Indice

Introduzione

L'obiettivo di questa tesi è lo studio dei parametri di scintillazione di un campione di pulsar, che consentono sia di derivare le proprietà delle irregolarità del mezzo interstellare, sia di ricavare stime delle loro velocità trasversali. A tal fine è stato rianalizzato un campione selezionato di 33 pulsar, osservate in diverse occasioni e a diverse lunghezze d'onda con il radiotelescopio di Parkes – Australia, usando un nuovo programma di fit delle funzioni di autocorrelazione dei corrispondenti spettri dinamici. Questi risultati, insieme ad altri recentemente pubblicati in letteratura, hanno consentito di produrre una lista di 72 pulsar per cui sono disponibili sia dati di velocità da moto proprio (V_{pm}), sia da scintillazione (V_{ISS}). Analisi di correlazione e fit autoregressivi hanno mostrato come queste due misure sono tra loro in ottimo accordo, e che, quindi, le stime di velocità trasversali per mezzo dei parametri di scintillazione consentono di ottenere informazioni sulla dinamica di pulsar anche a grande distanza.

Nel Capitolo 1 sono descritti gli aspetti generali delle pulsar. Il secondo Capitolo è dedicato allo studio del profilo dell'impulso e alla sua diversità in funzione della frequenza e dei vari tipi di emissione: conale e da *core*.
Il Capitolo 3 tratta il mezzo interstellare, con particolare riferimento ai vari tipi di scattering e di scintillazione, e il modello di Taylor e Cordes. Il quarto Capitolo tratta la velocità di scintillazione seguendo anche la sua evoluzione storica. Il Capitolo 5 descrive la survey a 70-cm di Parkes e l'analisi dei dati di scintillazione. Nel Capitolo sesto vengono infine discussi i risultati ed in particolare i parametri di scintillazione per le 33 pulsar prese in considerazione. Inoltre viene discusso il diagramma V_{pm} vs V_{ISS} alla luce di tutti i dati recentemente pubblicati, oltre che quelli da me prodotti.

Capitolo 1

Stelle pulsanti

1.1 L'emissione pulsata

La scoperta della prima *pulsar* nel 1967 da parte di Jocelyn Bell Burnel, una giovane radioastronoma che lavorava a Cambridge sotto la supervisione di Antony Hewish, durante una campagna di osservazioni radio che avevano come oggetto di studio la variazione del flusso di sorgenti extragalattiche, è stata una delle scoperte più importanti per l'astronomia del XX secolo.

La rapida variazione di flusso delle prime pulsar scoperte, con intervalli dell'ordine di alcuni centesimi di secondo fra due impulsi successivi, mostrò che gli impulsi dovevano provenire da una sorgente molto piccola, dal momento che la durata τ di un segnale e le dimensioni d dell'oggetto che lo emette sono legati dalla relazione $d \leq c\tau$, dove c è la velocità della luce.

Le dimensioni dedotte lasciavano presupporre che esse potevano essere uno dei seguenti oggetti:

- Nane bianche
- Stelle di neutroni

Lavorando indipendentemente, Gribbin e Skilling, due teorici di Cambridge, dimostrarono che le nane bianche potevano "vibrare" abbastanza rapidamente da spiegare i periodi delle prime pulsar note. Quando si trovarono pulsar molto più rapide, fu chiaro che esse non potevano essere nane bianche, bensì stelle di neutroni. I primi studi teorici sulle stelle di neutroni sono dovuti a Landau (1932), seguiti da quelli di Oppenheimer e Volkoff (1939).

L'ipotesi di una connessione tra l'esplosione di una supernova e il collasso gravitazionale di una stella, con formazione di una stella di neutroni, fu formulata per la prima volta da Baade e Zwicky nel 1934. Baade sottolineò in seguito che il posto migliore per cercare una stella di neutroni sarebbe stato nelle Nebulosa del Granchio, la nube in espansione provocata dall'esplosione di una supernova osservata sulla Terra nel 1054; ed in effetti identificò una stella nella Nebulosa che pensava potesse essere la stella di neutroni rimasta dopo l'esplosione.

Per anni l'idea fu accantonata, ma nel 1967, poco tempo prima dell'annuncio della scoperta delle pulsar, Pacini pubblicò un articolo in cui sottolineava che, se una stella comune subisse il collasso gravitazionale diventando una stella di neutroni, il collasso la farebbe ruotare più rapidamente e rafforzerebbe il suo campo magnetico, comprimendolo, con la materia stessa, in un volume minore. Un tale dipolo magnetico rotante avrebbe emesso radiazione elettromagnetica. L'idea che gli impulsi radio provenienti dalle pulsar potrebbero essere prodotti in virtù di un "effetto faro" fu pubblicata da Gold nel 1968. Questo è noto oggi come il *modello di Pacini-Gold*.

Oggi si ritiene che la radiazione pulsata delle stelle di neutroni sia prodotta per emissione di sincrotrone da parte di elettroni in moto nella magnetosfera della stella.

1.2 Modello del rotatore obliquo

Nel caso speciale in cui il dipolo magnetico è allineato con l'asse di rotazione della stella, la soluzione dell'equazione di Laplace per il potenziale elettrostatico esterno, nel vuoto, dà la seguente espressione di quadrupolo:

$$\Phi(r, \theta) = -\frac{H\omega R^5}{6cr^3}(3\cos^2\theta - 1) \tag{1.1}$$

dove θ, r e Φ sono le coordinate polari del punto rispetto al centro della stella. Il campo elettrico $\vec{E}$ alla superficie della stella, dovuto a questo potenziale, varia con la posizione e quindi, tranne all'equatore, esisterà sempre una componente di $\vec{E}$ parallela ad $\vec{H}$, che è massima ai poli, dove i due campi sono paralleli, e decresce verso l'equatore dove $\vec{E}$ è perpendicolare ad $\vec{H}$.

Un campo elettrico che può essere dell'ordine di 10^{12} V m^{-1} supera di molti ordini di grandezza la forza di gravità che agisce sia sugli ioni che sugli elettroni, ed è in grado di estrarre questi ultimi dallo strato superficiale di cariche facendoli migrare relativisticamente nella magnetosfera con un moto elicoidale attorno alle linee di forza del campo magnetico. Le linee di forza del campo magnetico co–ruotano con la stella di neutroni fino ad una distanza tale che $R_L\omega = c$. La zona entro cui le linee di forza coruotano è il *cilindro di luce*. Le linee di forza che co–ruotano con la stella, sono linee chiuse, e proprio per tale motivo le particelle rimangono intrappolate; viceversa le linee di forza che non co–ruotano con la stella sono aperte e le particelle possono uscire. Il flusso di particelle è concentrato entro un cono, con una certa apertura rispetto all'asse magnetico, che prende il nome di *cono luce*. L'emissione uscente da tale zona, da origine, con *l'effetto faro*, alla pulsazione.

Il modello del *rotatore obliquo* prevede che la stella rotante abbia un campo magnetico con l'asse inclinato di un certo angolo rispetto all'asse di rotazione; nel caso più semplice il campo si ritiene bipolare, in realta questo varrebbe se la stella si trovasse nel vuoto, dal momento che il comportamento bipolare può essere più o meno alterato dalla presenza di un plasma più o meno denso nella magnetosfera.

Se indichiamo con $\vec{m_0}$ il momento magnetico della stella, e con α l'angolo che esso forma con l'asse di rotazione, la componente sul piano equatoriale $\vec{m}$ sarà dato da $\vec{m_0}\sin\alpha$. In seguito alla rotazione della pulsar questo dipolo magnetico $\vec{m}$ oscillerà e con esso oscillerà il campo $\vec{H}$. In seguito a questa oscillazione si produrrà una radiazione di dipolo magnetico emessa alla frequenza $\nu = \frac{\Omega}{2\pi}$, che prende il nome di onda di bassa frequenza.

La potenza irradiata dal dipolo magnetico è data dalla formula di Larmor:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{2}{3c^2}\left(\frac{d^2\vec{m}}{dt^2}\right)^2 = \frac{2\omega^4}{3c^3}(\vec{m_0}\mathrm{sin}\alpha)^2\,, \tag{1.2}$$

Se l'energia viene irradiata a spese dell'energia cinetica di rotazione $T = \frac{I\omega^2}{2}$, considerando la $\dot{T}$, possiamo scrivere:

$$\frac{2\omega^4}{3c^3}(\vec{m_0}\mathrm{sin}\alpha)^2 = \frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{dT}{dt} = -I\omega\dot{\omega} \tag{1.3}$$

dove I è il momento d'inerzia della stella.
Da cui si ricava:

$$\dot{\omega} = -\frac{2\omega^3}{3c^3}\frac{(\vec{m_0}\sin\alpha)^2}{I}\,. \tag{1.4}$$

Una relazione del tipo $\dot{\omega} \propto \omega^n$ (dove n è il *braking index o indice di frenamento*) è prevista anche da altri modelli; per esempio se la decelerazione è dovuta ad irraggiamento di onde gravitazionali ci si aspetta $n = 5$. Quindi una misura diretta di n è importante per discriminare fra i vari modelli.

Per farlo occorrerebbe misurare $\ddot{\omega}$ o $\ddot{P}$. In termini di velocità angolare o della frequenza $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$ si ha:

$$n = \frac{\omega\ddot{\omega}}{\dot{\omega}^2} = \frac{\nu\ddot{\nu}}{\dot{\nu}^2} = 2 - \frac{P\ddot{P}}{\dot{P}^2}\,, \tag{1.5}$$

1.3 Parametri osservativi e dedotti

Gold aveva messo in evidenza che se il modello a stella neutronica rotante da lui proposto corrispondeva alla realtà, il periodo delle pulsar avrebbe dovuto mostrare un sensibile e progressivo allungamento. L'allungamento progressivo venne rilevato nel periodo delle altre pulsar scoperte, rivelandosi, un fenomeno generale e caratterizzante. Inizialmente quindi una pulsar è più rapida, libera un maggior flusso di energia rotazionale e rallenta più rapidamente. Assumendo che una pulsar, nata con un periodo iniziale P_i, evolva secondo una legge di potenza del tipo $\dot{P} = kP^n$, dove k è una costante ed n è il braking index e assumendo che abbia un campo magnetico costante, si ha che:

$$\tau_{vera} = \frac{P}{(n-1)\dot{P}}\left[1 - \left(\frac{P_i}{P}\right)^{n-1}\right]\,, \tag{1.6}$$

quindi $\tau = \frac{P}{2\dot{P}}$ è una buona approssimazione dell'età vera se $n = 3$ e $P \gg P_i$.

I due osservabili P e di $\dot{P}$ consentono di stimare l'intensità del campo magnetico superficiale con la seguente:

$$B_0 = \sqrt{\frac{3Ic^3}{8\pi a^6}P\dot{P}} \tag{1.7}$$

dove a è il raggio della stella, ed I è il momento d'inerzia.

Altri osservabili sono la misura di dispersione (vedi §1.5), che consente di ricavare una stima della distanza, e la densità di flusso,

$$S(\nu) = \frac{L(\nu)}{4\pi d^2}\ \text{watt Hz}^{-1}\text{m}^{-2} \tag{1.8}$$

che permette di trovare l'indice spettrale. L'unità di misura del flusso è il *Jansky* (Jy) che vale 10^{-26} watt $\text{Hz}^{-1}\text{m}^{-2}$. Altri osservabili sono la larghezza di banda di decorrelazione e il tempo di caratteristico di scintillazione, da cui si ricavano la velocità trasversale della pulsar e C_N^2, cioè l'indice spettrale associato alla legge di potenza delle fluttuazioni spaziali della densità elettronica del mezzo interstellare.

1.4 Il diagramma $P - \dot{P}$: evoluzione

Il periodo delle pulsar ha in genere una stabilità elevatissima che permette di predire l'arrivo di un impulso anche a distanza di anni. Misurati con precisione adeguata, però, i periodi mostrano lente variazioni sistematiche, sempre positive. Fanno eccezione le pulsar in fase di accrescimento di massa e di momento angolare (pulsar che emettono in raggi X), in cui il periodo diminuisce.

Le pulsar normali hanno un tasso di rallentamento di $\approx 10^{-15}$ s s^{-1}, mentre le millisecond lo hanno $< 10^{-19}$ s s^{-1}. Un mezzo molto utile per evidenziare la distinzione tra queste due classi di pulsar è il diagramma $P - \dot{P}$ o $P - B$ (Fig. 1.1), in cui le pulsar normali occupano la parte in alto a destra del diagramma, le millisecond la parte in basso a sinistra.

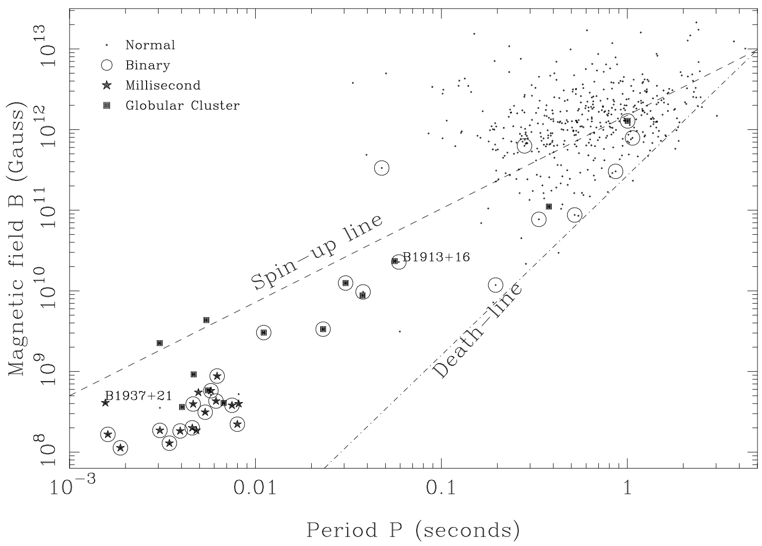

Figura 1.1: Diagramma $P - B$. Oltre alle pulsar ordinarie sono indicate le millisecond, le binarie e quelle in ammassi globulari.

Le differenze in P e $\dot{P}$ (parametri osservati) implicano differenze di età e di intensità di campo magnetico superficiale (parametri dedotti). Le pulsar nascono con periodi molto brevi, a seguito della conservazione del momento angolare, campi magnetici molto intensi ($\approx 10^{12} - 10^{13}$ G) ed alti valori di $\dot{P}$. Quindi finchè il campo magnetico rimane costante esse raggiungono il gruppo più rappresentativo del diagramma spostandosi verso destra e leggermente

verso il basso.
Alla decadenza dell'intensità del campo magnetico, con tempi dell'ordine di alcuni milioni di anni, corrisponde sempre un allungamento del periodo, ma anche un forte rallentamento della sua crescita.
Esse quindi piegano verso il basso attraversando una linea di valori, la *death line*, in corrispondenza della quale il meccanismo del rotatore perde la sua efficacia. I tempi di vita media delle pulsars sono quindi connessi con i tempi associati alla decadenza del campo magnetico ($\approx 10^6 - 10^7$ anni).

I periodi finali vanno da alcuni decimi di secondo ad alcuni secondi. Le millisecond sono stelle che accrescendo massa da una stella compagna, attraverso il punto lagrangiano interno, diminuiscono il periodo e si spostano verso sinistra nel diagramma fino ad un punto che rappresenta il suo periodo minimo di rotazione.
In questa parte del diagramma abbiamo valori dell'ordine di 10^8 G per il campo magnetico e di 10^{-19} per $\dot{P}$. Il meccanismo del rotatore riprende a funzionare e la pulsar si sposta nuovamente a destra con una "velocità" più bassa visto che il campo magnetico e le variazioni del periodo sono minori.

1.5 Misura di dispersione e distanza

Le misure dirette delle distanze delle pulsar sono difficili da ottenere.
Ci sono tre tecniche di base: assorbimento da idrogeno neutro, parallassi trigonometriche (misurate con tecniche interferometriche o cronometriche) e associazioni con oggetti di distanza conosciuta (SNR, ammassi globulari, nubi di Magellano). In assenza di misure dirette, le distanze della maggior parte delle pulsar possono essere valutate con un effetto conosciuto come *dispersione dell'impulso*.

La costante dielettrica per un'onda elettromagnetica di pulsazione $\omega = 2\pi\nu$ che attaversa un mezzo ionizzato costituito da elettroni liberi è data da:

$$\epsilon_r \simeq 1 - \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e \omega^2} \tag{1.9}$$

per cui possiamo scrivere che l'indice di rifrazione è dato da:

$$n_r \equiv \sqrt{\varepsilon_r} \simeq \sqrt{1 - \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e \omega^2}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2}\,. \tag{1.10}$$

La quantità:

$$\nu_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}} = 9.1 \times 10^3 \sqrt{n_e}\ (\mathrm{Hz}) \tag{1.11}$$

è detta *frequenza di plasma*. Per $\nu < \nu_p$ l'indice di rifrazione diventa immaginario. Per $\nu > \nu_p$ possiamo ricavare la velocità di propagazione dell'onda nel mezzo. Distinguiamo fra *velocità di fase* data da:

$$v_f = \frac{c}{n_r} = \frac{c}{\sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2}} \tag{1.12}$$

che è sempre $> c$, e *velocità di gruppo* data da:

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = c \times n_r = c \times \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2} = \frac{c^2}{v_f} \tag{1.13}$$

che è sempre $< c$. La velocità di gruppo è quella con cui viaggia un pacchetto d'onda e con cui si propaga l'energia, ed è quindi quella che rappresenta il caso fisico.

Le frequenze tipiche della radioastronomia sono sempre assai maggiori della frequenza di plasma del mezzo interstellare ($\nu \gg \nu_p$), per cui la velocità di gruppo si può riscrivere, sviluppando in serie:

$$v_g \approx c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2 \right] . \tag{1.14}$$

Il tempo $T_a(\nu)$ che l'onda impiega ad attraversare una distanza d è data da:

$$T_a(\nu) = \int_0^d \frac{\mathrm{d}s}{v_g} \approx \int_0^d \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2 \right] \frac{\mathrm{d}s}{c} = \frac{d}{c} + \frac{1}{2} \frac{e^2}{\pi m_e \nu^2} \int_0^d n_e \mathrm{d}s \tag{1.15}$$

Il tempo di attraversamento dipende quindi dalla frequenza della radiazione e dalle caratteristiche del mezzo. Queste sono espresse, in forma integrata, dalla quantità:

$$\mathrm{DM} = \int_0^d n_e \mathrm{d}s \tag{1.16}$$

che è chiamata *misura di dispersione* con unità di misura pc cm^{-3}.

