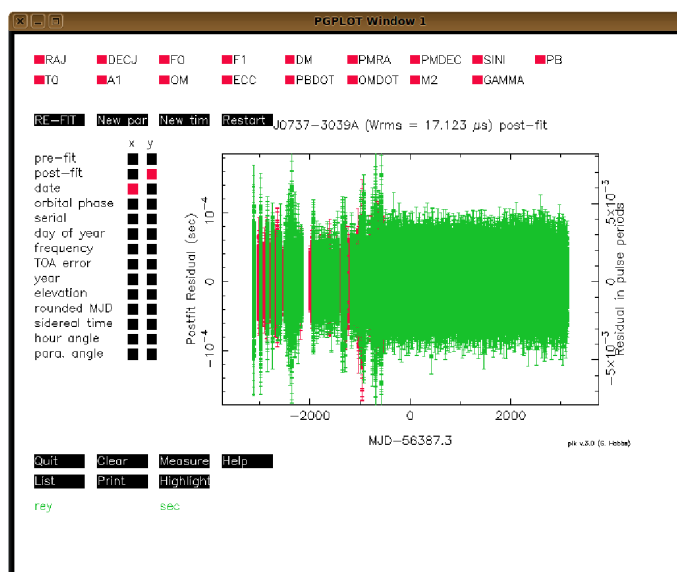


Figura 4.3: Output di TEMPO2 per la visualizzazione grafica di varie opzioni. Un semplice menù (figura 4.3) permette all'utente di modificare i parametri fittati, di produrre nuovi ToA e files di parametri, e di migliorare il modello di timing attraverso il re-fit dei dati.

la funzione di massa, la massa della stella compagna (minima, media e massima), la massa totale del sistema e l'angolo di inclinazione dell'orbita.

Il formato di *output grafico* consente la visualizzazione grafica dei residui e la possibilità di effettuare direttamente i vari fit sui parametri della pulsar. L'interfaccia grafica è fornita dal plugin *plk*, che consente di tracciare un grafico pre-fit e post-fit dei residui temporali in funzione di un determinato parametro, come ad esempio il giorno, il numero di ToA, oppure la frequenza di osservazione (figura 4.3). Il comando utilizzato per questo plugin è `TEMPO2 -gr plk -f file.par file.tim`, e nel caso si può passare in modalità di compatibilità con il vecchio software TEMPO1 attraverso l'aggiunta del comando `-tempo1`.

## 4.2.2 L'opzione JUMP

Data la presenza di numerose collaborazioni internazionali coinvolte nello studio delle pulsar, TEMPO2 è in grado di unire dati provenienti da radiotelescopi diversi. Spesso capita che le varie serie di ToA di una stessa sorgente risultino "sfasate" tra loro: questo effetto dipende dai ritardi elettronici intrinseci tra i sistemi di acquisizione dati (back-end, §2.4.4) sia di un insieme di radiotelescopi, sia di un unico radiotelescopio, utilizzato a diverse frequenze osservative.

Per risolvere questo problema, TEMPO2 ha sviluppato una particolare opzione, denominata JUMP (salto), che consente di fittare questi particolari sfasamenti: il fatto di effettuare un salto, e quindi "spostare" i dati, non costituisce una forzatura, in quanto il problema non è causato dalla pulsar, bensì dal back-end.

L'opzione JUMP viene prima definita nel file `.par`, e poi applicata alle varie serie di ToA nel file `.tim` mediante un'etichetta, una per ogni serie (figura 4.1); questa

opzione può quindi essere selezionata nell'interfaccia grafica di TEMPO2 (figura 4.3) con un semplice clic del mouse nelle etichette (rosse se il JUMP è disattivato, verdi se il JUMP è attivato) poste in basso a sinistra.

### 4.2.3 Procedimento di simulazione dei ToA

Come detto ad inizio capitolo, è necessario simulare una serie di campagne osservative ai fini di studiare quale sia più idonea per l'ottimizzazione delle effemeridi delle pulsar J1909-3744 e J0737-3039A.

Le campagne simulate implicano la realizzazione di ToA fittizi, che possono essere ottenuti con TEMPO2 mediante un particolare plugin<sup>7</sup>, denominato *fake*, che simula i residui del timing che ci si aspetterebbe per una determinata pulsar, generando automaticamente un insieme di ToA per un determinato tempo totale di osservazione: TEMPO2 fa 10 iterazioni per convergere, producendo una simulazione i cui residui sono nulli.

Per poter utilizzare il plugin *fake*, prima di tutto si deve disporre delle effemeridi della sorgente da simulare (file *.par*), e poi si inserisce l'apposito comando, ossia *TEMPO2 -gr fake -f file.par*.

Successivamente l'utente è invitato a fornire:

- il numero di giorni tra osservazioni successive;
- il numero di osservazioni in un dato giorno;
- l'angolo orario assoluto massimo consentito, rispetto al passaggio al meridiano astronomico<sup>8</sup> (figura 4.4a), se vengono selezionate più osservazioni giornaliere<sup>9</sup>;
- il tipo di copertura dell'angolo orario, da scegliersi tra regolare (N) o casuale (Y);
- l'MJD iniziale per i ToA simulati;
- l'MJD finale per i ToA simulati;
- l'rms del rumore gaussiano da aggiungere ai ToA.

Una volta inserite queste informazioni, viene generato un file di ToA simulati con estensione *.simulate* (non *.tim*), corrispondenti al file *.par* imputabili a segnali rivelati da un certo telescopio ad una data frequenza osservativa. In base al tipo di campagna osservativa selezionata, ci si aspetta un numero di ToA definito.

---

<sup>7</sup>Il plugin *fake* è basato sul software sviluppato originariamente da Duncan Lorimer, successivamente aggiornato da Simon Johnston.

<sup>8</sup>Il meridiano astronomico indica il cerchio sulla sfera celeste individuato dal punto cardinale Sud, dal polo Nord celeste e dallo zenit.

<sup>9</sup>Con TEMPO2, la selezione di un'unica osservazione giornaliera implica automaticamente l'osservazione della pulsar in prossimità del meridiano astronomico.

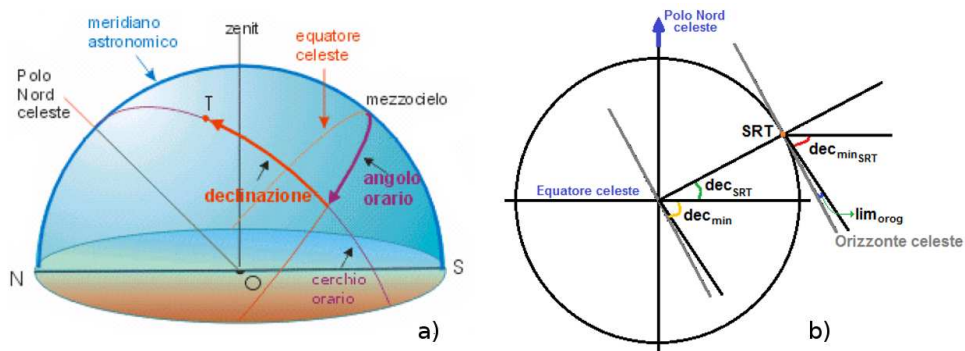


Figura 4.4: a) Angolo orario di un punto  $T$  sulla sfera celeste è la distanza angolare tra il cerchio orario che passa per  $T$  e il meridiano astronomico.  
 b) Derivazione geometrica di  $dec_{min,SRT}$ .  $dec_{SRT}$  è identificato da un arco verde,  $dec_{min}$  è identificato da un arco giallo,  $lim_{orog}$  è identificato da un arco blu, ed infine  $dec_{min,SRT}$  è identificato da un arco rosso.

### Prime scelte sui parametri delle simulazioni

Le campagne simulate devono essere studiate in modo che siano più realistiche possibile, e quindi possano essere effettuate veramente con SRT. Proprio per questo motivo le informazioni da fornire al plugin fake devono essere opportunamente ragionate.

Prima di tutto, la condizione più realistica impone delle osservazioni solitamente non giornaliere.

Inoltre, l'angolo orario massimo deve essere scelto rispettando l'osservabilità della sorgente ad SRT, di cui ci si occuperà in dettaglio nel paragrafo 5.7.1. Per ora ci si limiterà a determinare la declinazione minima che una pulsar deve possedere per essere osservata ad SRT ( $dec_{min,SRT}$ ). Con l'aiuto della figura 4.4b, nota la declinazione geografica di SRT ( $dec_{SRT} = 39.49^\circ$ ), si possono osservare oggetti bassi sull'orizzonte celeste con una declinazione minima  $dec_{min}$  pari a:

$$dec_{min} = dec_{SRT} - 90^\circ = -50.51^\circ \quad (4.6)$$

I limiti orografici e l'interferenza radio presente ad SRT generano limitazioni osservative, ad oggi solo di natura teorica, pari a  $lim_{orog} \sim 6^\circ$  rispetto all'orizzonte celeste (figura 4.4b). Sfruttando la relazione 4.6, si evince quindi che  $dec_{min,SRT}$  corrisponde a:

$$dec_{min,SRT} = dec_{min} - lim_{orog} \sim -45^\circ \quad (4.7)$$

Le pulsar quindi devono percorrere un arco (arco diurno), il cui massimo angolo orario esprime l'intervallo massimo di tempo all'interno dei quali possono essere osservate rispetto al meridiano astronomico.



Solitamente, la soluzione più realistica per il tipo di copertura dell'angolo orario è quella casuale da selezionare, perché un radiotelescopio difficilmente opera ad orari precisi di osservazione, specie quando la lista di sorgenti da osservare è lunga.

Una questione di difficile risposta è l'estensione temporale delle osservazioni necessaria affinché si possa notare un apprezzabile miglioramento delle incertezze sui parametri osservativi.

Il tempo di osservazione totale (dataspan) scelto in questo lavoro di Tesi è pari a 10 anni, fissando l'inizio delle simulazioni al giorno seguente quello del termine delle osservazioni reali, al fine di poter unire in un secondo momento i dati reali a quelli simulati.

Poiché non è concepibile avere un'unica osservazione della durata di 10 anni, per ottimizzare le incertezze sulle effemeridi finali è cruciale capire quanto debba essere lunga ogni singola osservazione, e quante sottointegrazioni associate ad un singolo ToA possano essere recuperate da ciascuna osservazione. Nella scelta delle campagne di osservazione da fittare, entrano in gioco i seguenti parametri osservativi:

- il tempo di ogni osservazione  $\Delta T$ , scelto, quando possibile, in modo che l'osservazione sia in grado di coprire almeno un periodo orbitale  $P_b$  della pulsar in esame;
- il tempo di sottointegrazione  $\Delta t$ , scelto in modo da ottenere un compromesso fra il rapporto segnale/rumore  $\sigma$  ed il numero di ToA per ogni orbita;
- l'intervallo temporale tra osservazioni successive  $\Delta t_{oss}$ .

Ogni singola osservazione produce una determinata incertezza sul singolo ToA  $\Delta t_{ToA}$ , che in generale scala nel modo seguente:

$$\Delta t_{ToA} \simeq \frac{W_e}{\sigma} \quad (4.8)$$

Sfruttando la formula del radiometro (relazione 2.3) insieme alla relazione 4.8, si arriva all'importante relazione:

$$\frac{\Delta t_{ToAi}}{\Delta t_{ToAf}} = \sqrt{\frac{\Delta t_f}{\Delta t_i}} = \frac{\sigma_f}{\sigma_i} \quad (4.9)$$

La relazione 4.9 indica che  $\Delta t_{ToA}$  risulta essere inversamente proporzionale sia al tempo di integrazione  $\Delta t$ , sia al rapporto segnale-rumore  $\sigma$ : in particolare, la diminuzione di  $\Delta t_{ToA}$  di un fattore  $x$  si traduce in un aumento di  $\sigma$  e di  $\Delta t$  di un fattore  $x^2$ .

Il plugin fake non è pensato per inserire un numero di ToA consecutivi per un tempo di osservazione pari ad  $n$ -volte  $P_b$ : questo limite può essere "raggirato" inserendo il numero di ToA desiderati ( $\frac{nP_b}{\Delta t}$ ) nelle osservazioni giornaliere, con angolo orario pari a  $P_b$ , e calcolando  $\Delta t_{ToA}$  associato a  $\Delta t$ .

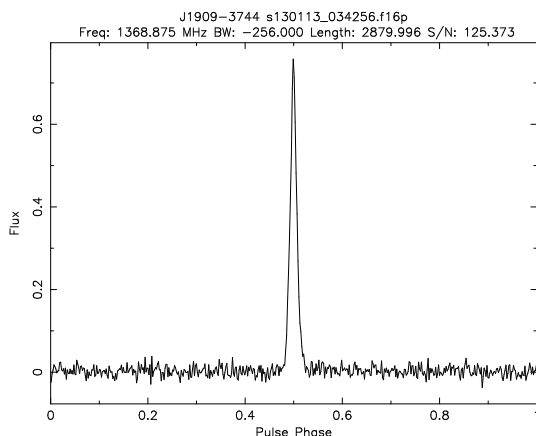


Figura 4.5: *Profilo integrato della pulsar J1909-3744, osservata a Parkes alla frequenza osservativa di 1368.875 MHz.*

## 4.3 Le sorgenti studiate

Come già detto all’inizio di questo capitolo, in questo lavoro di Tesi sono state studiate le due pulsar relativistiche J1909-3744 e J0737-3039A (§4.1).

In questa sezione ci si occuperà di una breve descrizione di queste due pulsar.

### 4.3.1 J1909-3744

La pulsar J1909-3744 è stata scoperta nel 2001 durante la survey Swinburne High Latitude (SHL, descritta nel §6.4) ed appartiene ad un sistema binario la cui compagna è una nana bianca moderatamente calda, con  $T \sim 8500$  K (Jacoby et al., 2003). Questa pulsar, le cui effemeridi sono riportate nella tabella 4.2, possiede un periodo di rotazione di 2.95 ms, compie un’orbita quasi circolare in 1.53 d, e, grazie alla misura della parallasse ed il moto proprio, si può dire che possiede una velocità trasversale di  $\sim 140$  km s<sup>-1</sup> (Jacoby et al., 2003).

Come si evince dalla figura 4.5, questa pulsar mostra una larghezza dell’impulso incredibilmente stretta ( $W_e = 43$   $\mu$ s), e quindi si presta ad un’analisi timing di alta precisione: dopo 2 anni di osservazioni a Parkes, le campagne osservative giornaliere hanno fornito un rms pesato dei residui pari a 74 ns (Jacoby et al., 2005).

L’analisi di timing ha mostrato chiaramente un forte ritardo di Shapiro  $s$ , evidenziando che questo sistema binario è visto di taglio. Questo ritardo ha consentito per la prima volta in assoluto la determinazione accurata della massa di una pulsar rapidamente rotante, ossia  $1.438 M_\odot$  (Jacoby et al., 2005). Inoltre, attraverso la spettroscopia ottica è stata ricavata sia la misura della velocità radiale che la massa della stella compagna ( $\sim 0.2038 M_\odot$ ), ottenendo quindi il rapporto di massa  $R$  del sistema<sup>10</sup>.

Con la massa della stella compagna, e con future campagne osservative al fine di

---

<sup>10</sup>Il rapporto tra le masse  $R$  è un vincolo ottenibile solo per sistemi binari ed è, al contrario dei vincoli legati ai parametri post-Kepleriani, indipendente dalla teoria della gravità adottata.

Tabella 4.2: Parametri delle pulsar J1909-3744 e J0737-3039A determinati con le procedure di timing, rispettivamente a Nancay e GBT, utilizzando le effemeridi del sistema solare DE421 (per la pulsar J1909-3744) e DE405 (per la pulsar J0737-3039A). Sono mostrati i parametri con la loro etichetta in TEMPO2 (tabella 4.1).

Parametri	J1909-3744	J0737-3039A
RAJ	19 <sup>h</sup> 09 <sup>m</sup> 47 <sup>s</sup> .437963(2)	07 <sup>h</sup> 37 <sup>m</sup> 51 <sup>s</sup> .248719(7)
DECJ	-37°44 <sup>m</sup> 14 <sup>s</sup> .31945(85)	-30°39 <sup>m</sup> 40 <sup>s</sup> .7127(1)
F0	339.315687497531(5)	44.0540691061818(2)
F1	-1.61485(25)·10 <sup>-15</sup>	-3.415721(3)·10 <sup>-15</sup>
PEPOCH	53000.0	54127.0
DM	10.3943(7)	48.91575(78)
DM1	-0.00038(2)	-
PX	0.92(3)	3(2)
PMRA	-9.506(45)	-2.72(3)
PMDEC	-35.82(15)	2.33(4)
A1	1.89799099(61)	1.4150314(56)
PB	1.53344947435(21)	0.102251562468(4)
PBDOT	4.9(12)·10 <sup>-13</sup>	-1.2481(4)·10 <sup>-12</sup>
ECC	-	0.0877772(1)
T0	-	53155.90742813(8)
OM	-	87.0335(29)
OMDOT	-	16.89927(5)
EPS1	15(28)·10 <sup>-9</sup>	vedi ECC
EPS2	-1.0(15)·10 <sup>-7</sup>	vedi ECC
SINI	0.9974(25)	0.99994(38)
M2	0.213(37)	1.25(1)
GAMMA	-	0.0003835(6)
TASC	53113.95074198(1)	-

rafforzare l'analisi di timing, ci si aspetta che si possa determinare con accuratezza sempre maggiore la massa della pulsar.

Ad oggi per questa pulsar sono stati misurati 3 parametri post-Kepleriani (i due ritardi di Shapiro  $s$  e  $r$ , e  $\dot{P}_b$ ), e quindi, alla luce dei ragionamenti effettuati nel paragrafo 4.1.1, è stato possibile effettuare un solo test di Relatività Generale: solo con la misura di ulteriori parametri post-Kepleriani si potranno quindi rafforzare tali test.

Inoltre una misura accurata della parallasse, combinata con la massa della stella compagna, potrà fornire in futuro un'importante base per lo sviluppo dei modelli che descrivono i sistemi binari costituiti da una pulsar ed una nana bianca.

### 4.3.2 J0737-3039A

La pulsar J0737-3039A è stata scoperta nel 2003 durante la survey Parkes High-Latitude Pulsar (PHSURV, descritta nel §6.4) ed appartiene al sistema binario PSR J0737-3039A/B, l'unico formato da due pulsar (Burgay et al., 2003), scoperto dal Gruppo Pulsar dell'Osservatorio Astronomico di Cagliari ed i loro partner internazionali.

Questa pulsar mediamente riciclata, le cui effemeridi sono riportate nella tabella 4.2, è stata la prima ad essere scoperta in questo sistema binario, e proprio per questo motivo è stata chiamata A: tra le varie caratteristiche osservative, possiede un periodo di rotazione di 22 ms, un periodo orbitale di soli 0.1 d, ed un impulso la cui

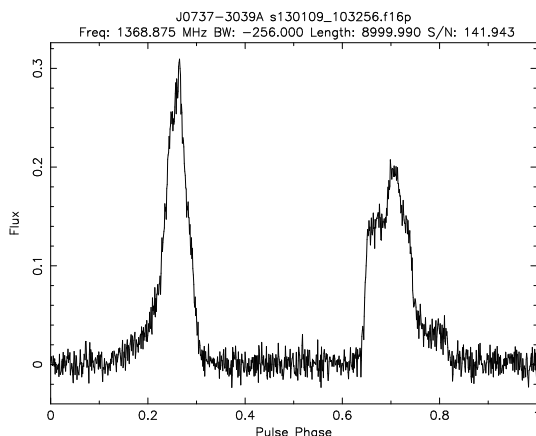


Figura 4.6: *Profilo integrato della pulsar J0737-3039A, osservata a Parkes alla frequenza osservativa di 1368.875 MHz. Si nota la presenza di una doppia pulsazione, dovuta probabilmente al fenomeno dell'interpulso descritto nel §1.6 (Burgay et al., 2003).*

larghezza è più larga della pulsar J1909-3744 ( $W_e \sim 4$  ms). Anche per questa pulsar, l'analisi di timing ha mostrato chiaramente un forte ritardo di Shapiro  $s$ , evidenziando che questo sistema binario è visto di taglio: questo ritardo ha consentito di poter determinare la massa della pulsar, ossia  $1.338 M_\odot$  (Kramer et al., 2006). Poiché questo sistema binario è fortemente relativistico, esso si presta ad un'analisi di timing estremamente accurata: in particolare, grazie all'orbita molto stretta ed al fatto che sia visto praticamente di taglio, in soli due anni e mezzo di osservazioni sono stati osservati tutti i parametri del sistema con grande precisione (Kramer et al., 2006).

La doppia pulsar, fino ad ora unica nel suo genere, ha consentito di aprire quindi un'ulteriore pagina nella verifica delle teorie sulla gravità, fornendo uno dei migliori test della Relatività Generale in limite di campo forte: una volta individuate nel diagramma le aree (colorate in giallo in figura 4.7) escluse dalle funzioni di massa delle due pulsar (relazione 3.12), ed imponendo che  $\sin i \leq 1$ , sono state tracciate le curve relative ai parametri post-Kepleriani ( $\dot{P}_b$ ,  $\dot{\omega}$ ,  $\gamma$ ,  $r$  e  $s$ ), e la linea (o meglio, il “corridoio”) del rapporto tra le masse  $R = \frac{m_A}{m_B} = \frac{x_B}{x_A}$  calcolato dal rapporto fra i semiassi maggiori delle orbite di A e B. Sempre osservando la figura 4.7, l'intersezione di tutte le curve definisce un'unica area (evidenziata in celeste nel riquadro più piccolo), corrispondente all'esatta individuazione delle masse di A e B: quest'area rappresenta la precisione di questo test nel determinare le masse delle due pulsar. Dalla misura diretta del parametro  $s$  del ritardo di Shapiro, si è determinato il rapporto fra il valore osservato  $s_{oss}$  e quello previsto dalla Relatività Generale ( $s_{GR}$ , relazione 4.5):

$$\frac{s_{oss}}{s_{GR}} = 0.99987 \pm 0.00050$$

trovando che  $s_{oss}$  risulta coincidere con  $s$  con un'incertezza dello 0.05%. Essendo uno dei migliori test della Relatività Generale in limite di campo forte, è importante ottimizzare i parametri osservativi di questo sistema, perchè ci si aspetta che dalle osservazioni future si riescano ad indagare intimamente gli eventuali limiti della teoria della Relatività Generale e delle altre teorie alternative.

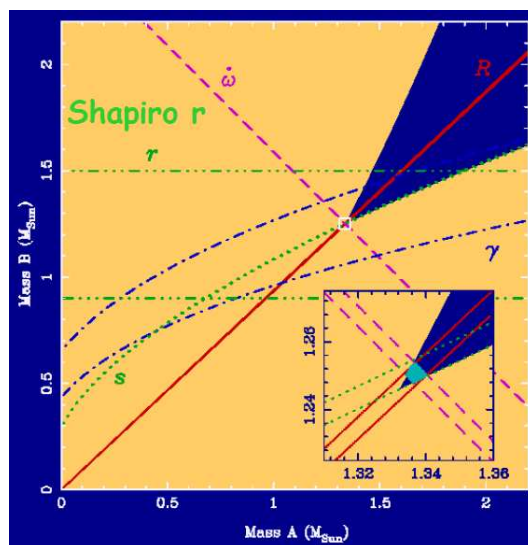


Figura 4.7: Diagramma di test sui parametri orbitali secondo la Relatività Generale per la doppia pulsar PSR J0737-3039A/B. Nel riquadro più piccolo è evidenziata l'area di intersezione delle varie curve (Kramer et al., 2006).

## 4.4 Risultati dell'indagine condotta in questa Tesi

Una volta ottenuta la campagna osservativa, costituita dai ToA reali e dai ToA simulati, è necessario eseguire la procedura del timing su di essa, per vedere se le incertezze iniziali delle effemeridi reali diminuiscono con l'aggiunta di nuovi ToA.

Per la pulsar J0737-3039A i ToA reali provengono dal radiotelescopio di Green Bank, mentre per la pulsar J1909-3744 i ToA provengono sia dal radiotelescopio di Nancay che dal radiotelescopio di Parkes.

Il *Green Bank Telescope* (GBT), è un radiotelescopio di 100 m di diametro situato a Green Bank, in West Virginia (USA): effettua osservazioni di pulsar da una frequenza di 0.3 GHz fino ad una frequenza di 100 GHz. Il *Nancay Radio Telescope* (NRT) è un radiotelescopio di transito situato a Nancay, in Francia: effettua osservazioni di pulsar in due bande di frequenza ( $1.1 \div 1.8$  GHz e  $1.7 \div 3.5$  GHz). Il radiotelescopio di Parkes, ha un diametro di 64 m, ed è situato a Parkes, in Australia: effettua osservazioni di pulsar da una frequenza di 0.7 GHz fino ad una frequenza di 26 GHz.

Per sapere se la procedura del timing ha fornito una buona soluzione, e quindi sapere se una campagna di osservazioni può essere considerata ottimale, è necessario controllare se il fit ha prodotto incertezze inferiori alle differenze tra le incertezze di fit successivi (vedere ad esempio la figura 4.2).

Come si vedrà nei paragrafi seguenti, tutte le soluzioni di timing fornite da TEMPO2 sono state inserite in un grafico, dove in ascissa è posto il tempo totale di osservazione (dataspan), misurato in anni, ed in ordinata è posta l'incertezza frazionaria dei parametri<sup>11</sup>. L'utilizzo di questa particolare incertezza è dovuto alla necessità di

<sup>11</sup>Solo per RAJ e DECJ in ordinata si preferisce utilizzare il mas, piuttosto che l'incertezza frazionaria.

valutare la bontà delle campagne osservative, vedendo fino a quali cifre significative il parametro, preso dalle effemeridi della pulsar, è preciso: se la campagna osservativa è buona, l'incertezza frazionaria diminuisce al passare del tempo; viceversa se la campagna osservativa è cattiva. L'asse delle ascisse mostra anche l'anno zero, che indica l'incertezza frazionaria ottenuta dalle soluzioni di timing sui dati reali ottenuti dai ricevitori.

#### 4.4.1 Determinazione di $\Delta t_{ToA}$

Siccome SRT non ha ancora osservato le pulsar in questione, non è possibile misurare direttamente l'incertezza  $\Delta t_{ToA}$ . In questa sezione viene allora effettuata una stima di questa grandezza, basandosi sui dati collezionati ad altri radiotelescopi.

##### J1909-3744

I ToA di riferimento di questa pulsar provengono da NRT: in questo radiotelescopio la sorgente è stata osservata per circa 7 anni, effettuando osservazioni in media ogni settimana, con  $\Delta T_{medio} = 3000$  s e  $\Delta t_{ToA,NRT,medio} = 174.655$  ns, ottenendo profili integrati con  $\sigma_{medio} = 237.830$ .

Al fine di ricavare un valore ottimale  $\Delta t_{ToA}$  per SRT ( $\Delta t_{ToA,SRT}$ ), si è calcolato  $\Delta t_{ToA,SRT}$  a partire dai risultati delle osservazioni sia a NRT ( $\Delta t_{ToA,SRT,NRT}$ ), sia a Parkes ( $\Delta t_{ToA,SRT,Parkes}$ ): a Parkes sono state effettuate osservazioni con  $\Delta T = 3600$  s,  $\Delta t = 480$  s e  $\Delta t_{ToA,Parkes,medio} = 306$  ns, ottenendo profili integrati con  $\sigma_{medio} = 187.697$ .

Prima di ottenere  $\Delta t_{ToA,SRT}$ , è necessario determinare  $W_e$  riscalata alla frequenza osservativa di 1550 MHz di SRT, a partire dai dati sia di Parkes ( $W_{e,SRT,Parkes}$ ) che di NRT ( $W_{e,SRT,NRT}$ ):  $W_e$  si ottiene dalla relazione 1.21, dove tutti i valori utili per la sua determinazione sono riportati nella tabella 4.5.

Quindi si ottiene:

$$W_{e,SRT,Parkes} = 4.383 \cdot 10^{-5} \text{ s}$$

$$W_{e,SRT,Nancay} = 4.445 \cdot 10^{-5} \text{ s}$$

Osservando la tabella 4.5 si può notare che:

- $\nu$ ,  $P$  e DM sono presi dalle effemeridi delle pulsar;
- $\Delta\nu$ ,  $n_{bin}$ ,  $n_{chan}$  e  $\beta$  sono ottenuti dal software *vap*;
- $W_e$  di Parkes e NRT sono ottenuti dal software *psrcat*;
- $\delta t_{scatt}$  a Parkes e Nancay è ottenuto dal software *ne2001*;
- $\delta t_{scatt}$  a SRT è ottenuto sapendo che  $\delta t_{scatt} \propto \nu^{-4.4}$ , quindi  $\delta t_{scatt,SRT} = \delta t_{scatt} \cdot \frac{\nu}{\nu_{SRT}}^{-4.4}$ ,

Tabella 4.3: *Parametri osservativi e strumentali utili per la determinazione di  $\Delta t_{ToA}$  a SRT con  $\Delta T = 3840$  s, per la pulsar J1909-3744 alla frequenza osservativa 1550 MHz.*

Valori	Parkes	Nancay	SRT <sub>Parkes</sub>	SRT <sub>Nancay</sub>
$\nu$ (MHz)	1369	1400	1550	1550
$P$ (s)	$2.94711 \cdot 10^{-3}$	$2.94711 \cdot 10^{-3}$	$2.94711 \cdot 10^{-3}$	$2.94711 \cdot 10^{-3}$
$T_{sky}$ (K)	1.86124	1.75205	1.33105	1.33105
$T_{sys}$ (K)	23	35	21	21
$G$ (K Jy <sup>-1</sup> )	0.735	1.400	0.640	0.640
$N_p$	2	2	2	2
$\Delta t$ (s)	3840	3600	3840	3600
$\Delta \nu$ (MHz)	256	128	400	400
$W_e$ (s)	$4.37 \cdot 10^{-5}$	$4.37 \cdot 10^{-5}$	$4.38 \cdot 10^{-5}$	$4.45 \cdot 10^{-5}$
$S_{min}$ (mJy)	0.57409	0.79788	0.45910	0.66431
$\sigma$	193.981	237.830	187.697	261.084
$\Delta t_{ToA}$ (ns)	174.655	306.000	177.555	278.746

Tabella 4.4: *Valori di  $\Delta t_{ToA}$  a SRT con vari  $\Delta t$ , per la pulsar J1909-3744 alla frequenza osservativa 1550 MHz.*

$\Delta T$ (s)	$\Delta t_{ToA SRT, Parkes}$ (ns)	$\Delta t_{ToA SRT, NRT}$ (ns)	$\Delta t_{ToA SRT medio}$ (ns)
3600	183.378	278.746	231.062
900	366.756	557.492	462.124
450	518.671	788.412	653.542
225	733.511	1114.983	924.247

- $W$  è ottenuto utilizzando i soli dati di Parkes e NRT (relazione 1.21), al fine di poter calcolare successivamente  $W_{e SRT, Parkes}$  e  $W_{e SRT, NRT}$ ;
- $\delta t_{DM}$  è ottenuto dalla relazione 2.5;
- $\delta t = \frac{P}{n_{bin}}$ ;
- $\delta \nu = \frac{\Delta \nu}{n_{chan}}$ .

A questo punto si procede con la determinazione di  $\Delta t_{ToA SRT}$  (tabella 4.4): tutti i parametri necessari sono riportati nella tabella 4.3, ricordando che i valori riscritti per  $\sigma$  e  $\Delta t_{ToA}$  sono ottenuti attraverso la relazione 4.9.

Dai risultati indicati nella tabella 4.4, risulta che i  $\Delta t_{ToA SRT, NRT}$  sono maggiori di un fattore 1.5 rispetto a  $\Delta t_{ToA SRT, Parkes}$ . Dato che questi due valori differiscono di un fattore inferiore a 2, si è deciso di adottare come  $\Delta t_{ToA SRT}$  la media aritmetica tra  $\Delta t_{ToA SRT, NRT}$  e  $\Delta t_{ToA SRT, Parkes}$ .

Tabella 4.5: Conversione della larghezza equivalente per la pulsar J1909-3744 alla frequenza osservativa 1550 MHz di SRT dai radiotelescopi di Parkes e Nancay.

Valori	Parkes	Nancay	SRT <sub>Parkes</sub>	SRT <sub>Nancay</sub>
$\nu$ (MHz)	1369	1400	1550	1550
$P$ (s)	$2.94710807 \cdot 10^{-3}$	$2.94710807 \cdot 10^{-3}$	$2.94710807 \cdot 10^{-3}$	$2.94710807 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\nu$ (MHz)	256	128	400	400
$W_e$ (s)	$4.37 \cdot 10^{-5}$	$4.37 \cdot 10^{-5}$		
$\beta$	2	2	2	2
$n_{bin}$	512	512	512	512
$\delta t$ (s)	$5.7560704455200 \cdot 10^{-6}$	$5.7560704455200 \cdot 10^{-6}$	$5.7560704455230 \cdot 10^{-6}$	$5.7560704455227 \cdot 10^{-6}$
DM (pc cm <sup>-2</sup> )	10.394	10.394	10.394	10.394
$\delta\nu$ (MHz)	0.25	0.125	0.390625	0.390625
$n_{chan}$	1024	1024	1024	1024
$\delta t_{DM}$ (s)	$8.406021 \cdot 10^{-6}$	$3.929720 \cdot 10^{-6}$	$9.049524 \cdot 10^{-6}$	$9.04900 \cdot 10^{-6}$
$\delta t_{scatt}$ (s)	$9.138 \cdot 10^{-9}$	$9.138 \cdot 10^{-9}$	$5.291 \cdot 10^{-9}$	$5.839 \cdot 10^{-9}$
$\alpha$	1.8	1.8	1.8	1.8
$W$ (s)	$4.131 \cdot 10^{-5}$	$4.197 \cdot 10^{-5}$		



Tabella 4.6: Conversione della larghezza equivalente per la pulsar J0737-3039A alla frequenza osservativa 1550 MHz di SRT dal radiotelescopio GBT.

Valori	GBT	SRT <sub>GBT</sub>
$\nu$ (MHz)	1400	1550
$P$ (s)	$2.26993786 \cdot 10^{-2}$	$2.26993786 \cdot 10^{-2}$
$\Delta\nu$ (MHz)	400	400
$W_e$ (s)	$4.0 \cdot 10^{-3}$	
$\beta$	2	2
$n_{bin}$	1024	512
$\delta t$ (s)	$2.216736 \cdot 10^{-5}$	$4.433472 \cdot 10^{-5}$
DM (pc cm <sup>-2</sup> )	48.92	48.92
$\delta\nu$ (MHz)	0.195313	0.390625
$n_{chan}$	2048	1024
$\delta t_{DM}$ (s)	$2.890084 \cdot 10^{-5}$	$4.259214 \cdot 10^{-5}$
$\delta t_{scatt}$ (s)	$1.009 \cdot 10^{-10}$	$0.645 \cdot 10^{-10}$
$\alpha$	2.3	2.3
$W$ (s)	$3.999649 \cdot 10^{-3}$	

### J0737-3039A

I ToA per questa pulsar provengono da GBT: in questo radiotelescopio la sorgente è stata osservata per circa 7 anni, effettuando campagne mediamente mensili, con  $\Delta T = P_b$ ,  $\Delta t = 30$  s (ottenendo circa 300 ToA per orbita) e  $\Delta t_{ToA,GBT}$  oscillante tra  $10 \mu s$  e  $30 \mu s$ . In questo lavoro di Tesi è stato considerato come  $\Delta t_{ToA,GBT}$  un valore medio, ossia  $20 \mu s$ .

Anche per questa pulsar, prima di ottenere  $\Delta t_{ToA,SRT}$ , è necessario determinare  $W_e$  riscalata alla frequenza osservativa di 1550 MHz di SRT, a partire dai dati di GBT ( $W_{e,SRT,GBT}$ );  $W_e$  si ottiene sempre dalla relazione 1.21, dove tutti i valori utili per la sua determinazione sono riportati nella tabella 4.6.

Quindi si ottiene:

$$W_{e,SRT,GBT} = 4.0009 \cdot 10^{-3} \text{ s}$$

Tutti i parametri riportati in tabella 4.6 sono stati ricavati nello stesso modo già discusso per la pulsar J1909-3744.

Una volta noto  $\Delta t_{ToA,GBT}$  si procede alla determinazione di  $\sigma$  a GBT, questa volta sfruttando la relazione 4.8, ottenendo  $\sigma = 199.983$ .

Ora è possibile procedere alla determinazione di  $\Delta t_{ToA,SRT}$ : tutti i parametri necessari sono riportati nella tabella 4.7, ricordando che i valori riscalati per  $\sigma$  e  $\Delta t_{ToA}$  sono ottenuti attraverso la relazione 4.9.

Le caratteristiche strumentali di SRT, accompagnate alle caratteristiche della sorgente in esame, molto probabilmente non consentono di utilizzare  $\Delta t$  di soli 30 s, poiché tale valore causerebbe un abbassamento di  $\sigma$ , un aumento di  $\Delta t_{ToA,SRT}$  (relazione 4.9), e quindi un allargamento di  $W_e$  (relazione 4.8).

Per risolvere questo problema è stata effettuata una pre-indagine, il cui scopo è quello di verificare quale possa essere quel  $\Delta t$  ottimale ad SRT, che sia un buon compromesso tra i parametri strumentali e quelli osservativi. A tal proposito sono stati presi 3 valori di prova  $\Delta t_p$ : 60 s, 120 s e 300 s. La pre-indagine quindi è stata eseguita mediante osservazioni simulate con tempo di osservazione pari a 2 periodi

Tabella 4.7: Parametri osservativi e strumentali utili per la determinazione di  $\Delta t_{ToA SRT}$  con  $\Delta t = 30$  s, per la pulsar J0737-3039A alla frequenza osservativa 1550 MHz.

Valori	GBT	SRT <sub>GBT</sub>
$\nu$ (MHz)	1400	1550
$P$ (s)	$22.69938 \cdot 10^{-3}$	$22.69938 \cdot 10^{-3}$
$T_{sky}$ (K)	1.10712	0.84110
$T_{sys}$ (K)	20	21
$G$ (K Jy <sup>-1</sup> )	2.00	0,64
$N_p$	2	2
$\Delta t$ (s)	30	30
$\Delta \nu$ (MHz)	400	400
$W_e$ (s)	$4.0000 \cdot 10^{-3}$	$4.0009 \cdot 10^{-3}$
$S_{min}$ (mJy)	6.30144	4.98622
$\sigma$	199.983	48.938
$\Delta t_{ToA}$ ( $\mu$ s)	20.000	81.743

Tabella 4.8: Valori di  $\Delta t_{ToA SRT}$  con vari  $\Delta t_p$ , per la pulsar J0737-3039A alla frequenza osservativa 1550 MHz.