La figura 1.2 mostra l'effetto della dispersione osservato per la pulsar Vela alla frequenza di 436 MHz ($\lambda \simeq 70$ cm).

È quindi evidente che se si conosce la densità media degli elettroni lungo la linea di vista, fra noi e la pulsar, si ricava una stima della distanza dal rapporto $\frac{\mathrm{DM}}{n_e}$. La differenza in tempo nell'arrivo di un segnale osservato a due frequenze diverse è data da:

$$\Delta T = T_{a1} - T_{a2} = \mathrm{DM} \frac{e^2}{2\pi m_e} \left(\frac{1}{\nu_1^2} - \frac{1}{\nu_2^2} \right) \tag{1.17}$$

da cui si determina la DM.

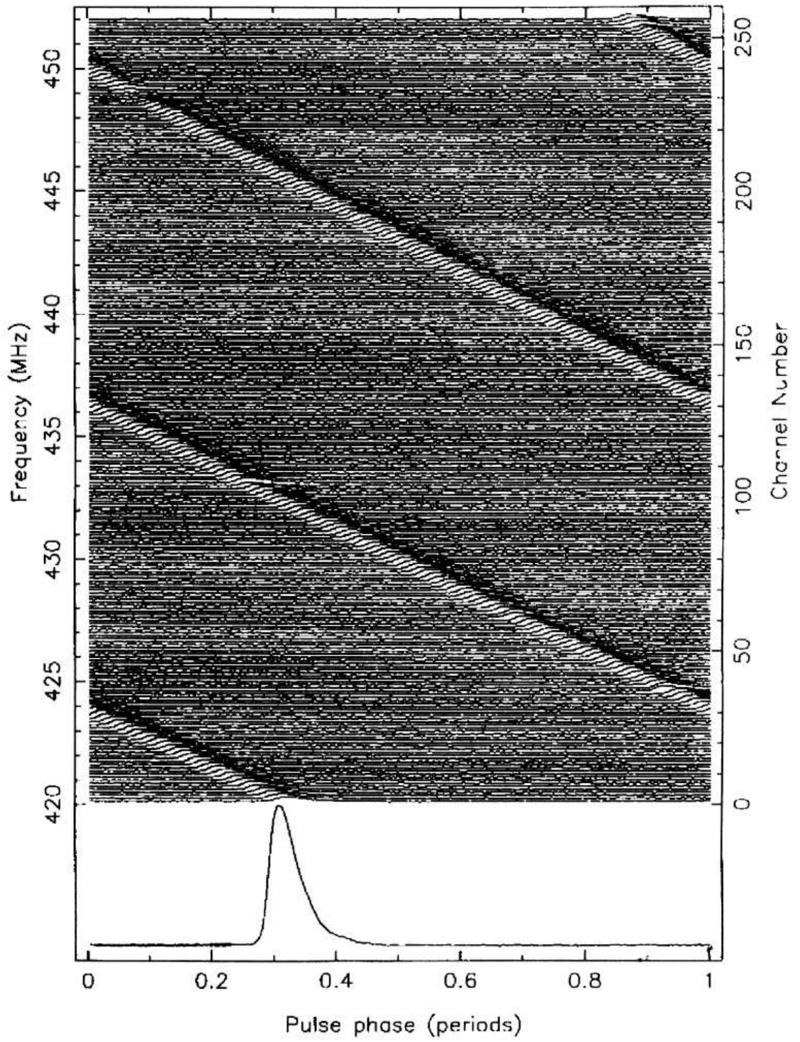

Figura 1.2: Effetto della dispersione sugli impulsi della Vela pulsar (Manchester et al. 1996). DM=68 pc cm^{-3}; la banda passante è di 32 MHz centrata su 436 MHz.

1.6 Velocità spaziali: metodi di misura di $V_{\perp}$

Le pulsar sono oggetti aventi velocità relativamente alte, con componenti trasversali che hanno un valore medio dell'ordine di 200 Km s^{-1}.

Esistono tre tecniche per stimare le velocità spaziali delle pulsar:

- misure interferometriche,
- misure di *timing*,
- misure di scintillazione interstellare (ISS).

La prima tecnica misura il moto trasversale angolare della pulsar nel cielo, rispetto ad un insieme di sorgenti di riferimento. Questo è convertito in velocità, avendo una stima della distanza.

Il moto proprio delle pulsar può essere ottenuto da osservazioni di *timing* effettuate in un intervallo sufficientemente lungo di tempo. La velocità da moto proprio di una pulsar è data da:

$$V_{\rm pm} = 4.74\,\mu D \text{ km s}^{-1} \tag{1.18}$$

dove μ è il moto proprio totale (in mas yr^{-1}) e D è la distanza della pulsar (in kpc).

La tecnica delle misure da (ISS) si basa su una stima della velocità trasversa della pulsar dalla velocità del pattern di scintillazione. La velocità da scintillazione è data da (Gupta 1994):

$$V_{iss} = 3.85 \times 10^4 \frac{\sqrt{\nu_{d,\rm MHz} D_{\rm kpc} x}}{f_{\rm GHz} t_{d,\rm s}} \text{ km s}^{-1} \tag{1.19}$$

dove $\nu_{d,\rm MHz}$ è la larghezza di banda di decorrelazione, D è la distanza della pulsar, $f_{\rm GHz}$ è la frequenza di osservazione, e $t_{d,\rm s}$ è il tempo caratteristico di scintillazione.

La caratteristica che le pulsar hanno velocità di gran lunga superiori a quelle associate alle stelle ordinarie, è stata notata sin dalla loro scoperta (Minkowski 1970; Trimble 1971).

Una possibilità è data dalla scissione di una binaria (Gott, Gunn e Ostriker 1970; Iben e Tutukov 1996), con produzione di una stella avente velocità spaziale dipendente dalla velocità orbitale.

Un'altra possibilità, la più accreditata, è che la pulsar abbia acquistato velocità dal collasso asimmetrico di una supernova. Risulta che le pulsar più giovani hanno mediamente velocità più elevate di quelle vecchie; ciò non dipende da un rallentamento con l'età, ma da un effetto di selezione.

La distinzione tra le velocità delle pulsar ordinarie e le MSP è evidente osservando gli istogrammi di Fig. 1.3.

Delle 23 MSP rappresentate, molte hanno velocità associate inferiori a 130 km s^{-1}, con una media di 85 ± 13 km s^{-1}; le velocità delle pulsar ordinarie sono mediamente più alte, raggiungendo valori fino ad un migliaio di km s^{-1}. Inoltre le millisecond binarie hanno mediamente velocità più alte rispetto a quelle isolate.

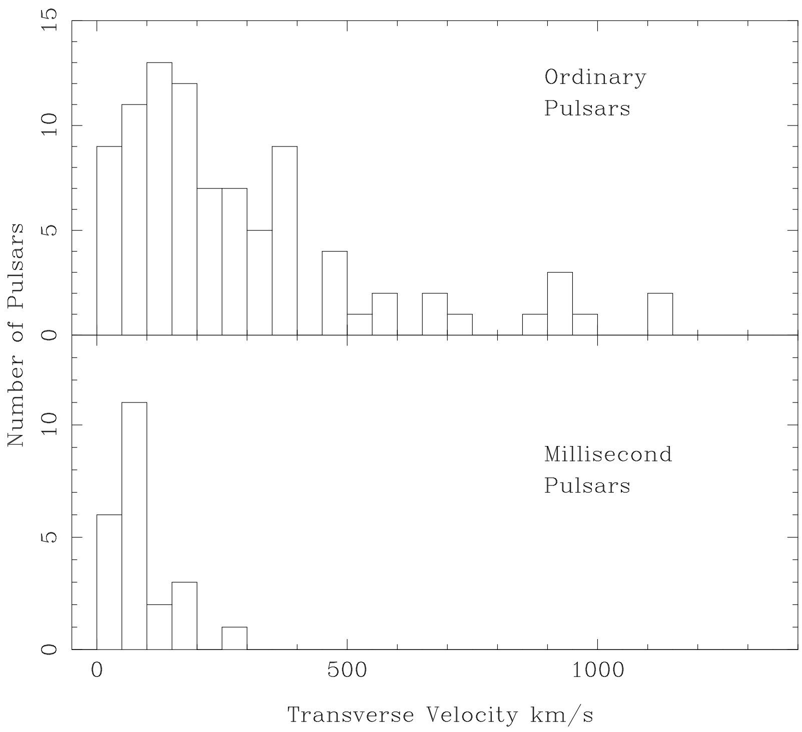

Figura 1.3: Istogrammi delle velocità trasversali di 89 pulsars ordinarie (P > 20 ms) e 23 millisecond pulsars. La velocità trasversale media per le MSP è $85{\pm}13\ \mathrm{km\,s^{-1}}$, approssimativamente un fattore 4 più piccolo di quello associato alle velocità medie delle pulsar ordinarie. Un test di Kolmogorov–Smirnov mostra che la probabilità che queste velocità derivino dalla stessa distribuzione è $< 10^{-5}$ (Toscano et al. 1999).

Capitolo 2

Il profilo d'impulso

2.1 Impulsi singoli e doppi

Il profilo dell'impulso non è altro che la rappresentazione grafica dell'intensità del flusso radio in funzione del tempo. L'intervallo temporale fra due impulsi successivi, o periodo, varia da un minimo di qualche millesimo di secondo fino ad alcuni secondi. Gli impulsi hanno tipicamente durata pari ad alcuni centesimi del periodo. Se osservati con strumenti ad alto potere risolutivo temporale spesso presentano più picchi detti *subimpulsi*.

I singoli impulsi che si succedono possono variare sensibilmente d'intensità, di profilo ed anche, entro ristretti limiti, di fase.
Il profilo integrato, ottenuto sommando in modo sincrono un numero sufficientemente grande di impulsi successivi, è tuttavia molto stabile, per ogni pulsar, su scale di tempo dell'ordine delle ore. Esso può presentare uno o più picchi, da due, caso più comune, a cinque, caso assai raro. La figura 2.1 mostra come le MSP sembrano avere preferibilmente 3 o più componenti mentre le pulsar "standard" presentano una fenomenologia più continua con un gran numero di profili con 1 o 2 componenti.

La diversità del profilo da una pulsar ad un'altra dipende dalla diversa struttura fisico–geometrica della calotta emittente e da come la linea visuale, per effetto della rotazione, seziona tale calotta. La radiazione delle pulsar risulta fortemente polarizzata; per avere l'intensità totale è necessario ricevere separatamente e contemporaneamente le onde radio in due modi ortogonali tra loro e poi sommare le due intensità. Il piano di polarizzazione ruota progressivamente all'interno dell'impulso, ruotando in qualche caso fino a 180°. Ciò dipende dalla variazione dell'angolo di posizione del piano contenente l'asse magnetico e la linea visuale.

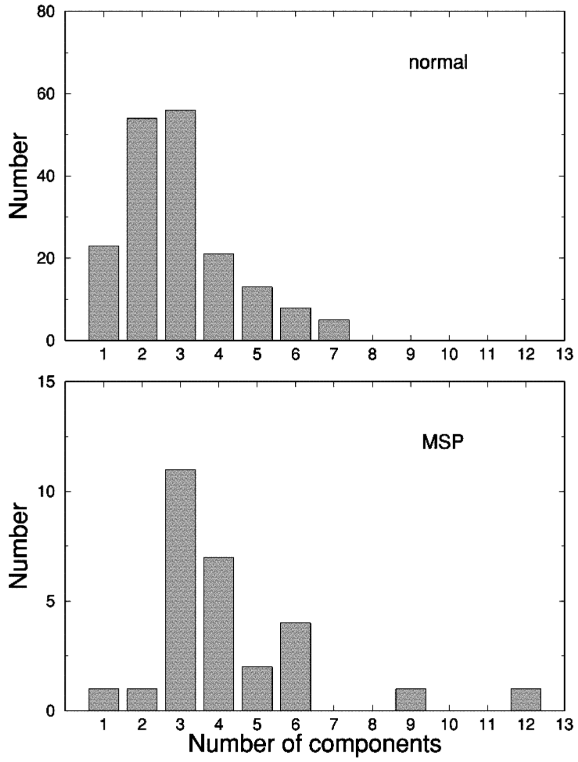

Figura 2.1: La complessità dei profili per pulsar "standard" e millisecondo, espresse dal numero di componenti in ciascun profilo (Kramer et al. 1998).

La misura della variazione progressiva dell'angolo di posizione, messa in relazione alla larghezza dell'impulso come frazione del periodo, può consentire di stabilire l'angolo di sezionamento e l'obliquità. In generale lo studio delle variazioni dei parametri polarimetrici durante l'impulso, consente di ricavare informazioni sulla struttura fisico–geometrica della regione di emissione.

2.2 'Core', 'Conal', 'Complessi'

Il rapporto fra l'angolo solido delimitato dal cono e l'angolo solido totale ci da il *beaming factor*; è evidente che tanto maggiore è mediamente tale fattore tanto maggiore è la probabilità che le pulsar siano osservabili. Esso viene determinato in base alla durata, in fase, dell'impulso ed a misure polarimetriche. Ammettendo che il cono sia circolare sono stati dedotti valori tra 0.1 e 0.3 con indicazione di una diminuzione al crescere del periodo.

Ci sono indicazioni che il cono è circolare se gli assi rotazionale e magnetico sono allineati e diventa sempre più schiacciato nella direzione del meridiano col crescere dell'angolo fra questi assi. Un modello consistente è stato presentato da Lyne e Manchester (1988), basato su lavori di Rankin (1983). Gli elementi essenziali di questo modello sono:

1. Il fascio radio è emesso da ciascuno dei due poli, radialmente, con un angolo dell'ordine di $10°$.
2. L'asse del dipolo può essere allineato a qualunque angolo con l'asse di rotazione; c'è la tendenza per il campo magnetico ad allinearsi con l'asse di rotazione su tempi scala dell'ordine di $5 \cdot 10^6$ anni, che è il tempo caratteristico di decadimento del campo magnetico.
3. Il beam è conico, con una larghezza totale che diminuisce al crescere della frequenza. In particolare ad alte frequenze, l'emissione è spesso concentrata sulla parte esterna del cono; ci possono essere anche componenti di emissione dall'interno del cono: questi possono riempire più o meno i doppi profili, a volte con la formazione di profili con tre, quattro o cinque componenti. Quindi la forma del profilo dipende dall' *impact parameter*, e dalla forza relativa delle varie componenti.
4. L'indice spettrale varia regolarmente dal centro alla periferia del cono: così che la regione centrale o core e relativamente più forte alle basse frequenze. Questa differenza nell'indice spettrale è più marcata nelle pulsar con i periodi corti.
5. La polarizzazione lineare varia scorrendo il profilo.
6. La polarizzazione circolare è osservata quando la linea di vista interseca le vicinanze del polo magnetico.

Rankin (1983, 1986) ha proposto che il beam medio delle pulsars è composto da un beam associato al core, circondato da due beam conali. Il suo modello è basato su un'analisi della morfologia e delle proprietà di polarizzazione e spettrali delle componenti del profilo.

Questo modello ha ricevuto ulteriore supporto dai calcoli degli angoli di apertura dei differenti beam, ricavati dalle misure delle larghezze dell'impulso (Rankin 1990; 1993; Gil, Kijak e Seiradakis 1993; Kramer 1994).
Secondo Rankin è possibile distinguere la componente di nucleo dalla zona conale non soltanto dalla relativa posizione all'interno dell' impulso, ma anche dal loro differente grado di polarizzazione.

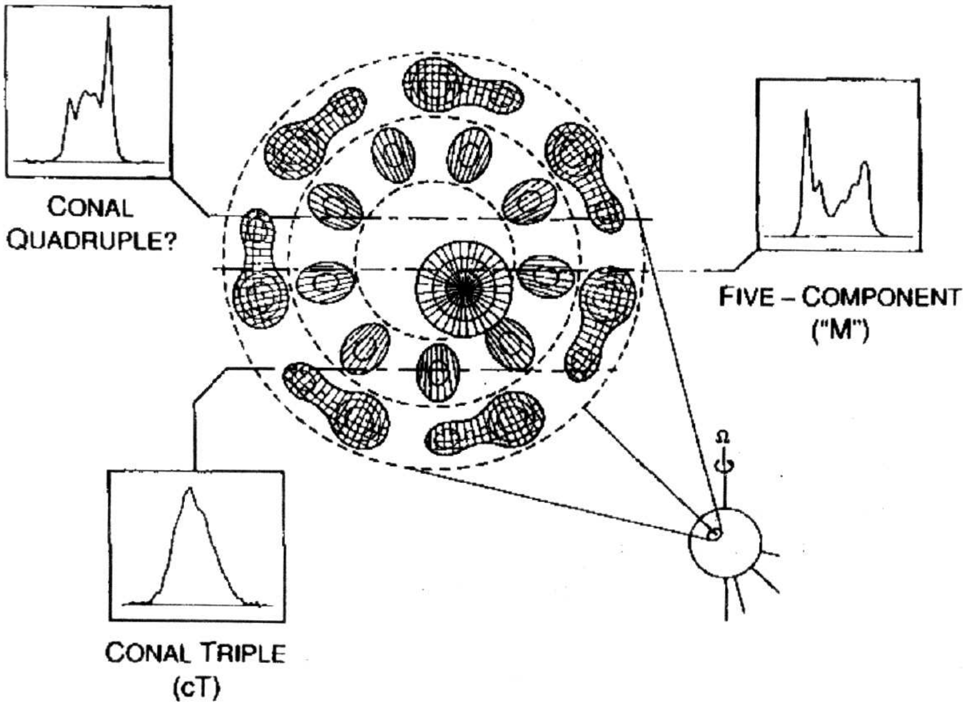

Figura 2.2: Diagramma schematico che mostra alcune forme possibili di profilo prodotte da una geometria di emissione costituita da due zone di emissione conale ed una di emissione dal *core beam*. In aggiunta ai profili a 5 componenti (M), possono essere prodotti profili interamente conali con 3 o 4 componenti (Rankin 1993).

Le componenti conali mostrano solitamente un grado relativamente alto di polarizzazione lineare con un'oscillazione normale dell'angolo di posizione che segue il modello del vettore rotante (RVM, Radhakrishnan e Cooke 1969). Nelle componenti nucleari prevale la polarizzazione circolare.

Dall'analisi delle proprietà di un gran numero di pulsars Rankin (1983) distingue diverse categorie di profili d'impulso:

- Multipli (che comprendono i profili (M, con 5 componenti (una centrale e 4 conali)), i profili quadrupli (Q, con 4 componenti conali) e i *conal–triple* (cT, con tre componenti conali)),
- Tripli, con una componente dal *core* e due conali,
- *conal double* (D, con due componenti conali),
- *conal single* (S_d, una componente conale),
- *core single* (S_t, una componente da *core*).

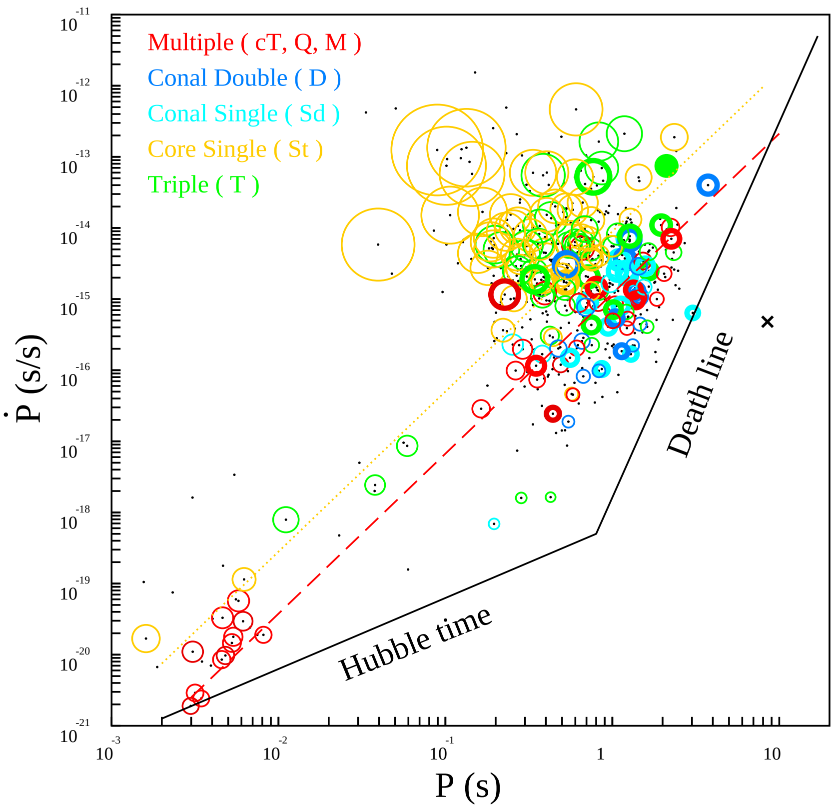

Figura 2.3: Diagramma P–$\dot{P}$ per 539 pulsar con $\dot{P}$ positivo conosciuto. Sono rappresentate 182 pulsars, la cui la classificazione è definita, con dei cerchi, le cui dimensioni sono legate al parametro di complessità (Gil e Sendik 2000).

Le pulsar con i vari tipi di profili sono collocate in diversi punti del diagramma P–$\dot{P}$.

Nella figura 2.3 le dimensioni dei cerchi sono proporzionali al parametro di complessità $a = \frac{r_p}{h}$ dove r_p è il raggio della cappa polare che è dell'ordine del centinaio di metri ed h rappresenta le dimensioni medie delle *sparks*, micro-costituenti aventi dimensioni di 15–20 m (Gil e Sendyk 2000).

2.3 Dipendenza dalla frequenza

La forma e la larghezza di tutti i profili integrati variano sensibilmente se osservati a frequenze diverse. Le differenze nella forma sono attribuibili alle differenze nell'indice spettrale tra le varie componenti.
Le differenze nella larghezza sono in alcuni casi dovuti all'aggiunta o alla perdita di componenti esterne, c'è comunque in aggiunta un'espansione generale di tutto il pattern a frequenze più basse. La definizione dello spettro dell'emissione radio degli impulsi è complicato dal fatto che l'ampiezza

dell'impulso è fortemente variabile. Considerando gli impulsi medi si trova che l'indice spettrale è molto ripido, tipicamente compreso tra 1 e 3 ($S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$) con un valore mediano di $\alpha \sim 1.5$. Gli spettri radio sono quindi ripidi, anche se spesso si appiattiscono o si invertono alle basse frequenze. Vi è una differenza nell'indice spettrale tra le componenti interne ed esterne, così che in un profilo triplo, come nella PSR B2045−16, le componenti esterne possono essere evidenti ad alte frequenze e praticamente non si vedono a basse frequenze. Malgrado tutti questi cambiamenti, lo spostamento dell'angolo di posizione nella polarizzazione lineare segue lo stesso modello a tutte le frequenze, e fornisce la chiave per la comprensione della geometria delle regioni di emissione. Nella figura 2.4 sono mostrati i profili di due pulsar al millisecondo (MSP) isolate: J1744−1134 e J1024−0709; nella figura 2.5 quelli di due MSP binarie con ($P < 10$ ms): J0437−4715 e J1713+0747.

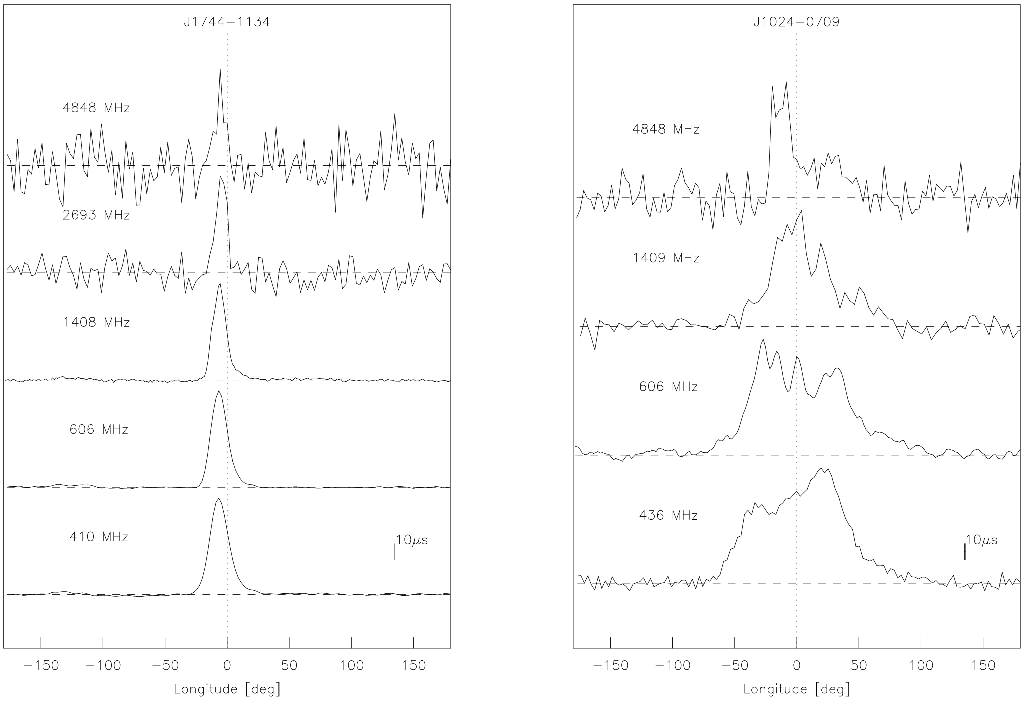

Figura 2.4: Nel grafico di sinistra sono mostrati i profili della pulsar isolata PSR J1744−1134 a differenti frequenze. Il profilo a 410 MHz è stato tratto da Bailes et al (1997), e il profilo a 606 MHz da Stairs et al. (1999). Nel grafico di destra sono mostrati i profili della pulsar isolata PSR J1024−0709. Il profilo a 436 MHz è tratto dal database EPN. (Kramer et al. 1999.)

Notiamo che il profilo di PSR J1744−1134 cambia pochissimo tra 410 e 4848 MHz, anche se il rapporto S/N impedisce un'indagine dettagliata ad alta frequenza. Ciò è consistente con il precursore che è rivelato a 410, 606 e 1408 MHz, localizzato attorno a 130° dal centro dell'impulso. In netto contrasto, il profilo della PSR J1024−0709 cambia drasticamente con la frequenza, come è visibile dalla inversione del rapporto dell'ampiezza delle componenti. La componente centrale visibile a basse frequenze si indebolisce ad alte frequenze, in modo che rimane solo una coda a 4.9 GHz.

Il profilo di PSR J0437−4715 (vedi Fig. 2.5) si sviluppa con la frequenza in maniera differente rispetto alle pulsars normali.

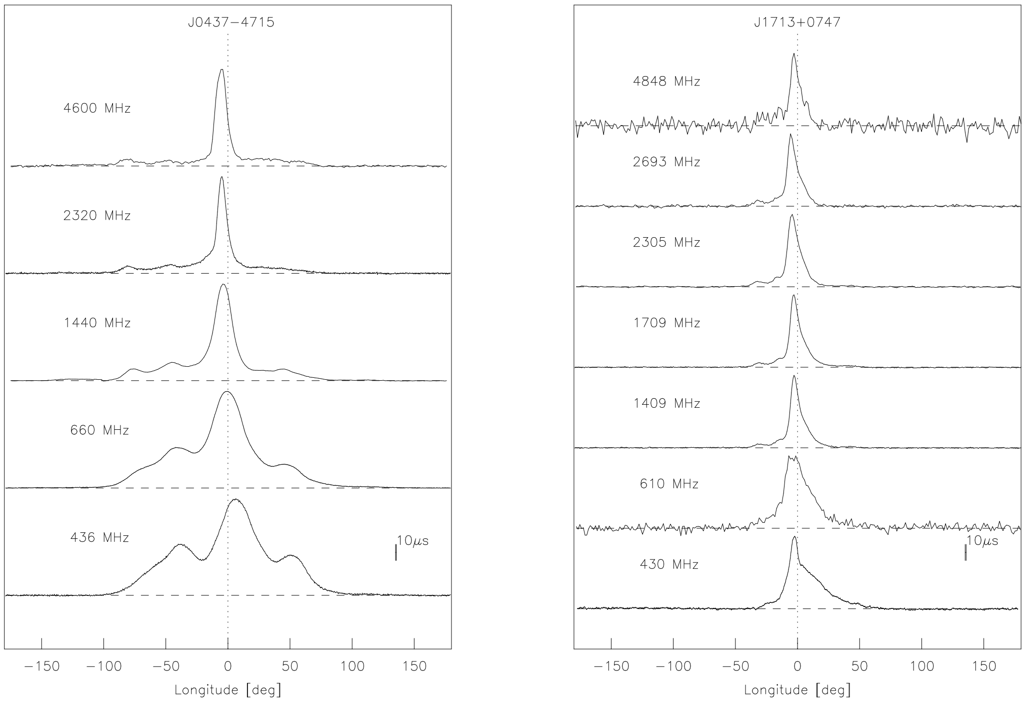

Figura 2.5: Nel grafico di sinistra sono mostrati i profili della pulsar binaria PSR J0437−4715 a diverse frequenze (Manchester e Johnston 1995 e Bell et al. 1997). Nel grafico di destra sono mostrati i profili della pulsar binaria PSR J1713+0747. I profili a 430 e 2305 MHz sono tratti da Foster, Wolszczan e Camilo (1993), quello a 610 MHz da Stairs et al. (1999) (Kramer et al. 1999).

Nelle pulsar normali le componenti conali esterne diventano più forti con l'aumento della frequenza paragonate alla componente centrale (Rankin 1983; Lyne e Manchester 1988), in contrasto, nel caso di PSR J0437−4715 il rapporto d'ampiezza del core centrale rispetto alle componenti conali aumenta da 2 a 0.4 GHz passando da 13 a 4 GHz. Il profilo della PSR J1713+0747 mantiene una alta asimmetria alle diverse frequenze. La coda che è molto pronunciata a bassa frequenza, diventa più debole e quasi inosservabile ad alte frequenze.

2.4 Pulsar peculiari: 'pulse nulling', 'mode changer', 'giant pulse'

Fissata una frequenza di osservazione, l'intensità dei successivi impulsi appare variabile nel tempo. Alcune pulsar presentano fluttuazioni d'intensità pressochè periodiche, altre fluttuazioni assai irregolari; comune è il fenomeno dell'azzeramento (*nulling*): per un certo tempo l'intensità va a zero o comunque resta al di sotto la soglia di rivelazione. Il fenomeno del nulling sembra essere una caratteristica delle pulsar più vecchie. La maggior parte di loro si trovano nel diagramma P–$\dot{P}$ vicino alla "death line" (Ritchings 1976); le pulsar che si avvicinano a questa linea di valori sono vicine alla fine della loro vita attiva.

Una naturale interpretazione è che l'emissione delle pulsar cessi a questo stadio dal momento che la percentuale di tempo nello stato di nulling diventa progressivamente più ampio. La lunghezza dell'azzeramento e l'intervallo fra le sue apparizioni, varia aleatoriamente attorno a valori caratteristici. Per alcune pulsar sono nulli due o tre impulsi ogni centinaio di impulsi (Backer 1970), mentre per altre lo stato può durare molti minuti. Gli impulsi quando riappaiono, risultano perfettamente in fase; ciò mostra che la struttura media della regione di emissione rimane la stessa.

Il *mode changing* è una caratteristica di molte pulsar, in cui il profilo integrato oscilla fra due o tre differenti forme. I profili associati a emissione di core mostrano una bassa propensione a produrre mode changing. Si può dire comunque che il mode changing e le nulling non sono esclusivamente associati nè a emissione conale nè a core, piuttosto forniscono una importante relazione fra i due meccanismi di radiazione.

Impulsi di intensità fino ad una decina di volte (o più) quella media non sono rari; nella pulsar del Granchio è *gigante* un impulso su 40. Il fenomeno si manifesta sia per l'impulso primario che secondario; non si verifica però negli impulsi ottici, X e γ. Hankins e Rickett (1986) hanno mostrato che gli impulsi giganti sono molto corti, tipicamente durano 100 μs o meno. Gli impulsi giganti si osservano solo sotto i 500 MHz.

2.5 Dipendenza della larghezza dell'impulso da periodo ed età

La larghezza osservata dell'impulso dipende fortemente dall'angolo di inclinazione fra l'asse magnetico e l'asse di rotazione della pulsar, e dal parametro d'impatto. Quindi la larghezza dell'impulso non ci dà una buona stima delle vere dimensioni del beam d'emissione, dal momento che queste sono influenzate dalla geometria di osservazione. Generalmente i profili osservati delle MSP hanno un duty cycle tipico più largo rispetto a quello associato alle pulsar ordinarie. La Fig. 2.6 dà l'andamento della larghezza del profilo, misurato al 10% dell'intensità, in funzione del periodo dell'impulso.

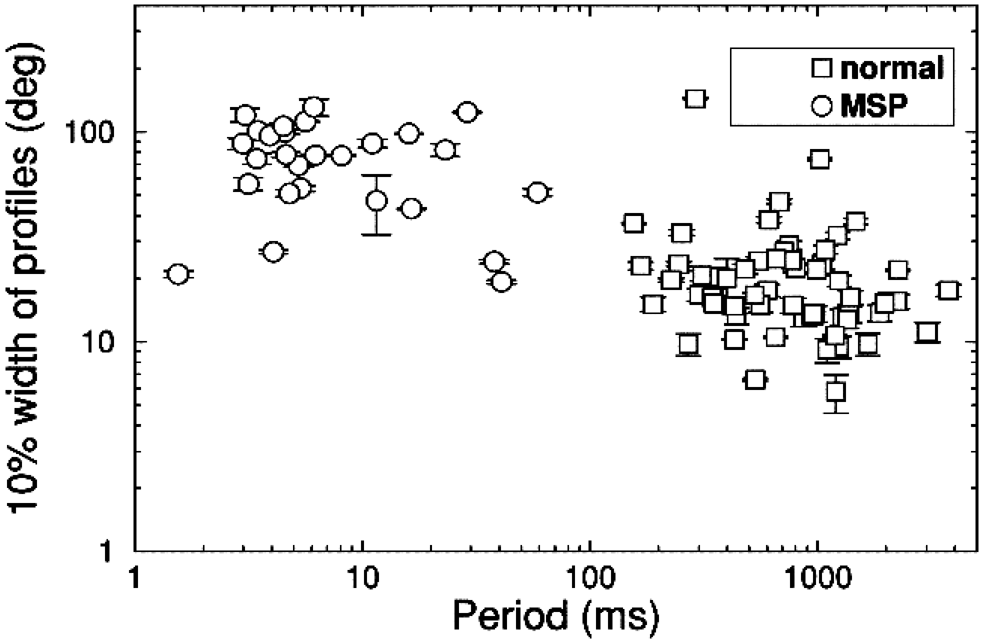

Figura 2.6: Larghezza del profilo in funzione del periodo per un campione di pulsars e MSP (Kramer et al. 1998).

Capitolo 3

Il mezzo interstellare

3.1 Dispersione (scattering) nell'ISM

3.1.1 Lo spettro della densità elettronica

Abbiamo visto che la misura di dispersione:

$$\mathrm{DM} \equiv \int_0^d n_e \mathrm{d}s \tag{3.1}$$

è una quantità direttamente osservabile; la fisica dello scattering interstellare dei segnali radio risulta molto più complessa. Gli osservabili rilevanti sono: l'allargamento angolare di una immagine θ_s, l'allargamento temporale di un impulso τ_s, e la larghezza di banda caratteristica della scintillazione diffrattiva $\Delta\nu$. Tutte e tre le quantità sono legate alla misura di scattering, SM, definita da:

$$\mathrm{SM} \equiv \int_0^d C_N^2 \mathrm{d}s \tag{3.2}$$

dove C_N^2 è l'indice spettrale associato alla legge di potenza delle fluttuazioni spaziali della densità elettronica del mezzo interstellare (ISM) definito come (Cordes, Weisberg e Boriakoff 1985; Cordes 1986):

$$C_N^2 = 0.002\ \nu^{11/3}\ D^{-11/6}\ \Delta\nu_d^{-5/6} \tag{3.3}$$

dove ν è espresso in GHz, D in kpc e $\Delta\nu_d$ in MHz. Per linee di vista attraverso il mezzo interstellare locale, il valore tipico di $\log(C_N^2)$ è -3.5. Valori maggiori indicano la presenza di livelli di turbolenza maggiore.