$\Delta t_p$ (s)	$\Delta t_{ToA GBT}$ ( $\mu$ s)	$\Delta t_{ToA SRT}$ ( $\mu$ s)
30	20.000	81.743
60	14.142	57.801
120	10.000	40.872
300	6.325	25.849

orbitali e osservazioni settimanali (tabella 4.11): i valori di  $\Delta t_{ToA SRT}$  alla frequenza di 1550 MHz per i 3  $\Delta t_p$ , sono riportati nella tabella 4.8.

Le soluzioni di timing invece sono state riportate nei grafici (figura 4.8), ricordando che all'anno zero del dataspan corrisponde l'incertezza frazionaria delle effemeridi ottenute mediante la soluzione di timing con i dati reali di GBT. Dai grafici, mostrati in figura 4.8, non sembrano sussistere variazioni significative nei parametri: i miglioramenti sembrano essere contenuti al massimo in un fattore 1.04.

Il caso di  $\Delta t_p = 60$  s è stato scartato, in quanto produrrebbe troppi ToA (§4.2.3) ed in ogni caso mostrerebbe miglioramenti esigui.

La scelta più ragionevole è stata quindi quella di prendere  $\Delta t_p = 300$  s, in quanto produce un numero inferiore di ToA rispetto al caso  $\Delta t_p = 60$  s di un fattore 5 (relazione 4.9), con un peggioramento delle osservazioni molto limitato (un fattore massimo di 1.04).

Quindi il valore scelto di  $\Delta t_{ToA SRT}$  risulta essere quello associato a  $\Delta t_p = 300$  s che, come riportato nella tabella 4.8, risulta essere 25.849  $\mu$ s.

## 4.4.2 Simulazioni

Una volta in possesso di  $\Delta t_{ToA SRT}$ , si procede con le simulazioni delle campagne osservative: sono state provate diverse tipologie di osservazioni simulate.

Nelle seguenti sottosezioni sono riportati i casi specifici per le due pulsar studiate.

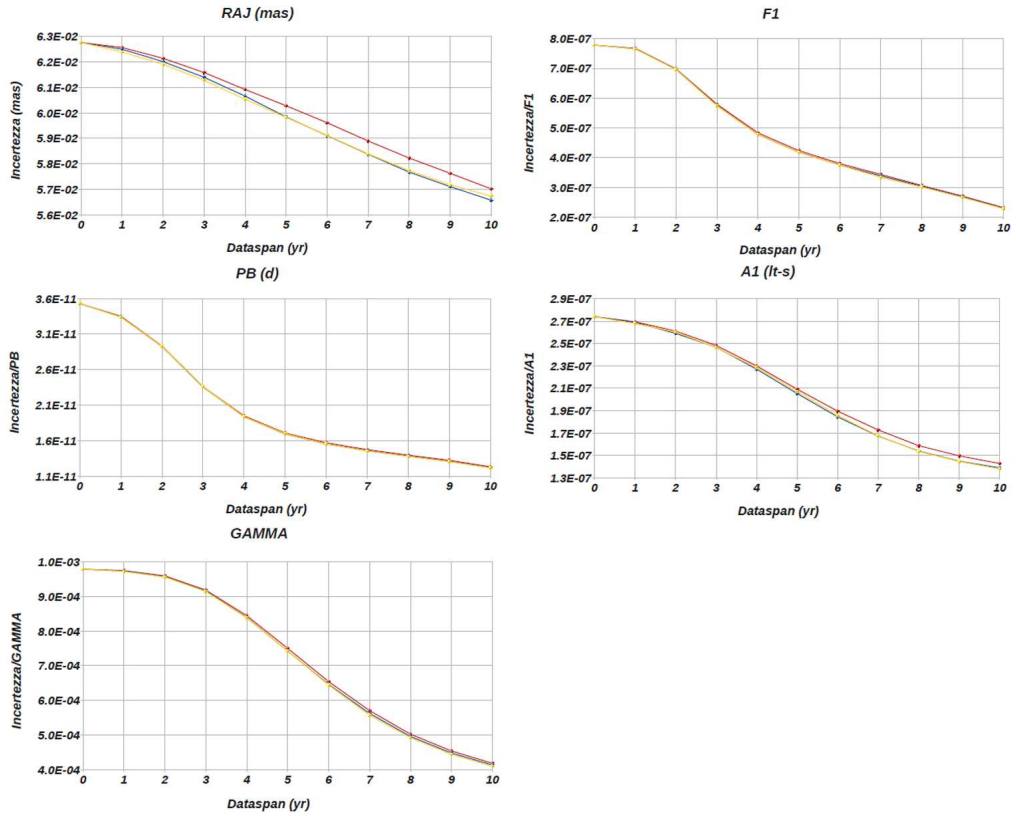


Figura 4.8: Incertezza assoluta o frazionaria per 5 parametri risultanti dall'effettuazione di campagne osservative di prova per la pulsar  $J0737-3039A$ , con osservazioni a cadenza settimanale e con tempo di osservazione pari ad 2 orbite. Sono visualizzati solo 5 parametri (mostrati con la loro etichetta in TEMPO2, tabella 4.1): uno posizionale (RAJ), uno rotazionale (F1), due Kepleriani (PB e A1) ed uno post-Kepleriano (GAMMA). In giallo sono indicate le campagne osservative realizzate con  $\Delta t_p = 60$  s, in blu le campagne osservative realizzate con  $\Delta t_p = 120$  s, mentre in rosso le campagne osservative realizzate con  $\Delta t_p = 300$  s.

Tabella 4.9: Campagne osservative realizzate con il plug-in fake di TEMPO2, per la pulsar J1909-3744.  $\Delta t_{oss}$  indica 3 opzioni per l'intervallo tra osservazioni successive,  $n_{oss}$  indica il numero di osservazioni giornaliere,  $HA$  indica l'angolo orario, ed infine  $MJD_i$  e  $MJD_f$  indicano rispettivamente l'inizio e la fine delle osservazioni.

$\Delta t_{oss}$ (d)	$n_{oss}$	$HA$ (h)	$MJD_i$ (MJD)	$MJD_f$ (MJD)	$\Delta t_{ToA, SRT}$ (ms)
1/7/30	1		55844	59493	0.00023106
1/7/30	2	1	55844	59493	0.00023106
1/7/30	4	0.25	55844	59493	0.00046212
1/7/30	8	0.25	55844	59493	0.00046212

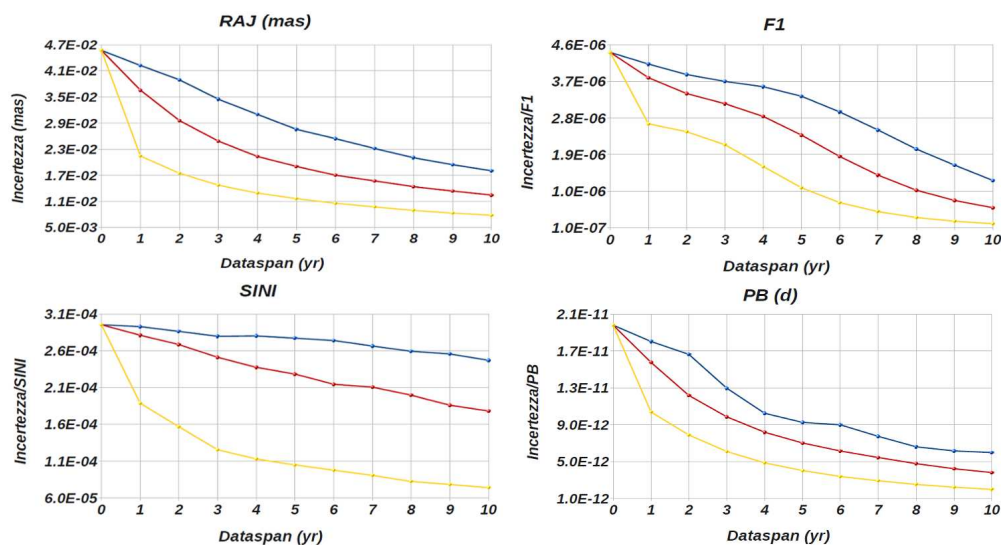


Figura 4.9: Incertezza assoluta o frazionaria per 4 parametri (uno posizionale RAJ, uno rotazionale F1, uno Kepleriano PB ed uno post-Kepleriano SINI) per la pulsar J1909-3744, effettuando campagne osservative di 1 ToA con  $\Delta T = 1$  h. Le campagne osservative giornaliere sono indicate in giallo, le campagne osservative settimanali sono indicate in rosso, mentre le campagne osservative mensili sono indicate in blu.

## J1909-3744

Le simulazioni delle campagne osservative per la pulsar J1909-3744 sono state effettuate tenendo conto che non possono coprire un'orbita nell'arco di un giorno, in quanto il periodo orbitale della pulsar è pari a 1.53 d. Per questo motivo si è deciso di basare la simulazione su un certo numero di ToA, osservabili in un tempo di osservazione arbitrario piuttosto che  $nP_b$  (§4.2.3): a tal fine sono stati scelti 1 ToA (con  $\Delta T = 1$  h), 2 ToA (con  $\Delta T = 2$  h), 4 ToA (con  $\Delta T = 1$  h) e 8 ToA (con  $\Delta T = 2$  h). Le campagne simulate sono state realizzate seguendo le indicazioni fornite nella tabella 4.9.

I risultati delle campagne per ogni parametro studiato sono esplicitati nei grafici dataspan/incertezza frazionaria, riportati nelle figure 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12. Essi riportano l'incertezza frazionaria del parametro in esame (risultante dal best fit dei dati con TEMPO2) in dipendenza della lunghezza del dataspan, da 1 a 10 anni. Le

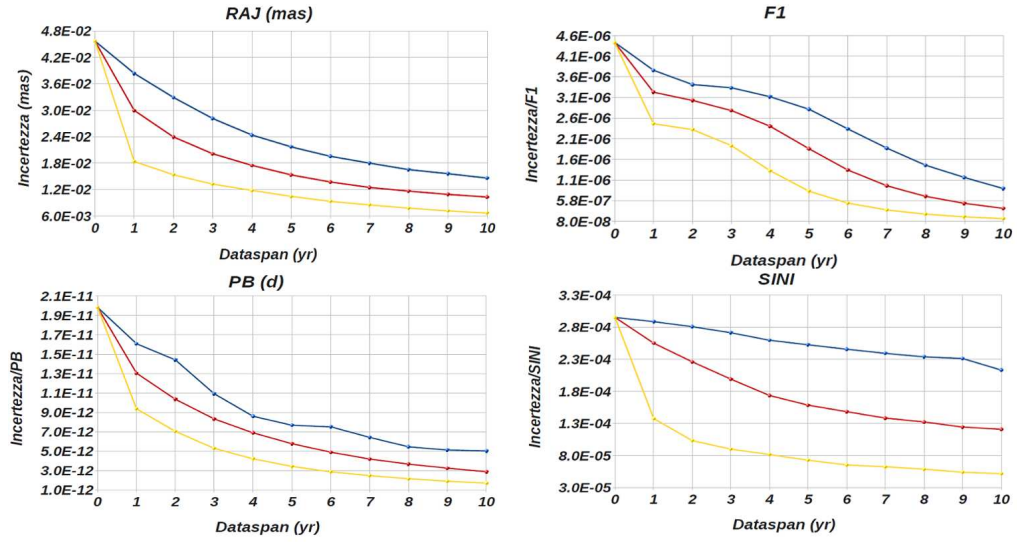


Figura 4.10: Incertezza assoluta o frazionaria per 4 parametri (uno posizionale RAJ, uno rotazionale F1, uno Kepleriano PB ed uno post-Kepleriano SINI) per la pulsar J1909-3744, effettuando campagne osservative di 2 ToA con  $\Delta T = 2$  h. Le campagne osservative giornaliere sono indicate in giallo, le campagne osservative settimanali sono indicate in rosso, mentre le campagne osservative mensili sono indicate in blu.

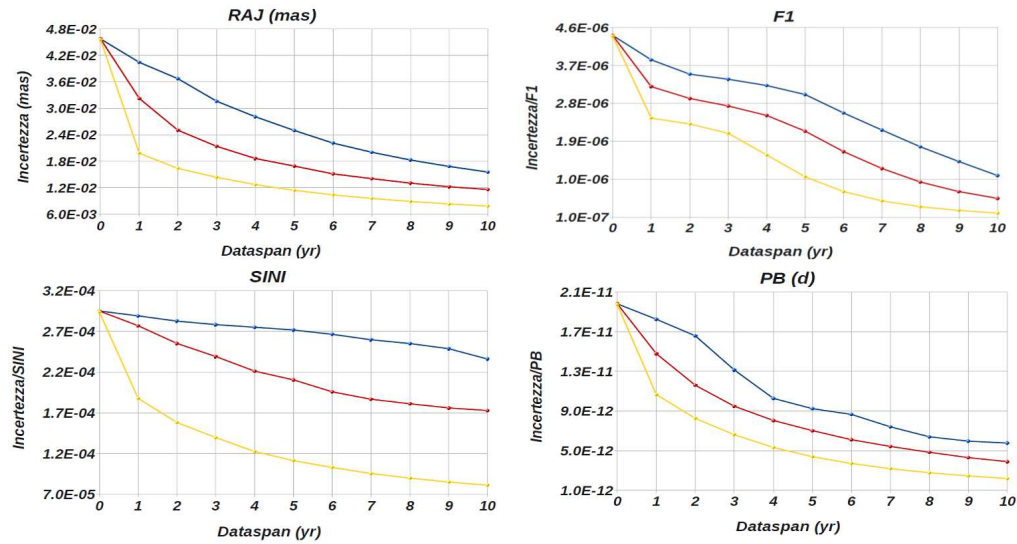


Figura 4.11: Incertezza assoluta o frazionaria per 4 parametri (uno posizionale RAJ, uno rotazionale F1, uno Kepleriano PB ed uno post-Kepleriano SINI) per la pulsar J1909-3744, effettuando campagne osservative di 4 ToA con  $\Delta T = 1$  h. Le campagne osservative giornaliere sono indicate in giallo, le campagne osservative settimanali sono indicate in rosso, mentre le campagne osservative mensili sono indicate in blu.

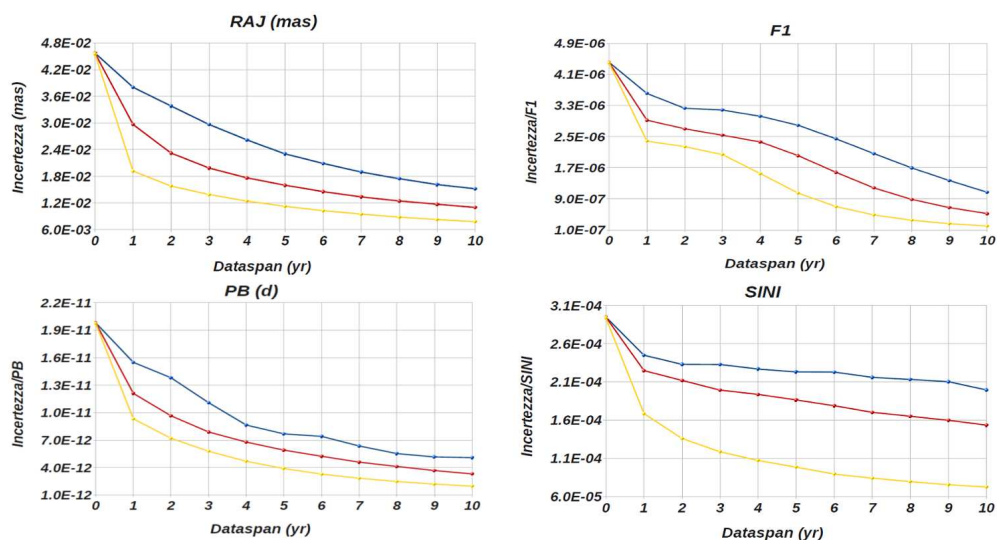


Figura 4.12: Incertezza assoluta o frazionaria per 4 parametri (uno posizionale RAJ, uno rotazionale F1, uno Kepleriano PB ed uno post-Kepleriano SINI) per la pulsar J1909-3744, effettuando campagne osservative di 8 ToA con  $\Delta T = 2$  h. Le campagne osservative giornaliere sono indicate in giallo, le campagne osservative settimanali sono indicate in rosso, mentre le campagne osservative mensili sono indicate in blu.

incertezze all'anno 0 sono quelle attualmente riscontrate nei dati reali.

Dai grafici ottenuti per tutte le campagne osservative si evince un importante miglioramento sui parametri: dopo 10 anni di osservazioni si registrano miglioramenti fino ad un fattore 6.9 per i parametri posizionali, fino ad un fattore 30.6 per i parametri rotazionali, fino ad un fattore 11.6 per i parametri Kepleriani, ed infine fino ad un fattore 10 per i parametri post-Kepleriani (tabella 4.10).

Nonostante questi miglioramenti siano decisamente più marcati per le campagne giornaliere, ci sono principalmente due questioni che inducono a scartare questo tipo di campagna: il primo è legato al troppo tempo sfruttato per l'osservazione al radiotelescopio, che ovviamente effettua diverse osservazioni per diversi progetti scientifici; il secondo invece è legato alla mole di dati prodotta, che appesantirebbe notevolmente i processi computazionali legati alla loro acquisizione ed al timing.

Escludendo le osservazioni giornaliere, ed osservando sempre i grafici (figure 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12), si evince che non sussistono grandi differenze di risultati sia tra le osservazioni settimanali e mensili, sia tra le osservazioni condotte con  $\Delta T = 1$  h e  $\Delta T = 2$  h: in questo contesto quindi la scelta migliore può risultare da un compromesso, ossia quello di utilizzare una campagna osservativa settimanale, con  $\Delta T = 1$  h.

La discussione circa i risultati ottenuti effettuando questo tipo di strategia osservativa verrà ampliata nel paragrafo 4.5.

Tabella 4.10: Miglioramenti in termini di rapporto fra incertezze frazionarie ottenute per 4 parametri per la pulsar J1909-3744.  $n_{oss}$  indica il numero di ToA per ciascuna osservazione,  $\Delta T$  indica il tempo di osservazione e  $\Delta t_{oss}$  indica l'intervallo tra osservazioni successive (1 per le osservazioni effettuate ogni giorno, 7 per le osservazioni effettuate una volta alla settimana e 30 per le osservazioni effettuate una volta al mese).

$n_{oss}$	$\Delta T$ (h)	$\Delta t_{oss}$ (d)	RAJ	F1	PB	SINI
1ToA	1	1	5.7	22.0	4.0	10.0
1ToA	1	7	3.7	7.4	1.7	5.2
1ToA	1	30	2.5	3.5	1.2	3.3
2ToA	2	1	6.9	30.6	11.6	5.7
2ToA	2	7	4.4	11.3	6.9	2.4
2ToA	2	30	3.1	5.1	3.9	1.4
4ToA	1	1	5.9	21.9	9.0	3.6
4ToA	1	7	4.0	8.0	5.1	1.7
4ToA	1	30	3.0	4.1	3.4	1.3
8ToA	2	1	5.9	20.0	10.1	4.1
8ToA	2	7	4.2	8.5	6.0	1.9
8ToA	2	30	3.0	4.1	3.9	1.5

### J0737-3039A

Poiché il periodo orbitale della pulsar J0737-3039A è pari a 0.1023 d, le campagne simulate sono state effettuate con due  $\Delta T$  differenti (1 e 2 orbite), secondo la procedura descritta nel paragrafo 4.2.3. Ogni campagna osservativa è abbinata a 4 tipologie differenti di osservazioni:

1. osservazioni effettuate ogni giorno;
2. osservazioni effettuate una volta alla settimana;
3. osservazioni effettuate una volta al mese;
4. osservazioni effettuate una volta al mese, con l'aggiunta di osservazioni giornaliere per una settimana ogni 3 mesi.

In tabella 4.11 sono riassunte le campagne osservative realizzate in questo lavoro di Tesi.

Tutte le campagne osservative sono state realizzate seguendo le indicazioni fornite nella tabella 4.11: in particolare, le incertezze frazionarie sui parametri relative alle soluzioni di timing con  $\Delta T = P_b$  sono riportate in figura 4.13, mentre quelle relative alle soluzioni di timing con  $\Delta T = 2P_b$  sono riportate in figura 4.14.

Dai grafici ottenuti per tutte le campagne osservative (figure 4.13 e 4.14) si evince chiaramente un miglioramento sui parametri, che in alcuni casi è pari ad un fattore 4 dopo 10 anni di osservazioni.

A differenza delle altre campagne osservative, quella mensile sembra non coprire l'orbita in maniera adeguata, soprattutto quando si tratta di studiare i parametri post-Kepleriani (vedere il parametro SINI nelle figure 4.13 e 4.14), in quanto produce miglioramenti sui parametri decisamente più modesti (al massimo di un fattore 2 dopo 10 anni di osservazioni): per questo motivo si è deciso di scartare la campagna osservativa mensile e mantenere le altre.

Tabella 4.11: Strategia delle simulazioni delle campagne osservative, realizzate con il plugin fake di TEMPO2, per la pulsar J0737-3039A.  $\Delta t_{oss}$  indica 4 opzioni per l'intervallo tra osservazioni successive (1 per le osservazioni effettuate ogni giorno, 7 per le osservazioni effettuate una volta alla settimana, 30 per le osservazioni effettuate una volta al mese, 7+1 per le osservazioni effettuate una volta al mese, con l'aggiunta di osservazioni giornaliere per una settimana ogni 3 mesi),  $n_{orb}$  indica il numero di orbite coperte dall'osservazione,  $n_{oss}^*$  indica il numero di ToA per ciascuna osservazione,  $HA$  indica l'angolo orario, ed infine  $MJD_i$  e  $MJD_f$  indicano rispettivamente l'inizio e la fine delle osservazioni.

$\Delta t_{oss}$ (d)	$n_{orb}$	$n_{oss}^*$	$HA$ (h)	$MJD_i$ (MJD)	$MJD_f$ (MJD)	$\Delta t_{ToA, SRT}$ (ms)
1/7/30/7 + 1	1	29	2.5	55856	59505	0.02584701
1/7/30/7 + 1	2	58	5.0	55856	59505	0.02584701

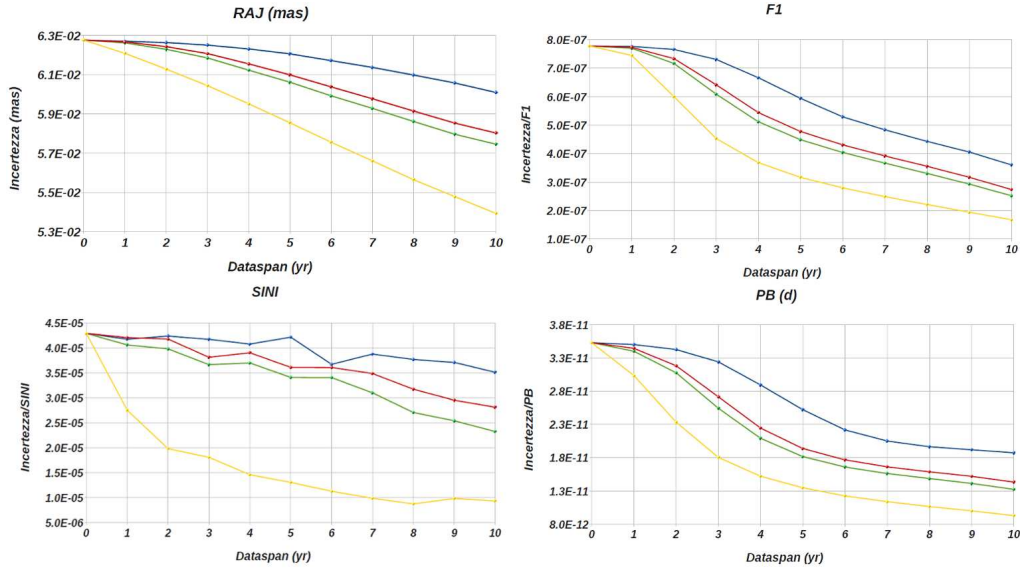


Figura 4.13: Incertezza assoluta o frazionaria per 4 parametri (uno posizionale RAJ, uno rotazionale F1, uno Kepleriano PB ed uno post-Kepleriano SINI) per la pulsar J0737-3039A, effettuando campagne osservative con  $\Delta T = P_b$ . Le campagne osservative giornaliere sono indicate in giallo, le campagne osservative settimanali sono indicate in rosso, le campagne osservative mensili sono indicate in blu, mentre le campagne osservative mensili (con osservazioni giornaliere per una settimana ogni 3 mesi) sono indicate in verde.



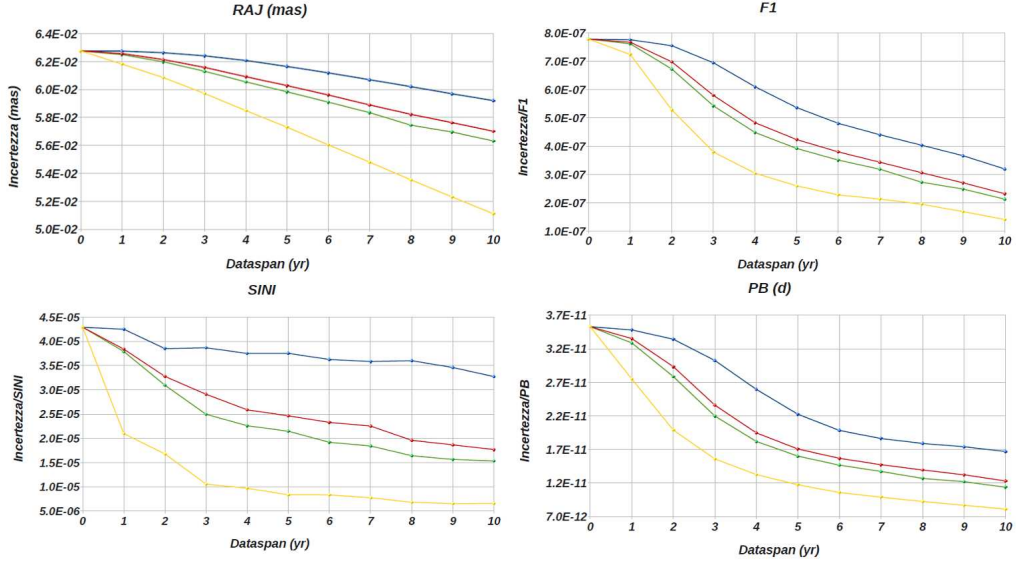


Figura 4.14: Incertezza assoluta o frazionaria per 4 parametri (uno posizionale RAJ, uno rotazionale F1, uno Kepleriano PB ed uno post-Kepleriano SINI) per la pulsar J0737-3039A, effettuando campagne osservative con  $\Delta T = 2P_b$ . Le campagne osservative giornaliere sono indicate in giallo, le campagne osservative settimanali sono indicate in rosso, le campagne osservative mensili sono indicate in blu, mentre le campagne osservative mensili (con osservazioni giornaliere per una settimana ogni 3 mesi) sono indicate in verde.

## 4.5 Discussione analitica dei risultati

Per quanto riguarda la discussione dei risultati ottenuti per le due pulsar in esame, è necessario attuare una strategia osservativa differente in base ai parametri che si vogliono studiare. In questo lavoro di Tesi quello che interessa maggiormente è il miglioramento sui parametri Kepleriani e post-Kepleriani: in ogni caso si cercherà di trovare una campagna osservativa che possa costituire un buon compromesso tra vari aspetti che verranno discussi nelle seguenti sottosezioni.

### 4.5.1 J1909-3744

Come già giustificato nel paragrafo 4.4.2, per la pulsar J1909-3744 è stata scelta la campagna osservativa a cadenza settimanale, con  $\Delta T = 1$  h. Al fine di ottenere più informazioni sul numero ottimale di ToA da produrre, sono state investigate altre due campagne osservative settimanali di 8 e 16 ToA, sempre con  $\Delta T = 1$  h.

Le incertezze assolute e frazionarie per i parametri per questa pulsar relativistica (mostrati con la loro etichetta in TEMPO2, tabella 4.1), effettuando campagne osservative con  $\Delta T = 1$  h, sono riportate nei grafici (figure 4.15 e 4.16), e la discussione per ogni tipologia di parametro è riportata nelle seguenti sottosezioni.

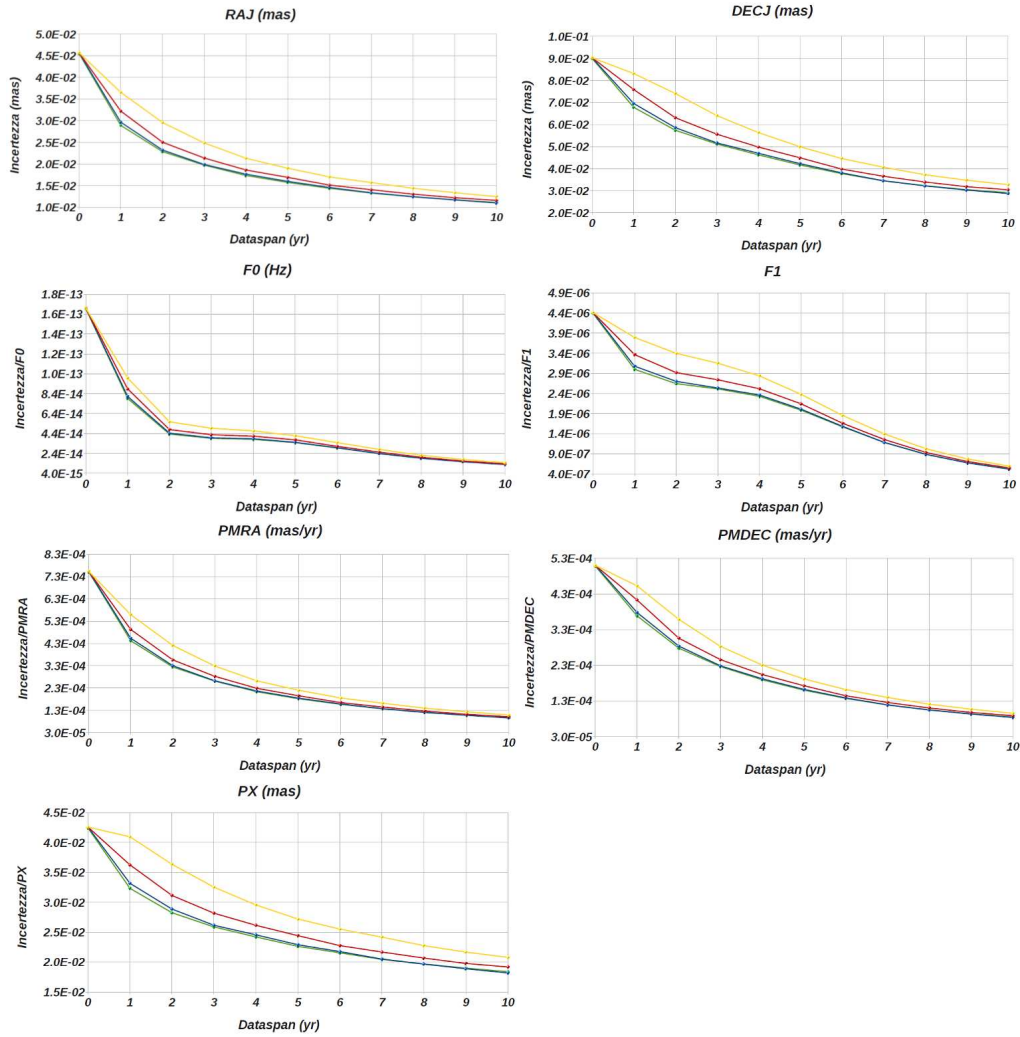


Figura 4.15: Incertezza assoluta o frazionaria per i parametri per la pulsar J1909-3744, effettuando campagne osservative con  $\Delta T = 1$  h. In giallo sono indicate le campagne che prevedono l'acquisizione di 1 ToA per osservazione, in rosso 2 ToA, in blu 8 ToA, ed in verde 16 ToA.

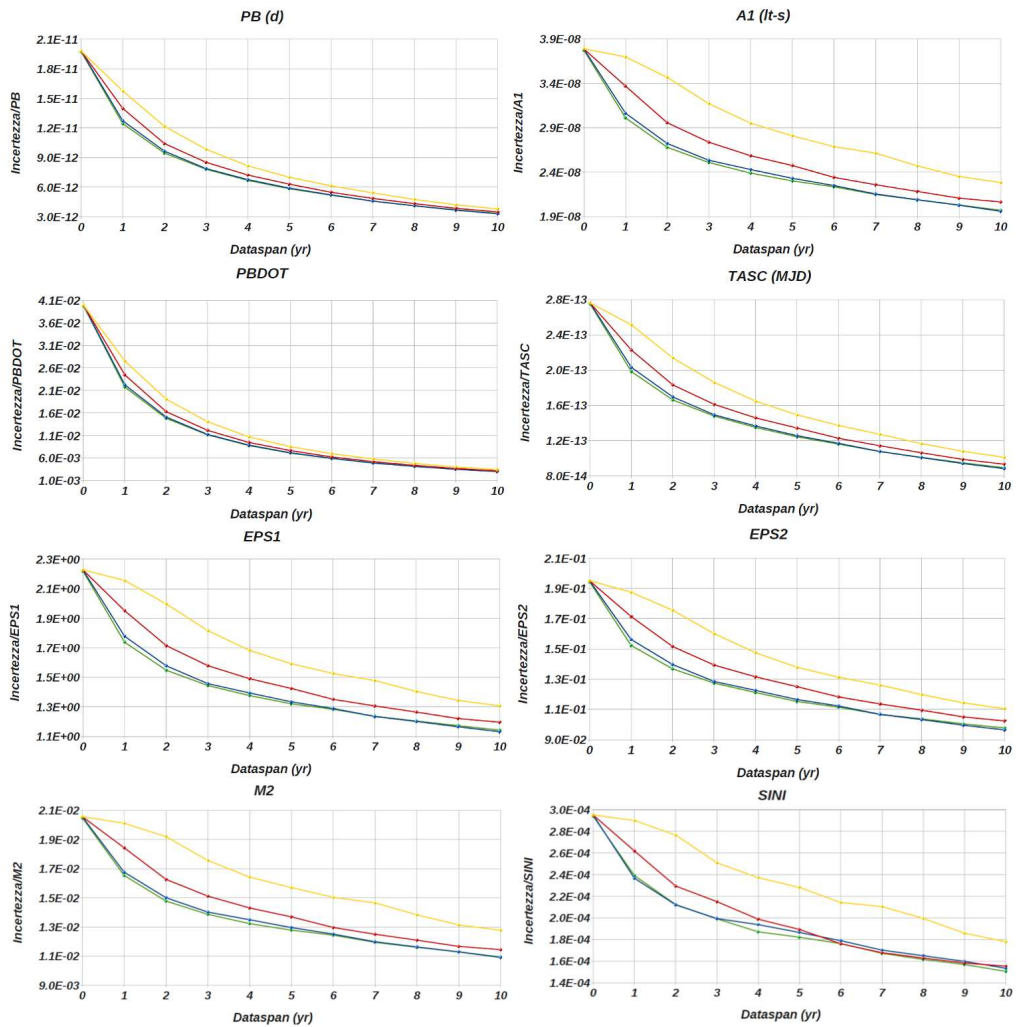


Figura 4.16: Incertezza frazionaria per i parametri per la pulsar J1909-3744, effettuando campagne osservative con  $\Delta T = 1$  h. In giallo sono indicate le campagne che prevedono l'acquisizione di 1 ToA per osservazione, in rosso 2 ToA, in blu 8 ToA, ed in verde 16 ToA.

## Parametri astrometrici (RAJ, DECJ, PX, PMRA, PMDEC)

Per quanto riguarda i parametri astrometrici, i miglioramenti in 10 anni di osservazioni sono compresi in un intervallo tra 2.1 (utilizzando 1 ToA per osservazione) e 7.9 (utilizzando 8 ToA per osservazione).

In particolare:

- RAJ e DECJ migliorano di un fattore compreso in un intervallo tra 2.8 (1 ToA) e 4.2 (8 ToA);
- PMRA e PMDEC migliorano di un fattore compreso in un intervallo tra 5.4 (1 ToA) e 7.9 (8 ToA);
- PX migliora di un fattore compreso in un intervallo tra 2.1 (1 ToA) e 2.3 (8 ToA).

Quindi risulta che la campagna osservativa migliore per l'ottimizzazione dei parametri astrometrici consiste nell'osservare la sorgente per un'ora, con 8 ToA generati dalle osservazioni: i miglioramenti più apprezzabili sono quelli su PMRA e PMDEC, mentre quelli meno apprezzabili sono quelli su PX.

Si nota come produrre 16 ToA non porti ad apprezzabili miglioramenti rispetto al caso di 8 ToA, probabilmente per il fatto che, a parità di  $P_b$ , un numero di ToA maggiore implica un peggioramento di  $\sigma$  ed un aumento di  $\Delta t_{ToA SRT}$  (relazione 4.9).

## Parametri rotazionali (F0, F1)

I migliori risultati nella riduzione delle incertezze sui parametri si ottengono con i parametri rotazionali, in quanto i miglioramenti in 10 anni di osservazioni sono di un fattore compreso in un intervallo tra 7.4 (utilizzando 1 ToA per osservazione) e ben 13.2 (utilizzando 8 ToA per osservazione).

In particolare:

- F0 migliora di un fattore compreso in un intervallo tra 11.6 (1 ToA) e 13.2 (8 ToA);
- F1 migliora di un fattore compreso in un intervallo tra 7.4 (1 ToA) e 8.5 (8 ToA).

Quindi risulta che la campagna osservativa migliore per l'ottimizzazione dei parametri rotazionali consiste nell'osservare la sorgente per un'ora, con 8 ToA generati dalle osservazioni. Anche per questi parametri non sussiste vantaggio apprezzabile dalla produzione di 16 ToA.

### **Parametri Kepleriani (PB, A1, TASC, EPS1, EPS2)**

Per quanto riguarda i parametri Kepleriani, i miglioramenti in 10 anni di osservazioni sono di un fattore compreso in un intervallo tra 1.7 (1 ToA) e 6 (8 ToA).

In particolare:

- PB migliora di un fattore compreso in un intervallo tra 5.2 (1 ToA) e 6 (8 ToA);
- A1 migliora di un fattore compreso in un intervallo tra 1.7 (1 ToA) e 1.9 (8 ToA);
- TASC migliora di un fattore compreso in un intervallo tra 2.7 (1 ToA) e 3.1 (8 ToA);
- EPS1 ed EPS2 migliorano di un fattore compreso in un intervallo tra 1.7 (1 ToA) e 2.0 (8 ToA).

Risulta quindi che la campagna osservativa migliore per l'ottimizzazione dei parametri Kepleriani consiste nell'osservare la sorgente per un'ora, con 8 ToA generati dalle osservazioni: i miglioramenti più apprezzabili sono quelli su PB, mentre quelli meno apprezzabili sono quelli su A1, EPS1 ed EPS2.

Anche per questi parametri non sussiste vantaggio apprezzabile dalla produzione di 16 ToA.

### **Parametri post-Kepleriani (PBDOT, SINI, M2)**

Per quanto riguarda i parametri post-Kepleriani, i miglioramenti in 10 anni di osservazioni sono di un fattore compreso in un intervallo tra 1.6 (1 ToA) e ben 13.3 (8 ToA).

In particolare:

- i ritardi di Shapiro (SINI e M2) migliorano di un fattore compreso in un intervallo tra 1.6 (1 ToA) e 1.9 (8 ToA);
- PBDOT migliora di un fattore compreso in un intervallo tra 11.6 (1 ToA) e 13.3 (8 ToA).

Risulta quindi che la campagna osservativa migliore per l'ottimizzazione dei parametri Kepleriani consiste nell'osservare la sorgente per un'ora, con 8 ToA generati dalle osservazioni: i miglioramenti più apprezzabili sono quelli su PBDOT (in accordo con il fatto che la variazione diventa nel periodo orbitale  $P_b$  sempre più precisa all'aumentare del tempo totale di osservazione), mentre quelli meno apprezzabili sono quelli sui ritardi di Shapiro (SINI e M2). Anche per questi parametri non sussiste vantaggio apprezzabile dalla produzione di 16 ToA.

## 4.5.2 J0737-3039A

Come già giustificato nel paragrafo 4.4.2, per la pulsar J0737-3039A si è deciso di scartare la campagna osservativa mensile, e continuare ad indagare le altre, ossia:

1. le campagne osservative giornaliere;
2. le campagne osservative settimanali;
3. le campagne osservative mensili, con l'aggiunta di osservazioni giornaliere per una settimana ogni 3 mesi.

Dai grafici ottenuti per tutte le campagne osservative si evince un importante miglioramento sui parametri dopo 10 anni di osservazioni, soprattutto nel caso delle campagne giornaliere.

Le campagne giornaliere, nonostante producano miglioramenti decisamente più marcati rispetto alle altre, sono però da considerare un caso limite, non realizzabile nella pratica per le stesse motivazioni fornite per la pulsar J1909-3744 (§4.4.2).

Osservando i grafici (figure 4.17 e 4.18) si evince che le restanti campagne osservative (settimanali e “miste”, con 1 e 2 orbite di osservazione) sono essenzialmente simili, e producono miglioramenti significativi, ma più limitati, sui parametri. In particolare, i rapporti tra la campagna migliore (“mista” per 2 orbite) e la campagna peggiore (settimanale per 1 orbita) sono:

- 1.03 per i parametri RAJ e DECJ;
- 1.4 per i parametri PMRA e PMDEC;
- 1.1 e 1.3 rispettivamente per i parametri F0 e F1;
- 1.1 per i parametri T0 e OM;
- 1.3, 1.3 e 1.1 rispettivamente per i parametri PB, A1 e ECC;
- 1.2 e 1.3 rispettivamente per i parametri PBDOT e OMDOT;
- 1.8, 1.2 e 1.4 rispettivamente per i parametri SINI, M2 e GAMMA.

Alla luce di ciò, si è deciso anche in questo caso di optare per un compromesso, ossia quello di approfondire l'indagine focalizzandosi su una campagna osservativa a cadenza settimanale, con  $\Delta T = 2P_b$ .

Le incertezze frazionarie sui parametri per questa tipologia di campagna sono riportate nei grafici (figure 4.17 e 4.18), e la discussione per ogni tipologia di parametro è riportata nelle seguenti sottosezioni.

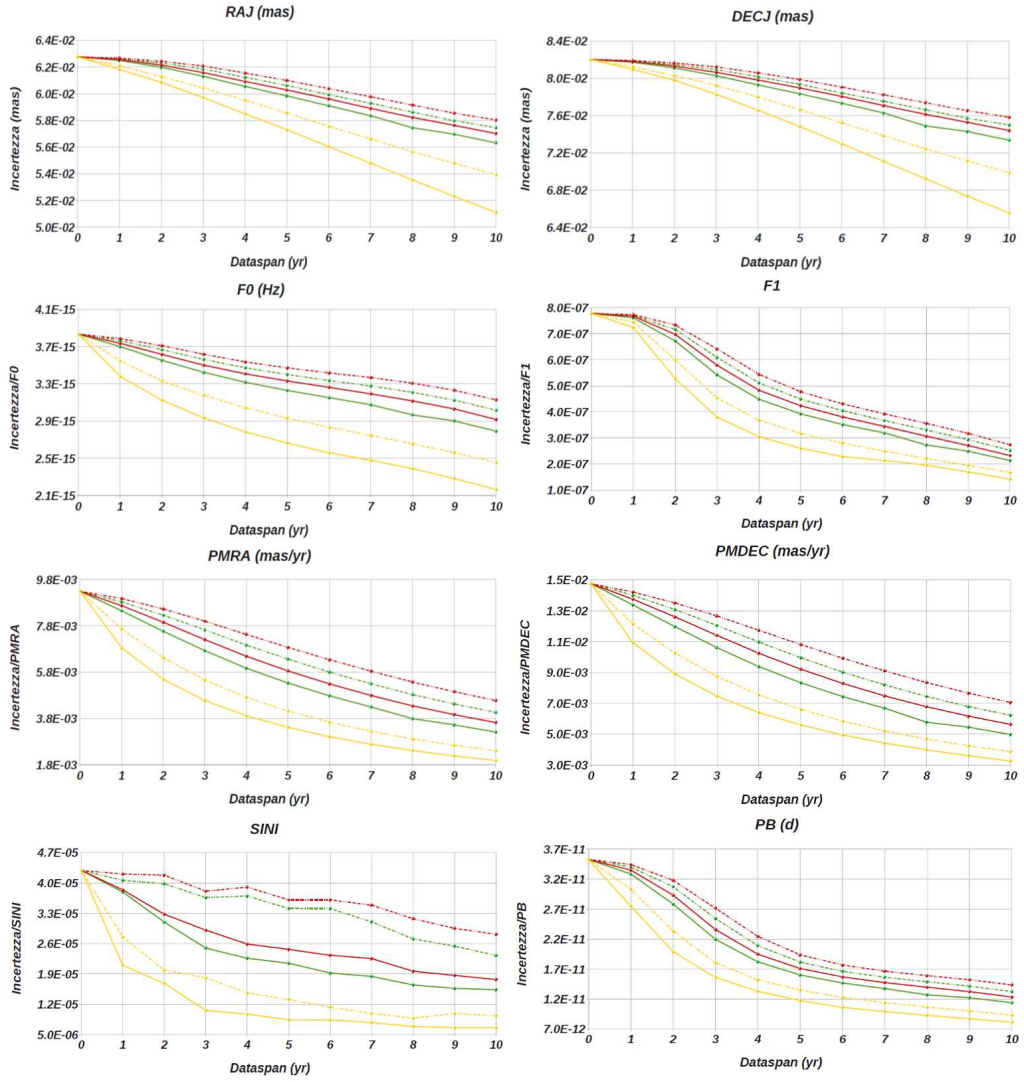


Figura 4.17: Incertezza assoluta o frazionaria per i parametri per la pulsar J0737-3039A, effettuando campagne osservative con  $\Delta T = P_b$  (linea tratteggiata) e  $\Delta T = 2P_b$  (linea continua). Le campagne osservative giornaliere sono indicate in giallo, le campagne osservative settimanali sono indicate in rosso, mentre le campagne osservative mensili (con osservazioni giornaliere per una settimana ogni 3 mesi) sono indicate in verde.

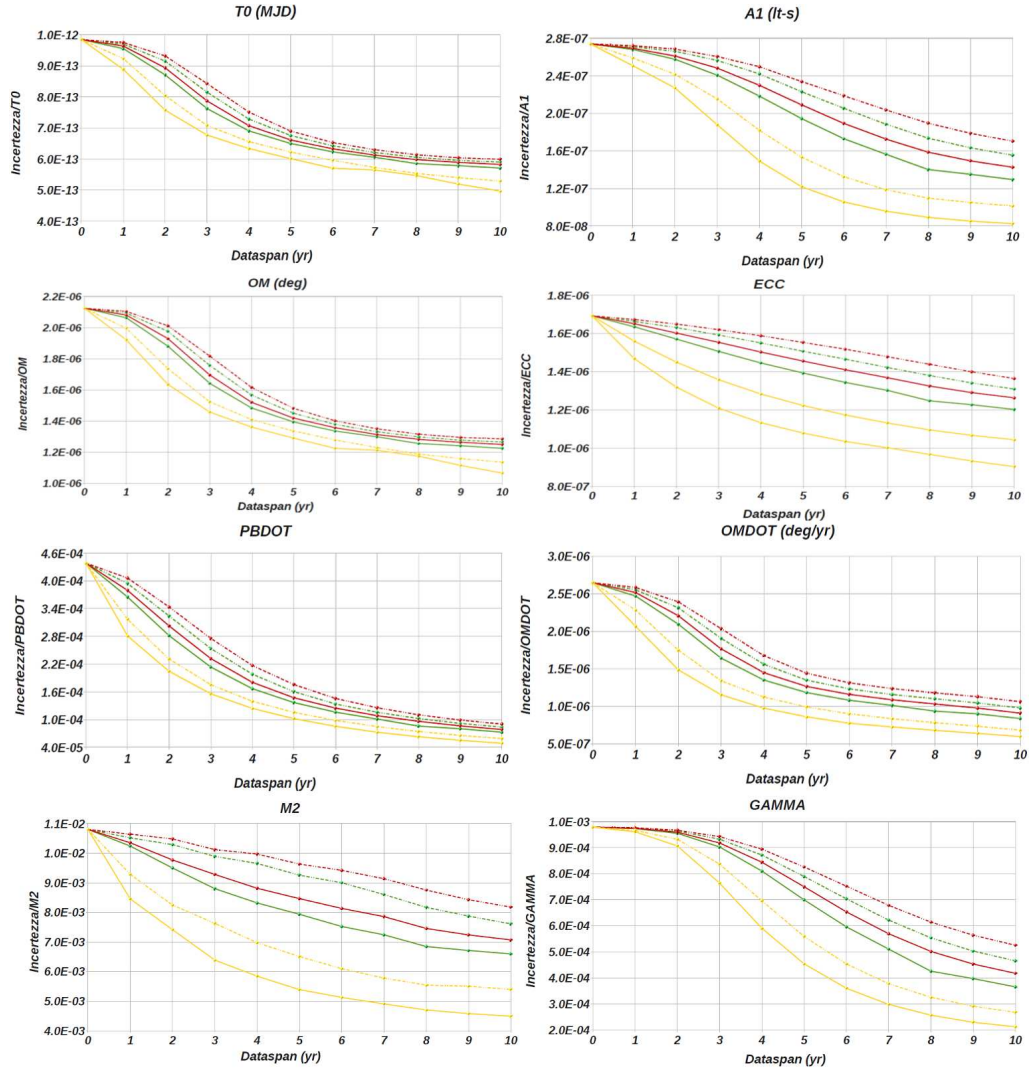


Figura 4.18: Incertezza frazionaria per i parametri per la pulsar J0737-3039A, effettuando campagne osservative con  $\Delta T = P_b$  (linea tratteggiata) e  $\Delta T = 2P_b$  (linea continua). Le campagne osservative giornaliere sono indicate in giallo, le campagne osservative settimanali sono indicate in rosso, mentre le campagne osservative mensili (con osservazioni giornaliere per una settimana ogni 3 mesi) sono indicate in verde.



### **Parametri astrometrici (RAJ, DECJ, PMRA, PMDEC)**

Per quanto riguarda i parametri astrometrici, i miglioramenti in 10 anni di osservazioni sono piuttosto limitati; infatti:

- RAJ e DECJ migliorano di un fattore 1.1;
- PMRA e PMDEC migliorano di un fattore 2.6.

### **Parametri rotazionali (F0, F1)**

Per quanto riguarda i parametri rotazionali, i miglioramenti in 10 anni di osservazioni sono leggermente più alti rispetto ai precedenti; infatti:

- F0 migliora di un fattore 1.3;
- F1 migliora di un fattore 3.4.

### **Parametri Kepleriani (PB, A1, T0, ECC, OM)**

Per quanto riguarda i parametri Kepleriani, i miglioramenti in 10 anni di osservazioni sono compresi in un intervallo tra 1.3 e 2.9.

In particolare:

- PB migliora di un fattore 2.9;
- A1 migliora di un fattore 1.9;
- T0 ed OM migliorano di un fattore 1.7;
- ECC migliora di un fattore 1.3.

### **Parametri post-Kepleriani (PBDOT, OMDOT, SINI, M2, GAMMA)**

Per quanto riguarda i parametri post-Kepleriani, i miglioramenti in 10 anni di osservazioni sono compresi in un intervallo tra 1.5 e 5.6.

In particolare:

- PBDOT migliora di un fattore 5.6;
- OMDOT migliora di un fattore 2.9;
- SINI migliora di un fattore 2.4;
- M2 migliora di un fattore 1.5;
- GAMMA migliora di un fattore 2.3.

## 4.6 Studio della parallasse per la pulsar J0737-3039A

Come detto in precedenza, la doppia pulsar J0737-3039A/B è un sistema unico con il quale testare le teorie gravitazionali in regime di campo forte, grazie alla possibilità di misurare i suoi parametri relativistici con estrema precisione.

Tuttavia, la precisione di questi test è limitata dai problemi nel calcolo della distanza<sup>12</sup>. L'incertezza nella posizione si traduce in incertezza sul contributo del campo gravitazionale della Galassia<sup>13</sup> sui parametri post-Kepleriani  $\dot{\omega}$  e  $\dot{P}_b$ .

La tecnica più comunemente utilizzata per determinare la distanza di una pulsar consiste nel misurare il valore di DM della pulsar (relazione 1.18), accoppiato ad un modello per la distribuzione della densità elettronica  $n_e$  nella Galassia (§5.4.2): per la pulsar J0737-3039A/B tale stima fornisce un esito affidabile solo entro il 30% (Deller et al., 2007). In generale, l'intervallo di distanza proposto per la pulsar J0737-3039A varia tra 500 pc (ad esempio Pellizzoni et al., 2008), ottenuto attraverso misure di DM e di  $N_H$  (densità colonnare di idrogeno, ricavabile da osservazioni in banda dei raggi-X), e 1150 pc (Deller et al., 2009), ottenuto attraverso misure interferometriche (Deller et al., 2009).

Alla luce di vari studi sembra quindi che la distanza di questo sistema, e quindi della pulsar J0737-3039A, sia compresa nell'intervallo:

$$d = 750_{-300}^{+350} \text{ pc}$$

Assunto un valore di  $d$ , si può stimare la parallasse annua  $p$ , definita come:

$$p = \arcsin \frac{r}{d} \quad (4.10)$$

dove  $r$  è il semiasse maggiore dell'orbita terrestre ( $4.84 \cdot 10^{-6}$  pc).

Sfruttando la relazione 4.10 e sostituendo  $d = 750_{-300}^{+350}$  pc, si ottiene che:

$$p_{450 \text{ pc}} = 2.2176 \text{ mas}$$

$$p_{750 \text{ pc}} = 1.3284 \text{ mas}$$

$$p_{1100 \text{ pc}} = 0.9072 \text{ mas}$$

In questo lavoro di Tesi si è provato a vedere che cosa succede alle soluzioni di timing per una campagna simulata della durata totale di 10 anni (con  $\Delta T = 2P_b$ ,

---

<sup>12</sup>La distanza di un corpo celeste in Astronomia solitamente si misura in *parsec* (parallasse al secondo d'arco). Il parsec (pc) è un'unità di lunghezza, definito come la distanza dal Sole di una stella che ha una parallasse annua di 1 arcsec. 1 pc corrisponde a  $3.09 \cdot 10^{18}$  cm.

<sup>13</sup>Ciò è dovuto al campo gravitazionale locale della Galassia, che incide su tutti i parametri osservati dipendenti dal tempo, come ad esempio i parametri post-Kepleriani  $\dot{\omega}$  e  $\dot{P}_b$ , e che può essere determinato solo conoscendo la posizione della pulsar. Se non si è in grado di posizionare efficientemente la pulsar, nelle sue vicinanze non è possibile conoscere il campo gravitazionale locale, e quindi non si è in grado di correggere tutti quei parametri dipendenti da esso (come  $\dot{\omega}$  e  $\dot{P}_b$ ).

Tabella 4.12: Incertezza sul parametro della parallasse  $p$  per la pulsar  $J0737-3039A$ , utilizzando i ToA simulati secondo una campagna giornaliera della durata di 10 anni, con  $\Delta T = 2P_b$ . La soluzione di Timing è stata ottenuta fittando i soli parametri posizionali. Sono riportati i valori di  $PX$  pre-fit, post-fit e l'incertezza su  $PX$  post-fit.

	$p_{450 pc}$ (mas)	$p_{750 pc}$ (mas)	$p_{1100 pc}$ (mas)
$PX$ (mas) pre-fit	2.2176	1.3284	0.9072
$PX$ (mas) post-fit	1.7265	1.4796	0.5548
$\Delta PX$ (mas) post-fit	$\pm 0.3348$	$\pm 0.3347$	$\pm 0.3339$

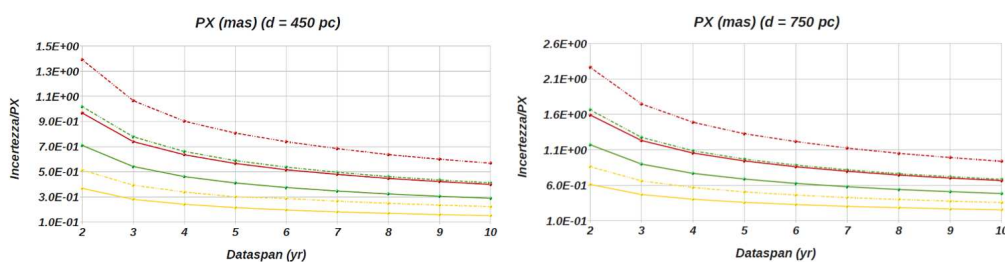


Figura 4.19: Incertezza frazionaria sulla parallasse per la pulsar  $J0737-3039A$ , ottenuta effettuando campagne osservative simulate. Le campagne osservative giornaliere sono indicate in giallo, le campagne osservative settimanali sono indicate in rosso, mentre le campagne osservative mensili (con osservazioni giornaliere per una settimana ogni 3 mesi) sono indicate in verde. Le incertezze frazionarie derivate da osservazioni con  $\Delta T = P_b$  sono unite da una linea tratteggiata, mentre le incertezze frazionarie derivate da osservazioni con  $\Delta T = 2P_b$  sono unite da una linea continua. L'incertezza frazionaria ad un anno di simulazioni è stata rimossa, in quanto la soluzione di Timing per la parallasse non è ottimale.

secondo la strategia riportata in tabella 4.11) con l'inserimento del parametro  $p$  nel file di effemeridi della pulsar.

Alla luce di ciò, sono state approntate campagne simulate, ottenute utilizzando effemeridi comprensive del parametro  $p$ , che nel gergo di TEMPO2 è indicato con  $PX$ .

L'ennesima pre-indagine ha confermato che l'utilizzo di  $p_{1100 pc}$  nelle effemeridi risulta fornire un'incertezza sulla misura richiesta  $\Delta PX$  pari almeno al 60% della misura stessa (tabella 4.12), e quindi sono state effettuate le campagne simulate focalizzandosi solo su  $p_{450 pc}$  e su  $p_{750 pc}$ .

Di nuovo, ogni campagna osservative è abbinata a 3 tipologie differenti di osservazioni (§4.4.2), che sono:

1. giornaliere;
2. settimanali;
3. mensili, con l'aggiunta di osservazioni giornaliere per una settimana ogni 3 mesi.

Come si evince dalla figura 4.19, i miglioramenti sull'incertezza con cui è nota la parallasse sono di un fattore circa 2.4, tra il secondo ed il decimo anno di osservazione.

La campagna osservativa migliore è quella giornaliera con  $\Delta T = 2P_b$ , che arriva a vincolare la distanza con una incertezza del 20% circa, migliore di quella risultante dalle varie osservazioni (DM,  $N_H$  ed interferometria) attuali. D'altro canto, come anticipato, una campagna giornaliera non è realistica, e campagne meno intense producono incertezze finali, dopo 10 anni di osservazioni, dell'ordine del 50 ÷ 60% (figura 4.19).

Pertanto si può concludere che, con la presente strumentazione, non è possibile ottenere un vincolo utile sulla distanza della pulsar J0737-3039A con osservazioni ad SRT.

## 4.7 Conclusioni

In questa parte del lavoro di Tesi ci si è occupati di individuare strategie osservative tese a migliorare le conoscenze delle effemeridi delle pulsar relativistiche J1909-3744 e J0737-3039A, mediante la simulazione di diverse campagne osservative da effettuarsi prossimamente presso il Sardinia Radio Telescope in banda L ( $\nu = 1550$  MHz). L'ottimizzazione è finalizzata ad evidenziare quali parametri siano più interessanti da studiare, specialmente se e in che misura sia possibile un miglioramento nella misura dei parametri post-Kepleriani, per testare la teoria della Relatività Generale.

La pulsar J1909-3744, scoperta nel 2001 durante la survey Swinburne High Latitude, possiede un periodo di rotazione di 2.95 ms, compie un'orbita quasi circolare in 1.53 d, ed appartiene ad un sistema binario la cui compagna è una nana bianca. La pulsar J0737-3039A, scoperta nel 2003 durante la survey Parkes High-Latitude Pulsar, possiede invece un periodo di rotazione di 22 ms, un periodo orbitale di soli 0.1 d, ed appartiene al sistema binario PSR J0737-3039A/B, l'unico formato da due pulsar.

Una volta generati i dati delle campagne osservative, costituite dai ToA reali e dai ToA simulati, è stata eseguita la procedura del timing su di essi, per vedere in che misura le incertezze iniziali delle effemeridi reali diminuivano con l'aggiunta di nuovi ToA.

Tutte le soluzioni di timing fornite da TEMPO2 sono state inserite in dei grafici, dove in ascissa è posto il tempo totale di osservazione (dataspan), misurato in anni, ed in ordinata è posta l'incertezza frazionaria dei parametri. L'asse delle ascisse mostra anche l'anno zero, che indica l'incertezza frazionaria ottenuta dalle soluzioni di timing sui dati reali finora ottenuti dai ricevitori.

I ToA della pulsar **J1909-3744** provengono da NRT: per ricavare un valore ottimale di  $\Delta t_{ToA SRT}$ , si è calcolato  $\Delta t_{ToA, SRT}$  a partire dalle caratteristiche osservative sia a NRT ( $\Delta t_{ToA SRT, NRT}$ ) che a Parkes ( $\Delta t_{ToA SRT, Parkes}$ ), e pure  $W_e$  riscalata alla frequenza osservativa di 1550 MHz di SRT, a partire dai dati sia di Parkes ( $W_{e SRT, Parkes}$ ) che di NRT ( $W_{e SRT, NRT}$ ). Si è ottenuto  $W_{e SRT, Parkes} = 4.383 \cdot 10^{-5}$  s e  $W_{e SRT, Nancay} = 4.445 \cdot 10^{-5}$  s.

Dai risultati indicati nella tabella 4.4, è risultato che  $\Delta t_{ToA SRT, NRT}$  è maggiore di un fattore 1.5 rispetto a  $\Delta t_{ToA SRT, Parkes}$ : dato che questi due valori differiscono di un

fattore inferiore a 2, si è deciso di adottare come  $\Delta t_{ToA SRT}$  la media aritmetica tra  $\Delta t_{ToA SRT, NRT}$  e  $\Delta t_{ToA SRT, Parkes}$  (tabella 4.4).

Una volta in possesso di  $\Delta t_{ToA SRT}$ , sono state esplorate diverse tipologie di campagne osservative, tenendo conto che per la pulsar J1909-3744 non possono coprire un'orbita nell'arco di un giorno, in quanto  $P_b = 1.53$  d: per questo motivo si è deciso di basare la simulazione su un certo numero di ToA, osservabili in un tempo di osservazione arbitrario (1 ToA con  $\Delta T = 1$  h, 2 ToA con  $\Delta T = 2$  h, 4 ToA con  $\Delta T = 1$  h e 8 ToA con  $\Delta T = 2$  h).

Dai grafici dataspan/incertezza frazionaria dei risultati riportati nelle figure 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12, si evince un importante miglioramento sui parametri, in particolar modo per le campagne giornaliere (tabella 4.10): queste campagne però sono state scartate, sia a causa dei tempi osservativi al radiotelescopio, sia per l'eccessiva mole di dati prodotta. Inoltre le osservazioni settimanali e mensili (figure 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12) non mostrano differenze significative, e quindi si è deciso di adottare un compromesso, ossia quello di optare per la campagna osservativa a cadenza settimanale, con  $\Delta T = 1$  h. Per ottenere maggiori informazioni sul numero ottimale di ToA da produrre per ogni osservazione, sono state esplorate altre due campagne osservative settimanali di 8 e 16 ToA, con  $\Delta T = 1$  h.

Alla luce della discussione analitica dei risultati (§4.5.1), dalle incertezze assolute e frazionarie (figure 4.15 e 4.16) ottenute per 10 anni di osservazioni, si evince che la campagna osservativa prescelta per l'ottimizzazione dei parametri consiste nell'osservare la sorgente per un'ora, con 8 ToA generati dalle osservazioni; in particolare i miglioramenti più apprezzabili si notano per:

- le incertezze sui parametri astrometrici RAJ e DECJ (circa un fattore 4), e PMRA e PMDEC (quasi un fattore 8);
- le incertezze sui parametri rotazionali F0 e F1 (rispettivamente un fattore 8.5 ed un fattore 13);
- l'incertezza sul parametro Kepleriano PB (un fattore 6);
- l'incertezza sul parametro post-Kepleriano PBDOT (circa un fattore 13).

Ci si aspettava in qualche modo che le osservazioni migliori fossero con 16 ToA, ma ciò non è accaduto, probabilmente per il fatto che, a parità di  $P_b$ , se da un lato aumenta il numero di ToA, dall'altro lato si registra un peggioramento di  $\sigma$  e un aumento di  $\Delta t_{ToA SRT}$  (relazione 4.9): la combinazione dei 2 fattori si traduce quindi in un peggioramento delle soluzioni di timing.

In conclusione, la procedura di timing della pulsar J1909-3744 genera importanti miglioramenti (oltre un fattore 4), dopo 10 anni di osservazioni, sull'incertezza di tutti i parametri astrometrici (RAJ, DECJ, PMRA e PMDEC) e rotazionali (F0 e F1), e di un solo parametro Kepleriano (PB) e post-Kepleriano (PBDOT): i miglioramenti risultano essere piuttosto sensibili (oltre un fattore 3) anche dopo 5 anni di osservazioni per i parametri PMRA, PMDEC, F0 e PB. Nel cercare di stabilire se e in che modo risulti essere possibile un miglioramento nella misura dei parametri post-Kepleriani,

si evince che solo l'incertezza sul parametro PBDOT migliori apprezzabilmente (circa di un fattore 13), e ciò consentirà di raffinare la qualità dell'unico test di Relatività Generale eseguito finora per questa pulsar. Tale raffinamento può essere sensibile anche dopo 5 anni di osservazione, in quanto l'incertezza su PBDOT migliora già di un fattore 7, e quindi può costituire un importante stimolo per cercare di misurare ulteriori parametri post-Kepleriani, al fine di rafforzare i test di Relatività Generale.

I ToA della pulsar **J0737-3039A** provengono da GBT. Anche per questa pulsar, prima di ottenere  $\Delta t_{ToA,SRT}$ , è stato necessario determinare  $W_e$  riscalata alla frequenza osservativa di 1550 MHz di SRT, a partire dai dati di GBT ( $W_{e,SRT,GBT}$ ), ottenendo  $W_{e,SRT,GBT} = 4.0009 \cdot 10^{-3}$  s. Una volta noto  $\Delta t_{ToA,GBT}$  è stato calcolato  $\sigma$  (relazione 4.8), ottenendo  $\sigma = 199.983$ .

Le caratteristiche strumentali di SRT, accompagnate alle caratteristiche della sorgente in esame, non hanno consentito di utilizzare  $\Delta t$  di soli 30 s, quindi è stata effettuata una pre-indagine per individuare il  $\Delta t$  ottimale ad SRT. Prendendo 3 valori prova di  $\Delta t$  (60 s, 120 s e 300 s) ed eseguendo osservazioni simulate (con  $\Delta T = 2P_b$  e cadenza settimanale), si sono ottenute le soluzioni di timing (figura 4.8), abbastanza simili: la scelta più ragionevole è stata dunque quella di prendere  $\Delta t_p = 300$  s, in quanto produce un numero inferiore di ToA da analizzare rispetto al caso  $\Delta t_p = 60$  s (relazione 4.9), con un peggioramento della qualità dei risultati molto limitato (un fattore massimo di 1.04).

Quindi il valore scelto di  $\Delta t_{ToA,SRT}$  risulta essere quello associato a  $\Delta t = 300$  s che, come riportato nella tabella 4.8, risulta essere  $25.849 \mu s$ .

Una volta in possesso di  $\Delta t_{ToA,SRT}$ , sono state effettuate diverse tipologie di campagne osservative: poiché il periodo orbitale della pulsar J0737-3039A è pari a 0.1023 d, tali campagne sono state effettuate con due  $\Delta T$  differenti (1 e 2 orbite), secondo la procedura descritta nel paragrafo 4.2.3. Ogni campagna osservativa, della durata di 10 anni, è abbinata a 4 tipologie differenti di osservazioni, riassunte in tabella 4.11. Dai grafici ottenuti per tutte le campagne osservative (figure 4.13 e 4.14) si evince chiaramente un miglioramento sui parametri, che in alcuni casi è pari ad un fattore 4 dopo 10 anni di osservazioni.

A differenza delle altre campagne osservative, quella mensile sembra non coprire l'orbita in maniera adeguata, soprattutto quando si tratta di studiare i parametri post-Kepleriani, in quanto produce miglioramenti sui parametri decisamente più modesti (al massimo di un fattore 2 dopo 10 anni di osservazioni): per questo motivo si è deciso di scartare la campagna osservativa mensile, ed approfondire le altre.

Dai grafici ottenuti per tutte le campagne osservative (figure 4.17 e 4.18) è stato notato un importante miglioramento sui parametri, dopo 10 anni di osservazioni, soprattutto nel caso delle campagne giornaliere che però, nonostante producano miglioramenti decisamente più marcati rispetto alle altre, sono difficilmente implementabili nella pratica per le stesse motivazioni fornite per la pulsar J1909-3744 (§4.4.2).

Osservando i grafici si è notato inoltre che le restanti campagne osservative (settimanali e "miste", con  $\Delta T$  pari a 1 e 2 orbite) sono essenzialmente equivalenti: dunque si è deciso anche in questo caso di optare per un compromesso, ossia quello di scegliere

la campagna osservativa settimanale, con  $\Delta T = 2P_b$ .

Alla luce della discussione analitica dei risultati (§4.5.2), dalle incertezze assolute e frazionarie (figure 4.17 e 4.18) ottenute per 10 anni di osservazioni, i miglioramenti più apprezzabili si notano per:

- le incertezze sui parametri astrometrici PMRA e PMDEC (circa un fattore 2.6);
- l'incertezza sul parametro rotazionale F1 (un fattore 3.4);
- l'incertezza sul parametro Kepleriano PB (quasi un fattore 3);
- le incertezze sui parametri post-Kepleriani PBDOT (circa un fattore 5.6), OMDOT (quasi un fattore 3), SINI e GAMMA (circa un fattore 2.4).

In conclusione, la procedura di timing della pulsar J0737-3030A genera miglioramenti piuttosto modesti (appena oltre un fattore 3), dopo 10 anni di osservazioni, sull'incertezza di alcuni parametri astrometrici (PMRA e PMDEC), rotazionali (F1), Kepleriani (PB) e post-Kepleriani (PBDOT, OMDOT, SINI e GAMMA): l'unico parametro la cui incertezza migliora di un fattore più apprezzabile risulta essere PBDOT (quasi un fattore 6), che anche dopo 5 anni di osservazioni raggiunge quasi un fattore 3. Nel cercare di stabilire se e in che modo risulti essere possibile un miglioramento sensibile nella misura dei parametri post-Kepleriani, si evince che solo l'incertezza sul parametro PBDOT migliora sensibilmente (circa di un fattore 6 dopo 10 anni di osservazioni), e ciò consente pertanto di raffinare marginalmente la qualità di uno dei 4 test indipendenti di Relatività Generale eseguiti per questa pulsar: tale raffinamento risulta essere ancora più modesto dopo 5 anni di campagne.

Come detto nel paragrafo 4.6, la doppia pulsar J0737-3039A/B è un sistema unico con il quale testare le teorie gravitazionali in regime di campo forte, grazie alla possibilità di misurare i suoi parametri con estrema precisione: tuttavia, la capacità di questi test di vincolare la Relatività Generale è limitata dall'imprecisa conoscenza della distanza.

Alla luce di vari studi compiuti finora, l'intervallo di valori possibili per la distanza della pulsar J0737-3039A sembra essere  $d = 750_{-300}^{+350}$  pc.

In linea di principio il metodo migliore per la misura della distanza è quello geometrico diretto con la misura della parallasse trigonometrica annua  $p$ . Per ora nessuna stima vincolante di questa grandezza è stata però pubblicata per la pulsar doppia.

Dalla relazione 4.10 si ottengono i valori  $p_{450\text{pc}} = 2.2176$  mas,  $p_{750\text{pc}} = 1.3284$  mas e  $p_{1100\text{pc}} = 0.9072$  mas per la parallasse  $p$ , qualora la distanza della pulsar J0737-3039A fosse 450 pc, 750 pc o 1100 pc rispettivamente.

In questo lavoro di Tesi si è provato a vedere se utilizzando SRT con una campagna osservativa di 10 anni sarebbe possibile ottenere una misura di  $p$  più vincolante di quelle disponibili.

Dopo aver effettuato le campagne simulate, una per ogni valore di  $p$  trovato, e ciascuna dei quali abbinata a 3 tipologie differenti di osservazioni (giornaliere, settimanali e "miste"), le incertezze delle relative soluzioni di timing sono state esplicitate mediante

i grafici dataspan/incertezza frazionaria (4.19).

La campagna osservativa migliore è risultata essere quella giornaliera con  $\Delta T = 2P_b$ , che arriva a vincolare la distanza con un'incertezza del 20% circa, migliore di quella risultante dalle varie osservazioni attuali. D'altro canto una campagna giornaliera non è realistica, e campagne meno intense producono incertezze finali, dopo 10 anni di osservazioni, dell'ordine del 50 ÷ 60% (figura 4.19). Pertanto si può concludere che, con la presente strumentazione, non è possibile ottenere un vincolo utile sulla distanza della pulsar J0737-3039A con osservazioni ad SRT.



# Capitolo 5

## Ricerca e identificazione di pulsar gamma con SRT

Lo scopo di questa parte del lavoro di Tesi è l'individuazione di un campione di sorgenti gamma che possano potenzialmente essere associate ed identificate con pulsar tramite osservazioni radio. Tale attività di ricerca multifrequenza di nuove pulsar costituirà una delle prime strategie osservative implementate con il radiotelescopio SRT.

Le candidate pulsar sono individuate tra tutte le sorgenti gamma non ancora identificate, e con determinate caratteristiche contenute all'interno del secondo catalogo Fermi-LAT (2FGL), descritto nel paragrafo 5.2. Tale catalogo include tutte le sorgenti gamma individuate dal telescopio spaziale FERMI (§5.1.2). Un grande contributo allo studio ed alla comprensione delle proprietà fisiche delle pulsar gamma (§5.4) è fornito da un catalogo specifico (§5.3), in continuo aggiornamento.

La strategia di selezione di un campione di 20 sorgenti gamma verrà descritta nel paragrafo 5.7.

### 5.1 L'astronomia gamma: cenni

A causa della necessità sempre crescente di poter disporre di una visione d'insieme uniforme dei fenomeni astrofisici, negli ultimi anni ci si è indirizzati con maggior forza ad un'indagine scientifica multifrequenza, tentando di uniformare le sensibilità raggiunte dall'osservazione nelle varie bande nell'intero spettro elettromagnetico, dal radio ai raggi gamma.

Come già descritto nei paragrafi 2.1 e 2.2, l'atmosfera terrestre risulta essere opaca per la maggior parte della radiazione elettromagnetica: proprio per questo le osservazioni sulla superficie terrestre sono affidate ai telescopi ottici o ai radiotelescopi, mentre le rimanenti bande dello spettro elettromagnetico, ossia la banda dell'ultravioletto ( $10^{15} \div 10^{16}$  Hz), dell'X ( $10^{16} \div 10^{19}$  Hz) e del gamma ( $\geq 10^{19}$  Hz), sono affidate ai telescopi spaziali<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Negli ultimi anni sono stati sviluppati dei particolari telescopi sulla superficie terrestre che consentono di rivelare la radiazione Čerenkov prodotta all'interno dell'atmosfera da raggi gamma

In particolare, la radiazione gamma è emessa prevalentemente da processi non termici, derivanti da interazioni tra particelle di alta energia: nel caso di radiazione diffusa, l'emissione deriva dall'interazione tra i raggi cosmici ed il mezzo interstellare<sup>2</sup>, oppure dall'annichilazione di coppie; nel caso invece di radiazione proveniente da corpi celesti, l'emissione deriva da meccanismi non termici di sincrotrone, Compton inverso o Bremsstrahlung non termica<sup>3</sup>.

### 5.1.1 Principali missioni scientifiche

Una tra le più importanti missioni gamma fu quella del CGRO (Compton Gamma-Ray Observatory), un satellite lanciato dalla NASA nel 1991 e operativo fino al 2000, che comprendeva quattro strumenti operanti in banda gamma, tra i quali EGRET (Energetic Gamma-Ray Telescope), un telescopio che osservava ad energie comprese tra i 20 MeV ed i 30 GeV. Il CGRO produsse una mappa su tutto il cielo dell'emissione diffusa di raggi gamma prodotti nel mezzo interstellare della Galassia dai raggi cosmici energetici, fornendo un importantissimo contributo anche per il campo delle pulsar.