La misura di scattering è legata, per le sorgenti galattiche, all'angolo θ_s dalla seguente espressione (Taylor e Cordes 1993):

$$\mathrm{SM} = \left(\frac{\theta_s}{71\ \mathrm{mas}}\right)^{\frac{5}{3}} \nu_{\mathrm{GHz}}^{\frac{11}{3}} \tag{3.4}$$

dove ν_{GHz} è la frequenza di osservazione in GHz, e l'esponente è quello associato ad uno spettro di Kolmogorov (Cordes 1993).

L'allargamento temporale degli impulsi delle pulsar è legato alla SM da:

$$\mathrm{SM} = 292\left(\frac{\tau_s}{d_{\mathrm{kpc}}}\right)^{\frac{5}{6}} \nu_{\mathrm{GHz}}^{\frac{11}{3}} , \tag{3.5}$$

con l'allargamento τ_s in secondi e la distanza d_{kpc} in kpc.

La radiazione elettromagnetica proveniente da una radiosorgente galattica attraversa mezzi con diverso grado di ionizzazione: il mezzo interstellare, il mezzo interplanetario, ed infine la troposfera e la ionosfera terrestri.
Il fronte d'onda piano emesso da una sorgente, interagisce con le fluttuazioni di densità presenti nel mezzo interstellare subendo una variazione di fase che si manifesta con la formazione, sul piano dell'osservatore, di una figura di diffrazione. Si formano quindi variazioni spaziali nel flusso ricevuto, che possono essere osservate come scintillazione temporale se vi è moto della sorgente, l'osservatore, o il mezzo scatterante.

Le irregolarità possono essere caratterizzate da uno spettro di potenza spaziale $P_{3N}(\kappa)$ dove κ è il numero d'onda tridimensionale.
La formula che lo descrive è la seguente:

$$P_{3N}(\kappa) = C_N^2(r)(\kappa^2 + \kappa_{outer}^2)^{-\frac{\beta}{2}} e^{-\frac{\kappa^2}{\kappa_{inner}^2}} \tag{3.6}$$

dove il fattore $C_N^2(r)$, legato all'intensità delle fluttuazioni, è funzione della distanza, i numeri d'onda κ_{outer} e κ_{inner} sono i reciproci della scala superiore e inferiore delle fluttuazioni, e l'esponente β è uguale a 11/3 corrispondente ad uno spettro di Kolmogorov per le turbolenze in un gas neutro (Cordes et al. 1985; Narayan 1988). Per numeri d'onda compresi tra κ_{outer} e κ_{inner} la legge di potenza è data da:

$$P_{3N}(\kappa) = C_N^2(r)\kappa^{-\beta} \tag{3.7}$$

Assumiamo che la sorgente si trovi all'infinito, e che il mezzo turbolento tra la sorgente e l'osservatore sia schematizzato in uno schermo sottile, lo *scattering screen*, ad una distanza D dall'osservatore. Se il fronte d'onda ha ampiezza unitaria, e se $\varphi(x, y)$ è la variazione di fase introdotta dallo schermo alla posizione trasversa (x, y), allora l'ampiezza complessa dell'onda subito dopo aver attraversato lo schermo è $e^{[i\varphi(x,y)]}$. L'ampiezza $\psi(X, Y)$ ricevuta alla posizione (X, Y) sul piano dell'osservatore è data dall'integrale di di Fresnel–

Kirchhoff (Born e Wolf 1980):

$$\psi(X,Y) = \frac{e^{-\frac{i\pi}{2}}}{2\pi r_F^2} \iint exp\left[i\varphi(x,y) + \frac{i(x-X)^2+(y-Y)^2}{2r_F^2}\right] \mathrm{d}x\mathrm{d}y \ , \qquad (3.8)$$

$$r_F = \sqrt{\frac{\lambda D}{2\pi}} \ , \qquad (3.9)$$

dove λ è la lunghezza d'onda della radiazione ed r_F è la scala di Fresnel. Il secondo termine all'interno dell'esponenziale nella (3.8) rappresenta il contributo alla fase dovuto alla lunghezza di percorso dal punto (x,y) al (X,Y), nell'assunzione che $|x-X|$, $|y-Y| \ll D$.

In assenza di scattering $\varphi(x,y) = 0$, e la (3.8) dà $\psi(X,Y) = 1$. Nell'interpretazione di questo risultato si nota che l'integrando nella (3.8) ha ampiezza unitaria e una fase dipendente dalla posizione, e quindi l'integrale è dominato da regioni di fase stazionaria. Quando $\varphi(x,y) = 0$, la fase è stazionaria al punto di minima distanza, e l'integrale è dominato da una regione circolare di raggio $\sqrt{2r_F}$ attorno a questo punto. Questa zona del fronte d'onda, la prima zona di Fresnel, contribuisce coerentemente all'integrale, mentre le regioni esterne no. Avendo introdotto la lunghezza di scala r_F, introduciamo la scala diffrattiva r_{diff}; possiamo dunque definire due regimi di scattering, a seconda che l'indice di scintillazione è molto più piccolo o dell'ordine dell'unità (vedi Fig. 3.1). Generalmente a frequenze minori di alcuni GHz lo scattering

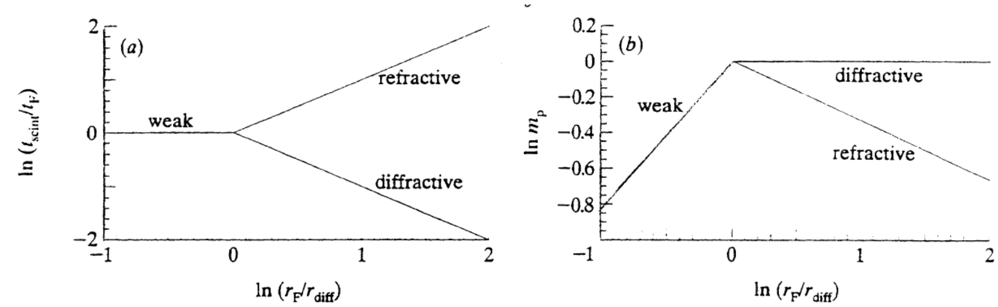

Figura 3.1: (a) Il tempo scala di scintillazione lungo l'asse verticale in funzione della forza dello scattering lungo l'asse orizzontale. Lo scattering debole è alla sinistra del diagramma ($r_{diff} > r_F$), lo scattering forte alla destra ($r_{diff} < r_F$). Nello scattering debole la scintillazione si presenta con un singolo tempo scala caratteristico, la scala di Fresnel, t_F, mentre nello scattering forte ci sono due generi di variabilità, la scintillazione diffrattiva e rifrattiva, con tempi scala distinti. (b) La variazione dell'indice di modulazione del flusso m_p in funzione della forza dello scattering. Le zone di transizione dove $r_{diff} \approx r_F$ non sono comunque attendibili (Narayan 1992).

è forte, mentre a frequenze superiori di 10 GHz è debole.

3.1.2 Scattering debole

Questo è il regime con $r_{diff} \gg r_F$. Le condizioni implicano che le fluttuazioni casuali all'interno della prima zona di Fresnel sono piccole. A causa di ciò, il concetto di base della zona di Fresnel sopravvive, e ci sono solo perturbazioni deboli nel fronte d'onda che arriva al piano dell'osservatore.

In questo regime di scattering, una sorgente puntiforme, mostra un'intensità di scintillazione caratterizzata da un indice ($\ll 1$) e da una scala temporale. Se vi è una velocità trasversale v tra mezzo scatterante e la linea di vista osservatore–sorgente, allora la scintillazione temporale può essere osservata con un tempo scala t_{scint} dato dal tempo di scala di Fresnel:

$$t_F = \frac{r_F}{v} \ , \tag{3.10}$$

si nota che la lunghezza di scala e il tempo di scala sono indipendenti dalla forza dello scattering. Le scale di scintillazione spaziale e temporale possono essere approssimate da (Rickett 1990):

$$r_f \equiv \left(\frac{L}{k}\right)^{0.5} \approx 1.2 \cdot 10^9 \sqrt{\frac{L_{\rm kpc}}{f_{\rm GHz}}} \ {\rm m}, \tag{3.11}$$

$$t_f \equiv \frac{r_f}{V} \approx 6.7 \sqrt{\frac{L_{\rm kpc}}{f_{\rm GHz}}} \left(\frac{50}{V_{\rm km\,s^{-1}}}\right) \ {\rm hr}, \tag{3.12}$$

dove $L_{\rm kpc}$ è la distanza effettiva attraverso il mezzo scatterante, k è il numero della radioonda alla frequenza $f_{\rm GHz}$, e V è la velocità della figura di diffrazione rispetto alla Terra. I pattern di scintillazione prodotti da una sorgente possono sovrapporsi se le dimensioni della sorgente sono maggiori di $\frac{r_{\rm weak}}{L}$, questa è la ragione per cui non tutte le radiosorgenti scintillano.

3.1.3 Scattering forte

L'indice di scintillazione, fissata una linea di vista, aumenta al crescere della lunghezza d'onda di osservazione e della distanza attraverso il mezzo interstellare fino a raggiungere il valore di saturazione $m \sim 1$. Le caratteristiche della scintillazione, a questo valore, subiscono una differenziazione: il pattern di diffrazione mette in evidenza due scale caratteristiche (vedi Fig. 3.2): una scala rifrattiva, s_r, ed una diffrattiva, s_d (Coles 1988; Rickett 1990), tali che:

$$s_d s_r \simeq r_F^2 \tag{3.13}$$

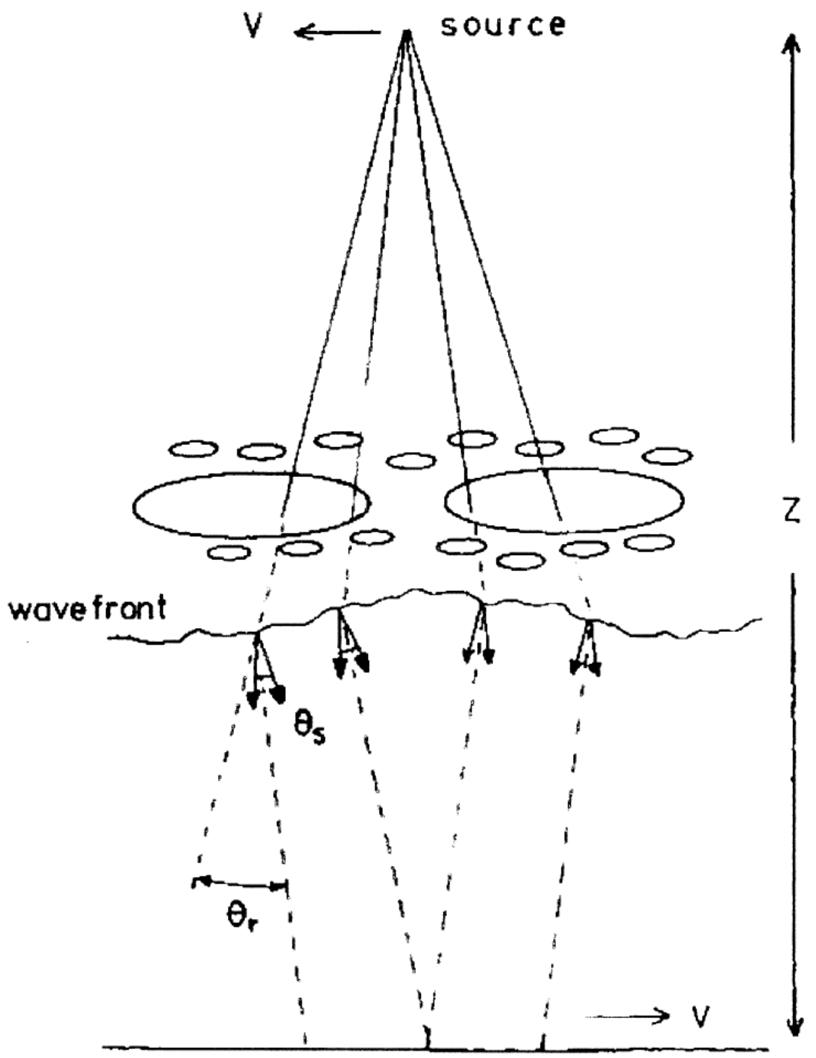

Figura 3.2: Effetti della rifrazione e diffrazione sull'emissione radio di una sorgente puntiforme. Lo schermo viene considerato a distanza intermedia tra sorgente e osservatore (Hewish 1980.)

3.2 Diffrazione e rifrazione

Per produrre scintillazione diffrattiva la radiazione, proveniente da una sorgente e diffusa dal mezzo interstellare, deve interferire coerentemente. La fase relativa delle onde che interferiscono è alterato da uno spostamento laterale pari alla scala di correlazione, che è definita dalla distanza tra due punti del fronte d'onda scatterato la cui differenza di fase è pari ad un radiante.

La scala diffrattiva è circa uguale alla scala di coerenza del campo, $s_d \simeq s_0$. Si può osservare scintillazione diffrativa se il diametro angolare della sorgente risulta:

$$\theta_{int} \leq \theta_d = \frac{s_d}{L} \simeq \frac{s_0}{L} \tag{3.14}$$

la variazione temporale dell'intensità dovuto al moto della linea di vista rispetto allo schermo, avviene con un tempo scala caratteristico:

$$t_d = \frac{s_0}{v} \, . \tag{3.15}$$

Lungo linee di vista ad elevata latitudine galattica si ha che $s_0 \approx 10^4 \nu_{\mathrm{GHz}}^{6/5}$ km a cui corrisponde un angolo θ_d dell'ordine di qualche μarcsec. Solo le pulsar hanno delle dimensioni angolari tali da consentire un irraggiamento altamente coerente da produrre scintillazione diffrattiva.

Le fluttuazioni di densità sono presenti su scale molto più grandi della scala di Fresnel. Avendo definito una scala di correlazione, si può definire un angolo di scattering θ_s:

$$\theta_s = \frac{\lambda}{2\pi s_0} \tag{3.16}$$

Una sorgente puntiforme, apparirà a causa dello scattering di dimensioni angolari θ_s, il cui valore dipenderà dalla frequenza di osservazione, dallo spettro di potenza associato alle fluttuazioni di intensità, e dalla lunghezza del percorso attraverso il mezzo interstellare.

Si definisce disco di scattering la più grande scala trasversale che influenza il segnale che giunge all'osservatore.

Per uno schermo situato ad una distanza L, il raggio del disco di scattering risulta $r_{scat} \simeq L\theta_s$. Il mezzo, al crescere della scala, produce perturbazioni di fase crescenti e quindi lungo il disco di scattering vi saranno grandi differenze di fase, che daranno luogo a variazioni d'ampiezza diffrattive. Uno spostamento laterale dell'osservatore corrisponde ad un nuovo volume di scattering, e quindi ad una modulazione rifrattiva. La scala rifrattiva è dell'ordine del raggio del disco di scattering $s_r \approx L\theta_s$.

3.3 Effetti di scintillazione diffrattiva: spettri dinamici (drift, multi imaging), $\Delta\nu_d$ e t_d

Per quantificare le caratteristiche medie dei pattern di scintillazione, si possono studiare gli spettri dinamici con una analisi di autocorrelazione (ACF).

L'ACF può essere caratterizzata da una larghezza lungo gli assi a ritardo in frequenza zero e a ritardo in tempo zero, che sono la larghezza di banda di decorrelazione $\Delta\nu_d$ (definita come la larghezza in frequenza corrispondente ad un valore dimezzato (HWHM) della ACF lungo l'asse a ritardo in tempo zero) e il tempo di scintillazione t_d (definito come il valore in tempo dove la funzione di autocorrelazione si abbassa di e^{-1} lungo l'asse a ritardo di frequenza zero). Questi valori vengono in genere stimati per mezzo di un fit con una funzione Gaussiana bidimensionale. La figura 3.3 mostra lo spettro dinamico e la corrispondente funzione di autocorrelazione per la pulsar PSR B0919+06. Le fluttuazioni casuali della densità elettronica nella componente ionizzata

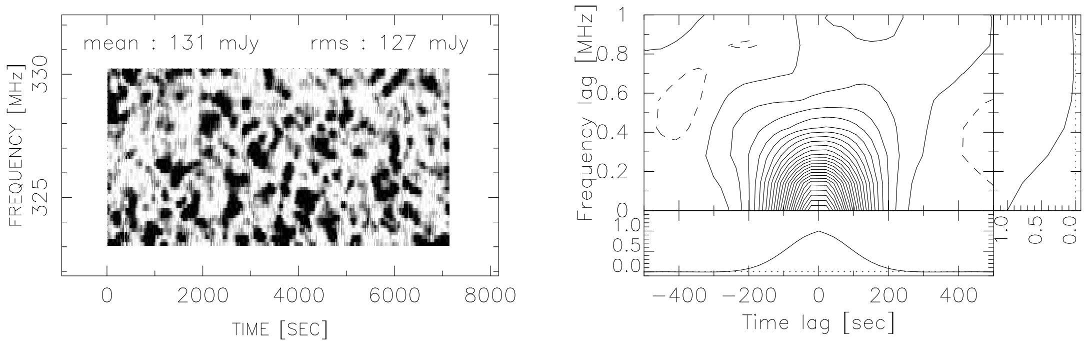

Figura 3.3: Lo spettro dinamico di scintillazione della PSR B0919+06 come osservata il 24 Maggio 1994, le aree scure rappresentano alti valori di intensità. È mostrata la ACF assieme ai tagli unidimensionali a ritardo zero in tempo e frequenza (Bhat, Gupta e Rao 1998).

del mezzo interstellare producono scintillazione interstellare (ISS) dei segnali radio ricevuti dalle pulsar. Le irregolarità su piccola scala ($\sim 10^7$ m) nel ISM producono una immagine allargata della pulsar, caratterizzata da un angolo di scattering diffrattivo, θ_d.

Le irregolarità su larga scala ($\sim 10^{11}$ m) dirigono il cono di scattering diffrattivo lungo una direzione di arrivo media θ_r, che si pensa vari su tempi scala della scintillazione rifrattiva. Nell'osservazione degli spettri dinamici delle pulsar, la scintillazione diffrattiva si mostra come una modulazione casuale dell'intensità attraverso il piano frequenza–tempo. Qualche volta gli effetti della rifrazione forte nell'ISM produce due o più immagini allargate della pulsar con direzioni ben separate di arrivo, θ_{r1} e θ_{r2}. Questi eventi multiple–imaging producono delle *features* supplementari negli spettri dinamici, quali *drift slopes* multipli e modulazioni periodiche dell'intensità (*fringes*), in aggiunta alle modulazioni casuali dovute a scintillazione diffrattiva (Cordes e Wolszczan 1986; Gupta, Rickett e Lyne 1994). Lo studio delle immagini multiple permette una migliore comprensione della distribuzione delle irregolarità della densità elettronica nel mezzo interstellare, particolarmente su grande scala (Rickett 1996).

Gli eventi multi-immagine forniscono anche una efficace tecnica per lo studio della geometria di emissione delle pulsar, poichè permettono la possibilità di risolvere la magnetosfera. Ciò accade poichè la fase delle *fringes* è sensibile alla posizione trasversale della sorgente di radiazione. Le variazioni osservate di questa fase in funzione della longitudine della pulsar possono essere usate per dedurre la separazione trasversale delle regioni di emissione attraverso la cappa polare.

Questo metodo in principio è stato usato da Wolszczan e Cordes (1987) per risolvere le regioni di emissione della PSR B1237+25, più tardi da Wolszczan, Bartlett e Cordes (1988) per la PSR B1133+16 e più recentemente da Kuz'min (1992) per la PSR B1919+21 e Gupta et al. (1999) per la B1133+16.

Dalle misure del cambiamento di fase delle frange, questi ultimi autori riportano valori che oscillano da $5 \cdot 10^6$ a $3 \cdot 10^7$ m per la separazione trasversale delle regioni di emissione nella magnetosfera.

Misure più accurate di scintillazione, con vincoli più forti sulle dimensioni e sulla posizione delle regioni di emissione possono essere utili in questo contesto.

3.4 Zone anomale (Gum Nebula, LISM, SNR)

È stato da tempo verificato che una larga regione conosciuta come Gum Nebula contribuisce significativamente alla misura di dispersione delle pulsar (Manchester e Taylor 1981). La nebulosa è localizzata a $l = 260°$, $b = 0°$ (Fig. 3.4, ed ha un diametro angolare di circa 40° ed una distanza $d \approx 0.5$ kpc. Sebbene l'importanza della nebulosa su scala galattica non è eccezionale, la sua prossimità e le grandi dimensioni angolari la rendono significativa quando si valutano gli effetti del mezzo interstellare vicino a $l = 260°$.

I parametri fisicamente rilevanti sono stati determinati da misure di assorbimento di idrogeno neutro nello spettro di 5 pulsar (Gordon e Gordon 1975). Si adotta una densità elettronica costante di $n_G = 0.25$ cm^{-3} fino ad una distanza $u = 130$ pc dal centro, poi un decremento secondo la seguente:

$$n_G = \left\{ \begin{array}{ll} 0.25 & \text{se } u \leq 0.13 \text{ kpc} \\ 0.25 e^{-\left[\frac{(u-0.13)}{0.05}\right]^2} & \text{se } u > 0.13 \text{ kpc} \end{array} \right\} \tag{3.17}$$

La Gum Nebula è anche responsabile dell'aumento dello scattering associato

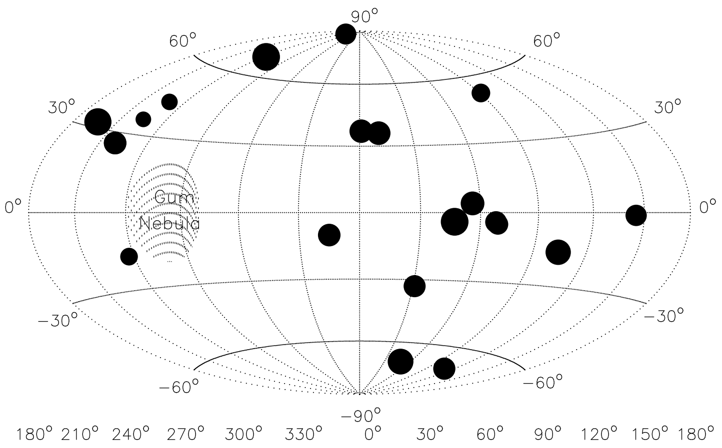

Figura 3.4: La distribuzione di $\overline{C_N^2}$ nel sistema galattico, illustrante le fluttuazioni osservate nel LISM. Le dimensioni dei cerchi rappresentano il $\log \overline{C_N^2}$. La regione ombreggiata attorno a ($l \approx 260°$, $b \approx 0°$) è la Gum Nebula, localizzata ad una distanza di ~ 500 pc. (Toscano 1999)

alla pulsar della Vela (Backer 1974). Osservando la PSR B0835−41, all'interno della Gum Nebula, quindi su un'altra linea di vista rispetto alla pulsar Vela, non si nota un aumento dello scattering, suggerendo che le caratteristiche su piccola scala nella nebula, o forse la turbolenza legata al resto di supernova (SNR) della Vela, è responsabile dello scattering della pulsar Vela.

Bhat, Gupta e Rao (1998) hanno condotto, per mezzo del Ooty Radio Telescope, uno studio sistematico sulle proprietà di scintillazione di 20 pulsar, nel range di misura di dispersione 3–35 pc cm^{-3}, per studiare sia gli effetti della scintillazione rifrattiva, che la distribuzione di materiale ionizzato nel mezzo interstellare locale (LISM). La distribuzione delle fluttuazioni della densità elettronica nel LISM può differire significativamente dall'ISM tipico a causa del *Local Bubble*. Il campione di pulsar esaminato, malgrado il numero limitato, ha una copertura di cielo che è ragionevolmente uniforme, inoltre nessuna pulsar si trova lungo la linea di vista della Gum Nebula, quindi non vi è la necessità di integrare il suo contributo. Le fluttuazioni sono caratterizzate da uno spettro di potenza:

$$P(k) = C_N^2 k^{-\alpha} \tag{3.18}$$

L'ampiezza dello spettro C_N^2 è associato alla forza dello scattering. In genere per caratterizzare lo scattering da direzioni differenti viene usato un parametro $\overline{C_N^2}$, cioè il valore di C_N^2 mediato sulla linea di vista:

$$\overline{C_N^2} = A_\alpha f_{\rm obs}^\alpha D^{-\frac{\alpha}{2}} \nu_d^{-\left[\frac{\alpha-2}{2}\right]} \tag{3.19}$$

dove $f_{\rm obs}$ è la frequenza di osservazione in MHz, D è la distanza stimata della pulsar, ed A_α è la costante dipendente dal modello. Il valore $\overline{C_N^2}$ è espresso nelle unità di $\mathrm{m}^{-\frac{20}{3}}$. Per un mezzo scatterante distribuito uniformemente, $\overline{C_N^2}$ è costante. Le deviazioni osservate sono mostrate in Fig. 3.4. Le dimensioni dei pallini rappresentano il $\log \overline{C}_N^2$ e rendono evidente la non uniformità del LISM; un altro motivo che induce a pensare a una distribuzione disomogenea del mezzo di scattering è data dalla rappresentazione distanza–$\overline{C_N^2}$ mostrata in Fig. 3.5. Ci sono aumenti significativi di valori di $\overline{C}_N^2$ all'interno di una distanza di

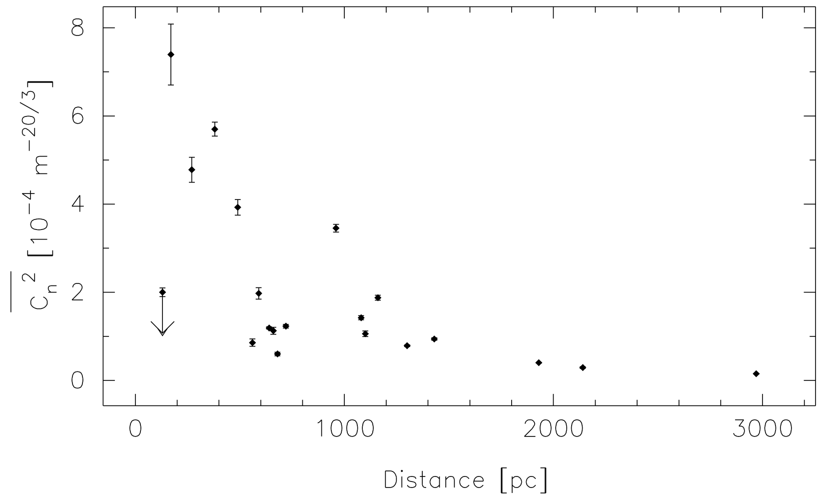

Figura 3.5: Il plot di $\overline{\mathrm{C_N^2}}$ in funzione delle distanze delle pulsar. Il limite superiore mostrato dalla freccia verso il basso è associato alla pulsar PSR B0950+08. (Toscano 1999)

un parsec, implicando una probabile origine locale; poi da 1 a 3 kpc, i valori convergono ad un valore costante. Per la prima volta, la struttura del LISM è stata modellata usando i risultati di uno studio sistematico e di lunga durata di scintillazione delle pulsars. L'analisi dettagliata delle anomalie di scattering osservate indica che c'è un'alta asimmetria nei dintorni del Sole. Per spiegare i dati osservativi c'è bisogno di un mezzo a tre componenti: una zona costituita dai dintorni del Sole; una shell che circonda questa zona avente fluttuazioni di densità molto più elevate; e poi l'ISM su larga scala. Si possono mettere dei vincoli sulle proprietà geometriche e di scattering che caratterizzano le dimensioni, l'ubicazione e le fluttuazioni di densità di tale struttura. La shell ha una morfologia ellissoidale ed è molto più estesa lontano dal piano galattico che nel piano, con un raggio di 270–330 pc e 60–75 pc per la sezione lungo i poli galattici e lungo il piano galattico, rispettivamente. Il sole è localizzato lontano dal centro di circa 20–35 pc.

3.5 Il modello di Taylor-Cordes

Il modello di Taylor e Cordes (1993) descrive la distribuzione degli elettroni liberi nella Galassia ed è di notevole utilità per stimare le distanze delle pulsar dalla misura di dispersione. Il modello è descritto partendo da un modello di base a due componenti, a simmetria assiale, ed aggiungendo sia il contributo della struttura a spirale della Galassia, derivata da osservazioni ottiche e radio delle regioni H II, sia gli effetti della Gum Nebula. Abbiamo quindi un modello a quattro componenti. I valori di alcuni parametri del modello sono stati fissati con l'ausilio di dati astrofisici indipendenti di vario genere:

- misure indipendenti di distanza per 74 pulsar;
- misure di scattering interstellare per 223 radiosorgenti Galattiche ed extragalattiche;
- distribuzione della misura di dispersione di 553 pulsar rispetto alla longitudine galattica.

Le 2 componenti principali sono: un disco esterno che ha una densità elettronica sul piano galattico $n_1 \simeq 0.023$ cm^{-3} a $z = 0$, un'altezza di scala $h_1 \simeq 0.88$ kpc ed un'estensione radiale $A_1 \geq 20$ kpc; una seconda componente interna a forma di anello con densità elettronica $n_2 \simeq 0.2$ cm^{-3}, un'altezza di scala $h_2 \simeq 0.15$ kpc, ed un raggio $A_2 \simeq 4$ kpc. Per i parametri associati ai bracci di spirale, i valori di partenza $h_a = 0.3$ kpc per l'altezza di scala, e $w_a = 0.3$ kpc per la metà–larghezza di scala, sono basati su uno studio delle regioni H II. La densità elettronica all'interno dei bracci è stata considerata molto più alta che n_1, in maniera da approssimarla alle densità ottenute con modelli precedenti, essa risulta essere $n_a = 0.1$ cm^{-3}. Il cutoff radiale associato è $A_a = 8.5$ kpc. La densità elettronica complessiva si ottiene tenendo conto di tutti i contributi. Le varie componenti del modello sono mostrate nella figura 3.6. Gli autori ritengono che, per la maggior parte delle pulsar conosciute,

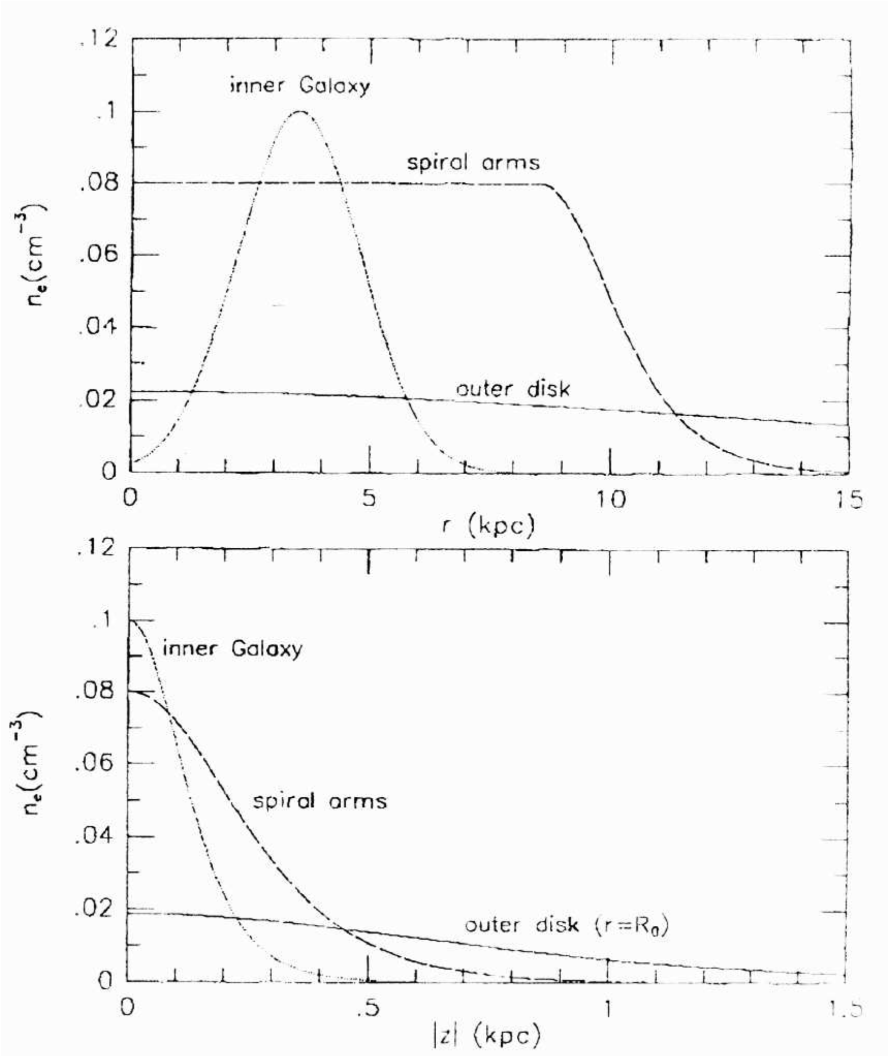

Figura 3.6: Densità degli elettroni in funzione del raggio Galattocentrico r e dell'altezza dal piano z. Sono mostrate le componenti del modello (Taylor e Cordes 1993).

il nuovo modello fornisca le valutazioni di distanza accurate al 25 % o anche meglio. Questo però si è rivelato ottimistico in molti casi, soprattutto per oggetti posti vicino al piano della galassia o in regioni con densità elettroniche anomale.

Capitolo 4

Velocità da ISS

4.1 Metodi di misura delle velocità delle PSR

Il metodo interferometrico, per stabilire le posizioni delle pulsars, viene usato concorrenzialmente a quello cronometrico (*timing*). La cronometria dà risultati tanto più precisi quanto più breve è il periodo della pulsar, e dal momento che le pulsar ordinarie possono presentare dei *glitch*, questo metodo risulta preferibile per le millisecond. L'interferometria, dando risultati indipendenti dal periodo, è preferibile per le pulsars ordinarie, tuttavia la sua precisione diminuisce con il diminuire della frequenza di osservazione a causa sia dell'abbassamento del potere risolutivo e con la crescita dei disturbi ionosferici.

I moti propri delle pulsars si possono ricavare dal confronto delle posizioni misurate a sufficiente distanza di tempo; dal momento che le osservazioni attualmente sono separate di 20–25 anni è possibile rilevare solo moti propri particolarmente forti. Se la posizione della pulsar usata per la riduzione al baricentro dei tempi è esatta, i tempi baricentrici non presenteranno l'oscillazione annua causata dall'errore nella posizione. Se invece la pulsar è dotata di moto trasversale e le osservazioni vengono protratte per anni, utilizzando nei calcoli sempre la medesima posizione, verranno messe in evidenza oscillazioni, a periodo annuo, con ampiezza sempre crescente nel tempo.

Nel 1982 Lyne, Anderson e Salter mediante un collegamento interferometrico fra Jodrell Bank e Defford, con base di 127 km, e con osservazioni effettuate tra il 1973 e il 1978, hanno misurato 26 moti propri di pulsar, producendo una stima di 26 velocità, con una media di 134 km s^{-1}. I vettori di velocità delle pulsars sono distribuiti in maniera isotropa, ma la distribuzione non è Maxwelliana; vi sono eccessi sia di alte che di basse velocità, che non possono essere rappresentati da effetti di selezione.

Harrison, Lyne e Anderson (1993) hanno effettuato misure di moto proprio utilizzando due interferometri del Multi Element Radio–Linked Interferometer (MERLIN) a 408 MHz, trovando le velocità trasversali per un campione di 44 pulsars. Le velocità sono state calcolate usando stime di distanza derivate da misure di dispersione e densità elettronica secondo il modello di Lyne, Manchester e Taylor (1985). La velocità media ottenuta è stata di 177 km s^{-1}. Lyne e Lorimer (1994) sono stati i primi ad utilizzare la nuova scala delle distanze ottenuta dal modello di Taylor e Cordes (1993) per ricalcolare tutte le velocità di pulsar allora disponibili, sia da moto proprio che da scintillazione. Su un campione di 99 pulsars, hanno trovato, una velocità trasversale media di 300 ± 30 km s^{-1} rispetto ai 134 km s^{-1} di Lyne et al.(1982). L'incremento della velocità è stata spiegata non solo dall'assunzione della nuova scala di distanza, ma anche dalla presenza nel campione di un maggior numero di pulsar giovani di alta velocità. Le pulsar ad alta velocità si allontanano rapidamente dal piano galattico. Le velocità spaziali tri-dimensionali sono naturalmente più grandi di quelle bi-dimensionali. Lyne e Lorimer (1994), hanno usato simulazioni Monte Carlo per determinare la distribuzione mono-dimensionale delle velocità, necessaria per trovare quella bi-dimensionale e tri-dimensionale. Dalla distribuzione 3-d, sono state dedotte velocità con una media di 450 ± 90 km s^{-1}. Queste alte velocità si spiegano ammettendo un'esplosione asimmetrica delle supernovae progenitrici.