Se GLAST (Gamma-Ray Large Area Space Telescope) doveva essere il successore americano di EGRET, l'Italia decise strategicamente di precederlo con il lancio di AGILE (Astro-rivelatore Gamma a Immagini LEggero), effettuato il 23 Aprile 2007 (Tavani et al., 2007): questo satellite artificiale piccolo e potente<sup>4</sup> è dotato di una strumentazione di ultima generazione, che sfrutta le nuove tecnologie dei rivelatori a stato solido. AGILE, che è ancora operativo, risulta essere molto efficace per rivelare e monitorare le sorgenti gamma tra 30 MeV e 50 GeV, ma anche le sorgenti X grazie a SuperAGILE, uno strumento che lavora nelle frequenze dei raggi X-duri (10 ÷ 40 KeV). Nonostante abbia un intervallo di frequenze paragonabile a quello di EGRET, AGILE possiede un campo di vista decisamente più ampio (2 sr, ossia circa  $\frac{1}{5}$  del cielo).

Poco dopo un anno dal lancio di AGILE, nel 2008 avvenne il lancio di GLAST (figura 5.1): questo telescopio spaziale (che verrà descritto nel paragrafo 5.1.2), frutto di una collaborazione tra la NASA e vari enti internazionali (compresa l'INAF), è concepito per lo studio della radiazione elettromagnetica emessa da sorgenti gamma tra 8 keV e 300 GeV (Abdo et al., 2010).

---

molto energetici ( $\geq 10^{21}$  Hz).

<sup>2</sup>L'interazione avviene ad esempio tra un protone altamente energetico ed un protone termico del mezzo interstellare, che produce un protone in uno stato eccitato, che a sua volta decade emettendo un mesone  $\pi^0$ . Questo mesone decade emettendo due fotoni  $\gamma$  altamente energetici (Shu, *The Physical Universe*, pag. 239).

<sup>3</sup>Per approfondimenti si veda [http://www.ca.astro.it/damico/lezioni/web/Fondamenti/AA0405/18-ISM\\_Lectio\\_III.pps](http://www.ca.astro.it/damico/lezioni/web/Fondamenti/AA0405/18-ISM_Lectio_III.pps)

<sup>4</sup>AGILE pesa solamente 350 kg, ed è stato immesso in un'orbita circolare equatoriale ad un'altitudine di circa 540 km.



Figura 5.1: Immagine simulata del Fermi Gamma-ray Space Telescope (FGST).

### 5.1.2 Il Fermi Gamma-ray Space Telescope

Il progetto del telescopio spaziale di grande area per raggi gamma (GLAST, Gamma-ray Large Area Space Telescope) è stato approvato nel 2001 dalla NASA, con la collaborazione di vari enti internazionali.

Il GLAST comprende due strumenti scientifici:

- il telescopio di grande area (LAT, Large Area Telescope), un rivelatore di raggi  $\gamma$  che opera nell'intervallo di energia  $20 \text{ MeV} \div 300 \text{ GeV}$ , progettato per lo studio delle sorgenti gamma;
- il monitor per i lampi gamma (GBM, Gamma-ray Burst Monitor), per lo studio dei fenomeni transienti ad energie relativamente più basse (tra  $8 \text{ keV}$  e  $40 \text{ MeV}$ ).

Il lancio del telescopio spaziale è avvenuto l'11 giugno 2008 presso il Kennedy Space Center, ed è stato immesso in un'orbita circolare equatoriale ad un'altitudine di  $565 \text{ km}$ . La durata delle osservazioni è stata inizialmente fissata a cinque anni, ma dovrebbe essere prolungata fino a dieci anni. Il 26 agosto dello stesso anno la NASA ha ribattezzato il GLAST in *Fermi Gamma-ray Space Telescope* (FGST), in onore del fisico Enrico Fermi.

Tra i principali obiettivi scientifici di FGST sono inclusi:

- lo studio dei meccanismi di accelerazione di particelle ed emissione di radiazione elettromagnetica in Nuclei Galattici Attivi (Active Galactic Nuclei, AGN), pulsar e resti di supernova;
- lo studio delle sorgenti gamma non identificate e della radiazione gamma diffusa galattica ed extra-galattica;
- lo studio dell'emissione ad altissima energia nei Gamma-Ray Burst (GRB);
- la rivelazione indiretta della materia oscura, attraverso il suo decadimento o la sua annichilazione in fotoni (o coppie elettrone-positrone).

## Il Large Area Telescope (LAT)

Nell'ambito dell'individuazione di un campione di sorgenti gamma potenzialmente identificabili con pulsar, assume un ruolo fondamentale il LAT, che consente di studiare le proprietà delle sorgenti gamma non ancora identificate con certezza.

Il principio di funzionamento del LAT è basato sul fatto che i fotoni di altissima energia, al contrario della luce visibile, interagiscono con la materia prevalentemente mediante il processo di produzione di coppie elettrone-positrone. Questo rivelatore, di fatto, assomiglia più agli apparati sperimentali per la fisica delle alte energie utilizzati dai grandi acceleratori di particelle che ad un telescopio propriamente detto.

La grande area efficace di raccolta ( $\sim 6500 \text{ cm}^2$  a 1 GeV), l'ampio campo di vista (praticamente lo stesso di AGILE) e l'eccellente risoluzione energetica, angolare e temporale, si traducono in un salto in avanti in sensibilità di oltre un ordine di grandezza rispetto ad EGRET. Nonostante l'efficienza di osservazione sia molto alta, è presente una limitazione dovuta principalmente ad interruzioni di acquisizione dati durante il passaggio di Fermi attraverso un'area in cui è presente una particolare anomalia magnetica (l'Anomalia del Sud Atlantico, SAA), ma soprattutto al fatto che il LAT, come ogni telescopio gamma, rivela un esiguo numero di fotoni gamma per ciascuna osservazione, poiché ciascuna pulsar emette pochi fotoni gamma rispetto al suo numero di rotazioni (§5.4).

Il LAT è costituito da una matrice  $4 \times 4$  di moduli identici chiamati *torri*, ciascuno dei quali composto a sua volta da un tracciatore-convertitore al silicio e tungsteno, al di sotto dei quali si trova un calorimetro elettromagnetico composto da un array di 8 strati di cristalli di CsI.

Per ciascun fotone  $\gamma$ , il LAT misura il suo ToA, la direzione e l'energia; in particolare:

- il tempo di arrivo viene misurato nel momento in cui ciascun fotone  $\gamma$  incide sul rivelatore;
- la direzione viene stimata attraverso la conversione di ciascun fotone  $\gamma$  in una coppia elettrone-positrone nel tungsteno, che a sua volta viene tracciata dai rivelatori al silicio;
- l'energia viene misurata mediante l'assorbimento della coppia nel calorimetro.

Durante la maggior parte di questo tempo Fermi è stato utilizzato in modalità survey sky-scanning: in condizioni standard, il LAT effettua osservazioni per circa 35 minuti ogni 3 ore, coprendo approssimativamente tutta la volta celeste ogni giorno.

La collaborazione Italiana (ASI, INAF e INFN) ha avuto la responsabilità della costruzione e test del tracciatore al silicio (il più complesso dei sottosistemi del LAT) ed è attivamente impegnata nello sfruttamento scientifico dei dati della missione.

Ulteriori informazioni sul LAT e sulle sue prestazioni sono disponibili nell'articolo di Atwood et al. (2009), mentre informazioni sulla calibrazione sono disponibili nell'articolo di Abdo et al. (2009).

## 5.2 Il Catalogo Fermi-LAT

Tutti i dati relativi alle sorgenti gamma, rilevate dal LAT a partire dal 4 agosto 2008, sono inclusi in un catalogo. Attualmente esiste una versione riveduta del catalogo (la seconda versione, chiamata 2FGL), aggiornata al 7 Agosto 2012, in cui tutte le detezioni di sorgenti gamma si basano sul flusso medio misurato durante i primi 4 anni di osservazioni (figura 5.2). Grazie al grande campo di vista del LAT e al tipo di osservazione utilizzato (§5.1.2), il catalogo contiene sorgenti distribuite in quasi tutto il cielo (Nolan et al., 2012).

2FGL contiene 1873 sorgenti, rivelate nell'intervallo energetico  $100 \text{ MeV} \div 100 \text{ GeV}$ , delle quali 1171 sono certe controparti di classi di sorgenti note o presunte che producono raggi- $\gamma$ , e solo 127 sono state correttamente identificate (Nolan et al., 2012). Le restanti sorgenti non sono ancora state identificate: ad oggi la determinazione della natura di queste sorgenti non ancora identificate (posizionate soprattutto ad un'alta latitudine galattica) costituiscono un importante campo di ricerca dell'Astrofisica delle Alte Energie.

Ciascuna sorgente gamma è posizionata entro una regione di cielo chiamata *cerchio di errore*, di forma (nonostante il nome) ellittica (con livello di confidenza del 95%). Il catalogo riporta flussi e spettri, il cui andamento può essere definito in termini di legge di potenza, di cutoff esponenziale, o di forma logaritmica.

2FGL indica se i cerchi di errore delle sorgenti comprendono più oggetti astrofisici, ed in particolare se questi oggetti possiedono controparti in altre frequenze, che si trovano in altri cataloghi astronomici (§5.5).

Ulteriori informazioni sul catalogo, come i modelli di osservazione, la struttura del catalogo, le associazioni e le identificazioni delle sorgenti, sono disponibili nell'articolo di Nolan et al. (2012).

Nelle seguenti sottosezioni vengono descritti i principali strumenti statistici per la detezione di queste sorgenti gamma contenute nel catalogo 2FGL.

### 5.2.1 Detezione di una sorgente gamma e significatività

Il processo di detezione di una sorgente gamma è composto essenzialmente di due fasi:

1. identificazione di una potenziale sorgente gamma;
2. raffinamento della posizione prevista di tale sorgente e misura della significatività, mediante l'ottimizzazione di un modello teorico di tutto il "cielo  $\gamma$ " (ossia il fondo diffuso più tutte le sorgenti gamma già rivelate) che comprende la nuova potenziale sorgente.

In particolare, la significatività della detezione di una sorgente gamma  $signif_{avg}$  è definita mediante un importante strumento statistico, denominato *test statistico* (TS), che quantifica quanto segnale gamma emerge significativamente dalla radiazione di fondo galattico.

Questo test statistico  $TS$  è definito dalla relazione:

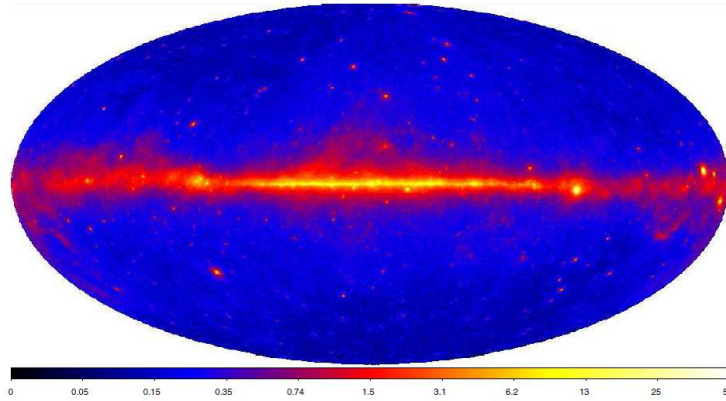


Figura 5.2: Mappa del cielo del flusso di energia derivato dai dati provenienti dal LAT per l'intervallo di tempo di analisi di circa 2 anni. L'immagine mostra il flusso di energia  $\gamma$  tra 100 MeV e 10 GeV, in unità di  $10^{-7} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ .

$$signif_{avg} = TS_{sign} = 2(\log \mathcal{L}_{source} - \log \mathcal{L}_{nosource}) \quad (5.1)$$

dove  $\mathcal{L}$  rappresenta la probabilità massima che il modello con la nuova sorgente ( $\mathcal{L}_{source}$ ) o senza ( $\mathcal{L}_{nosource}$ ) in una determinata posizione di cielo descriva correttamente i dati reali (ulteriori approfondimenti in Mattox et al., 1996).

Solitamente si utilizza come soglia per tutte le sorgenti il valore  $signif_{avg} = 25$ , corrispondente ad una significatività appena oltre i  $4\sigma$ , valutati dalla distribuzione del  $\chi^2$  con 4 gradi di libertà (parametri posizionali e spettrali; Mattox et al., 1996).

### 5.2.2 La variabilità

La variabilità temporale, piuttosto comune nelle sorgenti gamma, fornisce uno strumento potente per identificare queste sorgenti, e consente di studiare i processi fisici che le alimentano.

Per ogni sorgente gamma del catalogo viene monitorato il flusso di fotoni gamma<sup>5</sup>  $\mathcal{F}$  rivelato in funzione del tempo su tutto l'intervallo di energia (100 MeV  $\div$  100 GeV), ponendo il tutto in un istogramma chiamato *curva di luce*. Poichè il numero dei fotoni è relativamente basso, il conteggio (ossia il bin dell'istogramma) non viene effettuato a cadenza giornaliera, ma solitamente mensile.

La variabilità di ogni sorgente viene misurata attraverso l'*indice di variabilità*  $\mathcal{V}$ , definito anch'esso mediante il test statistico già incontrato nel paragrafo 5.2.1, ossia:

$$\mathcal{V} = TS_{var} = 2 \sum_i [\log \mathcal{L}_i(\mathcal{F}_i) - \log \mathcal{L}_{cost}(\mathcal{F}_{cost})] \quad (5.2)$$

dove  $\mathcal{L}$  rappresenta la probabilità massima che il modello, già incontrato nel paragrafo 5.2.1, in cui la misura di  $\mathcal{F}$  sia costante nel tempo ( $\mathcal{L}_{cost}(\mathcal{F}_{cost})$ ) o variabile per ogni mese  $i$  di osservazione ( $\mathcal{L}_i(\mathcal{F}_i)$ ), descriva correttamente i dati reali.

<sup>5</sup>Il flusso di fotoni gamma  $\mathcal{F}$  è misurato in fotoni  $\text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ .

Se la sorgente in questione dovesse avere  $\mathcal{F}$  costante nel tempo, allora  $\mathcal{V}$  corrisponde al doppio del numero di mesi in cui è stata effettuata l'osservazione: poichè nel catalogo 2FGL i mesi di osservazione sono stati 23, allora  $\mathcal{V} = 46$ . Solitamente si utilizza il valore  $\mathcal{V}_s = 41.4$  come limite empirico per identificare sorgenti variabili al livello di confidenza del 99%: tutte le sorgenti con  $\mathcal{V} \geq \mathcal{V}_s$  possiedono un flusso costante nel tempo, mentre tutte le sorgenti con  $\mathcal{V} \leq \mathcal{V}_s$  possiedono un flusso variabile nel tempo.

### 5.3 Il catalogo Fermi-LAT per le pulsar gamma

A Maggio 2013 il catalogo pulsar ATNF elenca 2213 pulsar: la maggior parte di esse sono state scoperte nella banda radio, mentre un piccolo numero è stato identificato anche nella banda ottica,  $X$  e  $\gamma$ .

L'aumento costante del numero di pulsar gamma rivelate dal lancio di FGST ha mostrato la necessità di disporre di un catalogo per queste pulsar (Abdo et al, 2010), sia per fornirne le caratteristiche principali, sia per affrontare importanti questioni astrofisiche. Gli studi principali in atto sono incentrati sulla comprensione del modello di emissione gamma, e sull'associabilità posizionale (§5.5) a pulsar radio in termini di proprietà fisiche, come l'età caratteristica (1.10), il campo magnetico (1.7) e la luminosità di spin-down (1.2): da quest'ultimo studio si evince che buona parte delle pulsar gamma siano di tipo wind nebulae<sup>6</sup>. Grazie alle caratteristiche delle pulsar gamma contenute nel catalogo, è possibile ricavare importanti informazioni sulla loro distanza e la distribuzione galattica.

Questo catalogo contiene le prime 46 detezioni di segnali pulsati ad alta confidenza nei primi sei mesi di attività del LAT: alle 6 pulsar gamma già note si aggiungono 16 pulsar scoperte sia con la procedura della ricerca cieca di segnali pulsati (blind search timing, capitolo 3), sia attraverso la ricerca in corrispondenza delle posizioni di sorgenti gamma non identificate nel catalogo FGL (il catalogo precedente a 2FGL), sia attraverso le posizioni di candidate pulsar basate su osservazioni ad altre lunghezze d'onda; le emissioni gamma sono state scoperte per 24 pulsar conosciute utilizzando effemeridi ottenute dal timing radio (§5.6), e 8 di queste risultano essere pulsar al millisecondo.

### 5.4 Le pulsar gamma

Grazie alle osservazioni ed al primo catalogo di pulsar gamma, si sono potute ricavare importanti informazioni sulle caratteristiche di queste particolari stelle di neutroni, la cui emissione è osservata nella banda gamma dello spettro elettromagnetico ( $\geq 10^{19}$  Hz).

---

<sup>6</sup>Una pulsar di tipo wind nebulae (Pulsar Wind Nebulae, PWN) è una nebulosa alimentata dal vento stellare di una pulsar. Nelle fasi iniziali della loro evoluzione ( $\tau_c \sim 10^5$  yr), le PWN si trovano spesso dentro i gusci dei resti di supernova; tuttavia sono state trovate PWN più vecchie i cui resti di supernova sono scomparsi (ad esempio Stappers et al., 2003). Un prototipo di PWN è la Nebulosa del Granchio (Hester et al., 2008).

Dal catalogo 2FGL, più recente rispetto al catalogo descritto nel paragrafo 5.3, si conoscono per certo 83 pulsar gamma, la cui maggior parte sono pulsar giovani (§1.8.1): tra di esse, le pulsar meglio studiate sono Crab (Kniffen et al., 1974 e Moran et al., 2013) e Vela (Thompson et al., 1975 e Zyuzin et al., 2013), in quanto possiedono un segnale molto forte ed un'emissione osservata in più bande<sup>7</sup>.

La maggior parte di queste pulsar sembrano essere giovani e piuttosto vicine; inoltre, ad oggi, rappresentano le sorgenti gamma galattiche più brillanti e le uniche attualmente identificate con emissione oltre il GeV.

Nonostante la maggior parte del flusso totale di energia di una pulsar venga rilasciata nella banda  $X$  e  $\gamma$  (§1.4), l'efficienza di emissione nel gamma risulti essere maggiore delle efficienze nelle altre bande dello spettro elettromagnetico (§5.4.1) e l'emissione gamma risulti essere di solito fortemente pulsata e collimata, una pulsar gamma emette pochissimi fotoni gamma rivelabili: ciò è dovuto al fatto che l'emissione gamma è rilasciata mediante fotoni altamente energetici (circa 13 ordini di grandezza rispetto ai fotoni radio), che sono numericamente inferiori a quelli rilasciati nella banda radio, meno energetici ma più numerosi. In questo modo quindi risulta difficoltoso produrre un profilo integrato degli impulsi, anche attraverso il folding ottenuto dalle effemeridi prodotte dalla procedura di timing radio (§5.6).

Lo spettro di energia per una pulsar gamma può essere descritto da una legge di potenza con un cutoff esponenziale nell'intervallo  $\sim 1 \div 5$  GeV. Le forme dell'impulso risultano essere piuttosto variegata, mentre circa il 75% dei profili pulsati possiedono due picchi. Per la maggior parte delle pulsar gamma sembra che l'emissione abbia origine in gran parte nella magnetosfera esterna, mentre l'emissione dalle cappe polari sembra essere limitata (§1.3.2).

### 5.4.1 Efficienza di conversione dell'energia

Come già visto nel paragrafo 1.4, le pulsar emettono in un ampio intervallo dello spettro elettromagnetico, ma la maggior parte del flusso totale di energia viene rilasciata nella banda  $X$  e  $\gamma$ . Questa conclusione è stata rafforzata negli ultimi anni grazie al LAT, che sta contribuendo ad una maggiore comprensione dell'energetica delle pulsar. La relazione tra la luminosità di spin-down  $\dot{E}_{rot}$  emessa da una pulsar (relazione 1.2) e la luminosità  $L_\nu$  emessa ad una determinata banda di frequenza  $\nu$  (relazione 1.15) è riassunta nella tabella 5.1.

La quantità di radiazione in ingresso che viene convertita in emissione ad una determinata banda in frequenza  $\nu$ , viene definita *efficienza di emissione*  $\varepsilon = \frac{L_\nu}{\dot{E}_{rot}}$ : da vari studi effettuati, si evince che  $\varepsilon$  mostra una grande variazione nelle varie bande di frequenza  $\nu$ , ed inoltre sembra che aumenti all'aumentare della frequenza seguendo una legge del tipo  $\varepsilon \propto \nu^{0.17 \pm 0.10}$  (figura 5.3). Per quanto riguarda la banda  $\gamma$ , solitamente  $\varepsilon_\gamma$  si aggira attorno al 10%.

---

<sup>7</sup>Le pulsar Crab (B0531+21) e Vela (B0833-45) sono state scoperte con il satellite SAS-2 agli inizi degli anni '70.



Tabella 5.1: Relazione tra  $\dot{E}_{rot}$  e  $L_\nu$  per varie bande di frequenza  $\nu$ .

Banda	Relazione	Studio
Radio	$L_r \propto \dot{E}_{rot}^{\frac{1}{3}}$	Arzoumanian et al., 2002
Ottico	$L_o \propto \dot{E}_{rot}^{1.6 \pm 0.2}$	Shearer e Golden, 2001
X molli	$L_{X,m} \propto \dot{E}_{rot}$	Becker e Trümper, 1997
X duri	$L_{X,d} \propto \dot{E}_{rot}^{1.5}$	Possenti et al., 2002
$\gamma$	$L_\gamma \propto \dot{E}_{rot}^{0.5}$	Thompson, 2001

### 5.4.2 Flusso di emissione di una pulsar

Il flusso di energia minimo per il rilevamento di impulsi gamma non è uniforme nel cielo, a causa dei diversi livelli di fondo, soprattutto in prossimità del piano galattico. In particolare, l'associabilità di una sorgente gamma ad una pulsar può essere verificata mediante il confronto tra il flusso di emissione totale di una pulsar  $F_{tot}$  ed il flusso osservato in gamma  $F_\gamma$ : se dal confronto emerge che  $F_\gamma > F_{tot}$ , allora l'associabilità della sorgente ad una pulsar è improbabile.

Il flusso di emissione totale  $F_{tot}$  di una pulsar che si trova ad una distanza  $d$  è definita dalla relazione (Smith et al., 2008):

$$F_{tot} = \frac{\dot{E}_{rot}}{d^2} \quad (5.3)$$

dove  $\dot{E}_{rot}$  è la luminosità di spin-down.

Per ottenere una misura di  $F_{tot}$  (relazione 5.3) è necessario avere una stima sia di  $\dot{E}_{rot}$  che di  $d$ . La stima di  $\dot{E}_{rot}$  implica la conoscenza di  $P$  e di  $\dot{P}$  della pulsar, che vengono calcolati a partire dai risultati delle prime fasi del timing delle sorgenti (§3.3): maggiori informazioni sui metodi per la rivelazione delle pulsar gamma, basati sulla procedura del timing radio, verranno fornite nel paragrafo 5.6.

La stima della distanza  $d$  invece risulta essere più problematica poiché, per quasi tutte le pulsar gamma, il termine dominante nell'incertezza di  $F_{tot}$  è proprio  $d^2$ .

La stima di  $d$  viene fatta principalmente in maniera indiretta attraverso due tecniche:

- la tecnica più semplice è quella di misurare la parallasse annuale, che però è possibile solo per poche sorgenti relativamente vicine;
- la tecnica più comunemente utilizzata è quella di calcolare il valore di DM della pulsar (relazione 1.18), accoppiato ad un modello per la distribuzione della densità elettronica  $n_e$  nella Galassia (solitamente il modello *NE2001* sviluppato da Cordes e Lazio nel 2002).

Il flusso gamma  $F_\gamma$  osservabile da una pulsar a distanza  $d$  è ricavato dalla relazione (Kanbach, 2002):

$$F_\gamma = \varepsilon_\gamma \frac{\dot{E}_{rot}}{4\pi f_\Omega d^2} \quad (5.4)$$

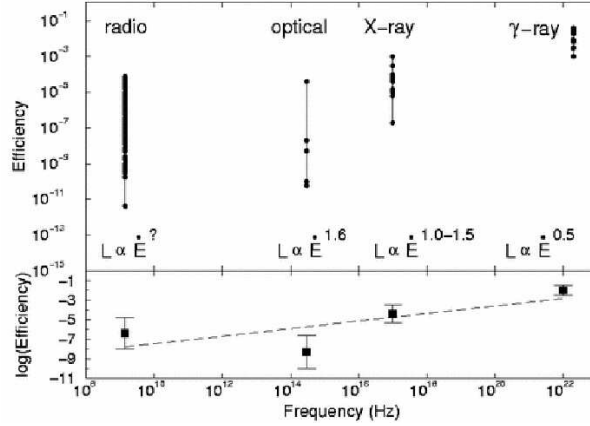


Figura 5.3: (sopra) Efficienza  $\varepsilon$  derivata per le frequenze radio, ottiche, X e  $\gamma$ ; il differenziale dei valori dedotti differisce come indicato per ciascuna banda di frequenza.

(sotto) Fit dei valori medi di  $\varepsilon$  per ciascuna banda di frequenza mostra un aumento di  $\varepsilon$  all'aumentare della frequenza  $\nu$ .

Immagine presa da "Handbook of Pulsar Astronomy" di Lorimer e Kramer.

dove  $\varepsilon_\gamma$  è l'efficienza gamma,  $f_\Omega$  è il fattore di correzione di flusso, e  $\dot{E}_{rot}$  è la perdita di energia rotazionale della pulsar.

$f_\Omega$  è un particolare fattore che descrive la frazione di angolo solido illuminato dal fascio della pulsar, e dipende dai modelli di emissione gamma utilizzati: alcuni prevedono che  $f_\Omega \sim 1$ , altri prevedono che  $f_\Omega = \frac{1}{4\pi} \sim 0.08$  (ad esempio Thompson et al., 1994), mentre altri ancora prevedono che  $f_\Omega = 0.5$  per le millisecond pulsar (ad esempio Fierro et al. 1995). Spesso per semplicità si usa  $f_\Omega = 1$ , che però induce un differenziale nei valori di  $F_\gamma$ .

Dal catalogo 2FGL si evince che il più debole flusso di energia osservato tra le pulsar gamma è pari a  $2.8 \cdot 10^{31} \text{ erg s}^{-1} \text{ kpc}^{-2}$  (per  $E > 100 \text{ MeV}$ ).

## 5.5 Associazioni posizionali di pulsar

Come già detto nel paragrafo 5.2, ciascuna sorgente gamma, rivelata e contenuta nel catalogo 2FGL, è definita dal *cerchio di errore*, di forma ellittica. Spesso capita che esistano delle associazioni posizionali tra queste regioni ed altre sorgenti astrofisiche di varia natura, non osservate in passato nella banda gamma.

Per quanto riguarda il caso specifico delle pulsar gamma, la scoperta di controparti nel radio (o in altre bande dello spettro elettromagnetico) è notevolmente migliorata negli ultimi anni grazie al LAT.

Per convenzione, una sorgente si considera essere una possibile controparte di una pulsar gamma quando la separazione tra le due posizioni è inferiore alla somma quadratica del 95% del raggio del loro cerchio di errore.

Dai dati del primo catalogo delle 46 pulsar gamma fino ad ora scoperte, 25 sono associate posizionalmente a sorgenti presenti in cataloghi differenti dal 2FGL: per 14 di esse non è stata scoperta alcuna controparte, mentre invece per le restanti 11 è

stata scoperta la controparte nel radio.

Dalle ricerche effettuate, non sorprende che molte pulsar giovani siano associate a resti di supernovae o PWN (§1.2.1): delle 46 pulsar gamma in catalogo, ben 19 risultano essere associate con queste sorgenti (Green, 2009).

## 5.6 Metodi per la rivelazione di pulsar gamma: il ruolo essenziale del timing radio

Lo scopo principale di un telescopio gamma è quello di aumentare il numero di fotoni rivelati per la ricerca di pulsazione in gamma, e consentire di rivelare l'emissione gamma anche per le numerose pulsar radio giovani e molto energetiche che sono state scoperte dopo il completamento della missione CGRO.

Un telescopio gamma ha il grosso problema di rivelare un esiguo numero di fotoni gamma per ciascuna osservazione, poiché ciascuna pulsar emette pochi fotoni gamma rispetto al suo numero di rotazioni (§5.4): per rendere meglio l'idea, la pulsar Crab è una delle sorgenti più brillanti, anche in banda gamma, ma da essa viene ricevuto un fotone gamma ogni parecchie centinaia di rotazioni della stella di neutroni. La statistica molto limitata non consente di utilizzare in gamma le stesse procedure che nel radio consentono la ricerca di periodicità (capitolo 3). Per risolvere questo problema, la tecnica utilizzata è quella di combinare accurate ed intensive osservazioni radio a lunghe osservazioni alle alte energie: i lunghi tempi di osservazione servono a raccogliere un numero statisticamente significativo di fotoni gamma, mentre l'analisi delle pulsar in radio fornisce effemeridi rotazionali molto precise, che consentono di calcolare la fase per ciascuno dei fotoni gamma ricevuti.

Proprio con questa metodologia si è riusciti a scoprire tutte le pulsar gamma note<sup>8</sup>: nel primo catalogo di pulsar gamma sono state utilizzate le effemeridi di 767 pulsar (762 osservate nel radio e 5 osservate nell'*X*).

Quando viene scoperta una nuova pulsar gamma, l'ottimizzazione delle sue effemeridi avviene attraverso osservazioni successive, mediante la procedura del folding dei fotoni gamma usando le effemeridi prodotte dalle osservazioni radio.

Nella maggior parte dei casi, le pulsar che vengono osservate in gamma sono pulsar giovani, e presentano glitch e timing noise, i cui effetti si ripercuotono pesantemente sulla procedura del timing: i glitch comportano un salto nel periodo rotazionale, mentre il timing noise "sporco" i residui, rendendo meno accurata la valutazione dei parametri di una pulsar.

Poiché le pulsar osservate da un telescopio gamma sono soggette a irregolarità di questo tipo, le effemeridi relative ad una data epoca non possono essere estrapolate per un periodo superiore ad alcuni mesi: risulta quindi necessario mantenere continuamente l'osservazione in radio delle pulsar, ricoprendo interamente l'intervallo di attività del telescopio gamma.

---

<sup>8</sup>Solo in un numero limitato di casi come per la pulsar Geminga (PSR B0633+17), le effemeridi sono state ottenute con osservazioni in banda *X* invece che in radio.

Per questa ragione il timing radio di pulsar gamma note o candidate risulta fondamentale per l'attività di un telescopio gamma.

Un'altro tipo di ricerca di pulsazioni gamma dai dati provenienti dal LAT è il blind search timing (ricerca cieca del periodo), che ricerca la periodicità nei ToA dei fotoni gamma provenienti da candidate stelle di neutroni.

## 5.7 Individuazione di possibili pulsar gamma osservabili ed identificabili con SRT

Uno tra gli obiettivi scientifici di FGST è l'approfondimento dello studio delle pulsar gamma, sia per migliorare la conoscenza delle pulsar già note, sia nella speranza di scoprirne di nuove.

Poiché le sorgenti non identificate nel catalogo 2FGL sono tante (576), si deve scegliere un campione ragionevole su cui concentrare le ricerche, almeno inizialmente: in quest'ottica, questa parte del lavoro di Tesi verte alla selezione di 20 sorgenti gamma da osservare con SRT, alla ricerca di pulsazioni radio.

Questa lista è stata realizzata mediante un processo iterativo, descritto nel paragrafo 5.7.1, attraverso il linguaggio di programmazione IDL (Interactive Data Language), specializzato nell'analisi di dati scientifici<sup>9</sup>: il codice sviluppato con IDL è riportato in Appendice A.

### 5.7.1 Creazione di una lista di candidate pulsar gamma

Partendo dalle 1873 sorgenti gamma presenti nel catalogo 2FGL, il passo preliminare è stato quello di scegliere tutte quelle non ancora identificate, portando alla riduzione del catalogo a 576 sorgenti.

Per queste 576 sorgenti sono state eseguite 6 fasi di selezione, riportate di seguito.

#### Fase 1

Poiché le 83 pulsar note all'interno del catalogo 2FGL possiedono flussi compresi tra  $F_{\gamma,min} = 2.93034 \cdot 10^{-12} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  e  $F_{\gamma,max} = 9.20841 \cdot 10^{-9} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , ci si aspetta che le pulsar gamma possiedano questi flussi: pertanto la prima fase di selezione ha riguardato la scelta, tra le 576 sorgenti non ancora identificate, di tutte quelle con flussi racchiusi all'interno di tale intervallo.

Questo passaggio non ha portato alcuna riduzione sul catalogo generato precedentemente.

#### Fase 2

Poiché le 83 pulsar note all'interno del catalogo 2FGL possiedono variabilità comprese tra  $\mathcal{V}_{min} = 9.42469$  e  $\mathcal{V}_{max} = 86.2245$ , ci si aspetta che le pulsar gamma possiedano

---

<sup>9</sup>IDL possiede estese librerie integrate, ed i suoi campi di applicazione principali sono l'elaborazione di immagini astronomiche a fini di ricerca scientifica.

quei valori: pertanto la seconda fase di selezione ha riguardato la scelta, sempre tra queste 576 sorgenti, di tutte quelle con variabilità  $\mathcal{V}$  racchiuse all'interno di tale intervallo.

Questo passaggio ha portato alla riduzione del catalogo a 570 sorgenti.

### Fase 3

La terza fase è stata quella di scegliere, tra queste 570 sorgenti, tutte quelle che possono essere osservate con un unico puntamento alla frequenza di 1.6 GHz ad SRT. Una stima del numero di puntamenti  $n_{punt}$  effettuabili da SRT per osservare una determinata sorgente è possibile calcolarla facendo il rapporto tra la superficie definita dal cerchio di errore di una sorgente gamma ( $S_\gamma = \pi \cdot s_{min} \cdot s_{max}$ , dove  $s_{min}$  e  $s_{max}$  sono rispettivamente il semiasse minore e maggiore del cerchio di errore della sorgente gamma, espressi in gradi) e l'area di cielo osservata da SRT di raggio  $r$  ( $S_{\nu,SRT}$ ), alla frequenza osservativa di 1.6 GHz.  $S_{\nu,SRT}$ , espresso in gradi quadrati, può essere stimato attraverso la relazione:

$$S_{\nu,SRT} = \pi \cdot r^2 = \pi \cdot \left(2.77 \cdot 10^{-4} \frac{\varphi}{2}\right)^2 = 6.02 \cdot 10^{-8} \varphi^2 \quad (5.5)$$

dove  $\varphi$  è il fascio di antenna (relazione 2.2).

Sfruttando quindi  $S_\gamma$  e la relazione 5.5,  $n_{punt}$  risulta essere pari a:

$$n_{punt} = \frac{S_\gamma}{S_{\nu,SRT}} = \frac{\pi \cdot s_{min} \cdot s_{max}}{\pi \cdot r^2} = 5.2 \cdot 10^7 \frac{s_{min} \cdot s_{max}}{\varphi^2} \quad (5.6)$$

Per il caso di SRT, i valori di  $\varphi$  sono riportati in tabella 2.1.

Questo passaggio ha provocato un'ulteriore riduzione del catalogo a 168 sorgenti.

### Fase 4

La quarta fase è stata quella di scegliere, tra queste 168 sorgenti, tutte quelle che possono essere osservate da SRT.

L'osservabilità della sorgente è legata all'elevazione massima  $h_{trans}$ , ossia la massima altezza al transito della sorgente sull'orizzonte. Riprendendo il discorso già avviato nel paragrafo 4.2.3, grazie all'aiuto della figura 5.4,  $h_{trans}$  è definito dalla relazione:

$$h_{trans} = 90^\circ - [dec_{SRT} - dec_s] \quad (5.7)$$

dove  $dec_s$  è la declinazione della sorgente gamma (con il segno), e  $dec_{SRT}$  è la declinazione geografica di SRT ( $39.4917^\circ$ ).

Si è deciso di porre arbitrariamente  $h_{trans} = 15^\circ$ , al fine di poter osservare la pulsar sopra l'orizzonte per un tempo ragionevole, senza fenomeni di interferenza.

Questo passaggio ha portato alla riduzione del catalogo a 104 sorgenti.

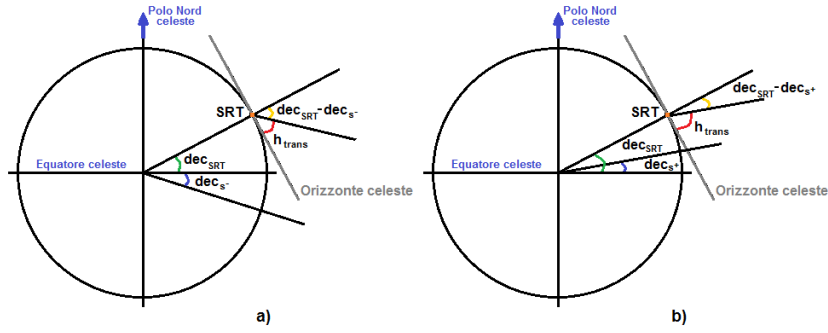


Figura 5.4: Derivazione geometrica di  $h_{trans}$ , sia per il caso in cui  $dec_s$  sia negativo (a), sia per il caso in cui  $dec_s$  sia positivo (b).  $h_{trans}$  è identificato da un arco rosso,  $dec_{SRT}$  è identificato da un arco verde, mentre  $dec_s$  è identificato da un arco blu.

## Fase 5

La quinta fase di selezione è stata quella di effettuare l'associazione posizionale (§5.5) tra il sottocatalogo ottenuto, costituito da 104 sorgenti, ed il catalogo ATNF, al fine di poter escludere, per il momento, tutte quelle sorgenti gamma nel cui cerchio di errore sono state già scoperte pulsar radio.

Per verificare se una o più pulsar del catalogo ATNF si trovano all'interno del cerchio di errore di ogni sorgente gamma appartenente al sottocatalogo, è sufficiente mostrare che  $\mathcal{D}_{(glat, glon)} \leq s_{max}$ , dove  $\mathcal{D}_{(glat, glon)}$  è la distanza angolare (espressa in gradi) tra ciascuna pulsar radio identificata ed ogni sorgente gamma presente nel sottocatalogo.  $\mathcal{D}_{(glat, glon)}$  è definita dalla relazione:

$$\mathcal{D}_{(glat, glon)} = \frac{180}{\pi} \arccos \varsigma \quad (5.8)$$

dove  $\varsigma$  è l'apertura angolare in radianti tra i centri delle due "posizioni" in esame<sup>10</sup>. Questo passaggio ha provocato un'ulteriore riduzione del catalogo a 95 sorgenti, la cui lista è riportata in Appendice B.

## Fase 6

La sesta ed ultima fase di selezione è stata quella di estrarre, tra queste 95 sorgenti, un campione arbitrario di 20 sorgenti con il flusso più alto che possa costituire il punto di partenza per le osservazioni multifrequenza ad SRT.

Questo campione è ottenuto imponendo condizioni più stringenti:

- innalzamento del flusso minimo, impostato su  $F_{\gamma, min} = 1.83746 \cdot 10^{-11}$  (ossia l'85.5% delle pulsar gamma note possiedono un flusso maggiore di  $F_{\gamma, min}$ );

<sup>10</sup> $\varsigma$  è ricavabile mediante la relazione  $\varsigma = \sin g_{lat, ATNF} \cdot \sin g_{lat, \gamma} + \cos g_{lat, ATNF} \cdot \cos g_{lat, \gamma} \cdot \cos(g_{lon, ATNF} - g_{lon, \gamma})$ , dove  $g_{lat}$  e  $g_{lon}$  sono rispettivamente la latitudine e la longitudine galattica della sorgente in esame.

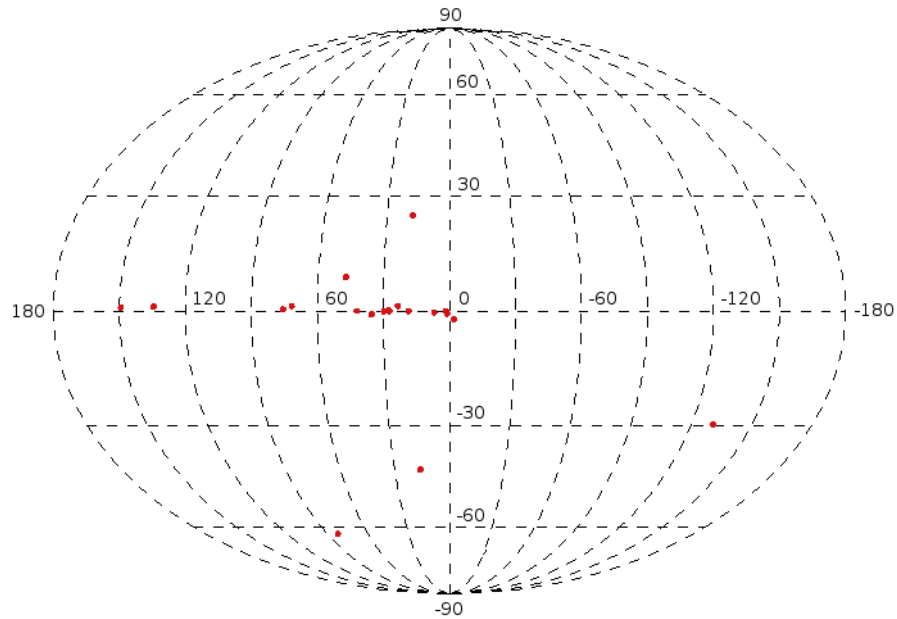


Figura 5.5: Mappa Galattica delle 20 sorgenti gamma, al cui interno possono essere trovate pulsar radio e/o gamma. In ascissa è riportata la longitudine galattica  $g_{lon}$ , mentre in ordinata è riportata la latitudine galattica  $g_{lat}$ .

- possibilità che sorgenti possano essere osservate ad SRT anche alla frequenza di 5 GHz con un numero di puntamenti arbitrario<sup>11</sup> pari a  $n_{punt} = 5$  (relazione 5.6).

Le 20 sorgenti gamma così selezionate, visibili in figura 5.5 ed elencate nella tabella 5.2, sono il punto di partenza per una campagna d'indagine ad SRT per la ricerca multifrequenza di nuove pulsar gamma, che andranno a svolgersi secondo le procedure descritte nel paragrafo 5.6.

---

<sup>11</sup>È stato scelto un numero di puntamenti pari a 5 al fine di poter osservare la sorgente ad SRT per un tempo ragionevole.

Tabella 5.2: Tabella delle 20 sorgenti gamma potenzialmente osservabili da SRT per la ricerca di nuove pulsar radio e/o gamma.  $g_{lon}$  è la longitudine galattica,  $g_{lat}$  è la latitudine galattica,  $F_\gamma$  è il flusso gamma,  $signif_{avg}$  è la significatività della detezione della sorgente gamma,  $\mathcal{V}$  è la variabilità,  $\alpha$  è l'indice spettrale (relazione 1.16),  $n_{punt\,1.6\,GHz}$  è il numero di puntamenti effettuabili da SRT alla frequenza di 1.6 GHz,  $n_{punt\,5\,GHz}$  è il numero di puntamenti effettuabili da SRT alla frequenza di 5 GHz,  $n_{punt\,23\,GHz}$  è il numero di puntamenti effettuabili da SRT alla frequenza di 23 GHz, ed infine  $h_{trans}$  è l'elevazione massima della sorgente gamma.

Nome sorgente	$g_{lon}$ (deg)	$g_{lat}$ (deg)	$F_\gamma$ (erg s <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> )	$signif_{avg}$ <sup>(a)</sup>	$\mathcal{V}$	$\alpha$	$n_{punt\,1.6\,GHz}$	$n_{punt\,5\,GHz}$	$n_{punt\,23\,GHz}$	$h_{trans}$ (deg)
2FGL J1839.0-0539	26.4904	0.163236	2.35328·10 <sup>-10</sup>	23.6453	25.4724	2.52124	0.30054935	2.9331741	15.429962	44.852464
2FGL J1906.5+0720	41.1895	-0.00205713	1.29630·10 <sup>-10</sup>	23.9589	30.8941	2.60939	0.27509456	2.6847512	14.123134	57.850856
2FGL J1748.6-2913	0.0915203	-0.720024	1.09679·10 <sup>-10</sup>	14.3638	22.1569	2.69709	0.45848028	4.4744814	23.538009	21.276952
2FGL J1839.3-0558c	26.2301	-0.0394330	9.92375·10 <sup>-11</sup>	9.37884	23.0940	2.60808	0.37692106	3.6785143	19.350824	44.528219
2FGL J1823.1-1338c	17.5990	-0.0588762	9.15746·10 <sup>-11</sup>	10.3734	30.3648	2.46770	0.24791481	2.4194938	12.727747	36.868924
2FGL J1746.5-3238	356.940	-2.10319	8.11953·10 <sup>-11</sup>	20.3627	24.5708	2.42781	0.40680976	3.9702094	20.885286	17.864688
2FGL J2018.0+3626	74.5446	0.387187	7.50064·10 <sup>-11</sup>	18.4907	17.0058	2.53793	0.16692642	1.6290977	8.5698682	86.956641
2FGL J1800.8-2400	5.96918	-0.425542	7.13440·10 <sup>-11</sup>	8.79615	31.8816	1.90102	0.35187547	3.4340850	18.065004	26.497417
2FGL J1747.3-2825c	0.634449	-0.0713361	6.92552·10 <sup>-11</sup>	10.5509	14.7056	2.15659	0.054595936	0.53282226	2.8029115	22.076955
2FGL J1857.2+0055c	34.4232	-0.868137	6.00547·10 <sup>-11</sup>	12.1805	24.3280	2.34383	0.24736315	2.4141100	12.699426	51.439153
2FGL J0224.0+6204	133.549	1.13007	5.92252·10 <sup>-11</sup>	14.4047	20.1051	2.58767	0.50366740	4.9154795	25.857880	67.415128
2FGL J1844.3-0343c	28.8084	-0.136008	5.68507·10 <sup>-11</sup>	8.60321	14.8942	2.49278	0.36964046	3.6074602	18.977044	46.776634
2FGL J1653.6-0159	16.5934	24.9305	3.43020·10 <sup>-11</sup>	22.4977	16.9813	2.07601	0.29194430	2.8491942	14.988186	48.512113
2FGL J2004.4+3339c	70.6932	1.18236	3.21695·10 <sup>-11</sup>	9.09048	24.2422	2.04225	0.30599663	2.9863362	15.709621	84.170402
2FGL J2339.6-0532	81.3579	-62.4673	3.04729·10 <sup>-11</sup>	32.2053	15.6998	1.66875	0.10900236	1.0637950	5.5960936	44.966264
2FGL J1827.4-0846	22.3917	1.28288	2.80979·10 <sup>-11</sup>	6.33164	20.3471	2.04980	0.47796165	4.6646075	24.538167	41.733217
2FGL J1844.3+1548	46.3161	8.67787	2.62068·10 <sup>-11</sup>	12.4569	29.8164	2.43485	0.26170765	2.5541033	13.435860	66.318309
2FGL J0359.5+5410	148.291	0.844157	2.58143·10 <sup>-11</sup>	13.4824	23.6592	2.12064	0.17095187	1.6683836	8.7765319	75.311387
2FGL J0523.3-2530	228.228	-29.8440	2.18139·10 <sup>-11</sup>	18.4702	22.7044	2.12401	0.072027554	0.70294398	3.6978368	25.005426
2FGL J2112.5-3042	14.9311	-42.4479	1.89001·10 <sup>-11</sup>	19.6973	14.7855	1.59954	0.25707007	2.5088435	13.197771	19.797729

<sup>a</sup> Il numero di  $\sigma$  della detezione è approssimativamente associato alla radice quadrata di  $signif_{avg}$ .



## 5.8 Visibilità delle 20 sorgenti ad SRT

Un importante strumento pratico per l'osservazione ad SRT delle 20 sorgenti gamma, riportate in tabella 5.2, è la tabella di visibilità delle sorgenti (figura 5.6), ottenuta mediante CASTIA, un pacchetto software in grado di controllare la visibilità delle sorgenti radio ad una certa data ad SRT.

CASTIA produce un grafico contenente le visibilità delle sorgenti radio in funzione del tempo, caratterizzate da:

- una stella quando la sorgente è al transito, ossia quando si trova a  $h_{trans}$ ;
- una linea gialla quando la sorgente sorge e/o tramonta;
- una linea verde quando la sorgente raggiunge  $6^\circ$  di elevazione<sup>12</sup>;
- una linea rossa quando la sorgente supera  $85^\circ$  di elevazione<sup>13</sup>.

Come si può notare dalla figura 5.6, nell'asse delle ascisse si trovano due scale di tempi:

- in alto si trova il *tempo siderale locale* (Local Sidereal Time, LST), ossia il tempo che impiega la Terra a compiere un giro completo rispetto ad una determinata stella, che fornisce un'idea della distanza tra la sorgente ed il meridiano locale di SRT;
- in basso si trova il *tempo universale* (Universal Time, UT), ossia il tempo che impiega la Terra a compiere un giro completo attorno al proprio asse<sup>14</sup>.

## 5.9 Conclusioni

Lo scopo di questa parte del lavoro di Tesi è stata l'individuazione di un campione di 20 sorgenti gamma (arbitrariamente limitato in questo lavoro a 20 oggetti, tabella 5.2) che possano potenzialmente essere associate ed identificate con pulsar tramite osservazioni radio: tale attività di ricerca multifrequenza di nuove pulsar costituirà una delle prime strategie osservative implementate con il radiotelescopio SRT.

Le candidate pulsar sono state individuate tra tutte le sorgenti gamma non ancora identificate, e con determinate caratteristiche contenute all'interno del catalogo 2FGL (§5.2), seguendo una determinata strategia di selezione (§5.7).

Considerando in maniera arbitraria il piano galattico compreso nell'intervallo  $-10^\circ \leq g_{lat} \leq 10^\circ$ , come si evince dalla figura 5.5 ben 16 sorgenti su 20 si trovano

---

<sup>12</sup>Questa elevazione rappresenta il limite orografico ad SRT  $lim_{orog}$  (figura 4.4b).

<sup>13</sup>Quando una sorgente supera gli  $85^\circ$  di elevazione, emergono dei problemi di tipo meccanico per un radiotelescopio, in quanto deve "seguire" la sorgente in azimuth a velocità elevate.

<sup>14</sup>UT deriva dal giorno solare medio sopra il meridiano di Greenwich (Greenwich Mean Time, GMT), considerato per convenzione come il meridiano zero.

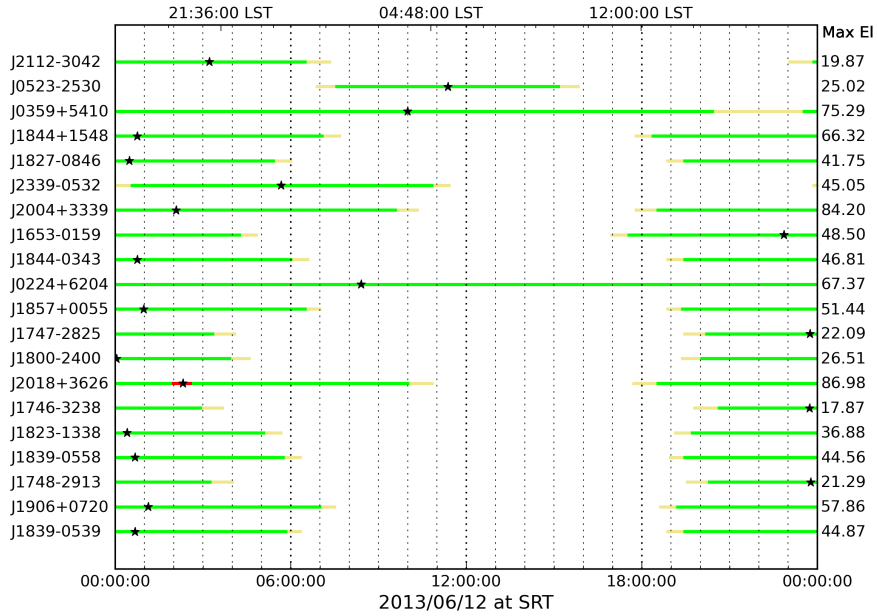


Figura 5.6: *Tabella di visibilità delle 20 sorgenti gamma al 12 giugno 2013 ad SRT.*

all'interno di esso: ciò significa che queste 16 sorgenti potrebbero essere potenzialmente associate a pulsar con emissione nella banda gamma.

Con buona probabilità le restanti 4 sorgenti, tutte posizionate a latitudini galattiche maggiori di  $|20^\circ|$ , potrebbero non essere necessariamente associate a pulsar gamma: in particolare, osservando il catalogo 2FGL, poiché a tali latitudini galattiche sono stati scoperti il 73.7% dei Nuclei Galattici Attivi (787 su 1068) ed il 24.1% delle pulsar gamma<sup>15</sup> (26 su 108), se ne deduce che a queste 4 sorgenti gamma potrebbero essere più probabilmente associati dei Nuclei Galattici Attivi.

<sup>15</sup>Queste pulsar gamma potrebbero risultare piuttosto vicine ( $d \lesssim 1$  kpc), poiché generalmente un oggetto astrofisico vicino appare ad una latitudine Galattica maggiore.

# Capitolo 6

## Le survey

L'astronomia delle pulsar sta vivendo una fase estremamente produttiva con la realizzazione di nuove *survey* (§3.2) che hanno prodotto una ricca varietà di risultati interessanti e spesso contrastanti sulle effettive proprietà della popolazione galattica di pulsar, contribuendo a correggere ed aggiornare continuamente il campione di pulsar osservato.

In tale contesto si pone la parte del lavoro di Tesi affrontato in questo capitolo, in cui ci si è occupati di indagare quali regioni della nostra Galassia possano essere osservate da una serie di survey pensate per SRT, al fine di stabilirne la loro efficacia, che dipende da diversi fattori, come il numero di puntamenti necessari per coprire le regioni di cielo di ogni survey ed il tempo di integrazione  $\Delta t$  (§6.2) di ogni singolo puntamento. L'efficacia di una survey dipende anche dal numero di nuove pulsar che essa è in grado di rivelare, che deve essere il più alto possibile, preferibilmente nel minor tempo osservativo possibile.

Tutto ciò viene realizzato mediante una serie di simulazioni di survey effettuate facendo uso del software *psrpop* (§6.1), i cui risultati vengono paragonati con quelli ottenuti da altre survey note effettuate negli ultimi anni (§6.4).

### 6.1 Psrpop

Per poter stabilire l'efficacia ed i parametri ideali di una serie di survey ad SRT, è prima necessario simulare una popolazione di pulsar le cui caratteristiche risultino in linea con quanto ad oggi noto.

A tal fine è stato necessario utilizzare il software *psrpop*<sup>1</sup>, in costante aggiornamento, al cui interno sono presenti vari strumenti, ognuno dei quali concepito per particolari scopi.

I due strumenti principali che sono stati utilizzati in questo lavoro di Tesi sono:

- *populate*, che crea una popolazione statica<sup>2</sup> di pulsar per una successiva analisi;

---

<sup>1</sup><http://psrpop.sourceforge.net>

<sup>2</sup>Una popolazione statica di pulsar è una particolare popolazione che non mostra alcun tipo di evoluzione al suo interno (ad esempio di tipo spaziale o temporale).

Tabella 6.1: *Principali opzioni disponibili per lo strumento populate.*

Comando	Descrizione
-o <i>file</i>	file di output (in estensione .model)
-n <i>ngen</i>	numero di pulsar da generare/rilevare
-d <i>Dmod</i>	modello di distanza
-z <i>zkpc</i>	altezza di scala esponenziale in uso (in kpc)
-p <i>law pcen dspcen</i>	legge di distribuzione dei periodi (law) e suoi parametri (pcen e dspcen); nel caso di distribuzione log normale pcen è il valore centrale della distribuzione e dspcen è la sua deviazione standard, espresse in base logaritmica
-w <i>duty</i>	larghezza del duty-cycle (in %)
-r <i>dist</i>	deviazione standard della distribuzione radiale (in kpc)
-l <i>min max pend</i>	luminosità minima (min), luminosità massima (max) ed esponente della distribuzione in luminosità, che segue una legge di potenza del tipo $N_{PSR} = L^{pend}$

```
Using log-normal period distribution
Pmean = 1000. ms Psigma = 100. ms
Using fixed duty cycle of 6.%
Using Gaussian radial distribution with scale length: 5. kpc
Using exponential z-scale height of 0.5 kpc
Spectral index mean and standard deviation -1.60000002 0.349999994
Luminosity function min, max and slope: 0.100000001 1000. -1.
Reference frequency 1374. MHz.
Initial seed for random numbers: 4307
About to generate 5000 pulsars...
NE2001 distance model
```

Figura 6.1: *Output tipo di populate.*

- **survey**, che filtra le pulsar di una popolazione generata da populate, utilizzando uno o più modelli di survey.

Questi due strumenti sono descritti nel dettaglio nelle seguenti sottosezioni.

### 6.1.1 Populate

Lo strumento *populate*, sviluppato da Lorimer et al. nel 2006, può funzionare in due modi differenti.

Il primo modo di funzionamento consente di generare una popolazione statica di un prestabilito numero di pulsar, che segue varie funzioni di distribuzione stabilite dall'utente: questo modo viene lanciato dal comando *populate [opzioni]*, in cui le principali opzioni disponibili sono inserite nella tabella 6.1. La sintassi della linea di comando pertanto è *populate -n ngen -r dist -z zkpc -l min max pend -p law pcen dspcen -w duty -o file.model*: una volta digitata, viene creata una popolazione le cui caratteristiche vengono mostrate a schermo (figura 6.1) e salvate in un file di estensione *.model*.

Il secondo modo di funzionamento consiste nel creare una popolazione di pulsar al cui interno se ne trovino un certo numero (selezionate dall'utente) già rilevate da survey note: questo modo viene lanciato dalla linea di comando *populate [opzioni] [file survey]* che, come nel caso precedente, crea la popolazione le cui caratteristiche

```

#####
# model of the Parkes multibeam survey - main parameters
#####
0.6 ! antenna gain (K/Jy)
2100 ! integration time (s)
0.25 ! sampling time (ms)
25. ! system temperature (K)
1374 ! centre frequency (MHz)
288 ! bandwidth (MHz)
3.0 ! channel bandwidth (MHz)
2 ! number of polarizations
14. ! full-width half maximum (arcmin)
0. ! minimum RA (deg)
360. ! maximum RA (deg)
-90. ! minimum DEC (deg)
90. ! maximum DEC (deg)
-150 ! minimum Galactic longitude (deg)
50. ! maximum Galactic longitude (deg)
0. ! minimum abs(Galactic latitude) (deg)
6. ! maximum abs(Galactic latitude) (deg)
1.0 ! fractional survey coverage (0-1)
9.0 ! signal-to-noise ratio

```

Figura 6.2: File contenente i parametri principali di una survey. “antenna gain (K/Jy)” è il guadagno  $G$  dell’antenna (relazione 2.1); “integration time (s)” è il tempo di integrazione  $\Delta t$  (§3.1.4); “sampling time (ms)” è il tempo di campionamento  $\delta t$  (§2.3); “system temperature (K)” è la temperatura di sistema dell’apparato ricevente (§2.3.1); “centre frequency (MHz)” è la frequenza centrale  $\nu_{MHz}$  della banda di osservazione  $\Delta\nu_{MHz}$  (“bandwidth (MHz)”); “channel bandwidth (MHz)” è l’ampiezza di ogni singolo canale  $\delta\nu_{MHz}$  in cui  $\Delta\nu_{MHz}$  è suddivisa; “number of polarizations” è il numero di polarizzazione (§2.3.1); “full-width half maximum (arcmin)” è il fascio di antenna (relazione 2.2); “fractional survey coverage (0-1)” è la copertura frazionaria della survey ( $fsc$ ); “signal-to-noise ratio” è il rapporto segnale-rumore  $\sigma$  di soglia per la survey. Gli altri parametri esprimono la copertura della survey, espressa in coordinate sia equatoriali che galattiche.

vengono mostrate a schermo (figura 6.1), e salvate in un file di estensione *.model*. Entrambi i modi di funzionamento generano un ulteriore file di estensione *.cmd*, il cui scopo è quello di registrare i parametri della riga di comando utilizzati, con il vantaggio di possedere una traccia delle varie survey svolte in un determinato lavoro. Tutti i parametri principali caratterizzanti una survey sono racchiusi in un file (figura 6.2) inserito nella directory *psrpop-2.0/surveys*, in cui sono già caricate di default alcune survey note. Quasi tutti i parametri descritti nella figura 6.2 si trovano all’interno della formula del radiometro (relazione 2.3), che consente di poter determinare la sensibilità limite per una determinata survey (§6.2), e quindi di stabilire, per ogni pulsar simulata, se essa sia o meno rilevabile in una delle survey.

## 6.1.2 Survey

Come dice il nome stesso, lo strumento *survey* effettua una survey simulata, attraverso il filtraggio delle pulsar di una popolazione generata da *populate*. Il filtraggio avviene su un modello di popolazione, attraverso la simulazione di una o più survey e viene effettuato considerando: a) se una data pulsar sia o meno nell’area della survey simulata, b) se la pulsar abbia un flusso maggiore del flusso limite della survey in

```

Fast sampled radio survey simulator
Starting seed for random numbers: 2507
Read in 5000 pulsars from psrpop.model
Generated via: populate -n 5000 -r 5 -z 0.5 -l 0.1 1000 -1 -p lnorm 3 2 -w 6
5000 pulsars in model Galaxy
4168 pulsars found
Survey      Dis      Det      Out  Smear  Weak
PMSURV      26       0    4313   658    3
SKA         4142     26      0    529   303

```

Figura 6.3: Messaggio sullo schermo visualizzato in seguito al lancio dello strumento *survey*. “Dis” indica il numero di pulsar scoperte da ogni survey, “Det” indica il numero delle pulsar individuate nella survey ma già precedentemente scoperte, “Out” indica il numero di pulsar fuori della regione di rilevazione, “Smear” indica il numero di pulsar presenti all’interno dell’area indagata ma non rilevabili a causa di dispersione e/o scattering (§1.6.1), ed infine “Weak” indica il numero di pulsar nell’area considerata al di sotto della soglia di flusso minimo.

questione.

Questo strumento viene lanciato dalla linea di comando *survey [file.model] [file survey]* che, una volta digitata, genera un messaggio a schermo che mostra tutte le pulsar scoperte (figura 6.3): le proprietà di queste pulsar vengono salvate all’interno di un file di estensione *.det*, che può essere letto da altre applicazioni al fine di effettuare vari studi a riguardo. L’utilizzo iterativo di *populate* e di *survey* permette, come si vedrà nel paragrafo 6.3, di determinare i parametri di una popolazione di pulsar realistica tale per cui, cioè, le pulsar osservabili dalle varie survey simulate riproducano approssimativamente il numero di oggetti effettivamente rivelati dalle survey reali.

## 6.2 Impostazione di una Survey ad SRT

Ad SRT sarà possibile effettuare una serie di survey nelle 5 bande di frequenza progettate (P, L, S, C e K), le cui caratteristiche sono riportate nella tabella 2.1. Come già visto nel paragrafo 3.2.1, la scelta della frequenza di osservazione è correlata al tipo di survey che si intende effettuare, in particolare:

- SRT-P, in *banda P* ( $\nu_{MHz} = 357.5$  MHz) → survey a tutto cielo (grazie al grande campo di vista a bassa frequenza);
- SRT-L, in *banda L* ( $\nu_{MHz} = 1550$  MHz) → survey del piano galattico (area limitata a causa del campo di vista intermedio, ma con effetti del mezzo interstellare ridotti che consentono di osservare a distanze maggiori);
- SRT-S, in *banda S* ( $\nu_{MHz} = 3000$  MHz) → survey del piano galattico (vedi sopra);
- SRT-C, in *banda C* ( $\nu_{MHz} = 6700$  MHz) → survey del centro galattico (le alte frequenze sono più indicate per osservare le regioni del centro galattico, dove lo scattering è estremo);

- SRT-K, in *banda K* ( $\nu_{MHz} = 22250$  MHz)  $\rightarrow$  survey del centro galattico (vedi sopra).

I parametri ideali e l'efficacia di queste survey è determinata utilizzando come input la popolazione di pulsar, creata da psrpop (§6.1), che meglio riproduca i risultati delle maggiori survey ad oggi condotte o in corso (§6.4), e dipende essenzialmente da 6 fattori, che verranno descritti in questa sezione:

1. la durata totale della survey;
2. la copertura di cielo osservato;
3. la sensibilità della survey, associata alla frequenza in cui si intende effettuarla;
4. il numero di puntamenti necessari per effettuare ciascuna survey;
5. il tempo di integrazione  $\Delta t$  di ogni singolo puntamento;
6. il numero di nuove pulsar che ogni survey è in grado di rivelare, comparate con quelle scoperte da altre survey note.

Nell'analizzare i passaggi che portano alla determinazione della regione di cielo che ogni survey di SRT deve scansionare, è importante stabilire la durata totale della survey, che solitamente si aggira intorno ai 100 giorni lavorativi. In questo intervallo di tempo si deve tenere conto del numero di puntamenti necessari, ciascuno della durata  $\Delta t$ , per coprire tutta la regione di interesse. In particolare, il numero massimo di puntamenti effettuabili in 100 giorni lavorativi ( $n_{100}$ ) è ricavabile secondo la relazione:

$$n_{100} = \frac{100 \cdot 86400}{\Delta t} \quad (6.1)$$

dove  $\Delta t$  è espresso in secondi.

Una survey risulta quindi fattibile se  $n_{100} \gtrsim n$ , dove  $n$  è il numero di puntamenti necessari a coprire una determinata regione di cielo. Una stima di  $n$  può essere fatta calcolando il rapporto tra l'area di cielo da scansionare e  $n_b$  volte l'area del cerchio di raggio pari alla metà del fascio di antenna  $\varphi$  (relazione 2.2), con  $n_b$  pari al numero di beam che costituiscono un ricevitore ad una determinata frequenza di osservazione  $\nu$ .

Sfruttando la geometria sferica, si ottiene:

$$n = \frac{d_{lon} [\sin(g_{lat,1}) - \sin(g_{lat,2})] \left(\frac{180}{\pi}\right)}{\pi n_b \left(\frac{\varphi}{2 \cdot 60}\right)^2} \quad (6.2)$$

dove  $d_{lon}$  è l'apertura in longitudine galattica (espressa in gradi),  $g_{lat,1}$  e  $g_{lat,2}$  sono le latitudini galattiche (esprese in gradi), ed infine  $\varphi$  è il fascio di antenna (relazione 2.2) espresso in arcmin.

Al fine di ottenere tempestivamente il valore di  $n$ , in questo lavoro di Tesi è stato

Tabella 6.2: *Confronto tra i puntamenti reali effettuati dalle varie survey ed i puntamenti stimati dal codice realizzato in questo lavoro di Tesi, con relativa differenza percentuale.*

Puntamenti	PMSURV	PHSURV	PASURV
Reali	2670	6456	1068
Codice	2618	6936	1047
Differenza (%)	1.95	7.43	1.97

creato un codice di programmazione con IDL (appendice C), che consente di calcolare sia il valore di  $n$  che di  $\varphi$  per ogni  $\nu$ .

Se si vuole essere più precisi, la fattibilità di una survey si ha se  $n_{100} \gtrsim n'$ , dove  $n'$  è il numero di puntamenti effettivi sopra l'orizzonte celeste ad SRT.

Il codice di programmazione prodotto è in grado di stimare il valore di  $n'$  attraverso il calcolo del tasso di oscuramento  $\varrho_{bli}$ , che è dovuto all'osservabilità di una sorgente ad SRT (§4.2.3 e 5.7.1). Il ragionamento utilizzato per semplicità per ricavare  $\varrho_{bli}$ , e quindi  $n'$ , è quello di prendere la regione di cielo da scansionare, definita da coordinate galattiche, e suddividerla in quadratini; dopo aver convertito le coordinate galattiche in coordinate celesti, vengono eliminati tutti i quadratini al cui interno si trovano valori di coordinate equatoriali inferiori alla declinazione minima che una pulsar deve possedere per essere osservata ad SRT ( $dec_{min,SRT}$ ): si è deciso di porre  $dec_{min,SRT} = -42^\circ$  in modo che l'arco diurno di una pulsar sia temporalmente accettabile<sup>3</sup>.

Comparando il numero di puntamenti reali effettuati da alcune survey utilizzate (§6.4) con quelli stimati dal codice (tabella 6.2), si evince che il codice sviluppato sia piuttosto efficiente, in quanto le differenze percentuali sono nettamente inferiori al 10%: solo nel caso della PHSURV (§6.4) la differenza percentuale è più alta, probabilmente a causa di effetti di pura geometria sferica non completamente considerati nel calcolo di  $n$  (relazione 6.2), dovuti alle alte latitudini studiate.

Il tempo di integrazione  $\Delta t$  ricopre un ruolo importante per l'effettuazione di una survey, e la sua scelta va fatta seguendo due importanti considerazioni:

1. sfruttare il fatto che le pulsar hanno uno spettro ripido (relazione 1.16) per utilizzare tempi di integrazione più corti a basse frequenze, mantenendo purtuttavia una buona sensibilità limite della survey a bassa frequenza (§3.2.1);
2. ottenere delle sensibilità limite paragonabili o superiori a quelle delle migliori survey in corso nel cielo nord (ad esempio la survey HTRULN, High Time Resolution Universe Low galactic latitude of the Northern sky, §6.4).

Per una survey effettuata ad una determinata frequenza osservativa  $\nu$ ,  $\Delta t$  è l'unico parametro libero che consente di aumentare la sensibilità: il motivo risiede nel fatto che la sensibilità, definita mediante il flusso minimo  $S_{min}$  rivelabile da un radio-telescopio, può essere aumentata intervenendo sui singoli parametri della formula del

---

<sup>3</sup>Come già affrontato nei paragrafi 4.2.3 e 5.7.1, ad SRT possono essere osservati oggetti bassi sull'orizzonte celeste con una declinazione minima  $dec_{min,SRT} \sim -45^\circ$  (relazione 4.7).



Tabella 6.3: *Tempi di integrazione  $\Delta t$  scelti per le varie survey da effettuarsi ad SRT, paragonati con altre survey “concorrenti”  $B$ .*

*In particolare,  $\Delta t_B$  è il tempo di integrazione utilizzato da ciascuna survey  $B$ ,  $\Delta t_{SRT}$  è il tempo di integrazione di una survey ad SRT che abbia la stessa sensibilità della survey  $B$  (a parità di sorgente osservata, di frequenza osservativa  $\nu$  e di rapporto segnale/rumore  $\sigma$ ), ed infine  $\Delta t$  è il tempo di integrazione scelto per ciascuna survey da effettuarsi ad SRT. I parametri necessari per determinare  $\Delta t_B$  e  $\Delta t_{SRT}$  sono reperibili nelle tabelle 6.7 e 2.1.*

Survey	Survey $B$	$\Delta t_B$ (s)	$\Delta t_{SRT}$ (s)	$\Delta t$ (s)
SRT-P	GBNCC	120	1210	900
SRT-L	HTRULS	4300	3225	4200
SRT-S	-	-	-	4200
SRT-C	METHMB	1055	190	4200
SRT-K	-	-	-	4200

radiometro (relazione 2.3), che sono quasi tutti fissati dal back-end o dalla regione di cielo osservata.

La sensibilità delle survey pensate per SRT deve essere migliore di quella delle altre survey, con caratteristiche analoghe, in esecuzione o già svolte (§6.4): per questo motivo è necessario calcolare il tempo di integrazione di una survey ad SRT ( $\Delta t_{SRT}$ ) in modo da ottenere almeno la stessa sensibilità di una survey  $B$  effettuata presso un altro radiotelescopio e con caratteristiche analoghe ( $S_{min,SRT} = S_{min,B}$ ), a parità di sorgente osservata, di frequenza osservativa  $\nu$  e di rapporto segnale/rumore  $\sigma$ .

Sfruttando la relazione 2.3 e considerando molto simili le somme tra le temperature di sistema  $T_{sys}$  e di cielo  $T_{sky}$  delle due survey ( $T_{sys,SRT} + T_{sky,SRT} \simeq T_{sys,B} + T_{sky,B}$ ), è possibile ottenere una stima di  $\Delta t_{SRT}$ :

$$\Delta t_{SRT} \simeq \frac{\Delta \nu_{MHz,B}}{\Delta \nu_{MHz,SRT}} \left( \frac{G_B}{G_{SRT}} \right)^2 \Delta t_B \quad (6.3)$$

dove  $G_B$  e  $G_{SRT}$  sono i guadagni rispettivamente del radiotelescopio  $B$  e di SRT. Sfruttando quindi la relazione 6.3 ed i parametri di alcune survey riportati nella tabella 6.7, sono stati calcolati i  $\Delta t_{SRT}$  per 3 survey di SRT (tabella 6.3).

Per ottenere la sensibilità migliore possibile a parità di  $n_{100}$ , noti i  $\Delta t_{SRT}$  per le 3 survey, sono stati proposti dei  $\Delta t$ , riportati nella tabella 6.3. Per quanto riguarda le survey SRT-L e SRT-C, i  $\Delta t$  scelti mostrano chiaramente un aumento della sensibilità, rispettivamente di un fattore 1.2 e 4.7 rispetto alle survey note (tabella 6.3). Per quanto riguarda la survey SRT-P, il  $\Delta t$  scelto mostra una diminuzione della sensibilità di un fattore 1.2 rispetto alla survey GBNCC: questo valore è stato considerato comunque accettabile, tenendo conto sia dei puntamenti effettivi  $n'$  realizzabili per questa survey (tabella 6.4), sia per il fatto che il peggioramento risulti essere piuttosto limitato. Per quanto riguarda infine le survey SRT-S e SRT-K, si è deciso porre lo stesso  $\Delta t$  scelto per le survey SRT-L e SRT-C.

Come detto in precedenza, l'efficacia di una survey avviene se  $n_{100} \gtrsim n'$ :  $n_{100}$ , una volta determinato  $\Delta t$ , può essere calcolato attraverso la relazione 6.1, mentre  $n'$  può essere stimato con l'apposito codice di programmazione sviluppato (appendice C).

Tabella 6.4: *Prima proposta della copertura di cielo delle survey pensate per SRT, con relativi puntamenti  $n_{100}$  e  $n'$ .*

Coordinate	SRT-P	SRT-L	SRT-S	SRT-C	SRT-K
$RA_{min}$ (deg)	0	0	0	0	0
$RA_{max}$ (deg)	360	360	360	360	360
$DEC_{min}$ (deg)	-42	-42	-42	-42	-42
$DEC_{max}$ (deg)	38	90	90	90	90
$g_{lon,min}$ (deg)	-180	-180	-180	-1	-1
$g_{lon,max}$ (deg)	180	180	180	1	1
$g_{lat,min}$ (deg)	-90	-3	-3	-1	-0.5
$g_{lat,max}$ (deg)	90	3	3	1	0.5
$n'$	40767	48115	36057	2160	1698
$n_{100}$	9600	2057	2057	2057	2057

Dai valori di  $n_{100}$  e  $n'$  riportati nella tabella 6.4, in cui è mostrata la prima proposta di copertura del cielo per le survey da effettuarsi ad SRT, si evince che solo le survey SRT-K e SRT-C risultano essere effettuabili in 100 giorni lavorativi.

Come si può notare dalla tabella 6.4, le survey SRT-L e SRT-S non sono assolutamente realizzabili sull'intera longitudine galattica  $g_{lon}$ , e quindi si è deciso di effettuare un taglio in  $g_{lon}$  sulla regione di cielo da osservare, al fine di ottenere  $d_{lon}$  tale che  $n_{100} \gtrsim n'$ : modificando di volta in volta  $d_{lon}$  nel codice di programmazione (appendice C) si è ottenuto che per la survey SRT-L  $d_{lon} = 12^\circ$  (con 2080 puntamenti), mentre per la survey SRT-S, in virtù dei 5 beam che comporranno il ricevitore,  $d_{lon} = 16^\circ$  (con 2078 puntamenti).

Per quanto riguarda la survey SRT-P, pensata inizialmente per coprire tutto il cielo, si è deciso di porre  $DEC_{max} = 38^\circ$ , poiché a declinazioni maggiori opera già la survey GBNCC (§6.4), e di suddividerla in 4 parti, come mostrato nella tabella 6.5, al fine di poter effettuare ciascuna survey in una durata di tempo pari a circa 100 giorni lavorativi.

Sempre dalla tabella 6.5 si può notare la presenza di due survey in banda K, ossia la SRT-K2 (con  $\Delta\nu_{MHz} = 2000$ ) e la SRT-K8 (con  $\Delta\nu_{MHz} = 8000$ ): ciò è stato pensato perché attualmente il ricevitore in banda K installato possiede  $\Delta\nu_{MHz} = 2000$ , ma in un futuro prossimo si spera di rendere disponibile un  $\Delta\nu$  istantaneo 4 volte più largo (8000 MHz). Il vantaggio nell'allargamento di  $\Delta\nu_{MHz}$  è quello di rendere visibili le pulsar anche ad alte frequenze, in quanto  $S_{min}$  è inversamente proporzionale alla frequenza di osservazione (relazione 1.16): aumentando  $\Delta\nu_{MHz}$  (in questo caso di un fattore 4), diminuisce infatti la densità di flusso minima  $S_{min}$  di una pulsar osservabile da un radiotelescopio (relazione 2.3), e quindi aumenta la sensibilità della survey (in questo caso di un fattore 2).