4.2 Stime di velocità dalla scintillazione

Le stime delle velocità di scintillazione hanno molti vantaggi sulle stime ottenute dal moto proprio.

1. necessitano di pochi minuti di osservazione rispetto agli anni necessari perchè una pulsar possa produrre un apprezzabile moto proprio.

2. dipendono meno dalla distanza, e quindi la tecnica può essere applicata ad oggetti più distanti di quelli accessibili all'interferometria.

3. le velocità derivate non ricevono contributo dalla rotazione differenziale galattica.

Sin dalla scoperta delle pulsars, ci si è resi conto che le proprietà di scintillazione interstellare della radiazione delle pulsars avrebbero potuto permettere di determinare la velocità trasversale delle pulsars, dalla velocità del pattern di scintillazione. Lyne e Smith (1982), tra i primi, hanno usato questo metodo di determinazione di velocità per 20 pulsars, ed hanno confrontato i loro risultati con quelli ottenuti da Lyne, Anderson e Salter (1982) con misure interferometriche. Anche se hanno notato deviazioni sistematiche, hanno confermato che il metodo di scintillazione era valido, e che il tasso di scintillazione era più associato all'alta velocità delle pulsar, piuttosto che al moto del mezzo interstellare o al moto terrestre. La velocità del pattern di scintillazione da loro utilizzata è stata quella di Lee e Jokipii (1976); questi avevano mostrato che la scala spaziale del pattern di diffrazione S e la banda di correlazione $\Delta\nu$ erano legati all'allargamento angolare θ dalle seguenti:

$$S = V\tau_d = 0.113\,\frac{\lambda}{\theta} \quad , \qquad \Delta\nu_d = \frac{c}{\pi D\theta^2} \tag{4.1}$$

dove D è la distanza della pulsar. La larghezza di banda di scintillazione è legata alla frequenza di osservazione da una legge $\propto \nu^4$, mentre il tempo caratteristico di scintillazione da una legge $\propto \nu^{6/5}$. Assumendo uno spettro di potenza di Kolmogorov $C_n^2\nu^{-\beta}$ con $\beta = 11/3$ per la distribuzione delle irregolarità, risulta:

$$V_{ISS} = A\frac{\sqrt{D_{\rm kpc}\Delta\nu_{d,\rm MHz}}}{\nu_{\rm GHz}\tau_d}\ {\rm km\ s^{-1}} \tag{4.2}$$

dove $A = 2\times10^4$.

Osservazioni di scintillazione sono state eseguite da Cordes (1986) per determinare le velocità di 71 pulsars. Cordes utilizzò la formula di Lyne e Smith (1982), valutando la costante A, anzichè 2×10^4, 1.27×10^4. La distribuzione delle velocità trasversali ottenute ha una media di 100 km s^{-1}, ed una coda che si estende fino ai 300 km s^{-1}. Quindi i risulati sono consistenti con quelli di Lyne et al. (1982) che avevano ottenuto una velocità trasversale di 134 km s^{-1}. L'analisi delle V_{ISS} conferma la correlazione con le velocità da moto proprio, ed evidenzia la correlazione fra V_{ISS} e $P\dot{P}$.

Nel 1993 Harrison e Lyne, confrontando per un campione di pulsar, le velocità di moto proprio con quelle di scintillazione, e adottando la formula di

Cordes (1986), hanno evidenziato l'esistenza di differenze sistematiche. (vedi Fig. 4.1).

Le distribuzioni dimostrano che i valori di V_{ISS} sono più piccoli dei valori V_{pm} di un fattore di circa 2, le velocità medie sono di 70 e 126 km s^{-1} rispettivamente. Nella figura 4.1 viene mostrato il confronto delle due velocità per quelle pulsars di cui si hanno le due stime.

Le cause possibili delle differenze di velocità possono essere due: la scala di distanza o la distribuzione delle irregolarità di scattering nel mezzo interstellare lungo la linea di vista. La scala di distanza dipende dal fatto che la $V_{pm} \propto D$, mentre $V_{ISS} \propto \sqrt{D}$; per la distribuzione delle irregolarità, le differenze si presentano se le irregolarità di scattering sono concentrate vicino al piano galattico. Un diagramma logaritmico del rapporto fra la velocità da moto proprio e velocità da scintillazione in funzione della distanza dal piano galattico, mette in evidenza che a bassi z il rapporto è uguale ad uno mentre man mano che cresce la distanza dal piano cresce il suo valore fino a ragiungere un valore pari a 5. Harrison e Lyne (1993) hanno introdotto un fattore f (*leverage factor*) legato al fatto che lo schermo di scattering non è localizzato a metà strada fra l'osservatore e la pulsar. Questo è particolarmente vero per pulsar ad alto z, dal momento che il materiale scatterante è localizzato nel piano galattico ed è molto più vicino all'osservatore. Il *leverage factor* è espresso da:

$$f = \left[\frac{\frac{x}{2} - 1 + \frac{1}{x}(1 - e^{-x})}{2 - (1 + \frac{2}{x})(1 - e^{-x})} \right]^{\frac{1}{2}}, \tag{4.3}$$

dove $x = \frac{z}{z_0}$. Qui z è la distanza della pulsar dal piano galattico e z_0 è l'altezza di scala del materiale scatterante. Alcuni esempi di modellizazione usando questo parametro sono mostrati in Fig. 4.2. Il miglior valore di fit dà come risultato $z_0 = 50 \pm 14$ pc.

Gupta nel 1994 ha proposto una nuova formula per il calcolo delle velocità di scintillazione:

$$V_{ISS} = 3.85 \times 10^4 \frac{\sqrt{\nu_{d,\mathrm{MHz}} D_{\mathrm{kpc}} x}}{f_{\mathrm{GHz}} t_{d,\mathrm{s}}} \text{ km s}^{-1} \tag{4.4}$$

dove $\nu_{d,\mathrm{MHz}}$ è la larghezza di banda di decorrelazione misurata in MHz, D_{kpc} è la distanza della pulsar in kpc, f_{GHz} è la frequenza di osservazione in GHz, $t_{d,\mathrm{s}}$ è il tempo caratteristico di scintillazione in secondi, e il fattore x così definito:

$$x = \frac{D_o}{D_p} \tag{4.5}$$

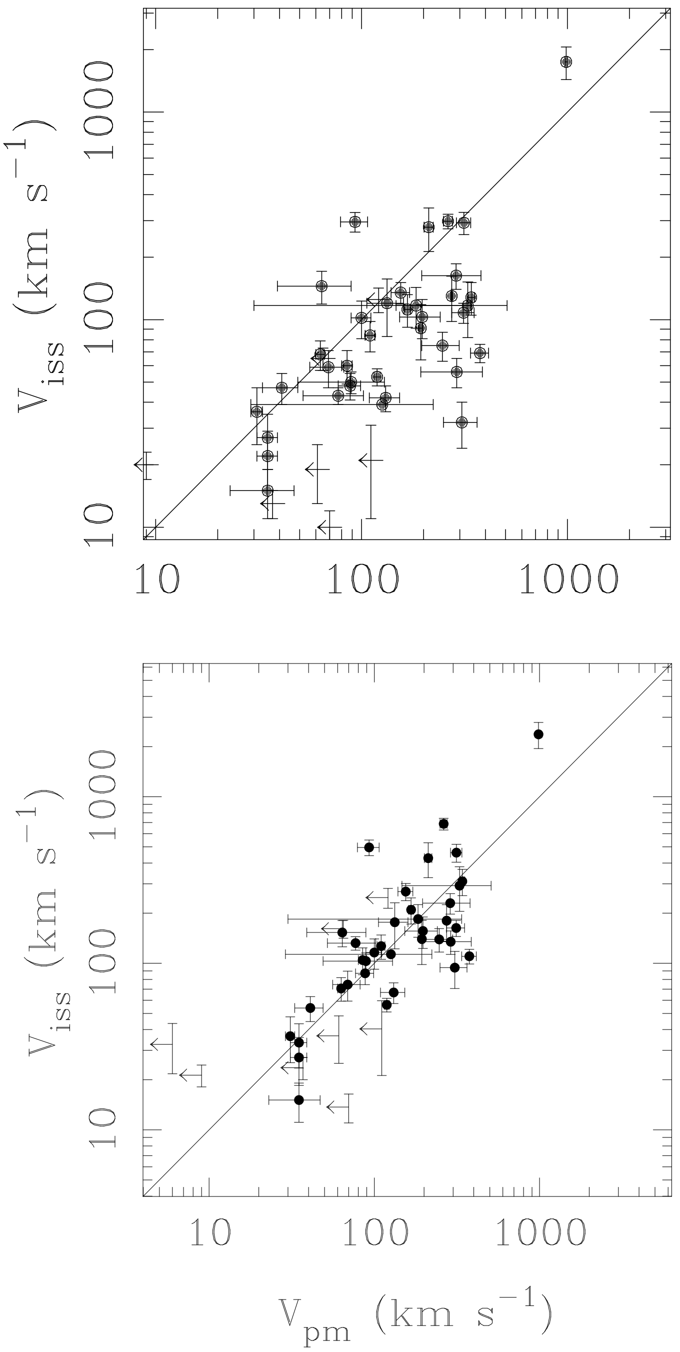

Figura 4.1: Nel diagramma superiore la V_{ISS} in funzione di V_{pm}, prima dell'introduzione del *leverage factor*. Le barre di errore non includono gli effetti delle incertezze sulle distanze. Nel diagramma inferiore il plot equivalente dopo che la velocità di scintillazione è stata corretta usando il fattore f, derivato dall'equazione (4.5) e assumendo $z_0 = 50$ pc. (Harrison e Lyne 1993).

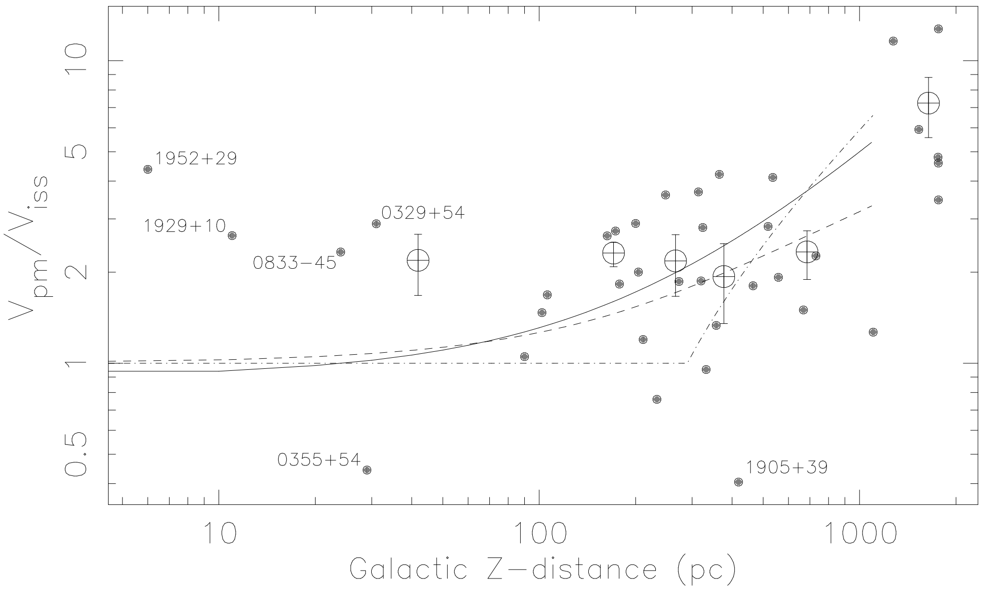

Figura 4.2: Il rapporto fra la velocità da moto proprio e la velocità di scintillazione in funzione della distanza z galattica. I singoli punti rappresentano pulsars individuali, mentre i simboli con le barre di errore rappresentano le medie su gruppi di 6 punti. La linea tratteggiata é il miglior fit per un modello in cui viene considerato un sottile strato di materiale scatterante, mentre la linea continua rappresenta il miglior fit per un modello esponenziale (Harrison e Lyne 1993).

tiene conto della posizione dello schermo sulla linea di vista osservatore-pulsar; nella (4.7) D_o è la distanza fra l'osservatore e lo schermo, e D_p è la distanza fra lo schermo e la pulsar. Nei calcoli si assume lo schermo posto a metà strada tra osservatore e pulsar, quindi $x = 1$.

4.3 Stima degli errori

Come tutte le misure, le stime di V_{pm} e V_{ISS} sono soggette ad errori. Per le V_{pm} essi sono dovuti alla stima della distanza e alla stima del moto proprio, in RA e Dec. L'incertezza sulla stima della velocità dipende dai parametri caratteristici di scintillazione, dal tempo di osservazione e dal numero di epoche. Bhat et al.(1999) hanno considerato per l'errore sulla singola misura:

$$\sigma_{est} = \left[f_d \left(\frac{B_{obs} t_{obs}}{\nu_d \tau_d}\right)\right]^{-0.5} \tag{4.6}$$

dove B_{obs} è la larghezza di banda di osservazione, t_{obs} è il tempo di osservazione, ν_d e la larghezza di banda di correlazione, τ_d è il tempo caratteristico di scintillazione, e f_d è il *filling fraction* che tiene conto della frazione di *scintles* nello spettro dinamico. Occorre tener conto dell'errore dovuto al *fitting* della gaussiana σ_{mod} che è calcolato statisticamente. L'errore frazionario è quindi:

$$\sigma_{meas} = [(\sigma_{mod})^2 + (\sigma_{est})^2]^{0.5} \tag{4.7}$$

Nel caso di osservazioni effettuate in epoche diverse si ha:

$$\sigma_{est,g} = \left[f_d \left(\frac{\sum_{i=1}^{i=N_{ep}} B_{obs,i} t_{obs,i}}{\nu_{d,g} t_{d,g}}\right)\right]^{-0.5} \tag{4.8}$$

dove $\nu_{d,g}$ rappresenta la media delle larghezze di banda di decorrelazione e $t_{d,g}$ rappresenta la media dei tempi caratteristici di scintillazione. L'errore frazionario globale risulta:

$$\sigma_{meas,g} = [(\sigma_{mod,g})^2 + (\sigma_{est,g})^2]^{0.5} \tag{4.9}$$

La velocità misurata attraverso la scintillazione è una combinazione della velocità orbitale della Terra, la velocità del Sole, la velocità dello schermo, l'eventuale moto binario della pulsar ed infine il moto proprio. Gli errori nella valutazione della V_{ISS} derivano quindi da una serie di fattori come:

- l'errore nella stima della distanza della pulsar,
- la scintillazione rifrattiva, che fa sottostimare la V_{ISS},
- l'effetto della velocità terrestre,
- l'assunzione che lo schermo sia fermo e sia posto a metà strada fra l'osservatore e la pulsar.
- la costante che lega il tempo caratteristico di scintillazione alla velocità del pattern di scintillazione.

La relazione che lega la V_{ISS} alla velocità orbitale terrestre, alla velocità dello schermo rispetto al Sole ed alla velocità orbitale terrestre risulta (Gupta 1994):

$$V_{ISS} = |V_{orb} - (1+x)V_{scr} + xV_{pm}| \tag{4.10}$$

Quindi assumendo che la velocità della pulsar sia molto maggiore della velocità terrestre, e della velocità dello schermo, si può approssimare la (4.10) con:

$$V_{ISS} = xV_{pm} \tag{4.11}$$

4.4 Confronto $V_{ISS} - V_{pm}$: Gupta '95

Prendiamo adesso in considerazione il confronto tra velocità da ISS e velocità da moto proprio alla luce delle seguenti assunzioni:

- la revisione della scala di distanza delle pulsars dovuto alla revisione della distribuzione elettronica all'interno della Galassia (Taylor e Cordes 1993),
- la revisione della formula di calcolo della velocità da ISS (Gupta 1994).

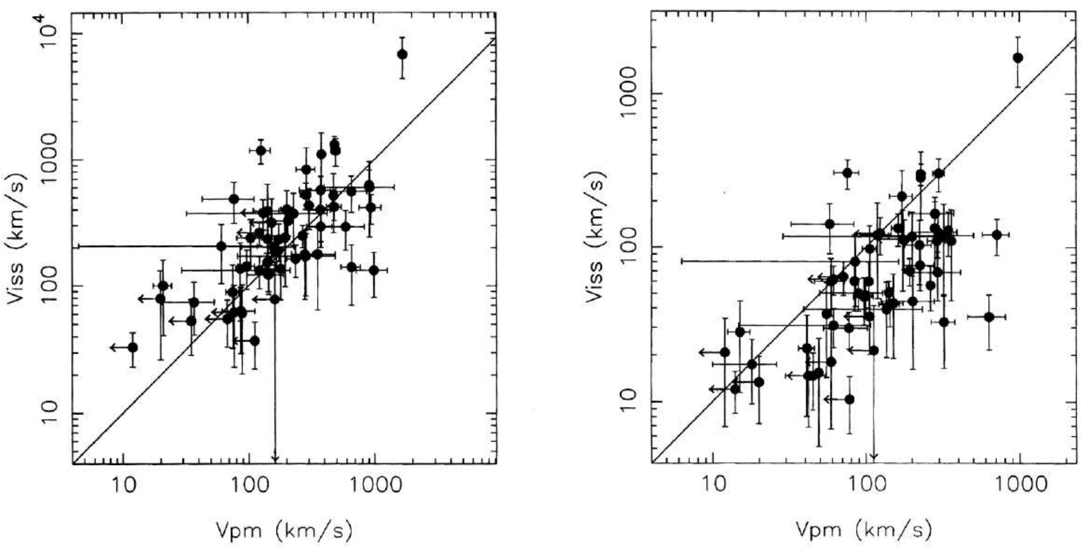

Figura 4.3: Diagrammi per le velocità da moto proprio e da scintillazione per 59 oggetti usando (diagramma sinistro) la nuova formula per la velocità di scintillazione e la nuova scala di distanza e (destro) la vecchia formula per la velocità di scintillazione e la vecchia scala di distanza. Le barre di errore non includono gli errori dovuti alle incertezze sulla distanza (Gupta 1995).

Come si può vedere chiaramente dalla Fig. 4.3, i vecchi valori di V_{ISS} tendono ad essere sistematicamente più bassi delle V_{pm} di un fattore 2–3. Usando invece la nuova formula di calcolo della V_{ISS} e contemporaneamente adottando la nuova scala di distanza ricavata dalla formula di Taylor e Cordes (1993) per il calcolo di entrambe le velocità, si nota come i nuovi valori siano distribuiti più uniformemente attorno alla linea $V_{pm} \equiv V_{ISS}$. Gupta (1995) trova che il coefficiente di correlazione passa da 0.33 a 0.42, segno di un miglioramento della correlazione (per altro visibile anche senza alcun analisi). Le figure 4.4 e 4.5 mostrano le distribuzioni cumulative delle velocità delle pulsar per il campione di 59 pulsar di Gupta e le 72 considerate in questo lavoro. In entrambi i casi si nota una buona correlazione tra le velocità di moto proprio e quelle di scintillazione.

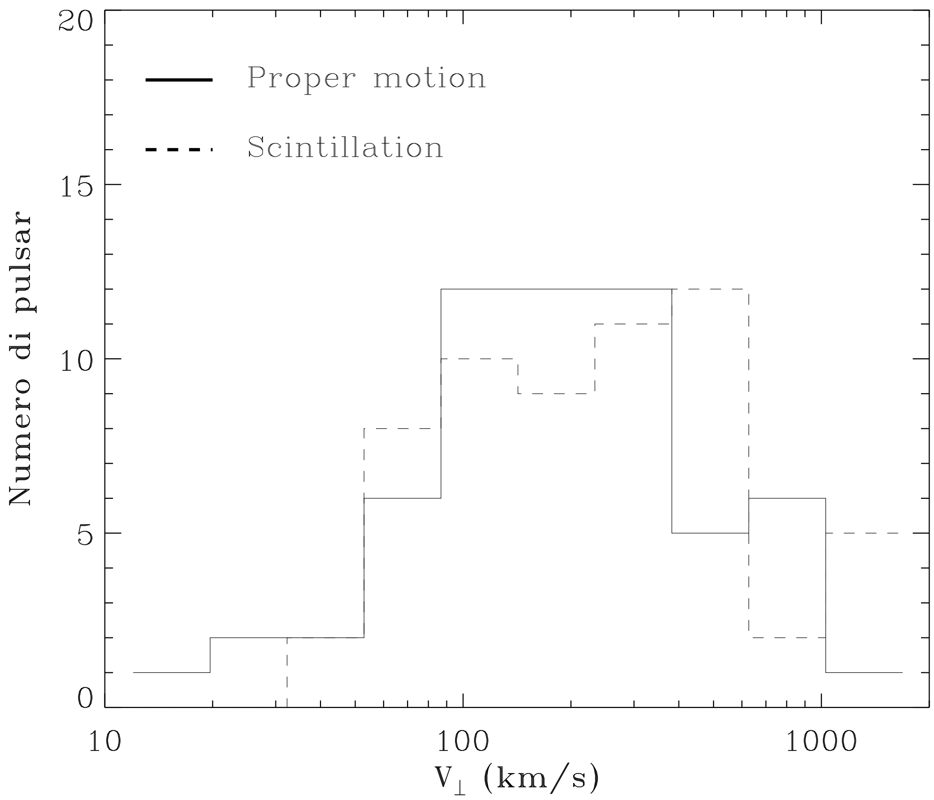

Figura 4.4: Istogramma di distribuzione delle velocità di moto proprio e di scintillazione per il campione di 59 pulsar considerato da Gupta.

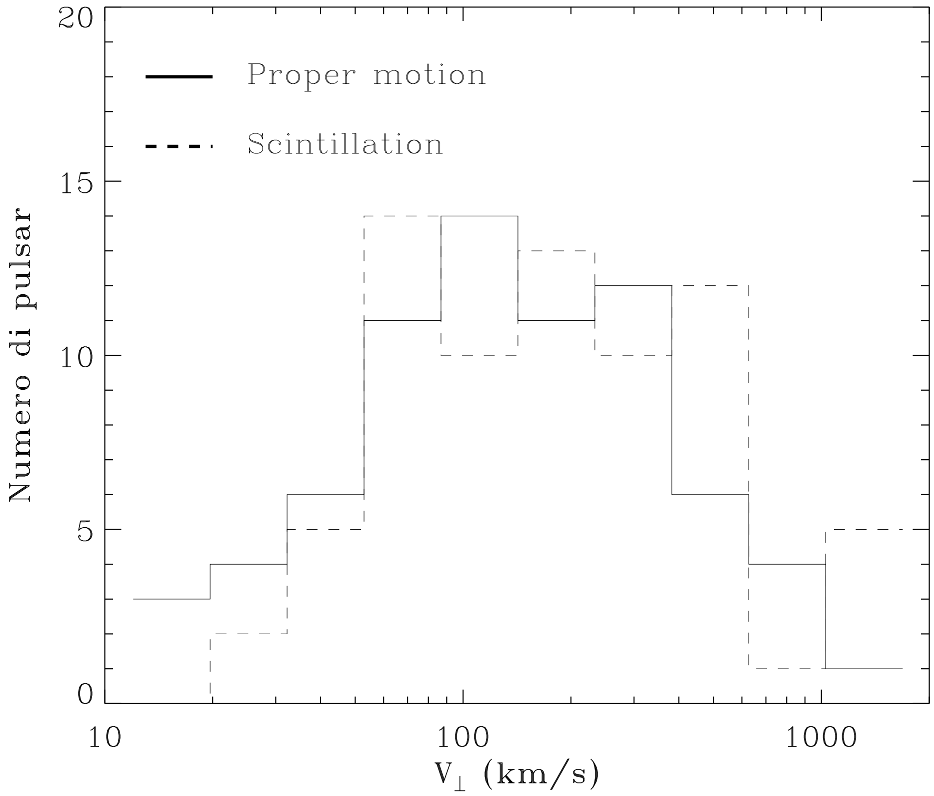

Figura 4.5: Istogramma di distribuzione delle velocità di moto proprio e di scintillazione per il campione di 72 pulsar considerato in questo lavoro.

Capitolo 5

I dati di Parkes

I dati utilizzati in questa tesi riguardano quasi esclusivamente osservazioni di pulsar del cielo Sud. Molte di queste furono scoperte negli anni 1995–1998 quando, usando il radiotelescopio di 64-m di Parkes (Australia), è stata condotta una survey alla lunghezza d'onda di 70-cm ($f = 436$ MHz) dell'intero cielo meridionale. Lo scopo principale era quello di identificare sia pulsar ordinarie di bassa luminosità che pulsar al millisecond (MSP) (Manchester et al. 1996; Lyne et al. 1998, D'Amico et al. 1998). Non è stata però una sorpresa trovare che molte nuove pulsar avevano flussi alquanto alti; basti citare la pulsar al millisecondo PSR J0437−4715 che ha un flusso medio a 400 MHz di 0.5 Jy. Il motivo di ciò è dovuto anche alla scintillazione, sia diffrattiva che rifrattiva, che a volte provoca delle variazioni di flusso così forti da rendere impossibile la rivelazione dell'impulso con una strumentazione di sensibilità "standard" (tipicamente $\sim$ 10 mJy). Variazioni di un fattore 10 del flusso dovuto ad effetti di scintillazione non sono da ritenersi anomali. Alla luce di questi risultati e per il fatto che allora le misure di scintillazione di pulsar del cielo Sud e di pulsar al millisecondo erano molto scarse, due dei ricercatori che partecipavano alla survey (S. Johnston, affiliato all'ATNF–CSIRO prima e all'Università di Sydney poi, e L. Nicastro affiliato all'IRA–CNR prima e all'Università di Manchester poi) decisero di intraprendere uno studio sistematico di scintillazione di un campione significativo di pulsar sia "standard" che MSP. Parte dei risultati sono stati pubblicati da Nicastro e Johnston (1995) e da Johnston, Nicastro e Koribalski (1998) (JNK nel resto del capitolo).
Nel prossimo paragrafo vengono riassunti i dati salienti della survey di Parkes.

5.1 La survey a 70-cm

Il ricevitore usato a Parkes per la survey a 70-cm era a 2 polarizzazioni lineari con un sistema di banchi di filtri a 256 canali, ciascuno di 125 kHz per una larghezza di banda complessiva di 32 MHz. Le osservazioni furono condotte con il fascio del *beam* centrato su una griglia approssimativamente esagonale di 44299 posizioni con un tempo di osservazione di 157.3 per ogni puntamento. I dati venivano campionati a intervalli di 300 μs e registrati su nastro magnetico. L'analisi *off-line* è state condotta su work–stations collegate in rete e coinvolgeva la de–dispersione, la FFT e la somma di armoniche. Per ogni caratteristica spettrale significativa venivano ottenuti dei grafici nel dominio del tempo e della frequenza. Le pulsar candidate selezionate da questa fase dell'analisi venivano riosservate a Parkes per verificarne l'effettiva rivelazione. Lontano dal piano galattico e per pulsar di periodo d'impulso più grande di 10 ms, la sensibilità della survey era di $\sim$ 3 mJy.

La sensibilità finale della survey è funzione di numerosi fattori: la temperatura di rumore del ricevitore e del background del cielo, il guadagno dell'antenna, la larghezza di banda di osservazione, il tempo di osservazione, il periodo dell'impulso, la DM e il *duty cycle*, la digitalizzazione dei dati, gli algoritmi di elaborazione e i livelli di interferenza. La sensibilità di base della survey è data da:

$$S_{min} = \frac{\alpha\beta T_{\rm sys}}{G(N_P \delta\nu t_{int}})^{\frac{1}{2}} \left(\frac{W}{P-W}\right)^{\frac{1}{2}} , \tag{5.1}$$

dove α è il rapporto S/N di soglia, β èil fattore che rappresenta la digitalizzazione e altri processi di perdita, $T_{\rm sys}$ è la temperatura del ricevitore e la temperatura del cielo lontano dal piano galattico, G è il guadagno d'antenna, approssimativamente 0.64 K Jy^{-1}, N_p è il numero di polarizzazione (due in questo caso), $\delta\nu$ è la larghezza di banda (32 MHz), t_{int} è il tempo d'integrazione (157.3 s), W è la larghezza effettiva dell'impulso e P è il periodo. La digitalizzazione ad un bit produce una perdita di $\sqrt{\frac{2}{\pi}}$; altre approssimazioni negli algoritmi di dispersione producono piccole perdite addizionali, che danno luogo ad un valore effettivo di $\beta \sim 1.5$. La larghezza effettiva dell'impulso W è data da:

$$W^2 = W_0^2 + t_{\rm samp}^2 + t_{\rm DM}^2 + t_{\rm scatt}^2 , \tag{5.2}$$

dove W_0 è la larghezza intrinseca dell'impulso, $t_{\rm samp}$ è l'intervallo di campionamento, $t_{\rm DM}$ è la dispersione lungo un canale di frequenza, e $t_{\rm scatt}$ è l'allargamento dell'impulso dovuto allo scattering interstellare. Per una soglia di S/N pari ad $\alpha = 8$, ed un duty cycle effettivo dell'impulso $W/P = 0.08$, l'equazione da $S_{min} \sim 3$ mJy per una pulsar al centro del beam e ad alte latitudini galattiche.

L'analisi della survey ha prodotto la rivelazione di 298 pulsars di cui 101 nuove. Di queste nuove pulsars 17 sono al millisecondo (MSP). Al tempo della scoperta, esse rappresentavano più la metà delle MSP conosciute non associate ad ammassi globulari. Integrando i nuovi dati ottenuti da questa survey e da altre che, quasi simultaneamente, venivano condotte nell'emisfero Nord con quelli di tutte le altre pulsar note, ha consentito di effettuare degli studi statistici su un campione di oggetti decisamente più completo di quello esistente prima del 1995. Questo soprattutto per l'aggiunta delle nuove MSP e di molte pulsar di basso flusso. Si è potuto così stabilire che la densità superficiale locale delle popolazioni di pulsar standard e millisecondo potenzialmente osservabili, è per entrambe di circa 30 per kpc^2, corrispondenti a $\sim$ 30.000 pulsar di ciascun tipo potenzialmente osservabili nella Galassia. Una volta considerati gli effetti di *beaming*, si è stimato che la popolazione attiva delle pulsar normali è $\sim$ 160.000. Sebbene ci sia una evidenza di un appiattimento della funzione di luminosità delle pulsars normali, questa non è evidenziata per le MSP che probabilmente hanno una consistente popolazione con luminosità al di sotto di 1 mJy kpc^2. Sempre tenedo conto degli effetti di beaming, si è potuto stimare che nella nostra Galassia nasce una pulsar "normale", con una luminosità più grande di 1 mJy kpc^2, ogni 60–330 anni. Questo numero è in accordo con le previsioni di esplosioni di supernova. Il tasso di nascita delle MSP con luminosità superiore al suddetto limite, risulta invece di almeno $3 \cdot 10^{-6}$ yr^{-1}.

Modellizzando le velocità trasversali osservate delle MSP attraverso una simulazione dinamica nel potenziale gravitazionale galattico, si è trovato che la loro velocità media alla nascita è di 130 ± 30 km s^{-1}, significativamente più piccola delle pulsar normali. Questo risulta in pieno accordo con i risultati osservativi (vedi Cap. 6).

5.2 Osservazioni e risultati per 49 pulsar (13 MSP)

JNK effettuarono osservazioni di un campione di 64 pulsar a diverse frequnze, soprattutto 436, 660 e 1520 MHz usando il radiotelescopio di Parkes. I ricevitori usati erano simili a quello descritto per la survey a 70-cm. Il tempo di campionamento e il successivo tempo di integrazione dei profili d'impulso nei canali spettrali (256 per 436 e 660 MHz, 64 per 1520 MHz) era dettato dall'intensità della pulsar e dalla stima del tempo di decorrelazione caratteristico. Il tempo di campionamento era scelto in funzione del periodo della pulsar ed era tipicamente di 0.3 ms per periodi < 100 ms e 1.2 ms negli altri casi. Escludendo le pulsar che risultarono troppo deboli per uno studio di scintillazione o che avevano larghezza di banda più stretta del singolo canale del banco di filtri (125 kHz per i ricevitori a 436 e 660 MHz, 5 MHz per quello a 1520 MHz), il campione finale per cui fu possibile derivare parametri affidabili contava 49 pulsar di cui 13 erano MSP (si veda la tabella 1 di JNK). Da notare che prima di questo lavoro, solo 3 MSP avevano parametri di scintillazione pubblicati. I risultati principali furono:

- le MSP hanno velocità significativamente inferiori di quelle delle pulsar "standard" con indicazione che le MSP binarie hanno velocità superiori a quelle singole;
- la formula di calcolo della velocità trasversale di Gupta (1995) dà dei risultati più attendibili della formula proposta da Harrison e Lyne (1993);
- osservazioni della Vela pulsar fino alla frequenza di 23 GHz mostrano che la larghezza di banda di decorrelazione segue una legge di potenza ν^4 e il tempo acratteristico una legge $\nu^{6/5}$ su un'ampia banda di frequenze di osservazione;
- la Vela pulsar, PSR J1302$-$6350 e PSR J0742$-$2822 hanno (nell'ordine) i valori più alti ci C_N^2 segno di un livello alto di turbolenza del mezzo intersellare nella loro direzione;
- per le pulsar "standard" non vi è nessuna correlazione tra le V_{ISS} e il prodotto $P \cdot \dot{P}$ come invece trovato Cordes (1986).

Nelle figure 5.1, 5.2, 5.3 e 5.4 sono mostrati gli spettri dinamici e le funzioni di autocorrelazione (ACF) della PSR J0452$-$1759 e della PSR J1430$-$6623.

Le due osservazioni sono state effettuate nel corso della stessa sessione di osservazione ed hanno la stessa durata. Si può notare immediatamente che i tempi scala di scintillazione per le due pulsar sono molto diversi tra loro e il canale 191 del banco di filtri è costantemente privo di segnale. Si vede anche come le strutture di scintillazione della PSR J0452−1759 deviano verso le basse frequenze in funzione del tempo. Ciò viene evidenziato dalla corrispondente funzione di autocorrelazione (Fig. 5.2).

5.3 Il programma di analisi

Il software usato per l'analisi dei dati di scintillazione raccolti con il radiotelescopio di Parkes è stato interamente sviluppato dal dott. Luciano Nicastro. Esso permette di decodificare i dati registrati su nastro magnetico durante le osservazioni e produrre gli spettri dinamici (spettri bi-dimensionali frequenza–tempo) a partire dai quali è possibile ottenere i parametri caratteristici dell'effetto di scintillazione interstellare (ISS). In particolare, si ottengono i parametri delle strutture di scintillazione dovuti alla diffrazione usati poi per stimare le velocità trasversali delle pulsar (V_{ISS}) (per una descrizione dettagliata si veda la tesi di laurea di Nigro (2000)). La novità più rilevante introdotta per la ri-analisi dei dati precedentemente effettuata da JNK è stato l'aggiunta della possibilità di effettuare un fit bi-dimesionale delle funzioni di autocorrelazione (vedi Cap. 6 e App. A).

5.3.1 I fit mono e bi-dimensionali delle ACFs degli spettri dinamici

Le funzioni di autocorrelazione bi-dimensionali degli spettri dinamici mostrano in genere una struttura a forma di campana centrata a ritardo (*lag*) 0 in tempo e frequenza. Questa struttura rispecchia la forma "media" delle strutture di scintillazione diffrattiva presenti nello spettro. Per poter stimare larghezza in banda $\Delta\nu_d$ e tempo caratteristico t_d di questa struttura si possono usare due approcci: quello di fit mono-dimensionale dei tagli lungo gli assi maggiore e minore della struttura, e quello del fit bi-dimensionale. In entrambi i casi, per semplicità, si usano delle funzioni gaussiane più una costante che serve a modellare eventuali livelli anomali di fondo. Il metodo bi-dimensionale è formalmente più corretto perché pesa in modo uniforme il contributo di tutta la struttura e riesce a stimare più accuratamente un eventuale angolo di *drift*. Due esempi di fit bi-dimensionali sono mostrati nelle Figs. 5.5 e 5.6.