Tabella 6.5: Parametri osservativi di tutte le survey simulate ad SRT (comprese le 4 SRT-P), con relativi puntamenti. Tutte le survey possiedono  $N_p = 2$ ,  $fsc = 1$  e  $\sigma = 9$ .

Si noti che  $g_{lon}$  e  $n'$  non sono fissati per le survey SRT-L e SRT-S, in quanto per esse è stata effettuata un'indagine differente (tabelle 6.9, 6.10, 6.11 e 6.12).

Coordinate	SRT-P1	SRT-P2	SRT-P3	SRT-P4	SRT-L	SRT-S	SRT-C	SRT-K2	SRT-K8
G (K Jy <sup>-1</sup> )	0.63	0.63	0.63	0.63	0.64	0.64	0.76	0.66	0.66
$\Delta t$ (s)	900	900	900	900	4200	4200	4200	4200	4200
$\delta t$ (ms)	0.054	0.054	0.054	0.054	0.062	0.062	0.062	0.062	0.062
$T_{sys}$ (K)	65	65	65	65	21	20	24	71	71
$\nu_{MHz}$ (MHz)	357.5	357.5	357.5	357.5	1550	3000	6700	22250	22250
$\Delta\nu_{MHz}$ (MHz)	80	80	80	80	400	2000	2000	2000	8000
$\delta\nu_{MHz}$ (MHz)	0.051	0.051	0.051	0.051	0.39	1.95	1.95	1.95	7.81
$\varphi$ (arcmin)	54.6	54.6	54.6	54.6	12.59	6.51	2.91	0.88	0.88
RA <sub>min</sub> (deg)	0	0	0	0	0	0	0	0	0
RA <sub>max</sub> (deg)	360	360	360	360	360	360	360	360	360
DEC <sub>min</sub> (deg)	-2	17	-2	-21	-42	-42	-42	-42	-42
DEC <sub>max</sub> (deg)	17	38	-21	-42	90	90	90	90	90
$g_{lon,min}$ (deg)	-180	-180	-180	-180	-	-	-1	-1	-1
$g_{lon,max}$ (deg)	180	180	180	180	-	-	1	1	1
$g_{lat,min}$ (deg)	-90	-90	-90	-90	-3	-3	-1	-0.5	-0.5
$g_{lat,max}$ (deg)	90	90	90	90	3	3	1	0.5	0.5
beam	1	1	1	1	1	5	1	7	7
$n'$	10385	10258	10265	9859	-	-	2160	1698	1698
$n_{100}$	9600	9600	9600	9600	2057	2057	2057	2057	2057

Osservando la tabella 6.5, si può notare come il back-end per pulsar (§2.4.4) influisca sui parametri della survey: il tempo di campionamento  $\delta t = \frac{\Delta t}{2^n}$  è scelto in modo che il numero di campionamenti sia  $\gtrsim 2^n$  così da poter sfruttare al meglio la potenza computazionale degli algoritmi di FFT<sup>4</sup> (Fast Fourier Transform, §3.1.2), mentre il valore di  $\delta\nu_{MHz}$  tiene conto del numero di canali in frequenza  $n_{chan}$  possibili<sup>5</sup>.

### 6.3 La popolazione di pulsar simulata

Come già detto all’inizio di questo capitolo, per poter stabilire i parametri più adeguati e l’efficacia di una serie di survey ad SRT, è, prima di tutto, necessario simulare una popolazione realistica di pulsar. Per effettuare le simulazioni, si è partiti dal lavoro svolto da Lorimer et al. nel 2006, in cui è stato prodotto un modello che fosse in grado di poter riprodurre con la maggior precisione possibile il numero di pulsar rivelate in alcune delle maggiori survey.

Dal punto di vista operativo, grazie al software `psrpop`, questo modello ha prima generato una popolazione di pulsar galattiche ordinarie dalla quale possano essere osservate le 1008 pulsar allora scoperte con le survey PMSURV e PHSURV (§6.4), ed in seguito ha simulato con la maggior precisione possibile le 6 maggiori survey eseguite fino a quel periodo (tabella 6.6): la popolazione simulata, cioè, ha una scala di altezza sul piano di 0.18 kpc, una distribuzione radiale che segue una particolare legge descritta ad hoc da Lorimer (per maggiori dettagli si veda Lorimer et al., 2006), una funzione di luminosità a legge di potenza del tipo  $N_{PSR} = L^{-0.77}$ , con luminosità minima pari a 0.1 mJy kpc<sup>2</sup> e luminosità massima pari a 1000 mJy kpc<sup>2</sup>, una distribuzione dei periodi di tipo log normale, con valore centrale della distribuzione pari a 2.7 (espressa in base logaritmica) e deviazione standard pari a 0.34 (espressa in base logaritmica), ed infine un modello di distanza descritto da Cordes e Lazio nel 2002. Tutto il lavoro di Lorimer può essere riassunto nelle seguenti linee di comando del software `psrpop`<sup>6</sup>:

- `populate -n 1008 -d 4 -r lf+06 -z 0.18 -l 0.1 1000 -0.77 -p lnorm 2.7 0.34 -o lorimer.model`
- `survey lorimer.model PMSURV SWINMB1 PHSURV SWINMB2 PASURV PALFA`

Partendo da questo modello, si è deciso di estendere il numero delle survey da simulare da 7 a 13: alcune di queste survey (complete o quasi) sono state aggiunte per corroborare il modello di Lorimer, mentre altre (in corso) sono state aggiunte per essere confrontate direttamente con le simulazioni che ci si appresta a simulare per

---

<sup>4</sup>Il numero dei campionamenti è stato fissato a  $2^{26}$ , tranne per la banda P, in cui è stato utilizzato  $2^{24}$ , per essere in grado di ottenere  $\delta t$  tale da osservare anche pulsar al millisecondo (§3.2).

<sup>5</sup> $n_{chan}$  è stato fissato a 1024 canali, tranne per la banda P, in cui sono stati impostati 2048 canali: ciò è stato fatto per limitare l’allargamento temporale  $\Delta t_{DM}$  dell’impulso (relazione 1.19) emesso da una pulsar per effetto della dispersione (§1.6.1).

<sup>6</sup>Si veda il paragrafo 6.4 per la descrizione delle singole survey.

Tabella 6.6: Confronto tra le pulsar scoperte con le survey reali e quelle simulate con il modello *lorimer.model*.

I numeri con l'asterisco (\*) si riferiscono a survey ancora in corso; in particolare *GBNCC* è completa al 50%, *HTRULN* al 5% e *HTRULS* al 42%. Ad oggi non sono disponibili informazioni sulla copertura di *PALFA*.

Survey	Reali (Dis+Det)	lorimer.model (Dis+Det)
PMSURV	1085	979
SIL	167	94
PHSURV	37	29
SHL	54	27
PASURV	31	25
PALFA	98*	625
GBNCC	53*	60 <sup>(a)</sup>
HTRUMS	884*	814
HTRULS	28*	1200
HTRULN	0*	204
METHMB	19	37
GC3.5	0	0
GC10	2	0

<sup>a</sup> Queste 60 pulsar sono scoperte simulando una copertura pari al 50% (come da tabella 6.7).

SRT.

Nella tabella 6.6 sono riportati tutti i risultati delle simulazioni per le 13 survey.

## 6.4 Survey utilizzate per le simulazioni

In questa sezione ci si occuperà di descrivere brevemente tutte le 13 survey utilizzate in questa parte del lavoro di Tesi, i cui parametri principali sono riportati nella tabella 6.7.

La survey **PMSURV** (Parkes Multibeam SURVey) utilizza il ricevitore multi-beam in banda L del radiotelescopio di Parkes (Manchester et al., 2001), ed è concepita per effettuare osservazioni sensibili lungo una striscia del piano galattico (tabella 6.7). La PMSURV è costituita da 2670 puntamenti ed ha consentito di poter scoprire 825 nuove pulsar.

La survey **PHSURV** (Parkes High latitude SURVey) utilizza il ricevitore multi-beam in banda L del radiotelescopio di Parkes, ed è concepita per effettuare osservazioni ad alte latitudini galattiche (tabella 6.7). La PHSURV è costituita da 6456 puntamenti ed ha consentito di poter scoprire 18 nuove pulsar, di cui 4 al millisecondo (Burgay et al., 2006). Tra le nuove pulsar scoperte è da sottolineare la doppia pulsar J0737-3039A/B, descritta ampiamente nel capitolo 4 (§4.3.2).

La survey **SIL** (Swinburne Intermediate Latitude), utilizza il ricevitore multibeam in banda L del radiotelescopio di Parkes, ed è concepita per effettuare osservazioni a latitudini galattiche intermedie (tabella 6.7). La SIL è costituita da 4702 puntamenti ed ha consentito di scoprire 69 nuove pulsar (Edwards et al., 2001).

La survey **SHL** (Swinburne High Latitude), utilizza il ricevitore multibeam in banda L del radiotelescopio di Parkes, ed è concepita per effettuare osservazioni a

latitudini galattiche medio-alte (tabella 6.7). La SHL è costituita da 7232 puntamenti ed ha consentito di poter scoprire 26 nuove pulsar (Jacoby et al., 2009).

La survey *PASURV* (Perseus Arm pulsar SURVey) utilizza il ricevitore multi-beam in banda L del radiotelescopio di Parkes, ed è stata progettata per proseguire le osservazioni verso altre longitudini galattiche iniziate dalla PMSURV (tabella 6.7), al fine di avere una migliore comprensione della distribuzione radiale della popolazione di pulsar nella Galassia esterna. La PASURV è costituita da 1068 puntamenti<sup>7</sup> e ha portato alla scoperta di 14 nuove pulsar, di cui una al millisecondo (Burgay et al., 2013).

La survey *PALFA* (Pulsar survey Arecibo L-band Feed Array) utilizza il ricevitore multibeam in banda L del radiotelescopio di Arecibo, ed è stata progettata per effettuare osservazioni a lungo termine del piano galattico (tabella 6.7). La PALFA è costituita da 1784 puntamenti, e ad oggi ha consentito di trovare 98 nuove pulsar (Lanzarus et al., 2012).

La survey *GBNCC* (Green Bank North Celestial Cap) utilizza il ricevitore in banda P del radiotelescopio di GBT. GBNCC è la prima parte (con  $dec > 38^\circ$ ) di una survey del tipo all-sky, che osserverà l'intero cielo Nord (tabella 6.7); questa survey, avviata nel 2009, necessita di circa 42000 puntamenti, ma ad oggi è stato processato circa il 50%<sup>8</sup>: attualmente sono state scoperte 62 nuove pulsar, 9 delle quali al millisecondo<sup>9</sup>.

La survey *HTRUS* (High Time Resolution Universe survey of the Southern sky) è stata realizzata con il ricevitore multibeam in banda L del radiotelescopio di Parkes, ed è suddivisa in tre survey: la HTRULS (pensata per osservazioni di basse latitudini galattiche), la HTRUMS (pensata per osservazioni di medie latitudini galattiche) e la HTRUHS (pensata per osservazioni di alte latitudini galattiche). In questo lavoro di Tesi ci si è interessati alle survey HTRULS e HTRUMS.

La survey HTRULS copre una sottile striscia del piano galattico a basse latitudini, e le sue caratteristiche strumentali ed osservative (tabella 6.7) consentono un importante miglioramento nella risoluzione in frequenza rispetto alla PMSURV, con la possibilità quindi di effettuare osservazioni più profonde nel piano galattico, anche per le pulsar al millisecondo. Questa survey è costituita da 1230 puntamenti, e le simulazioni effettuate suggeriscono che verranno rilevate circa 957 pulsar, delle quali 260 di nuova scoperta (Keith et al., 2010).

La survey HTRUMS è pensata per osservazioni di medie latitudini galattiche, ed il suo tempo di integrazione (540 s) consente una copertura dell'area di analisi in tempi osservativi relativamente brevi. La HTRUMS è costituita da 7312 puntamenti, e ha consentito di scoprire 194 nuove pulsar, delle quali 24 al millisecondo (Keith et al., 2010).

---

<sup>7</sup>I puntamenti necessari per coprire l'area sono 1068, ma una parte era già stata osservata nel corso della PMSURV, e quindi sono stati analizzati 913 puntamenti.

<sup>8</sup>Le informazioni sono state prese dal talk di Kevin Stovall, svoltosi ad Aspen nel gennaio del 2013 ([http://aspen13.phys.wvu.edu/aspen\\_talks/PAMSPs\\_2013\\_Aspen.pdf](http://aspen13.phys.wvu.edu/aspen_talks/PAMSPs_2013_Aspen.pdf)).

<sup>9</sup>Le informazioni sono state prese dall'ARCC (Arecibo Remote Command Center) al link <http://arcc.phys.utb.edu/gbncc/>

La survey **HTRUN** (High Time Resolution Universe survey of the Northern sky) costituisce un ambizioso progetto da realizzarsi in circa 20 anni con il ricevitore multibeam in banda L del radiotelescopio di Effelsberg, ed è l'analogo nel cielo Nord delle survey HTRUS: la HTRUN infatti è suddivisa nelle survey HTRULN (pensata per osservazioni di basse latitudini galattiche), la HTRUMN (pensata per osservazioni di medie latitudini galattiche) e la HTRUHN (pensata per osservazioni di alte latitudini galattiche). In questo lavoro di Tesi ci si è limitati a considerare la survey HTRULN, direttamente confrontabile con le survey in banda L (ed S) progettabili per SRT. La survey HTRULN possiede caratteristiche strumentali ed osservative (tabella 6.7) che le permettono di effettuare osservazioni a basse latitudini galattiche in tutto il cielo Nord: il  $\Delta t$  piuttosto lungo (1500 s) consente di poter cercare pulsar deboli in profondità nel piano galattico, in particolare con la speranza di scoprire sistemi esotici come sistemi binari formati da due stelle di neutroni, o da pulsar orbitanti attorno a buchi neri. Le simulazioni effettuate per questa survey, costituita da 12485 puntamenti, suggeriscono che verranno rilevate circa 721 pulsar, delle quali 546 di nuova scoperta, comprese 40 pulsar al millisecondo (Barr, 2013).

La survey **METHMB** (METHanol MultiBeam pulsar survey) utilizza il ricevitore multibeam in banda C del radiotelescopio di Parkes, ed è stata progettata per effettuare osservazioni in una sottile striscia del piano galattico (tabella 6.7), al fine di poter osservare in particolar modo il centro galattico. Questa survey è costituita da 2560 puntamenti e ha portato alla scoperta di 3 nuove pulsar (Bates et al., 2010).

La survey **GC** (Galactic Centre) è stata realizzata con il radiotelescopio di Parkes, ed è stata progettata per effettuare osservazioni nel centro della Galassia (tabella 6.7). Questa survey si suddivide nella survey GC10 (Galactic Centre 10 cm), che osserva il centro della Galassia in banda S ( $\nu = 3075$  MHz, ossia 10 cm di lunghezza d'onda), e nella survey GC3.5 (Galactic Centre 3.5 cm), che osserva il centro della Galassia in banda C ( $\nu = 8400$  MHz, ossia 3.5 cm di lunghezza d'onda). La GC10 è costituita da 32 puntamenti, ed ha consentito la scoperta di 2 pulsar al centro della nostra Galassia; la GC3.5 è costituita sempre da 32 puntamenti, ma ad oggi non sono state trovate pulsar con questa survey<sup>10</sup>.

---

<sup>10</sup>Le informazioni sono state prese da un talk del 2007 di Simon Johnston, il cui link è [http://webmail.jb.man.ac.uk/pulsar2007/talks/march30/Johnston\\_Searching\\_Galactic\\_Centre.pdf](http://webmail.jb.man.ac.uk/pulsar2007/talks/march30/Johnston_Searching_Galactic_Centre.pdf)

Tabella 6.7: *Parametri principali di tutte le survey utilizzate in questo lavoro di Tesi.*

Parametro	PMSURV	PHSURV	SIL	SHL	PASURV	PALFA	GBNCC	HTRUMS	HTRULS	HTRULN	METHMB	GC3.5	GC10
G (K Jy <sup>-1</sup> )	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	8.2	2	0.6	0.6	1.5	0.6	0.6	0.6
$\Delta t$ (s)	2100	265	265	265	2100	268	120	540	4300	1500	1055	4200	4200
$\delta t$ (ms)	0.25	0.125	0.125	0.125	0.125	0.064	0.08192	0.064	0.064	0.054	0.125	0.25	0.25
$T_{sys}$ (K)	25	25	25	25	25	24	65	23	23	21	40	60	300
$\nu_{MHz}$ (MHz)	1374	1374	1374	1374	1374	1400	350	1390	1390	1360	6591	8400	3075
$\Delta\nu_{MHz}$ (MHz)	288	288	288	288	288	100	80	340	340	240	576	864	576
$\delta\nu_{MHz}$ (MHz)	3	3	3	3	3	0.39	0.0244	0.391	0.391	0.234	3	3	3
$N_p$	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2
$\varphi$ (arcmin)	14	14	14	14	14	3.35	35.6	14	14	9.6	3.18	2.4	7
RA <sub>min</sub> (deg)	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
RA <sub>max</sub> (deg)	360	360	360	360	360	360	360	360	360	360	360	360	360
DEC <sub>min</sub> (deg)	-90	-90	-90	-90	-90	0	38	-90	-90	30	-90	-90	-90
DEC <sub>max</sub> (deg)	90	90	90	90	90	38	90	90	90	90	90	90	90
glon <sub>min</sub> (deg)	-100	-140	-100	-100	-160	32	-180	-120	-80	-180	-60	-0.1	-0.3
glon <sub>max</sub> (deg)	50	-100	50	50	-100	214	180	30	30	180	30	0.1	0.3
glat <sub>min</sub> (deg)	-5	-60	5	15	-5	-5	-90	-15	-3.5	-3.5	-0.25	-0.1	-0.3
glat <sub>max</sub> (deg)	5	60	15	30	5	5	90	15	3.5	3.5	0.25	0.1	0.3
fsc	1	1	1	1	1	1	0.5	1	1	1	1	1	1
$\sigma$	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9	9
beam	13	13	13	13	13	7	1	13	7	7	7	1	1



## 6.5 Discussione analitica dei risultati

Una volta pianificate le survey per SRT con tutti i loro parametri caratteristici (tabella 6.5), si procede alla simulazione delle stesse con il software *psrpop* al fine di poter stabilire il numero di pulsar simulate rivelabili da ciascuna. Le simulazioni sono state eseguite partendo dal modello di popolazione proposto da Lorimer et al. nel 2006 (§6.3), tenendo conto delle 13 survey svolte negli ultimi anni, descritte nel paragrafo 6.4.

La linea di comando del software *psrpop* utilizzata per le simulazioni è stata:

- *survey lorimer.model PMSURV SIL PHSURV SHL PASURV PALFA GBNCC HTRUMS HTRULS HTRULN GC3.5 GC10 METHMB SRT-x*

dove SRT-x va sostituito con l'etichetta di una delle survey di SRT prodotte per questo lavoro di Tesi.

È importante notare nella linea di comando la posizione delle survey note, che sono poste prima della survey SRT-x: ciò viene fatto perché è fondamentale avere una stima delle nuove pulsar scoperte, senza andare incontro a doppioni derivati dalle indagini effettuate dalle altre survey.

I risultati delle simulazioni delle survey in banda P, C e K sono immediati, e vengono riportati nella tabella 6.8.

Per la simulazione delle survey SRT-L e SRT-S si è scelto di effettuare diverse prove con  $d_{lon}$  rispettivamente di  $12^\circ$  e  $16^\circ$  (massima estensione consentita per avere una durata complessiva dell'esperimento di 100 giorni, data un'altezza di  $\pm 3^\circ$  in latitudine galattica) lungo tutta la longitudine galattica, al fine di poter stimare quali aree galattiche possano portare alla scoperta di un maggior numero di nuove pulsar.

I risultati delle simulazioni di queste due survey sono riportati nelle tabelle 6.9 e 6.10.

Si è scelto di effettuare 10 simulazioni per ogni survey test, dalle quali sono stati calcolati i valori medi e le deviazioni quadratiche medie (rms) del numero di nuove pulsar scoperte: i valori medi di ogni conteggio sono riportati nelle tabelle 6.9 e 6.10. Al fine di rintracciare la regione di cielo con il maggior numero di pulsar scoperte, sempre osservando le tabelle 6.9 e 6.10, sono stati individuati i valori di  $g_{lon,min}$  e  $g_{lon,max}$  per i quali si ottiene il valore più alto di Dis ( $Dis_{max}$ ), e ad essi sono stati associati come errori tutti i valori di  $g_{lon,min}$  e  $g_{lon,max}$  per i quali si ottiene un numero di conteggi compresi nell'intervallo di errore definito dall'rms di  $Dis_{max}$  ( $\Delta Dis_{max}$ ).

Per la survey SRT-L si è ottenuto  $Dis_{max} = 51 \pm 6$ , e quindi  $g_{lon,min} = 22^\circ \pm 2^\circ$  e  $g_{lon,max} = 34^\circ \pm 2^\circ$ .

Per la survey SRT-S sono state notate 2 regioni di massima scoperta di nuove pulsar, denominate regione A e B:

- regione A  $\rightarrow Dis_{max} = 122 \pm 6$ , e quindi  $g_{lon,min} = -13^\circ \pm 2^\circ$  e  $g_{lon,max} = 3^\circ \pm 2^\circ$
- regione B  $\rightarrow Dis_{max} = 126 \pm 6$ , e quindi  $g_{lon,min} = 10^{+4}_{-2}$  e  $g_{lon,max} = 26^{+4}_{-2}$

Tabella 6.8: Risultati delle simulazioni delle survey del centro galattico (SRT-C, SRT-K2 e SRT-K8) e delle survey di tipo all-sky in banda P (SRT-P1, SRT-P2, SRT-P3 e SRT-P4). Si ricorda che  $g_{lon,min}$  e  $g_{lon,max}$  indicano rispettivamente la longitudine galattica minore e maggiore per ciascuna survey test,  $n$  indica il numero di puntamenti totali,  $n'$  indica il numero di puntamenti effettivi dovuti al tasso di oscuramento  $\rho_{bli}$ , “Dis” indica il numero di pulsar scoperte da ogni survey test, “Det” indica il numero delle pulsar individuate nella survey test ma già precedentemente scoperte, “Out” indica il numero di pulsar fuori della regione di rilevazione, “Smear” indica il numero di pulsar presenti all’interno dell’area indagata ma non rilevabili a causa di dispersione e/o scattering, ed infine “Weak” indica il numero di pulsar nell’area considerata al di sotto della soglia di flusso minimo. Per le survey in banda P, in grassetto è riportato il valore massimo di Dis e Dis+Det che individua le aree migliori per la survey.

	SRT-C	SRT-K2	SRT-K8	SRT-P1	SRT-P2	SRT-P3	SRT-P4
$g_{lon,min}$ (deg)	-1	-0.5	-0.5	-2	17	-2	-21
$g_{lon,max}$ (deg)	1	0.5	0.5	17	38	-21	-42
$n$	2160	1698	1698	10385	10258	10265	9859
$n'$	2160	1698	1698	10385	10258	10265	9859
$\rho_{bli}$ (%)	0	0	0	0	0	0	0
Dis	4	0	0	20	<b>45</b>	19	11
Det	8	1	1	89	73	93	106
Out	31867	33823	33823	29926	32641	26086	25246
Smear	73	66	66	1086	0	5325	6358
Weak	297	188	188	2957	1319	2555	2357
Dis+Det	12	2	2	109	<b>118</b>	112	117

Come si può notare dalla tabella 6.10, la regione A mostra lievemente meno scoperte (122) rispetto alla regione B (126).

Poiché le aperture in longitudine  $d_{lon}$  per le survey in banda L e S di SRT risultano essere piuttosto piccole (rispettivamente  $12^\circ$  e  $16^\circ$ ), si è deciso di provare un’ulteriore simulazione, con  $\Delta t$  dimezzato (2100 s) e con  $d_{lon}$  raddoppiato ( $d_{lon} = 24^\circ$ , con 4161 puntamenti, per la survey SRT-L, e  $d_{lon} = 32^\circ$ , con 4157 puntamenti, per la survey SRT-S). Per effetto dei ragionamenti esposti nel paragrafo 6.2, il dimezzamento di  $\Delta t$  provoca il raddoppiamento di  $n_{100}$  (relazione 6.1), che passano da 2057 a 4114.

Tabella 6.9: Risultati delle simulazioni della survey del piano galattico in banda L, con tempo di integrazione  $\Delta t = 4200$  s.

Si ricorda che  $g_{lon,min}$  e  $g_{lon,max}$  indicano rispettivamente la longitudine galattica minore e maggiore per ciascuna survey test,  $n$  indica il numero di puntamenti totali,  $n'$  indica il numero di puntamenti effettivi dovuti al tasso di oscuramento  $\rho_{bli}$ , “Dis” indica il numero di pulsar scoperte da ogni survey test, “Det” indica il numero delle pulsar individuate nella survey test ma già precedentemente scoperte, “Out” indica il numero di pulsar fuori della regione di rilevazione, “Smear” indica il numero di pulsar presenti all’interno dell’area indagata ma non rilevabili a causa di dispersione e/o scattering, ed infine “Weak” indica il numero di pulsar nell’area considerata al di sotto della soglia di flusso minimo.

In grassetto è riportato il valore massimo di Dis e Dis+Det che individua le aree migliori per la survey.

$g_{lon,min}$ (deg)	$g_{lon,max}$ (deg)	$n$	$n'$	$\rho_{bli}$ (%)	Dis	Det	Out	Smear	Weak	Dis+Det
-180	-168	2080	2080	0	6	0	32229	0	14	6
-170	-158	2080	2080	0	4	1	32229	0	15	5
-160	-148	2080	2080	0	2	5	32229	0	13	7
-150	-138	2080	2080	0	1	1	32235	0	12	2
-140	-128	2080	2080	0	5	2	32222	0	20	7
-130	-118	2080	2080	0	6	6	32219	0	18	12
-120	-108	2080	2080	0	5	9	32200	0	35	14
-110	-98	2080	1943	6.60	6	6	32200	0	37	12
-100	-88	2080	311	85.08	2	0	32239	0	8	2
-90	-78	2080	0	100	0	0	32249	0	0	0
-80	-68	2080	0	100	0	0	32249	0	0	0
-70	-58	2080	0	100	0	0	32249	0	0	0
-60	-48	2080	0	100	0	0	32249	0	0	0
-50	-38	2080	0	100	0	0	32249	0	0	0
-40	-28	2080	0	100	0	0	32249	0	0	0
-30	-18	2080	1	99.94	0	0	32249	0	0	0
-25	-13	2080	492	76.34	3	28	31347	0	871	31
-20	-8	2080	1349	35.14	16	76	29702	38	2417	92
-15	-3	2080	2032	2.32	22	122	28523	102	3480	144
-10	2	2080	2080	0	28	148	28733	245	3095	176
-6	6	2080	2080	0	32	165	28142	197	3713	197
0	12	2080	2080	0	28	151	28566	54	3450	179
6	18	2080	2080	0	31	160	28419	1	3638	191
10	22	2080	2080	0	36	177	28298	1	3737	213

$g_{lon,min}$ (deg)	$g_{lon,max}$ (deg)	$n$	$n'$	$\varrho_{bli}$ (%)	Dis	Det	Out	Smear	Weak	Dis+Det
12	24	2080	2080	0	36	181	28321	1	3710	217
14	26	2080	2080	0	31	193	28387	2	3636	224
16	28	2080	2080	0	37	193	28496	2	3521	<b>230</b>
18	30	2080	2080	0	36	193	28632	2	3386	229
20	32	2080	2080	0	47	178	28796	2	3226	225
22	34	2080	2080	0	<b>51</b>	177	28959	4	3058	228
24	36	2080	2080	0	46	182	29185	4	2832	228
26	38	2080	2080	0	39	159	29332	3	2716	198
28	40	2080	2080	0	33	158	29558	3	2497	191
30	42	2080	2080	0	30	169	29770	2	2278	199
40	52	2080	2080	0	2	157	30775	0	1315	159
50	62	2080	2080	0	1	90	31448	0	710	91
60	72	2080	2080	0	0	62	31807	0	380	62
70	82	2080	2080	0	0	36	31993	1	219	36
80	92	2080	2080	0	1	27	32111	0	110	28
90	102	2080	2080	0	1	23	32145	0	80	24
100	112	2080	2080	0	1	19	32178	0	51	20
110	122	2080	2080	0	0	7	32210	0	32	7
120	132	2080	2080	0	0	12	32214	0	23	12
130	142	2080	2080	0	0	11	32225	0	13	11
140	152	2080	2080	0	0	8	32231	0	10	8
150	162	2080	2080	0	0	10	32231	0	8	10
160	172	2080	2080	0	1	4	32237	0	7	5
170	180	1734	1734	0	0	5	32235	0	9	5

Tabella 6.10: Risultati delle simulazioni della survey del piano galattico in banda S, con tempo di integrazione  $\Delta t = 4200$  s. In grassetto è riportato il valore massimo di Dis e Dis+Det che individua le aree migliori per la survey.

$g_{lon,min}$ (deg)	$g_{lon,max}$ (deg)	$n$	$n'$	$\varrho_{bli}$ (%)	Dis	Det	Out	Smear	Weak	Dis+Det
-180	-164	2078	2078	0	8	0	32222	0	19	8
-170	-154	2078	2078	0	5	3	32224	0	17	8
-160	-144	2078	2078	0	2	6	32225	0	16	8
-150	-134	2078	2078	0	3	2	32226	0	18	5
-140	-124	2078	2078	0	10	4	32214	0	21	14
-130	-114	2078	2078	0	11	9	32198	0	31	20
-120	-104	2078	2078	0	13	10	32188	0	38	23
-110	-94	2078	1524	26.67	9	5	32199	0	36	14
-100	-84	2078	89	88.78	1	0	32239	0	9	1
-90	-74	2078	0	100	0	0	32249	0	0	0
-80	-64	2078	0	100	0	0	32249	0	0	0
-70	-54	2078	0	100	0	0	32249	0	0	0
-60	-44	2078	0	100	0	0	32249	0	0	0
-50	-34	2078	0	100	0	0	32249	0	0	0
-40	-24	2078	0	100	0	0	32249	0	0	0
-30	-14	2078	242	88.35	13	19	31654	0	563	32
-25	-9	2078	887	57.32	47	61	30028	2	2111	108
-20	-4	2078	1534	26.17	94	120	28539	53	3443	214
-17	-1	2078	1903	8.43	103	122	28286	76	3662	225
-16	0	2078	1988	4.34	110	140	27805	109	4085	250
-15	1	2078	2046	1.57	119	169	27413	179	4369	288
-14	2	2078	2075	0.17	121	178	27434	184	4332	299
-13	3	2078	2078	0	122	185	27463	188	4291	307
-12	4	2078	2078	0	121	188	27474	187	4279	309
-10	6	2078	2078	0	120	194	27502	186	4247	314
-9	7	2078	2078	0	116	188	27533	178	4234	304
-8	8	2078	2078	0	113	186	27568	172	4210	299
-6	10	2078	2078	0	106	181	27539	145	4278	287
-4	12	2078	2078	0	97	203	27419	133	4397	300
-2	14	2078	2078	0	95	202	27392	127	4433	297
0	16	2078	2078	0	103	214	27283	53	4596	317
2	18	2078	2078	0	102	210	27188	0	4749	312

$g_{lon,min}$ (deg)	$g_{lon,max}$ (deg)	$n$	$n'$	$\varrho_{bli}$ (%)	Dis	Det	Out	Smear	Weak	Dis+Det
3	19	2078	2078	0	107	211	27144	0	4787	318
4	20	2078	2078	0	101	218	27105	0	4825	319
6	22	2078	2078	0	111	222	27086	0	4830	333
8	24	2078	2078	0	124	230	27009	0	4886	354
10	26	2078	2078	0	<b>126</b>	249	27093	0	4781	375
12	28	2078	2078	0	123	257	27213	0	4656	<b>380</b>
15	31	2078	2078	0	116	243	27308	0	4582	359
20	36	2078	2078	0	116	242	27887	0	4004	358
25	41	2078	2078	0	79	217	28602	0	3351	296
30	46	2078	2078	0	50	220	29219	0	2760	270
40	56	2078	2078	0	7	195	30485	0	1562	202
50	66	2078	2078	0	2	101	31285	0	861	103
60	76	2078	2078	0	1	67	31711	1	469	68
70	86	2078	2078	0	2	43	31948	1	255	45
80	96	2078	2078	0	1	29	32076	0	143	30
90	106	2078	2078	0	1	25	32121	0	102	26
100	116	2078	2078	0	0	20	32164	0	65	20
110	126	2078	2078	0	0	9	32200	0	40	9
120	136	2078	2078	0	1	14	32208	0	26	15
130	146	2078	2078	0	1	11	32222	0	15	12
140	156	2078	2078	0	1	10	32223	0	15	11
150	166	2078	2078	0	1	11	32226	0	11	12
160	176	2078	2078	0	0	6	32230	0	13	6
170	180	1299	1299	0	0	5	32235	0	9	5

Come si evince dalla tabella 6.3, il dimezzamento di  $\Delta t$  provoca un peggioramento della sensibilità della survey SRT-L di un fattore 1.2 rispetto alla survey di “concorrenza”: questo peggioramento, fortunatamente limitato, si contrappone ad un aumento di  $d_{lon}$  e quindi della regione di cielo da analizzare.

Affrontando la stessa procedura per le simulazioni di queste due survey, ossia effettuando delle survey test con  $d_{lon}$  rispettivamente di  $24^\circ$  e di  $32^\circ$  lungo tutta la longitudine galattica, si sono ottenuti i risultati riportati nelle tabelle 6.11 e 6.12.

Ragionando allo stesso modo di prima, si è ottenuto che per la survey SRT-L  $Dis_{max} = 26 \pm 5$ , e quindi  $g_{lon,min} = 10^{+6}_{-2}$  e  $g_{lon,max} = 34^{+6}_{-2}$  (tabelle 6.11 e 6.12). Per la survey SRT-S sono state notate 2 regioni di massima scoperta di nuove pulsar (tabelle 6.11 e 6.12), denominate regione A’ e B’:

- regione A’  $\rightarrow Dis_{max} = 105 \pm 6$ , e quindi  $g_{lon,min} = -16^{+10}_{-1}$  e  $g_{lon,max} = 26^{+10}_{-1}$
- regione B’  $\rightarrow Dis_{max} = 110 \pm 7$ , e quindi  $g_{lon,min} = 0^{+3}_{-1}$  e  $g_{lon,max} = 32^{+3}_{-1}$

Come si può notare dalla tabella 6.12, la regione A’ mostra lievemente meno scoperte (105) rispetto alla regione B’ (110).

Analizzando entrambe le survey in banda L ed in banda S, si può notare come la diminuzione di un fattore 2 di  $\Delta t$  provochi una diminuzione della sensibilità della survey di un fattore  $\sqrt{2}$  (relazione 2.3).

In particolare, per le survey SRT-L con  $\Delta t$  dimezzato (2100 s), nonostante l’area indagata sia raddoppiata, il numero di scoperte risulta essere minore del caso precedente con  $\Delta t = 4200$  s (tabelle 6.9 e 6.11), a causa del maggior flusso limite rivelabile per una pulsar (relazione 1.16) e della “competizione” con le survey di Parkes e di Effelsberg alla stessa frequenza di osservazione.

Per le survey in banda S con  $\Delta t$  dimezzato (2100 s) invece, il numero di scoperte risulta essere quasi comparabile al caso precedente con  $\Delta t = 4200$  s (tabelle 6.10 e 6.12), a causa del minor flusso limite rivelabile per una pulsar (relazione 1.16) e del fatto che attualmente non siano state condotte altre survey su larga scala.

Osservando tutte le tabelle delle survey in banda L e S (6.9, 6.10, 6.11 e 6.12), la colonna  $q_{bli}$  (tasso di oscuramento) evidenzia la regione di cielo che SRT non è in grado di osservare a causa della sua latitudine geografica (§4.2.3 e 5.7.1): questa regione risulta essere compresa almeno tra  $g_{lon,min} = -90^\circ$  e  $g_{lon,max} = -26^\circ$ .

Sempre osservando i risultati delle simulazioni delle survey SRT-L e SRT-S (tabelle 6.9, 6.10, 6.11 e 6.12), si può notare come la survey test con il numero totale massimo di pulsar rivelate ( $[Dis + Det]_{max}$ ) non corrisponda alla survey test con  $Dis_{max}$ : ciò è dovuto alla presenza simultanea delle 13 survey, ciascuna operante in una determinata regione di cielo, che consentono di trovare quelle zone di indagine non ancora sufficientemente osservate.

Tabella 6.11: Risultati delle simulazioni della survey del piano galattico in banda L, con tempo di integrazione  $\Delta t$  dimezzato (2100 s). Si ricorda che  $g_{lon,min}$  e  $g_{lon,max}$  indicano rispettivamente la longitudine galattica minore e maggiore per ciascuna survey test,  $n$  indica il numero di puntamenti totali,  $n'$  indica il numero di puntamenti effettivi dovuti al tasso di oscuramento  $q_{bli}$ , “Dis” indica il numero di pulsar scoperte da ogni survey test, “Det” indica il numero delle pulsar individuate nella survey test ma già precedentemente scoperte, “Out” indica il numero di pulsar fuori della regione di rilevazione, “Smear” indica il numero di pulsar presenti all’interno dell’area indagata ma non rilevabili a causa di dispersione e/o scattering, ed infine “Weak” indica il numero di pulsar nell’area considerata al di sotto della soglia di flusso minimo.

In grassetto è riportato il valore massimo di Dis e Dis+Det che individua le aree migliori per la survey.

$g_{lon,min}$ (deg)	$g_{lon,max}$ (deg)	$n$	$n'$	$q_{bli}$ (%)	Dis	Det	Out	Smear	Weak	Dis+Det
-180	-156	4161	4161	0	7	2	32208	0	32	9
-160	-136	4161	4161	0	2	7	32213	0	27	9
-140	-116	4161	4161	0	4	11	32187	0	47	15
-120	-96	4161	3757	9.72	6	14	32157	0	72	20
-100	-76	4161	313	92.47	1	0	32239	0	9	1
-80	-56	4161	0	100	0	0	32249	0	0	0
-60	-36	4161	0	100	0	0	32249	0	0	0
-50	-26	4161	0	100	0	0	32249	0	0	0
-40	-16	4161	90	97.84	0	6	32172	0	71	6
-30	-6	4161	1697	59.52	4	92	29087	79	2987	96
-20	4	4161	3424	17.72	9	185	26223	245	5587	194
-15	9	4161	4112	1.17	11	224	24998	245	6771	235
-10	14	4161	4161	0	13	269	24996	245	6726	282
-6	18	4161	4161	0	12	263	24921	167	6886	275
0	24	4161	4161	0	12	289	24638	55	7255	301
6	30	4161	4161	0	13	307	24802	3	7124	320
7	31	4161	4161	0	18	316	24792	3	7120	334
8	32	4161	4161	0	23	314	24854	3	7055	337
10	34	4161	4161	0	<b>26</b>	314	25008	5	6896	340
12	36	4161	4161	0	24	301	25257	5	6662	325
14	38	4161	4161	0	22	319	25470	5	6433	<b>341</b>
16	40	4161	4161	0	22	293	25805	5	6124	315
20	44	4161	4161	0	20	301	26540	4	5384	321
25	49	4161	4161	0	16	275	27552	4	4402	291
30	54	4161	4161	0	14	251	28465	2	3517	265
32	56	4161	4161	0	4	232	28841	2	3170	236
35	59	4161	4161	0	0	211	29353	0	2685	211
40	64	4161	4161	0	0	192	30060	0	1997	192
60	84	4161	4161	0	0	79	31577	1	592	79
80	104	4161	4161	0	0	35	32011	0	203	35
100	124	4161	4161	0	0	20	32138	0	91	20
120	144	4161	4161	0	0	17	32195	0	37	17
140	164	4161	4161	0	0	12	32215	0	22	12
160	180	3467	3467	0	0	8	32226	0	15	8



Tabella 6.12: Risultati delle simulazioni della survey del piano galattico in banda S, con tempo di integrazione  $\Delta t$  dimezzato (2100 s). In grassetto è riportato il valore massimo di Dis e Dis+Det che individua le aree migliori per la survey.

$g_{lon,min}$ (deg)	$g_{lon,max}$ (deg)	$n$	$n'$	$\varrho_{bli}$ (%)	Dis	Det	Out	Smear	Weak	Dis+Det
-180	-148	4157	4157	0	8	5	32197	0	39	13
-150	-118	4157	4157	0	9	9	32187	0	44	18
-120	-88	4157	4157	0	11	13	32157	0	68	24
-90	-58	4157	0	100	0	0	32249	0	0	0
-60	-28	4157	0	100	0	0	32249	0	0	0
-50	-18	4157	2	99.96	0	0	32249	0	0	0
-40	-8	4157	1022	75.40	25	72	29702	14	2436	97
-30	2	4157	2318	44.24	64	185	26820	186	4994	249
-25	7	4157	2965	28.66	74	224	25308	186	6457	298
-20	12	4157	3613	13.09	85	289	23709	186	7980	374
-18	14	4157	3871	6.87	93	327	23083	186	8560	420
-17	15	4157	3981	4.22	101	336	22760	186	8866	437
-16	16	4157	4066	2.17	105	342	22503	186	9113	447
-15	17	4157	4124	0.78	102	353	22395	186	9213	455
-14	18	4157	4153	0.08	104	367	22354	186	9238	471
-13	19	4157	4157	0	103	347	22324	186	9289	450
-10	22	4157	4157	0	103	385	22339	186	9236	488
-8	24	4157	4157	0	101	386	22328	172	9262	487
-6	26	4157	4157	0	99	395	22383	145	9227	494
-4	28	4157	4157	0	100	421	22383	133	9212	<b>521</b>
-2	30	4157	4157	0	100	406	22451	127	9165	506
-1	31	4157	4157	0	105	409	22450	112	9173	514
0	32	4157	4157	0	<b>110</b>	408	22483	53	9195	518
1	33	4157	4157	0	108	411	22491	7	9232	519
2	34	4157	4157	0	106	410	22565	0	9168	516
3	35	4157	4157	0	104	407	22653	0	9085	511
4	36	4157	4157	0	102	413	22743	0	8991	515
6	38	4157	4157	0	100	408	22964	0	8777	508
8	40	4157	4157	0	98	418	23210	0	8523	516
10	42	4157	4157	0	91	424	23535	0	8199	515
15	47	4157	4157	0	73	404	24488	0	7284	477
20	52	4157	4157	0	57	380	25678	0	6134	437
25	57	4157	4157	0	41	317	26912	0	4979	358
30	62	4157	4157	0	24	284	27996	0	3945	308
35	67	4157	4157	0	2	252	29010	0	2985	254
40	72	4157	4157	0	0	210	29810	0	2229	210
70	102	4157	4157	0	0	58	31807	1	383	58
100	132	4157	4157	0	0	25	32116	0	108	25
130	162	4157	4157	0	0	19	32197	0	33	19
150	180	3897	3897	0	0	14	32209	0	26	14

## 6.6 Conclusioni

In questo Capitolo ci si è occupati di individuare le regioni della nostra Galassia che più utilmente possono essere osservate da SRT in modalità di “ricerca cieca” di nuove pulsar con i ricevitori nelle bande P, L, S, C e K. Tale studio è stato realizzato mediante una serie di simulazioni di survey (le cui caratteristiche sono riportate nella tabella 6.5), effettuate mediante il software psrpop (§6.1), i cui parametri siano in grado di massimizzare le scoperte di nuove pulsar.

Per effettuare le simulazioni si è partiti dal lavoro svolto da Lorimer et al. nel 2006, in cui è stato prodotto un modello che fosse in grado di poter riprodurre con la maggior precisione possibile 6 survey eseguite fino a quel periodo: partendo da questo modello, si è deciso di estendere il numero delle survey da simulare da 6 a 13 per verificare ulteriormente la validità del modello scelto e per comprendere nell’analisi le più recenti survey con cui confrontare i risultati per SRT (tabella 6.6).

Per quanto riguarda la survey in modalità all-sky SRT-P, si è deciso di porre  $DEC_{max} = 38^\circ$ , poiché a declinazioni maggiori opera già una survey analoga, la GBNCC, e di suddividerla in 4 parti, come mostrato nella tabella 6.5, al fine di poter effettuare ciascuna survey in circa 100 giorni lavorativi. Il  $\Delta t$  scelto (900 s) mostra una diminuzione della sensibilità di un fattore 1.2 rispetto alla survey GBNCC: questo valore è stato scelto tenendo conto sia dei puntamenti effettivi  $n'$  realizzabili per questa survey (tabella 6.4), sia per il fatto che il peggioramento risulti essere piuttosto limitato.

I risultati delle simulazioni delle survey in banda P (tabella 6.8) mostrano che l’area in cui ci si aspetta di scoprire un numero maggiore di nuove pulsar è quella della survey SRT-P2, che copre tutta la regione di cielo visibile da SRT compresa tra  $g_{lon,min} = 17^\circ$  e  $g_{lon,max} = 38^\circ$ . Il numero di pulsar scoperte (45) dalla survey SRT-P2 risulta essere inferiore all’attuale numero di pulsar scoperte della survey GBNCC (al 50% di completamento della survey sono 53). Considerato però che la GBNCC copre una regione di cielo ampia quasi il doppio rispetto alla SRT-P2, si può dedurre che, a parità di superficie di osservazione, la SRT-P2 scoprirebbe un numero di pulsar paragonabile alla GBNCC ( $\sim 50$ ), rafforzando pertanto la realizzazione di tale survey.

Come si può notare dalla tabella 6.4, non è possibile effettuare la survey SRT-L sull’intera longitudine galattica  $g_{lon}$  visibile da SRT in 100 giorni, e quindi si è deciso di effettuare un taglio in  $g_{lon}$  sulla regione di cielo da osservare, ottenendo  $d_{lon} = 12^\circ$  (con 2080 puntamenti).

I parametri di questa survey fanno sì che essa risulti un fattore 1.2 più sensibile rispetto alla survey HTRULS (tabella 6.3).

Per la simulazione della survey SRT-L è stato necessario effettuare delle survey test con  $d_{lon}$  di  $12^\circ$  lungo tutto  $g_{lon}$ , al fine di poter stimare quali aree galattiche possano portare alla scoperta di un maggior numero di nuove pulsar.

I risultati delle simulazioni delle survey in banda L (tabella 6.9) mostrano che la regione compresa tra  $g_{lon,min} = 22^\circ \pm 2^\circ$  e  $g_{lon,max} = 34^\circ \pm 2^\circ$  sia più promettente in termini di nuove scoperte: il numero di scoperte (51), risulta essere in linea con alcune survey effettuate in banda L (SIL, SHL), ma estremamente inferiore al nu-

mero di pulsar potenzialmente rivelabili da survey come la HTRULS o la HTRULN (rispettivamente 260 e 546 nuove potenziali scoperte), che però coprono una regione di cielo molto più ampia (più del triplo di SRT-L).

Poiché l'apertura in longitudine  $d_{lon}$  per la survey SRT-L risulta essere piuttosto piccola, si è deciso di provare un'ulteriore simulazione, con  $\Delta t$  dimezzato (2100 s) e  $d_{lon}$  raddoppiato ( $24^\circ$ ). Il dimezzamento di  $\Delta t$  provoca però un peggioramento della sensibilità di un fattore 1.2 rispetto alla survey di "concorrenza" HTRULS e, soprattutto, un numero di scoperte (26) pari alla metà di quello ottenibile con la metà dei puntamenti di durata doppia; tra le due ipotesi quindi, quella con tempi di integrazione più lunghi è decisamente da preferirsi. Anche nel migliore dei casi, però, il numero di pulsar scoperte (51) non è molto elevato, specie se paragonato alle survey HTRU (tabella 6.6).

Come si può notare dalla tabella 6.4 non è possibile, in 100 giorni, effettuare la survey SRT-S sull'intero intervallo di longitudini galattiche  $g_{lon}$  visibili da SRT (come nel caso della SRT-L), e quindi si è deciso di effettuare un taglio in  $g_{lon}$  sulla regione di cielo da osservare, ottenendo  $d_{lon} = 16^\circ$  (con 2078 puntamenti).

Ad oggi la survey SRT-S risulterebbe unica nel suo genere, quindi a priori potrebbe essere decisamente utile effettuarla ad SRT.

Per la simulazione della survey SRT-S è stato necessario effettuare delle survey test con  $d_{lon}$  di  $16^\circ$  lungo tutto  $g_{lon}$ , al fine di poter stimare quali aree galattiche possano portare alla scoperta di un maggior numero di pulsar.

I risultati delle simulazioni delle survey in banda S (tabella 6.10) mostrano come le due regioni A (compresa tra  $g_{lon,min} = -13^\circ \pm 2^\circ$  e  $g_{lon,max} = 3^\circ \pm 2^\circ$ ) e B (compresa tra  $g_{lon,min} = 10^{+5}_{-2}$  e  $g_{lon,max} = 26^{+5}_{-2}$ ) siano le più favorevoli: il numero di scoperte (122 per la regione A e 126 per la regione B) risulta essere piuttosto promettente. Poiché l'apertura in longitudine  $d_{lon}$  per la survey SRT-S risulta essere piuttosto piccola, si è deciso di provare un'ulteriore simulazione, con  $\Delta t$  dimezzato (2100 s), e  $d_{lon}$  raddoppiato (che passa da  $16^\circ$  a  $32^\circ$ ). I risultati delle simulazioni delle survey in banda S, con  $\Delta t = 2100$  s (tabella 6.12), mostrano come le due regioni A' (compresa tra  $g_{lon,min} = -16^{+10}_{-1}$  e  $g_{lon,max} = 26^{+10}_{-1}$ ) e B' (compresa tra  $g_{lon,min} = 0^{+3}_{-1}$  e  $g_{lon,max} = 32^{+3}_{-1}$ ) siano le più favorevoli: il numero di scoperte (105 per la regione A' e 110 per la regione B'), risultano essere leggermente inferiori rispetto alla survey analoga ma con  $\Delta t = 4200$ , che quindi è da preferirsi.

Nonostante in banda S il flusso intrinseco di una pulsar sia inferiore (relazione 1.16), il successo della SRT-S rispetto alla SRT-L è dato dalla banda di osservazione  $\Delta\nu$ : il motivo risiede nel fatto che la SRT-S possiede un  $\Delta\nu$  più largo di un fattore 5 rispetto alla SRT-L, e quindi ciò consente di aumentare la sensibilità della SRT-S, con conseguente abbassamento del flusso minimo rivelabile (relazione 2.3).

Per quanto riguarda la survey del centro Galattico SRT-C, il  $\Delta t$  scelto (4200 s) provoca un aumento della sensibilità di un fattore 4.7 rispetto alla survey analoga METHMB (tabella 6.3).

Il risultato della simulazione di questa survey (tabella 6.8) mostra un numero di scoperte (4) praticamente paragonabile al numero di pulsar scoperte dalla survey METHMB (3), che possiede una sensibilità minore di quasi un fattore 5 ed una

copertura di cielo maggiore di circa 20 rispetto alla SRT-C.

Considerato il piccolo numero di pulsar note in prossimità del centro galattico, la realizzazione di tale survey ad SRT sarebbe di un sicuro interesse per approfondire le attuali conoscenze sulle caratteristiche del centro galattico.

Per quanto riguarda le survey del centro galattico in banda K, si può notare la presenza di due survey nella tabella 6.5, ossia la SRT-K2 (con  $\Delta\nu_{MHz} = 2000$ ) e la SRT-K8 (con  $\Delta\nu_{MHz} = 8000$ ): ciò è stato pensato perché attualmente il ricevitore in banda K installato possiede  $\Delta\nu_{MHz} = 2000$ , ma in un futuro prossimo si spera di rendere disponibile un  $\Delta\nu$  4 volte più largo (8000 MHz).

Nonostante l'aumento di sensibilità di un fattore 2 della survey SRT-K8 rispetto alla SRT-K2, i risultati delle simulazioni sono identici per entrambe (tabella 6.8): il numero di scoperte pari a zero è dovuto probabilmente al fatto che le (poche) pulsar nel centro galattico non hanno flussi sufficientemente alti a 22 GHz, neanche per la survey a banda larga (SRT-K8). D'altro canto anche l'individuazione di una singola pulsar molto vicina al centro galattico (potenzialmente in orbita attorno ad esso) costituirebbe una scoperta di straordinaria rilevanza, aprendo la possibilità di studiare con un dettaglio senza precedenti il buco nero supermassiccio che si trova al centro della nostra Galassia. Studiare pulsar potenzialmente legate gravitazionalmente a questo buco nero può portare a risultati molto interessanti: ad esempio aiutano a capire i moti e le densità delle nubi di gas (ancora molto poco noti), oppure aiutano a comprendere i tassi di formazione stellare in quella zona grazie allo studio della distribuzione di periodi delle pulsar attorno al centro galattico.

In conclusione, questo studio è propedeutico per la realizzazione effettiva di survey nelle varie bande osservative di SRT: le simulazioni suggeriscono che potrebbero essere utilmente effettuate la SRT-P2 (con 45 nuove scoperte), la SRT-C (con 4 nuove scoperte), e soprattutto la SRT-S (con 126 nuove scoperte nella regione B), molto promettente per iniziare ad osservare il piano galattico in banda S.

# Conclusioni e sviluppi futuri

Questo lavoro di Tesi si è incentrato sull'ottimizzazione delle osservazioni di pulsar con il Sardinia Radio Telescope, e rappresenta un punto di partenza per la realizzazione effettiva ad SRT di alcuni programmi iniziali di osservazione delle pulsar.

Un primo studio è stato finalizzato all'ottimizzazione delle osservazioni delle pulsar relativistiche J1909-3744 e J0737-3039A, mediante la simulazione di diverse campagne osservative di 10 anni da effettuarsi prossimamente presso il Sardinia Radio Telescope in banda L (1150 MHz  $\div$  1950 MHz).

Per la pulsar **J1909-3744** la campagna osservativa prescelta, tra le 14 simulate, consiste nell'osservare la sorgente a cadenza settimanale, con 8 tempi di arrivo degli impulsi (ToA) misurati in ogni ora di osservazione. In particolare la procedura di timing genera importanti miglioramenti (oltre un fattore 4 dopo 10 anni di osservazioni) sull'incertezza di tutti i parametri astrometrici (le coordinate celesti RAJ e DECJ, i moti propri nelle due coordinate PMRA e PMDEC) e rotazionali (la frequenza F0 e la sua derivata F1), e di un parametro Kepleriano (il periodo orbitale PB) e post-Kepleriano (la derivata del periodo orbitale PBDOT): i miglioramenti risultano essere piuttosto sensibili (oltre un fattore 3) anche dopo 5 anni di osservazioni per i parametri PMRA, PMDEC, F0 e PB. In particolare si evince che l'incertezza sul parametro PBDOT migliora apprezzabilmente (circa di un fattore 13 dopo 10 anni di osservazioni), e ciò consentirà di raffinare la qualità dell'unico test di Relatività Generale eseguito finora per questa pulsar: tale raffinamento può essere sensibile anche dopo soli 5 anni di osservazione, in quanto l'incertezza su PBDOT migliora già di un fattore 7.

Per la pulsar **J0737-3039A**, la campagna osservativa prescelta, tra le 8 simulate, consiste nell'osservare la sorgente a cadenza settimanale, per un tempo di osservazione pari a 2 orbite del sistema. In particolare la procedura di timing genera miglioramenti piuttosto modesti (appena oltre un fattore 3 dopo 10 anni di osservazioni) sull'incertezza di alcuni parametri astrometrici (PMRA e PMDEC), rotazionali (F1), Kepleriani (PB) e post-Kepleriani (PBDOT, il tasso di avanzamento del periastro OMDOT, il parametro  $s$  di Shapiro SINI e il redshift gravitazionale GAMMA). Nel cercare di stabilire se e in che modo risulti possibile un miglioramento sensibile nella misura dei parametri post-Kepleriani, si evince che solo l'incertezza sul parametro PBDOT migliora sensibilmente (di un fattore 6 dopo 10 anni di osservazioni), e ciò consente pertanto di raffinare marginalmente la qualità di uno dei 5 test indipendenti di Relatività Generale eseguiti per questa pulsar: tale raffinamento risulta essere

ancora più modesto dopo 5 anni di campagne.

Poichè ad oggi sono state pubblicate svariate stime (a volte incompatibili fra loro) per la distanza della pulsar doppia, si è provato a vedere se, utilizzando SRT con una campagna osservativa di 10 anni, sarebbe stato possibile ottenere una misura di questa grandezza più vincolante di quelle disponibili. Ipotizzando tre possibili distanze per questa pulsar (450 pc, 750 pc e 1100 pc), dalle campagne simulate si evince che la campagna osservativa migliore sia quella giornaliera con osservazioni di 2 orbite, che arriva a vincolare tale grandezza con un'incertezza del 20% circa, migliore di quella risultante dalle varie osservazioni attuali. D'altro canto una campagna giornaliera non è realistica, e campagne meno intense producono incertezze finali, dopo 10 anni di osservazioni, dell'ordine del  $50 \div 60\%$ .

Uno sviluppo di questo lavoro di ottimizzazione delle osservazioni di timing potrà riguardare il ruolo di SRT nella determinazione precisa della misura di dispersione  $DM$  in ogni singola osservazione. Per questo scopo sono fondamentali i ricevitori dual-band in banda L e banda P (317.5 MHz  $\div$  397.5 MHz).

Un secondo studio ha condotto all'individuazione di un campione di sorgenti gamma (arbitrariamente limitato in questo lavoro a 20 oggetti, tabella 5.2), senza controparte nota ad altre lunghezze d'onda, che potrebbero potenzialmente essere associate a pulsar tramite osservazioni radio ad SRT. La scoperta di nuove pulsar visibili sia nella banda gamma sia nella banda radio è fondamentale per poter accrescere le conoscenze sui processi di emissione, attualmente ancora poco chiari.

Ben 16 sorgenti su 20 si trovano all'interno del piano Galattico: ciò significa che queste 16 sorgenti potrebbero essere potenzialmente associate a pulsar con emissione nella banda gamma.

Con buona probabilità le restanti 4 sorgenti, tutte posizionate a latitudini galattiche maggiori di  $|20^\circ|$ , non sono associate a pulsar gamma: in particolare, osservando il catalogo 2FGL, poiché a tali latitudini galattiche sono stati scoperti il 73.7% dei Nuclei Galattici Attivi e il 24.1% delle pulsar gamma, se ne deduce che a queste 4 sorgenti gamma potrebbero essere più probabilmente associati dei Nuclei Galattici Attivi.

Un terzo ed ultimo studio è stato finalizzato all'individuazione delle regioni della nostra Galassia che più utilmente possono essere osservate da SRT in modalità di "ricerca cieca" di nuove pulsar con i ricevitori nelle bande P (317.5 MHz  $\div$  397.5 MHz), L (1150 MHz  $\div$  1950 MHz), S (2000 MHz  $\div$  4000 MHz), C (5700 MHz  $\div$  7700 MHz) e K (18250 MHz  $\div$  26250 MHz). Tale studio è stato realizzato mediante una serie di simulazioni di survey, i cui parametri siano in grado di massimizzare le scoperte di nuove pulsar.

I risultati delle simulazioni delle survey in banda P (tabella 6.8) mostrano che l'area in cui ci si aspetta di scoprire il numero maggiore di nuove pulsar è quella della survey SRT-P2, che copre tutta la regione di cielo visibile da SRT compresa tra le longitudini galattiche  $g_{lon,min} = 17^\circ$  e  $g_{lon,max} = 38^\circ$ . Il numero di pulsar scoperte (45) dalla survey SRT-P2 risulta essere inferiore all'attuale numero di pulsar scoperte

della survey GBNCC (al 50% di completamento della survey sono 53). Considerato però che la GBNCC copre una regione di cielo ampia quasi il doppio rispetto alla SRT-P2, si può dedurre che, a parità di superficie di osservazione, la SRT-P2 scoprirebbe un numero di pulsar paragonabile alla GBNCC ( $\sim 50$ ), rafforzando pertanto la realizzazione di tale survey.

I risultati delle simulazioni della survey del piano galattico SRT-L (tabella 6.9) hanno mostrato che l'area in cui ci si aspetta di scoprire un numero maggiore di nuove pulsar è compresa tra  $g_{lon,min} = 22^\circ \pm 2^\circ$  e  $g_{lon,max} = 34^\circ \pm 2^\circ$ , in cui è predetta la scoperta di 51 nuove pulsar. Questo risultato è in linea con alcune survey effettuate altrove in banda L, ma non con altre, come la HTRULS o la HTRULN in corso a Parkes, in Australia (rispettivamente 260 e 546 nuove potenziali scoperte). Queste altre survey però coprono una regione di cielo quasi tre volte più grande di SRT-L.

I risultati delle simulazioni della survey del piano galattico SRT-S (tabella 6.10) hanno mostrato che sono due le aree in cui ci si aspetta di scoprire un numero maggiore di nuove pulsar: una, A, tra  $g_{lon,min} = 10^{+5}_{-2}$  e  $g_{lon,max} = 26^{+5}_{-2}$ , l'altra, B, tra  $g_{lon,min} = -13^{+5}_{-2}$  e  $g_{lon,max} = 3^{+5}_{-2}$ . Il numero di scoperte (126 per la regione A e 122 per la regione B), risulta essere piuttosto promettente. In effetti, ad oggi la survey SRT-S risulterebbe unica nel suo genere.

Il risultato della simulazione della survey del centro galattico SRT-C (tabella 6.8) mostra un numero di scoperte (4) in linea con le scoperte della survey METHMB (3), che però copriva una regione di cielo circa 20 volte più grande. Considerato il piccolo numero di pulsar note in prossimità del centro galattico, la realizzazione di tale survey ad SRT sarebbe di un sicuro interesse per approfondire le attuali conoscenze sulle caratteristiche del centro galattico.

Per quanto riguarda le survey del centro galattico in banda K (la SRT-K2 con ampiezza di banda di 2 GHz e la SRT-K8 con ampiezza di banda di 8 GHz), il risultato delle simulazioni (tabella 6.8) mostra un numero di nuove pulsar scoperte nominalmente pari a zero: ciò è dovuto probabilmente al fatto che le (poche) pulsar nel centro galattico non hanno flussi sufficientemente alti a 22 GHz, neanche per la survey a banda larga (SRT-K8). D'altro canto anche l'individuazione di una singola pulsar molto vicina al centro galattico (potenzialmente in orbita attorno ad esso) costituirebbe una scoperta di straordinaria rilevanza, aprendo la possibilità di studiare con un dettaglio senza precedenti il buco nero supermassiccio che si trova al centro della nostra Galassia. In tale prospettiva una survey a 22 GHz, nel caso estremo dell'osservazione di una regione a massima densità nelle vicinanze del centro galattico, è l'unica che potrebbe potenzialmente permettere di ovviare del tutto al problema dello scattering prodotto dal gas che si trova vicino al centro galattico, in quanto gli effetti dello scattering a tale frequenza porterebbero a un allargamento del segnale contenuto a  $\sim 10$  ms, a differenza di quelli a  $\sim 7$  GHz che porterebbero a un allargamento maggiore di 1 s.

In conclusione, questo studio è propedeutico per la realizzazione effettiva di survey nelle varie bande osservative di SRT: le simulazioni suggeriscono che potrebbero essere utilmente effettuate la SRT-P2 (con 45 nuove scoperte), la SRT-C (con 4 nuove scoperte), e soprattutto la SRT-S (con circa 120 nuove scoperte), molto promettente

per iniziare ad osservare il piano galattico in banda S.

Il naturale prossimo passo in questo studio è rappresentato dall'inclusione nelle simulazioni delle pulsar al millisecondo, che sono importanti mezzi d'indagine nello studio sia delle onde gravitazionali, sia della materia ultradensa.



# Appendice A

## Codice di programmazione IDL per la selezione del campione di sorgenti gamma

```
pro analisi_fermi
```

```
; scelgo il catalogo da analizzare  
cat=mrdfits('gll_psc_v08.fit',1)
```

```
; definisco le sorgenti da osservare e i valori da filtrare  
class='      '
```

```
; definisco il semiasse di osservazione di SRT a 1.6 GHz  
semaxmin_16=0.10153d
```

```
; definisco il semiasse di osservazione di SRT a 5 GHz  
semaxmin_5=0.0325d
```

```
; definisco il semiasse di osservazione di SRT a 23 GHz  
semaxmin_23=0.01417d
```

```
; impongo che il flusso osservato sia compreso nel range di  
; osservazione delle sorgenti PSR  
; fluxmin=1.83746e-11 ; 20 sorgenti
```

```

fluxmin=2.93034e-12 ; tutte le sorgenti
fluxmax=9.20841e-09

; impongo che l'indice di variabilit\'a sia compreso nel
; range di osservazione delle sorgenti PSR
varymin=9.42469
varymax=86.2245

; seleziono dal catalogo le sorgenti gamma non ancora
; identificate
subcat=cat
w_cla=where(subcat.class1 eq class,nwcla)
print,nwcla

; seleziono dal sottocatalogo le sorgenti con flusso compreso
; nel range di osservazione delle sorgenti PSR
subcat=subcat(w_cla)
w_ene=where(subcat.energy_flux100 ge fluxmin and
subcat.energy_flux100 le fluxmax,nwene)
print,nwene

; seleziono nel sottocatalogo le sorgenti con l'indice di
; variabilit  compreso nel range di osservazione delle
; sorgenti PSR
subcat=subcat(w_ene)
w_var=where(subcat.variability_index ge varymin and
subcat.variability_index le varymax,nwvar)
print,nwvar

; definisco i puntamenti
subcat=subcat(w_var)

a=subcat.conf_95_semimajor
b=subcat.conf_95_semiminor

punt_16=(a*b)/(semamaxmin_16*semamaxmin_16)
punt_5=(a*b)/(semamaxmin_5*semamaxmin_5)
punt_23=(a*b)/(semamaxmin_23*semamaxmin_23)

```

```

; definisco il limite massimo di puntamenti
pntmax_16=1.
; pntmax_5=5.
pntmax_5=1d6
pntmax_23=1d6

; seleziono nel sottocatalogo le sorgenti osservabili
; con la limitazione sui puntamenti
w_pun=where((pnt_16 le pntmax_16) and (pnt_5 le pntmax_5)
and (pnt_23 le pntmax_23),nwpun)
print,nwpun

pnt_16=pnt_16(w_pun)
pnt_5=pnt_5(w_pun)
pnt_23=pnt_23(w_pun)

; definisco l'altezza al transito della sorgente
subcat=subcat(w_pun)
d=subcat.dej2000
htrans=90.-(39.4917d0-d)
htrans(where(htrans gt 90))=180.-htrans(where(htrans gt 90))
hmin=15.

; seleziono nel sottocatalogo le sorgenti osservabili ad SRT
; subcat=subcat(w_var)
w_hmin=where(htrans ge hmin,nwhmin)
print,nwhmin
htrans=htrans(w_hmin)

subcat=subcat(w_hmin)

; ordino in ordine decrescente il catalogo ottenuto in base alla
; densità di flusso
s=reverse(sort(subcat.energy_flux100))

; visualizzo in ordine decrescente la densità di flusso
print, sort(subcat.energy_flux100)

; creo una sottotabella con il flusso in ordine crescente
fine=subcat(s)
htrans=htrans(s)

```

```

; calcolo le distanze angolari tra le pulsar radio identificate
; e le sorgenti del catalogo ottenuto
catradio=mrdfits('radiopsr.fits',1)

d=fltarr(n_elements(catradio.l),n_elements(fine.glon))
contatore=0
index=0

for m=0,n_elements(fine.glon)-1 do begin

for n=0,n_elements(catradio.l)-1 do begin

    bp=catradio(n).b*!pi/180.
    lp=catradio(n).l*!pi/180.
    bs=fine(m).glat*!pi/180.
    ls=fine(m).glon*!pi/180.

    cosmu=sin(bs)*sin(bp)+cos(bp)*cos(bs)*cos(lp-ls)

    d(n,m)=180.*acos(cosmu)/!pi

; evidenzio le sorgenti in cui ci possono essere pulsar
; radio già scoperte
if d(n,m) le fine(m).Conf_95_SemiMajor then begin

index=[index,m]
contatore=contatore+1

endif

endfor

endfor

print,contatore

index=index(1:*)

flagcoinc=intarr(n_elements(fine))
flagcoinc(index)=1

print,total(flagcoinc)

```

```

; elimino dalla lista le sorgenti gamma con all'interno
; pulsar note
w_coinc=(where(flagcoinc eq 0,ncoinc))
print,ncoinc

flagcoinc=flagcoinc(w_coinc)
fine=fine(w_coinc)
htrans=htrans(w_coinc)

; creo una mappa con tutte le sorgenti trovate
set_plot,'ps'

device,filename='mappatutto99.ps'

print, fine.energy_flux100
map_set,/grid,/moll,latdel=30.,lonel=30., limit=[-90,-180,90,180]
,position=[0.05,0.05,0.95,0.95],glinethick=1.5,glinestyle=2,
title='Potenziali pulsar gamma'

xyouts,153.,1.,'-180'
xyouts,183.,1.,'180'
xyouts,0.,70.,'90'
xyouts,0.,-70.,'-90'

aa=findgen(17)*(!pi*2./16.)
usersym,cos(aa),sin(aa),/fill

for n=0,n_elements(fine.glon)-1 do begin
  lmap=359.-(fine.glon)
  bmap=(fine.glat)
plots,lmap,bmap,psym=8,symsize=0.5,color=150
endfor

device,/close
set_plot,'x'

spawn, 'gv mappatutto99.ps &'

; creo un file in uscita con i risultati finali
filename='analisi tutto99.txt'

```

```
filename2='radecsourcestutto99.txt'

openw,1,filename
openw,2,filename2

for i=0,n_elements(fine)-1 do begin

printf,1, fine(i).source_name,' &',fine(i).glon,' &',
fine(i).glat,' &',fine(i).energy_flux100,' &',fine(i).signif_avg,
' &',fine(i).variability_index,' &',fine(i).spectral_index,' &',
punt_16(i),' &',punt_5(i),' &',punt_23(i),' &',htrans(i),' \\'

printf,2, fine(i).source_name,fine(i).raj2000,fine(i).dej2000

endfor

close,1
close,2
stop

end
```

## Appendice B

# Lista delle 95 sorgenti gamma potenzialmente osservabili da SRT per la ricerca di nuove pulsar

In tabella B.1 viene mostrata la lista composta da 95 sorgenti, tra le 576 sorgenti gamma non ancora identificate nel catalogo 2FGL, potenzialmente osservabili da SRT, al cui interno possono essere individuate nuove pulsar radio e/o gamma.

In tabella è riportata la longitudine galattica  $g_{lon}$ , la latitudine galattica  $g_{lat}$ , il flusso gamma  $F_\gamma$ , la significatività della detezione della sorgente gamma  $signif_{avg}$ , variabilità della sorgente gamma  $\mathcal{V}$ , l'indice spettrale  $\alpha$  (relazione 1.16), il numero di puntamenti effettuabili da SRT alla frequenza di 1.6 GHz  $n_{punt1.6GHz}$ , il numero di puntamenti effettuabili da SRT alla frequenza di 5 GHz  $n_{punt5GHz}$ , il numero di puntamenti effettuabili da SRT alla frequenza di 23 GHz  $n_{punt23GHz}$ , ed infine l'elevazione massima della sorgente ad SRT  $h_{trans}$ .

Tabella B.1

Nome sorgente	$g_{lon}$ (deg)	$g_{lat}$ (deg)	$F_{\gamma}$ (erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$signif_{avg}$	$\mathcal{V}$	$\alpha$	$n_{punt\ 1.6\ GHz}$	$n_{punt\ 5\ GHz}$	$n_{punt\ 23\ GHz}$	$h_{trans}$ (deg)
2FGL J1839.0-0539	26.4904	0.163236	2.35328 $\cdot 10^{-10}$	23.6453	25.4724	2.52124	0.80627173	7.8687089	41.393343	44.852464
2FGL J1906.5+0720	41.1895	-0.00205713	1.29630 $\cdot 10^{-10}$	23.9589	30.8941	2.60939	0.75900253	7.4073910	38.966580	57.850856
2FGL J1848.2-0139c	31.1036	-0.0507299	1.20566 $\cdot 10^{-10}$	11.3629	33.4088	2.63499	0.30054935	2.9331741	15.429962	48.857760
2FGL J1748.6-2913	0.0915203	-0.720024	1.09679 $\cdot 10^{-10}$	14.3638	22.1569	2.69709	0.83714665	8.1700289	42.978437	21.276952
2FGL J1839.3-0558c	26.2301	-0.0394330	9.92375 $\cdot 10^{-11}$	9.37884	23.0940	2.60808	0.34718380	3.3882972	17.824137	44.528219
2FGL J1847.2-0236	30.1296	-0.256826	9.16814 $\cdot 10^{-11}$	13.8065	31.2966	2.57540	0.60590857	5.9132895	31.106859	47.897031
2FGL J1823.1-1338c	17.5990	-0.0588762	9.15746 $\cdot 10^{-11}$	10.3734	30.3648	2.46770	0.60280200	5.8829714	30.947371	36.868924
2FGL J1814.1-1735c	13.0932	-0.0244259	8.42291 $\cdot 10^{-11}$	13.0797	23.5886	2.54098	0.27509456	2.6847512	14.123134	32.916259
2FGL J1746.5-3238	356.940	-2.10319	8.11953 $\cdot 10^{-11}$	20.3627	24.5708	2.42781	0.55391185	5.4058340	28.437390	17.864688
2FGL J2018.0+3626	74.5446	0.387187	7.50064 $\cdot 10^{-11}$	18.4907	17.0058	2.53793	0.81357172	7.9399524	41.768119	86.956641
2FGL J1746.6-2851c	0.187006	-0.157560	7.32567 $\cdot 10^{-11}$	5.85474	24.0638	2.01165	0.86353018	8.4275157	44.332946	21.649648
2FGL J1800.8-2400	5.96918	-0.425542	7.13440 $\cdot 10^{-11}$	8.79615	31.8816	1.90102	0.85361510	8.3307507	43.823914	26.497417
2FGL J1747.3-2825c	0.634449	-0.0713361	6.92552 $\cdot 10^{-11}$	10.5509	14.7056	2.15659	0.45114049	4.4028496	23.161190	22.076955
2FGL J1837.3-0700c	25.0953	-0.0886827	6.08916 $\cdot 10^{-11}$	8.16032	17.8167	2.64139	0.95220780	9.2929540	48.885584	43.497379
2FGL J1849.9-0125c	31.4965	-0.324694	6.02764 $\cdot 10^{-11}$	7.45781	26.1436	2.68089	0.69485691	6.7813699	35.673396	49.082479
2FGL J1857.2+0055c	34.4232	-0.868137	6.00547 $\cdot 10^{-11}$	12.1805	24.3280	2.34383	0.67154209	6.5538318	34.476432	51.439153
2FGL J0224.0+6204	133.549	1.13007	5.92252 $\cdot 10^{-11}$	14.4047	20.1051	2.58767	0.97072107	9.4736319	49.836040	67.415128
2FGL J1844.3-0343c	28.8084	-0.136008	5.68507 $\cdot 10^{-11}$	8.60321	14.8942	2.49278	0.45848028	4.4744814	23.538009	46.776634
2FGL J1758.8-2402c	5.71704	-0.0551290	5.30496 $\cdot 10^{-11}$	8.51965	37.9998	2.55146	0.92460406	9.0235586	47.468430	26.462924
2FGL J1835.5-0649	25.0503	0.389392	4.59906 $\cdot 10^{-11}$	5.16589	19.2820	1.96205	0.68968182	6.7308642	35.407711	43.677130
2FGL J1832.0-0200	28.9176	3.39687	4.55723 $\cdot 10^{-11}$	9.15566	37.0549	2.37039	0.95133226	9.2844092	48.840634	48.492109
2FGL J1743.9-3039c	358.347	-0.589856	4.16043 $\cdot 10^{-11}$	4.78929	35.6420	2.18239	0.91663387	8.9457746	47.059247	19.854560
2FGL J1859.3+0312c	36.6945	-0.300774	3.81291 $\cdot 10^{-11}$	6.28439	35.4980	2.74383	0.37287825	3.6390591	19.143270	53.718790
2FGL J1852.8+0156c	34.8110	0.574088	3.81113 $\cdot 10^{-11}$	7.34493	23.1727	2.64745	0.37692106	3.6785143	19.350824	52.442109
2FGL J1830.4-1634	15.8154	-2.98400	3.81067 $\cdot 10^{-11}$	8.30428	22.5359	2.65766	0.84380067	8.2349680	43.320049	33.930091
2FGL J0426.7+5434	150.895	3.85177	3.46469 $\cdot 10^{-11}$	16.9772	15.1688	2.52276	0.66834026	6.5225839	34.312052	74.910542
2FGL J1653.6-0159	16.5934	24.9305	3.43020 $\cdot 10^{-11}$	22.4977	16.9813	2.07601	0.48697616	4.7525834	25.000965	48.512113
2FGL J2004.4+3339c	70.6932	1.18236	3.21695 $\cdot 10^{-11}$	9.09048	24.2422	2.04225	0.60955296	5.9488566	31.293960	84.170402
2FGL J1827.4-1445c	17.1017	-1.50544	3.14333 $\cdot 10^{-11}$	4.55619	17.2962	2.05152	0.90422161	8.8246387	46.422012	35.753761
2FGL J2339.6-0532	81.3579	-62.4673	3.04729 $\cdot 10^{-11}$	32.2053	15.6998	1.66875	0.88931254	8.6791355	45.656592	44.966264
2FGL J2041.2+4735	86.1014	3.43408	2.88418 $\cdot 10^{-11}$	11.6533	19.5893	2.42029	0.86844178	8.4754498	44.585104	81.897385



Nome sorgente	$g_{lon}$ (deg)	$g_{lat}$ (deg)	$F_{\gamma}$ (erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$signif_{avg}$	$\mathcal{V}$	$\alpha$	$n_{punt\ 1.6\ GHz}$	$n_{punt\ 5\ GHz}$	$n_{punt\ 23\ GHz}$	$h_{trans}$ (deg)
2FGL J1827.4-0846	22.3917	1.28288	2.80979 $\cdot 10^{-11}$	6.33164	20.3471	2.04980	0.58762989	5.7349010	30.168447	41.733217
2FGL J1844.3+1548	46.3161	8.67787	2.62068 $\cdot 10^{-11}$	12.4569	29.8164	2.43485	0.55595711	5.4257945	28.542392	66.318309
2FGL J0359.5+5410	148.291	0.844157	2.58143 $\cdot 10^{-11}$	13.4824	23.6592	2.12064	0.65677826	6.4097459	33.718468	75.311387
2FGL J0002.7+6220	117.312	0.000752292	2.51657 $\cdot 10^{-11}$	13.6724	22.1697	2.49936	0.74210028	7.2424356	38.098832	67.152074
2FGL J2359.6+6543c	117.637	3.39290	2.21707 $\cdot 10^{-11}$	7.71658	16.4691	2.20653	0.24791481	2.4194938	12.727747	63.761163
2FGL J0744.1-2523	241.341	-0.696412	2.20385 $\cdot 10^{-11}$	12.4296	18.7780	2.41472	0.90995139	8.8805577	46.716174	25.108951
2FGL J0523.3-2530	228.228	-29.8440	2.18139 $\cdot 10^{-11}$	18.4702	22.7044	2.12401	0.40680976	3.9702094	20.885286	25.005426
2FGL J2051.8+5054	89.7694	4.15563	2.11286 $\cdot 10^{-11}$	6.43305	11.8097	2.22827	0.94258662	9.1990573	48.391640	78.585919
2FGL J0225.9+6154c	133.818	1.04643	2.10556 $\cdot 10^{-11}$	4.88450	32.0134	2.14228	0.44501919	4.3431096	22.846928	67.588181
2FGL J0227.2+6029c	134.471	-0.220373	2.07786 $\cdot 10^{-11}$	6.06861	23.9977	2.38278	0.16692642	1.6290977	8.5698682	69.005021
2FGL J2112.5-3042	14.9311	-42.4479	1.89001 $\cdot 10^{-11}$	19.6973	14.7855	1.59954	0.64957240	6.3394213	33.348525	19.797729
2FGL J1727.8-2308	2.76090	6.47054	1.84157 $\cdot 10^{-11}$	5.80909	31.4474	2.30224	0.54152810	5.2849763	27.801618	27.363174
2FGL J1120.0-2204	276.495	36.0539	1.79777 $\cdot 10^{-11}$	20.4745	25.8705	1.92373	0.35187547	3.4340850	18.065004	28.427684
2FGL J1506.9+1052	12.5061	54.2448	1.77514 $\cdot 10^{-11}$	4.11826	26.9349	2.84983	0.85312226	8.3259409	43.798612	61.376300
2FGL J1704.6-0529	14.9195	20.7527	1.71258 $\cdot 10^{-11}$	7.92364	19.9233	2.34981	0.73826290	7.2049852	37.901824	45.011949
2FGL J2034.9+3632	76.5866	-2.33124	1.69897 $\cdot 10^{-11}$	5.47658	18.5495	2.03115	0.054595936	0.53282226	2.8029115	87.042884
2FGL J1754.4-2538c	3.83318	0.00156787	1.69477 $\cdot 10^{-11}$	4.33717	26.0547	2.23390	0.80915667	7.8968642	41.541454	24.862449
2FGL J2250.7+6305c	109.764	3.35143	1.67826 $\cdot 10^{-11}$	5.65777	27.2981	2.39082	0.24736315	2.4141100	12.699426	66.396378
2FGL J1625.2-0020	13.9198	31.8307	1.61471 $\cdot 10^{-11}$	20.4915	24.5885	1.86014	0.79654538	7.7737859	40.894000	50.173679
2FGL J0307.4+4915	144.550	-7.82473	1.58278 $\cdot 10^{-11}$	9.40412	26.5543	2.01526	0.36174930	3.5304475	18.571919	80.238049
2FGL J0418.9+6636	141.529	11.5586	1.56844 $\cdot 10^{-11}$	9.08403	27.7454	2.20042	0.50366740	4.9154795	25.857880	62.888261
2FGL J1816.5+4511	72.8544	24.7412	1.53125 $\cdot 10^{-11}$	13.0079	22.0516	2.10516	0.36964046	3.6074602	18.977044	84.292760
2FGL J2353.3+6643c	117.228	4.49288	1.51142 $\cdot 10^{-11}$	5.37634	16.8971	2.29071	0.76624271	7.4780508	39.338286	62.772416
2FGL J0212.1+5318	134.938	-7.67443	1.49518 $\cdot 10^{-11}$	15.0812	17.2528	1.85240	0.43969471	4.2911460	22.573573	76.186417
2FGL J1805.8+0612	33.3298	12.9538	1.44904 $\cdot 10^{-11}$	7.88200	24.0957	2.11125	0.29194430	2.8491942	14.988186	56.721792
2FGL J0038.8+6259	121.508	0.159743	1.43538 $\cdot 10^{-11}$	5.60938	20.2617	2.19364	0.53472252	5.2185581	27.452225	66.494988
2FGL J1511.8-0513	354.620	43.1208	1.42033 $\cdot 10^{-11}$	7.76125	35.8864	2.21708	0.83135788	8.1135341	42.681246	45.284933
2FGL J0803.2-0339	224.650	14.1571	1.38162 $\cdot 10^{-11}$	11.5337	48.5870	1.96531	0.69250203	6.7583877	35.552498	46.854177
2FGL J2004.6+7004	102.861	19.4740	1.31288 $\cdot 10^{-11}$	9.50616	36.7704	1.97364	0.83477822	8.1469145	42.856843	59.417870
2FGL J1548.3+1453	25.5855	47.1833	1.30909 $\cdot 10^{-11}$	10.3739	25.7688	2.21692	0.30599663	2.9863362	15.709621	65.408158
2FGL J2017.5-1618	27.2219	-26.2065	1.28541 $\cdot 10^{-11}$	9.23693	15.4845	2.17743	0.10900236	1.0637950	5.5960936	34.199300
2FGL J0838.8-2828	250.599	7.81567	1.21616 $\cdot 10^{-11}$	8.19558	20.5888	1.99856	0.95569843	9.3270203	49.064790	22.032460

Nome sorgente	$g_{lon}$ (deg)	$g_{lat}$ (deg)	$F_{\gamma}$ (erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ )	$signif_{avg}$	$\mathcal{V}$	$\alpha$	$n_{punt\ 1.6\ GHz}$	$n_{punt\ 5\ GHz}$	$n_{punt\ 23\ GHz}$	$h_{trans}$ (deg)
2FGL J0524.1+2843	177.636	-4.07783	1.21551 $\cdot 10^{-11}$	6.14149	27.0939	2.25956	0.23981314	2.3404266	12.311814	79.226796
2FGL J0336.0+7504	133.060	15.5477	1.20243 $\cdot 10^{-11}$	9.24129	23.4076	2.14692	0.67826053	6.6193996	34.821351	54.412362
2FGL J2117.5+3730	82.8432	-8.19164	1.08112 $\cdot 10^{-11}$	10.4996	19.9004	2.10005	0.47796165	4.6646075	24.538167	88.022842
2FGL J1539.2-3325	338.743	17.5285	1.05596 $\cdot 10^{-11}$	10.7578	29.5318	1.76777	0.38814864	3.7880886	19.927240	17.079826
2FGL J0332.1+6309	139.955	5.72565	1.04060 $\cdot 10^{-11}$	5.51478	21.9710	2.07044	0.87814183	8.5701163	45.083096	66.335465
2FGL J0248.5+5131	140.791	-7.24265	1.01699 $\cdot 10^{-11}$	6.50335	20.8956	1.86912	0.26170765	2.5541033	13.435860	77.968503
2FGL J0644.6+6034	155.067	22.5985	9.96174 $\cdot 10^{-12}$	9.34853	32.1948	2.10727	0.51894206	5.0645507	26.642069	68.917100
2FGL J0545.6+6018	152.502	15.7438	9.80669 $\cdot 10^{-12}$	7.92641	26.4975	1.94907	0.17095187	1.6683836	8.7765319	69.177464
2FGL J1917.0-3027	7.50629	-18.4683	9.77586 $\cdot 10^{-12}$	6.14844	16.0687	2.00005	0.60938609	5.9472280	31.285393	20.052158
2FGL J0338.2+1306	173.470	-32.9289	9.63480 $\cdot 10^{-12}$	5.78381	35.9170	1.53542	0.75643416	7.3823253	38.834722	63.622847
2FGL J1226.0+2953	185.018	83.7817	9.12547 $\cdot 10^{-12}$	12.9221	36.6327	1.93692	0.81102359	7.9150842	41.637300	80.404634
2FGL J0409.8-0357	195.867	-37.3670	8.88964 $\cdot 10^{-12}$	7.62081	40.1104	2.13636	0.98887114	9.6507653	50.767850	46.541880
2FGL J2134.6-2130	28.9523	-45.0824	8.50847 $\cdot 10^{-12}$	7.18643	30.2421	2.00484	0.86906399	8.4815223	44.617048	29.007804
2FGL J0222.7+6820	131.229	6.95697	8.44854 $\cdot 10^{-12}$	5.07696	18.9565	2.13415	0.57083863	5.5710288	29.306397	61.147187
2FGL J2347.2+0707	96.2152	-52.3854	8.44460 $\cdot 10^{-12}$	7.17531	21.5592	1.96433	0.91113321	8.8920916	46.776847	57.631745
2FGL J0533.9+6759	144.773	18.1912	8.44162 $\cdot 10^{-12}$	11.1270	34.0864	1.72783	0.84561004	8.2526263	43.412941	61.493996
2FGL J1424.2-1752	332.080	39.6833	8.06986 $\cdot 10^{-12}$	6.46318	23.3573	1.97372	0.072027554	0.70294398	3.6978368	32.628600
2FGL J0239.5+1324	159.241	-41.7125	8.06131 $\cdot 10^{-12}$	6.14976	27.3015	1.96474	0.46502390	4.5383431	23.873953	63.921096
2FGL J0439.8-1858	216.920	-37.2483	8.01188 $\cdot 10^{-12}$	8.26918	37.2389	1.79245	0.56764352	5.5398466	29.142363	31.526603
2FGL J1824.5+1013	39.0949	10.5629	7.71075 $\cdot 10^{-12}$	4.55461	15.0115	2.09144	0.93116159	9.0875560	47.805088	60.733144
2FGL J1410.4+7411	115.839	41.8251	7.37873 $\cdot 10^{-12}$	9.06305	25.9207	1.93466	0.64794142	6.3235039	33.264792	55.294091
2FGL J0600.9+3839	173.190	7.64091	7.35390 $\cdot 10^{-12}$	5.05522	14.1222	2.03913	0.25707007	2.5088435	13.197771	89.159702
2FGL J1315.6-0730	313.404	54.8687	7.18823 $\cdot 10^{-12}$	6.13762	46.4174	1.91939	0.46629810	4.5507785	23.939370	42.998524
2FGL J0843.6+6715	147.746	35.6116	6.61179 $\cdot 10^{-12}$	7.43263	19.6278	2.02419	0.074086534	0.72303834	3.8035432	62.232972
2FGL J2107.8+3652	81.0513	-7.20816	6.55012 $\cdot 10^{-12}$	4.96155	25.8041	1.88786	0.27561258	2.6898068	14.149729	87.390674
2FGL J2228.6-1633	43.2155	-55.3634	6.28065 $\cdot 10^{-12}$	6.23778	26.5663	2.07425	0.34086955	3.3266741	17.499969	33.957122
2FGL J1249.5-2811	302.417	34.6863	5.94885 $\cdot 10^{-12}$	5.39200	24.9365	1.96002	0.28400485	2.7717101	14.580581	22.324845
2FGL J0312.8+2013	162.507	-31.5688	5.63155 $\cdot 10^{-12}$	4.40559	27.0667	1.69601	0.46860912	4.5733326	24.058016	70.736541
2FGL J0725.8-0549	222.059	4.93490	5.29918 $\cdot 10^{-12}$	4.14835	25.3990	1.77510	0.63593943	6.2063720	32.648620	44.686992
2FGL J1630.3+3732	60.2007	43.2567	5.23042 $\cdot 10^{-12}$	10.4134	15.7265	2.02918	0.36739406	3.5855368	18.861716	88.057147
2FGL J1115.0-0701	265.109	48.6365	4.66828 $\cdot 10^{-12}$	4.56896	18.5343	1.59953	0.32972761	3.2179357	16.927951	43.481171
2FGL J1223.3+7954	124.470	37.1341	3.33463 $\cdot 10^{-12}$	4.20883	22.6602	1.36300	0.36150029	3.5280172	18.559134	49.581338

## Appendice C

# Codice di programmazione IDL per il calcolo dei puntamenti di una survey

```
pro puntamentinuovo
```

```
c=2.99792458*(10.^10.) ; velocità della luce
```

```
d=6400. ; diametro del radiotelescopio (in cm)
```

```
; definisco la frequenza di osservazione (in GHz)
```

```
;freq=0.3575 ; banda P ad SRT
```

```
;freq=1.3740 ; banda L a Parkes
```

```
;freq=1.5500 ; banda L ad SRT
```

```
;freq=3.0000 ; banda S ad SRT
```

```
;freq=6.7000 ; banda C ad SRT
```

```
freq=22.2250 ; banda K ad SRT
```

```
;nome=" Parkes"
```

```
nome=" SRT"
```

```
print, "La frequenza di Osservazione è (in GHz)", freq, nome
```

```
; definisco il beam del radiotelescopio
```

```
varphi=2.5*(10.^5.)*((c/(freq*(10.^9.)))/d)
```

```
FWHM=varphi/60.
```

```
FWHM2=FWHM/60.
```

```
print, "Il beam del radiotelescopio (in arcsec) è", varphi
```

```

print, "Il beam del radiotelescopio (in arcmin) è", FWHM
print, "Il beam del radiotelescopio (in deg) è", FWHM2

; definisco il semiasse di osservazione del radiotelescopio
semamaxmin=(varphi/3600.)/2.

print, "Il semiasse di osservazione del radiotelescopio è",
semamaxmin

; parametri principali delle Survey

; PMSURV
;lat=5.
;lonmin=-100.
;lonmax=50.
;beam=13.

; PASURV
;lat=5.
;lonmin=-160.
;lonmax=-100.
;beam=13.

; PHSURV
;lat=60.
;lonmin=-140.
;lonmax=-100.
;beam=13.

; SRTL
;lat=3.
;lonmin=-180.
;lonmax=180.
;beam=1.
;RAMIN=-42.

; SRTS
;lat=3.
;lonmin=-180.
;lonmax=180.
;beam=5.
;RAMIN=-42.

```

```

;SRTP
;lat=90.
;lonmin=-180.
;lonmax=180.
;beam=1.
;RAMIN=-42.

;SRTK
lat=0.5
lonmin=-1.
lonmax=1.
beam=7.
RAMIN=-42.

;SRTC
;lat=1.
;lonmin=-1.
;lonmax=1.
;beam=1.
;RAMIN=-42.

; definisco i puntamenti
punt=((2.*(lonmax-lonmin)*(180./!pi)*(sin(lat*!dtor)))/(!pi*
(FWHM2/2.)*(FWHM2/2.)*beam))

print, "Il numero dei puntamenti per questa Survey è.....",
punt

; definisco i puntamenti effettivi nel radiotelescopio
;selezionato

contatore=0.
contatore2=0.

for i=lonmin,lonmax,FWHM2 do begin

for j=-lat,lat,FWHM2 do begin

contatore=contatore+1.

euler,i,j,RA,DEC,2

```

```

if DEC le RAMIN then begin

contatore2=contatore2+1.

endif

endfor

endfor

;print, "Totale quadratini di cielo", contatore
;print, "Totale quadratini esclusi", contatore2

; definisco i puntamenti effettivi ad SRT
;diff=contatore-contatore2

;print, "Puntamenti effettivi ad SRT", diff

; definisco la percentuale di cielo osservata ad SRT
perc=(contatore2/contatore)*100.

print, "Percentuale puntamenti non visibili ad SRT", perc, " %"

; definisco i puntamenti effettivi ad SRT
punte=punt*(1.-(perc/100.))

print, "Puntamenti effettivi ad SRT", punte

stop

end

```

# Bibliografia

- [Abdo et al., 2009] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Ampe, J., Anderson, B., Atwood, W. B., Axelsson, M., Bagagli, R., Baldini, L., and Ballet, J. e. a. (2009). The on-orbit calibration of the fermi large area telescope. *Astropart. Phys.*, 32:193–219.
- [Abdo et al., 2010] Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Baring, M. G., and Bastieri, D. e. a. (2010). The first fermi large area telescope catalog of gamma-ray pulsars. *ApJS*, 187:460–494.
- [Alpar et al., 1982] Alpar, M. A., Cheng, A. F., Ruderman, M. A., and Shaham, J. (1982). A new class of radio pulsars. *Nature*, 300:728–730.
- [Arzoumanian et al., 2002] Arzoumanian, Z., Chernoff, D. F., and Cordes, J. M. (2002). The velocity distribution of isolated radio pulsars. *ApJ*, 568:289–301.
- [Atwood et al., 2009] Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., Althouse, W., Anderson, B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., Band, D. L., and Barbiellini, G. e. a. (2009). The large area telescope on the fermi gamma-ray space telescope mission. *ApJ*, 697:1071–1102.
- [Backer and Hellings, 1986] Backer, D. C. and Hellings, R. W. (1986). Pulsar timing and general relativity. *Ann. Rev. Astr. Ap.*, 24:537–575.
- [Barr, 2013] Barr, E. D. (2013). Searching for pulsars with the effelsberg telescope. Master’s thesis, University of Bonn.
- [Bates et al., 2011] Bates, S. D., Johnston, S., Lorimer, D. R., Kramer, M., Possenti, A., Burgay, M., Stappers, B., Keith, M. J., Lyne, A., Bailes, M., and McLaughlin, M. A. e. a. (2011). A 6.5-ghz multibeam pulsar survey. *MNRAS*, 411:1575–1584.
- [Becker and Truemper, 1997] Becker, W. and Truemper, J. (1997). The x-ray luminosity of rotation-powered neutron stars. *A&A*, 326:682–691.
- [Bhattacharya and van den Heuvel, 1991] Bhattacharya, D. and van den Heuvel, E. P. J. (1991). Formation and evolution of binary and millisecond radio pulsars. *Phys. Rep.*, 203:1–124.

- [Bignami et al., 2003] Bignami, G. F., Caraveo, P. A., de Luca, A., and Mereghetti, S. (2003). The magnetic field of an isolated neutron star from x-ray cyclotron absorption lines. *Nature*, 423:725–727.
- [Blandford and Teukolsky, 1976] Blandford, R. and Teukolsky, S. A. (1976). Arrival-time analysis for a pulsar in a binary system. *ApJ*, 205:580–591.
- [Burderi and D’Amico, 1997] Burderi, L. and D’Amico, N. (1997). Probing the equation of state of ultradense matter with a submillisecond pulsar search experiment. *ApJ*, 490:343–352.
- [Burderi et al., 2001] Burderi, L., Menna, M. T., and Israel, G. (2001). Astrofisica delle alte energie e fisica delle particelle elementari: submillisecond pulsar e strange quark matter. Osservatorio Astronomico di Roma.
- [Burgay, 2000] Burgay, M. (2000). Ricerca di pulsazioni radio in sorgenti  $x$  transienti. Master’s thesis, Università degli Studi di Bologna, Corso di Laurea in Astronomia.
- [Burgay et al., 2003] Burgay, M., D’Amico, N., Possenti, A., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Joshi, B. C., McLaughlin, M. A., Kramer, M., Sarkissian, J. M., Camilo, F., Kalogera, V., and Kim, C. e. a. (2003). An increased estimate of the merger rate of double neutron stars from observations of a highly relativistic system. *Nature*, 426:531–533.
- [Burgay et al., 2006] Burgay, M., Joshi, B. C., D’Amico, N., Possenti, A., Lyne, A. G., Manchester, R. N., McLaughlin, M. A., Kramer, M., Camilo, F., and Freire, P. C. C. (2006). The parkes high-latitude pulsar survey. *MNRAS*, 368:283–292.
- [Burgay et al., 2013] Burgay, M., Keith, M. J., Lorimer, D. R., Hassall, T. E., Lyne, A. G., Camilo, F., D’Amico, N., Hobbs, G. B., Kramer, M., Manchester, R. N., McLaughlin, M. A., and Possenti, A. e. a. (2013). The perseus arm pulsar survey. *MNRAS*, 429:579–588.
- [Canal et al., 1990] Canal, R., Isern, J., and Labay, J. (1990). The origin of neutron stars in binary systems. *Ann. Rev. Astr. Ap.*, 28:183–214.
- [Chen and Ruderman, 1993] Chen, K. and Ruderman, M. (1993). Origin and radio pulse properties of millisecond pulsars. *ApJ*, 408:179–185.
- [Cordes and Lazio, 2002] Cordes, J. M. and Lazio, T. J. W. (2002). Ne2001.i. a new model for the galactic distribution of free electrons and its fluctuations. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- [Damour and Taylor, 1992] Damour, T. and Taylor, J. H. (1992). Strong-field tests of relativistic gravity and binary pulsars. *Phys. Rev. D*, 45:1840–1868.
- [Deller et al., 2007] Deller, A., Reynolds, J., Bailes, M., Bhat, R., and Tingay, S. (2007). Vlbi parallaxes of important southern hemisphere pulsars. *ATNF Proposal*, page 861.



- [Deller et al., 2009] Deller, A. T., Bailes, M., and Tingay, S. J. (2009). Implications of a vlbi distance to the double pulsar j0737-3039a/b. *Science*, 323:1327–.
- [Edwards et al., 2001] Edwards, R. T., Bailes, M., van Straten, W., and Britton, M. C. (2001). The swinburne intermediate-latitude pulsar survey. *MNRAS*, 326:358–374.
- [Fryer, 1999] Fryer, C. L. (1999). Mass limits for black hole formation. *ApJ*, 522:413–418.
- [Gold, 1968] Gold, T. (1968). Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources. *Nature*, 218:731–732.
- [Goldreich and Julian, 1969] Goldreich, P. and Julian, W. H. (1969). Pulsar electrodynamics. *ApJ*, 157:869–880.
- [Gould and Lyne, 1998] Gould, D. M. and Lyne, A. G. (1998). Multifrequency polarimetry of 300 radio pulsars. *MNRAS*, 301:235–260.
- [Green, 2009] Green, D. A. (2009). A revised galactic supernova remnant catalogue. *Bull. Astr. Soc. India*, 37:45–61.
- [Hester, 2008] Hester, J. J. (2008). General talk on crab properties based on ann. rev. paper. In *Polarimetry days in Rome: Crab status, theory and prospects*.
- [Hewish et al., 1968] Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., and Collins, R. A. (1968). Observation of a rapidly pulsating radio source. *Nature*, 217:709–713.
- [Jacoby et al., 2009] Jacoby, B. A., Bailes, M., Ord, S. M., Edwards, R. T., and Kulkarni, S. R. (2009). A large-area survey for radio pulsars at high galactic latitudes. *ApJ*, 699:2009–2016.
- [Jacoby et al., 2003] Jacoby, B. A., Bailes, M., van Kerkwijk, M. H., Ord, S., Hotan, A., Kulkarni, S. R., and Anderson, S. B. (2003). Psr j1909-3744: A binary millisecond pulsar with a very small duty cycle. *ApJ*, 599:L99–L102.
- [Jacoby et al., 2005] Jacoby, B. A., Hotan, A. W., Bailes, M., Ord, S. M., and Kulkarni, S. R. (2005). The mass of a millisecond pulsar. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 37 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 183.03.
- [Kanbach, 2002] Kanbach, G. (2002). Gamma-ray pulsars. In *Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants*, page 91.
- [Keith et al., 2010] Keith, M. J., Jameson, A., van Straten, W., Bailes, M., Johnston, S., Kramer, M., Possenti, A., Bates, S. D., Bhat, N. D. R., Burgay, M., Burke-Spolaor, S., and D’Amico, N. e. a. (2010). The high time resolution universe pulsar survey - i. system configuration and initial discoveries. *MNRAS*, 409:619–627.

- [Kniffen et al., 1974] Kniffen, D. A., Hartman, R. C., Thompson, D. J., Bignami, G. F., and Fichtel, C. E. (1974). Gamma radiation from the crab nebula above 35 mev. *Nature*, 251:397–399.
- [Kramer et al., 2006] Kramer, M., Stairs, I. H., Manchester, R. N., McLaughlin, M. A., Lyne, A. G., Ferdman, R. D., Burgay, M., Lorimer, D. R., Possenti, A., and D’Amico, N. e. a. (2006). Tests of general relativity from timing the double pulsar. *Science*, 314:97–102.
- [Kramer et al., 1998] Kramer, M., Xilouris, K. M., Lorimer, D., Doroshenko, O., Jesner, A., Wielebinski, R., Wolszczan, A., and Camilo, F. (1998). The characteristics of millisecond pulsar emission: I. spectra, pulse shapes, and the beaming fraction. *ApJ*, 501:270–285.
- [Lawson et al., 1987] Lawson, K. D., Mayer, C. J., Osborne, J. L., and Parkinson, M. L. (1987). Variations in the spectral index of the Galactic radio continuum emission in the northern hemisphere. *MNRAS*, 225:307–327.
- [Lazarus et al., 2012] Lazarus, P., Allen, B., Bhat, N. D. R., Bogdanov, S., Bouchard, A., Brazier, A., Camilo, F., Cardoso, F., Chatterjee, S., and Cordes, J. M. e. a. (2012). The palfa survey: Going to great depths to find radio pulsars. In *Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities af ter 80 years*.
- [Livingstone et al., 2006] Livingstone, M. A., Kaspi, V. M., Gotthelf, E. V., and Kuiper, L. (2006). A braking index for the young, high magnetic field, rotation-powered pulsar in kesteven 75. *ApJ*, 647:1286–1292.
- [Lorimer and Kramer, 2004] Lorimer, D. and Kramer, M. (2004). *Handbook od Pulsar Astronomy*. Cambridge Univ Pr.
- [Lorimer et al., 2006a] Lorimer, D. R., Faulkner, A. J., Lyne, A. G., Manchester, R. N., Kramer, M., McLaughlin, M. A., Hobbs, G., Possenti, A., and Stairs, I. H. e. a. (2006a). The parkes multibeam pulsar survey - vi. discovery and timing of 142 pulsars and a galactic population analysis. *MNRAS*, 372:777–800.
- [Lorimer et al., 2006b] Lorimer, D. R., Stairs, I. H., Freire, P. C., Cordes, J. M., Camilo, F., Faulkner, A. J., Lyne, A. G., Nice, D. J., Ransom, S. M., and Arzoumanian, Z. e. a. (2006b). Arecibo pulsar survey using alfa. ii. the young, highly relativistic binary pulsar j1906+0746. *ApJ*, 640:428–434.
- [Manchester et al., 2001] Manchester, R. N., Lyne, A. G., Camilo, F., Bell, J. F., Kaspi, V. M., D’Amico, N., McKay, N. P. F., Crawford, F., Stairs, I. H., and Possenti, A. e. a. (2001). The parkes multi-beam pulsar survey - i. observing and data analysis systems, discovery and timing of 100 pulsars. *MNRAS*, 328:17–35.
- [Maron et al., 2000] Maron, O., Kijak, J., Kramer, M., and Wielebinski, R. (2000). Pulsar spectra of radio emission. *A&AS*, 147:195–203.

- [Mattox et al., 1996] Mattox, J. R., Bertsch, D. L., Chiang, J., Dingus, B. L., Digel, S. W., Esposito, J. A., Fierro, J. M., Hartman, R. C., Hunter, S. D., Kanbach, G., and Kniffen, D. A. e. a. (1996). The likelihood analysis of egret data. *ApJ*, 461:396.
- [Michel, 1987] Michel, F. C. (1987). Origin of millisecond pulsars. *Nature*, 329:310–312.
- [Moran et al., 2013] Moran, P., Shearer, A., Mignani, R. P., Słowikowska, A., De Luca, A., Gouiffès, C., and Laurent, P. (2013). Optical polarimetry of the inner crab nebula and pulsar. *MNRAS*.
- [Nolan et al., 2012] Nolan, P. L., Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Allafort, A., Antolini, E., Atwood, W. B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., and Barbiellini, G. e. a. (2012). Fermi lat second source catalog (2fgl) (nolan+, 2012). *VizieR Online Data Catalog*, 219:90031.
- [Pacini, 1967] Pacini, F. (1967). Energy emission from a neutron star. *Nature*, 216:567–568.
- [Pellizzoni et al., 2008] Pellizzoni, A., Tiengo, A., De Luca, A., Esposito, P., and Mereghetti, S. (2008). Psr j0737-3039: Interacting pulsars in x-rays. *ApJ*, 679:664–674.
- [Pierbattista et al., 2012] Pierbattista, M., Grenier, I. A., Harding, A. K., and Gonthier, P. L. (2012). Constraining  $\gamma$ -ray pulsar gap models with a simulated pulsar population. *A&A*, 545:A42.
- [Pines, 1980] Pines, D. (1980). Pulsars and compact x-ray sources: cosmic laboratories for the study of neutron stars and hadron matter. *Journal de Physique*, 41:C111.
- [Possenti et al., 2002] Possenti, A., Cerutti, R., Colpi, M., and Mereghetti, S. (2002). Re-examining the x-ray versus spin-down luminosity correlation of rotation powered pulsars. *A&A*, 387:993–1002.
- [Ransom, 2006] Ransom, S. M. (2006). Gbt observations of radio pulsars in clusters. In *IAU Joint Discussion*, volume 6.
- [Ruderman and Sutherland, 1975] Ruderman, M. A. and Sutherland, P. G. (1975). Theory of pulsars: Polar gaps, sparks, and coherent microwave radiation. *ApJ*, 196:51–72.
- [Ryle et al., 1959] Ryle, M., Hewish, A., and Shakeshaft, J. (1959). The synthesis of large radio telescopes by the use of radio interferometers. *I. E. E. E. Trans. Ant. Propag.*, 7:120–124.
- [Shearer and Golden, 2001] Shearer, A. and Golden, A. (2001). Implications of the optical observations of isolated neutron stars. *ApJ*, 547:967–972.

- [Shu, 1982] Shu, F. H. (1982). *The Physical Universe - An Introduction to Astronomy*. University Science Books.
- [Smith et al., 2008] Smith, D. A., Guillemot, L., Camilo, F., Cognard, I., Dumora, D., Espinoza, C., Freire, P. C. C., Gotthelf, E. V., Harding, A. K., and Hobbs, G. B. e. a. (2008). Pulsar timing for the fermi gamma-ray space telescope. *A&A*, 492:923–931.
- [Stappers et al., 2003] Stappers, B. W., Gaensler, B. M., Kaspi, V. M., van der Klis, M., and Lewin, W. H. G. (2003). An x-ray nebula associated with the millisecond pulsar b1957+20. *Science*, 299:1372–1374.
- [Sturrock, 1971] Sturrock, P. A. (1971). A model of pulsars. *ApJ*, 164:529–556.
- [Tavani et al., 2009] Tavani, M., Barbiellini, G., Argan, A., Boffelli, F., Bulgarelli, A., Caraveo, P., Cattaneo, P. W., Chen, A. W., Cocco, V., Costa, E., and D’Ammando, F. e. a. (2009). The agile mission. *A&A*, 502:995–1013.
- [Taylor, 2000] Taylor, J. R. (2000). *Introduzione all’analisi degli errori - Studio delle incertezze nelle misure fisiche*. Zanichelli Editore.
- [Thompson, 2001] Thompson, C. (2001). Nature of the soft gamma repeaters and anomalous x-ray pulsars. In Feroci, M., Mereghetti, S., and Stella, L., editors, *The Rome 2000 Mini-workshop*.
- [Thompson et al., 1975] Thompson, D. J., Fichtel, C. E., Kniffen, D. A., and Ogelman, H. B. (1975). Sas-2 high-energy gamma-ray observations of the vela pulsar. *ApJ*, 200:L79–L82.
- [Toscano et al., 1999] Toscano, M., Sandhu, J. S., Bailes, M., Manchester, R. N., Britton, M. C., Kulkarni, S. R., Anderson, S. B., and Stappers, B. W. (1999). Millisecond pulsar velocities. *MNRAS*, 307:925–933.
- [Trümper et al., 1978] Trümper, J., Pietsch, W., Reppin, C., Voges, W., Staubert, R., and Kendziorra, E. (1978). Evidence for strong cyclotron line emission in the hard X-ray spectrum of Hercules X-1. *ApJ*, 219:L105–L110.
- [Young et al., 1999] Young, M. D., Manchester, R. N., and Johnston, S. (1999). A radio pulsar with an 8.5-second period that challenges emission models. *Nature*, 400:848–849.
- [Zyuzin et al., 2013] Zyuzin, D., Shibanov, Y., Danilenko, A., Mennickent, R. E., and Zharikov, S. (2013). The vela pulsar and its likely counter-jet in the k\_s band. *ArXiv Astrophysics e-prints*.

# Ringraziamenti

Anche la Laurea Magistrale volge al termine, con la nomina di Dottore Dottore! È stato un percorso decisamente meno faticoso rispetto alla Laurea Triennale, che si è concluso alla grande, riuscendo a realizzare un sogno che avevo da tanti anni: studiare più da vicino la doppia pulsar, preparando la Tesi presso l'Osservatorio Astronomico di Cagliari!!

Non è stata una passeggiata, ma la mia testardaggine e la mia forte motivazione mi hanno spinto a intraprendere questo percorso che mi ha accompagnato in questi ultimi 8 mesi di studio.

In questo vorrei ringraziare prima di tutto miei genitori: Giuseppe, mio Padre che, nonostante il suo lavoro, ha fatto tutto il possibile per lasciarmi la macchina per poter raggiungere Poggio dei Pini, consentendomi di realizzare il mio sogno; Annamaria, mia Madre, che mi ha enormemente supportato e “sopportato” durante la preparazione della Tesi; Roberta, mia Sorella, che si è ripetutamente organizzata con mio padre per potermi lasciare la macchina quando necessario.

Un grandissimo ringraziamento va al mio relatore, il Prof. Nicolò D'Amico, per avermi fatto conoscere un argomento meravigliosamente interessante come l'Astrofisica, ed in particolare le Pulsar.

Non smetterò mai di ringraziare di cuore i miei co-relatori, il Dott. Andrea Possenti, la Dott.ssa Marta Burgay e il Dott. Alberto Pellizzoni, per avermi accompagnato nel mio percorso di Tesi, con enorme disponibilità e pazienza, cercando di prepararmi al meglio spiegandomi continuamente e ripetutamente concetti per cercare di memorizzarli.

Un enorme ringraziamento va a Matteo Murgia, Federica Govoni e Giampaolo Serra per avermi dato i passaggi in Osservatorio durante tutti questi mesi, dimostrando una grandissima disponibilità nei miei confronti.

Ringrazio il mio compagno di ufficio, Alessandro Corongiu, per avermi guidato in questo percorso, dimostrandosi sempre disponibilissimo a cercare di risolvere tutti i miei dubbi e problemi più disparati.

Ringrazio tutti i ragazzi del Gruppo Pulsar, i Dottorandi, i Post-Doc e tutti gli altri per i preziosi consigli e l'enorme disponibilità mostrata nei miei confronti: Caterina, Alessandro, Elise, Noemi, Sabrina, Delphine, e tutti gli altri che spero non si offendano se non li cito.

Un ringraziamento speciale va a tutti i Ricercatori, i Docenti, il personale tecnico e amministrativo dell'Osservatorio Astronomico di Cagliari, che mi hanno accolto nella loro grande famiglia astronomica, supportandomi e sopportandomi quando mi rivol-

gevo a loro per i problemi più disparati.

GRAZIE DI CUORE A TUTTI

Un ringraziamento va inoltre ai miei colleghi, che in quest'ultimo periodo ho visto pochissimo, con cui abbiamo condiviso questa esperienza universitaria: Roberto, Fabio, Elena, Carla, Pierpaolo, Deborah, Matteo, Daniele, Mattia, Alberto, Marina, Simona, Luca e tutti gli altri.

Un ringraziamento speciale va a Veronica, la mia ragazza, che mi ha sostenuto, sopportato, capito e incoraggiato in tutti questi mesi: è stata sempre presente, nonostante fosse sommersa nei suoi impegni universitari. La ringrazio davvero di cuore per essere entrata nella mia vita, e per avermi consentito di affrontare con serenità uno dei momenti più importanti della mia vita.

Ringrazio inoltre suoi genitori, nonché miei "suoceri", Claudio e Marcella, che mi hanno accolto come un figlio, e che dimostrano nei miei confronti una grande stima e un grosso affetto.

Ringrazio inoltre il mio amico Mattia, che dal Piemonte ha sempre fatto il tifo per me: ricorda che sono, e sarò sempre, il tuo Testimone "morale"!!

Ringrazio Luca, che non smetterò mai di ringraziare per avermi aiutato ad essere quello che sono ora.

Un saluto di cuore e un abbraccio va al mio amico Giuseppe, che nel momento più difficile della sua vita saprà trovare la forza di andare avanti e di superare questo momento.

Ringrazio inoltre tutti i miei amici, che spero mi abbiano capito in tutti questi mesi che non ci siamo visti: Matteo, Silvia, Ilaria, Michele, Andrea e Cinzia, Elisa e Luca, i "gemellini" Andrea e Mattia, Alessio, Eleonora, Stefano e Giulia, Riccardo e tutti gli altri che spero non si offendano se non li cito.

Ci incontreremo più spesso, soprattutto per andare al mare!! Un ultimo ringraziamento va a tutti i miei Cari che da Lassù hanno sempre fatto il tifo per me, e sono sicuro che in qualche modo mi stanno vicino e condividono con me questo importante traguardo della mia Vita.

GRAZIE A TUTTI