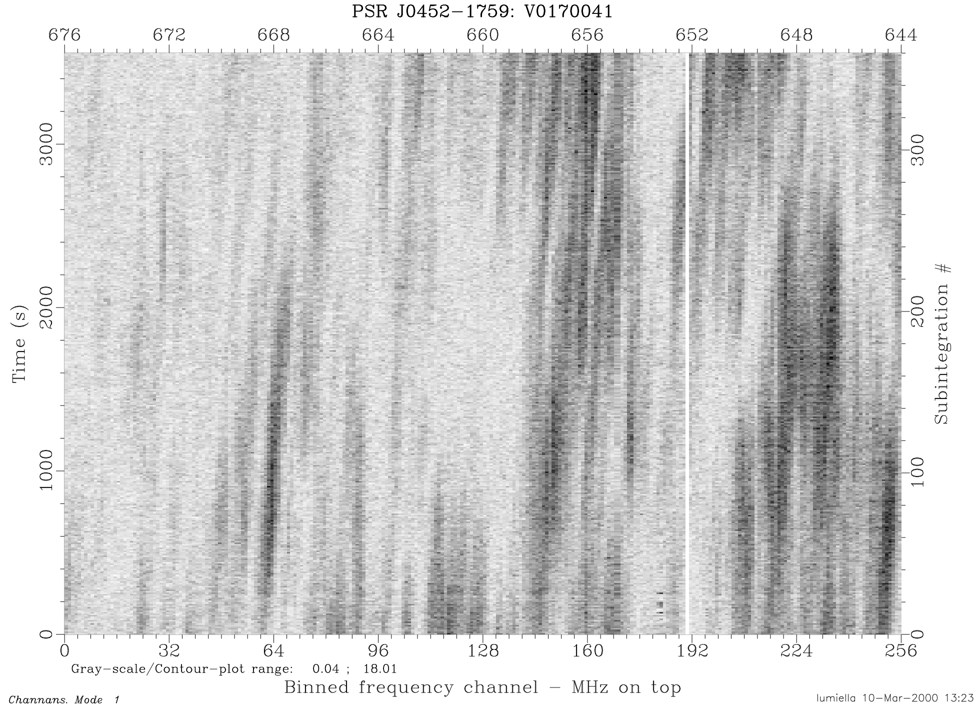

Figura 5.1: Spettro dinamico della PSR J0452−1759 a 660 MHz.

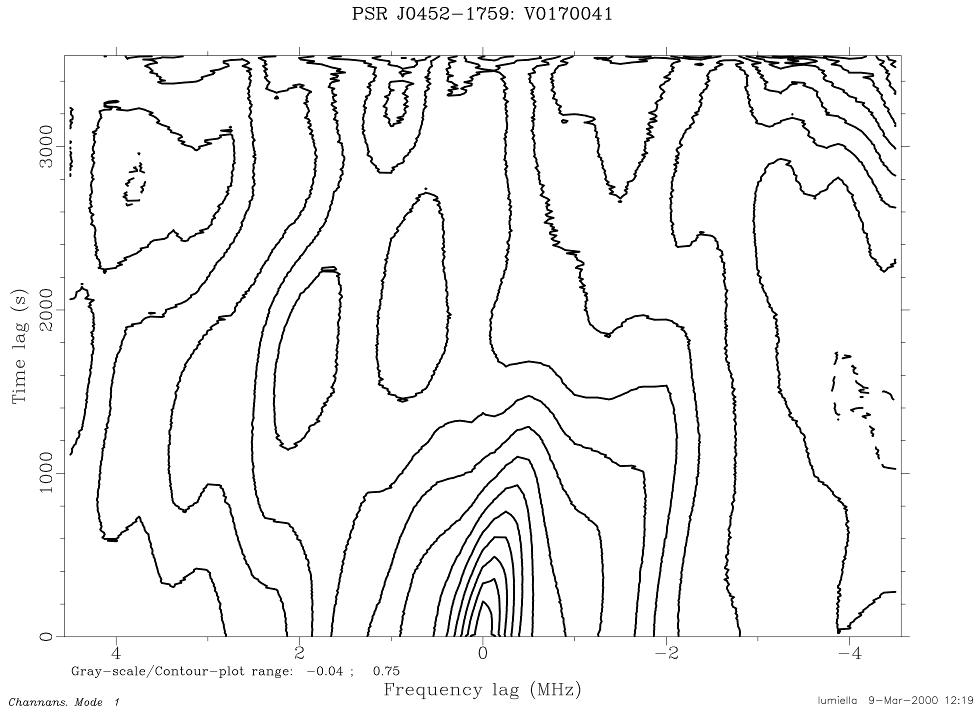

Figura 5.2: Funzione bidimensionale di autocorrelazione della PSR J0452−1759.

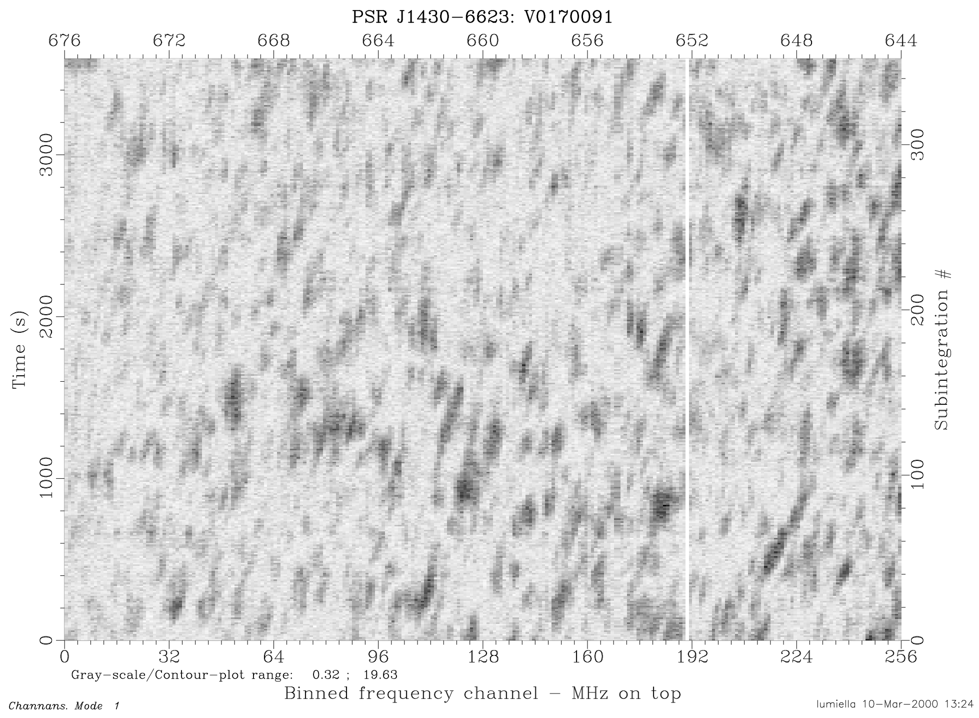

Figura 5.3: Spettro dinamico della PSR J1430−6623 a 660 MHz. Si può notare un leggero drift del pattern di scintillazione.

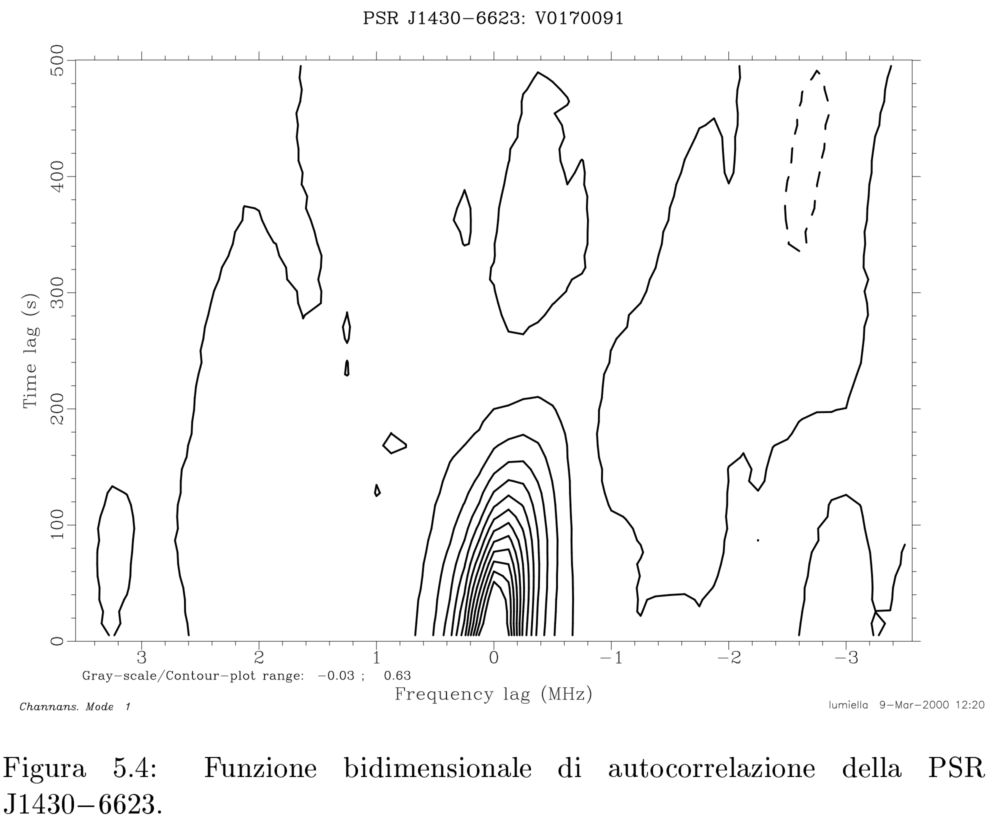

Figura 5.4: Funzione bidimensionale di autocorrelazione della PSR J1430−6623.

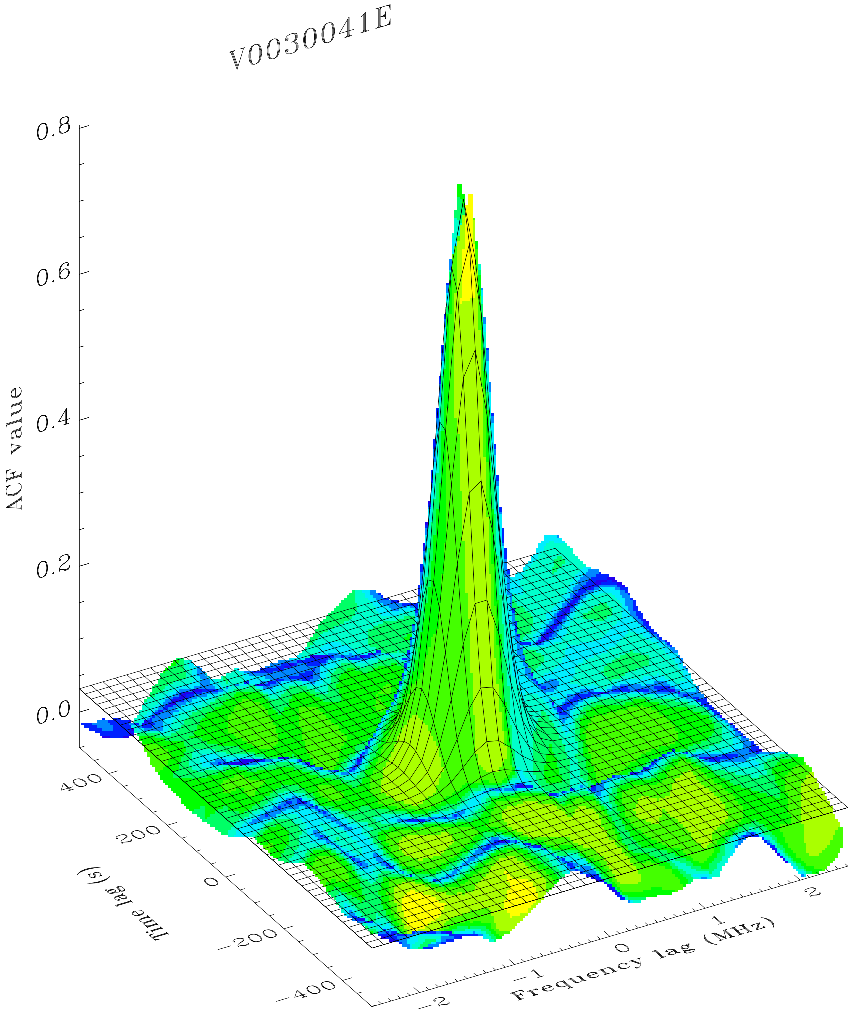

Figura 5.5: Fit bidimensionale effettuato sulla funzione di autocorrelazione della PSR J1751−4657.

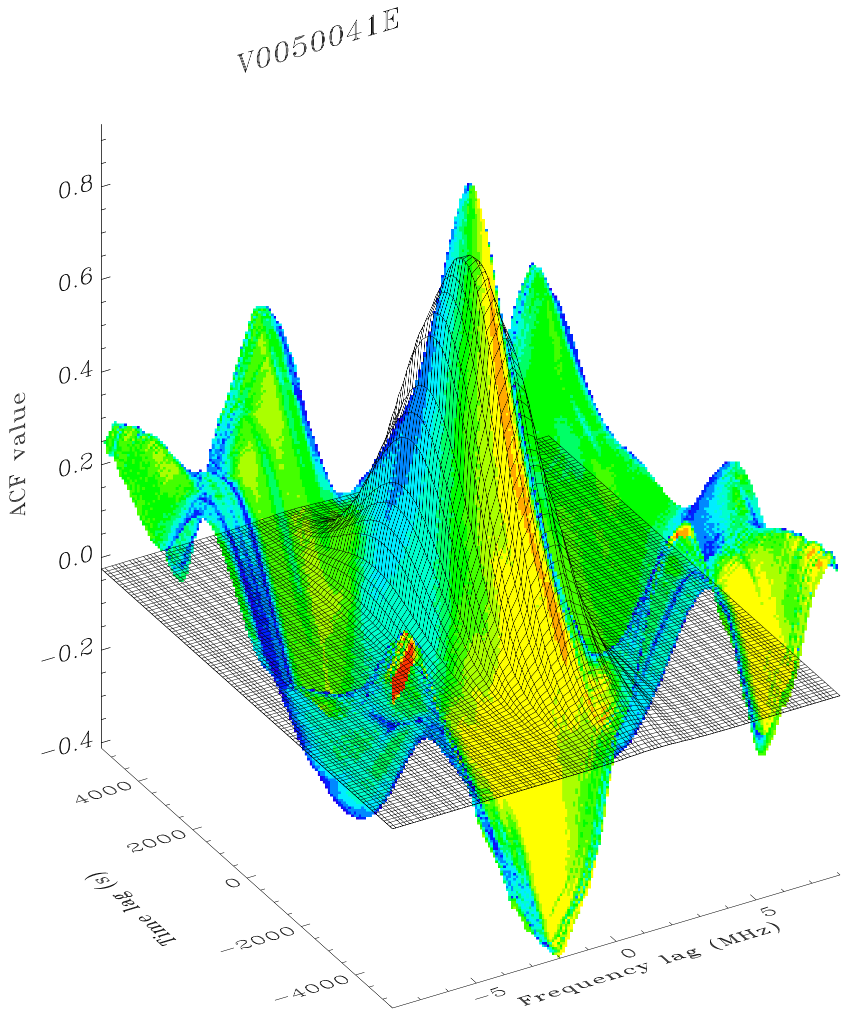

Figura 5.6: Fit bidimensionale effettuato sulla funzione di autocorrelazione della PSR J1456−6843.

Capitolo 6

Risultati e discussione

6.1 Confronti tra fit 1-d e 2-d

Come detto nel precedente Capitolo, la survey di Parkes ha avuto lo scopo di identificare pulsar di bassa luminosità e pulsar al millisecondo. Essa è stata la prima ad essere condotta nell'emisfero Sud. I risultati di JNK per 49 pulsar, sommati a quelli ottenuti in una survey condotta nell'emisfero Nord (Cordes 1996) hanno portato alla valutazione della velocità di scintillazione per più di 100 pulsar.

Gli spettri dinamici di Parkes sono stati studiati mediante un'analisi di autocorrelazione e sono stati prodotti i parametri caratteristici di scintillazione. Durante lo svolgimento di questa tesi sono stati studiati e analizzati 102 spettri dinamici, la maggior parte dei quali ha una frequenza centrale di 436 Mhz (43) e 660 MHz (39), occasionalmente vi sono spettri a frequenza centrale di 1374 MHz (5), 1520 MHz (8), 4800 MHz (6) ed uno spettro a 8400 MHz (per la Vela pulsar). Per ciascuno di essi sono stati ottenuti, mediante fit con una gaussiana bidimensionale, i parametri di scintillazione $\Delta\nu_d$ e t_d, che consentono sia di produrre stime delle velocità trasversali degli oggetti corrispondenti, sia di avere informazioni sullo spettro medio delle fluttuazioni spaziali della densità elettronica tra l'osservatore e la pulsar ($\overline{C_N^2}$). Il *log* di questa analisi è riportato nella tabella 6.1.

La prima colonna riporta il numero identificativo del supporto magnetico su cui erano registrati i dati mentre la seconda riporta il numero incrementale all'interno del nastro. Le colonne 3, 4 e 5 della tabella 6.1 riportano il nome, la distanza e l'altezza della pulsar sul piano della Galassia. La distanza della pulsar utilizzata è quella derivata dalla misura di dispersione (DM), usando il modello di densità elettronica di Taylor e Cordes (1993). Le colonne 6 e 7 danno la frequenza centrale di osservazione e la durata dell'osservazione. Le colonne 8 e 9 danno la larghezza di banda di decorrelazione e il tempo caratteristico di scintillazione. Infine le colonne 10 e 11 danno la stime della V_{ISS} e il logaritmo in base 10 del valore di (C_N^2). Ai 102 spettri dinamici per cui è stata effettuata l'analisi corrispondono 33 pulsars di cui 5 MSP (3 binarie: PSR J0437−4715, J1455−3330, J2145−0750, e due singole: PSR J0711−6830 e J1730−2304). Il criterio di selezione di questo campione a partire dalle 49 pulsars per cui erano stati ottenuti risultati dall'analisi di JNK (1998) ha tenuto conto di:

- intensità e qualità dei dati,
- tempo di osservazione totale sufficientemente lungo,
- possibilità di effettuare il fit 2-d con il nuovo software.

Le velocità medie per i 33 oggetti e per le sole MSP risultano 199 Km s^{-1} e 93 km s^{-1} rispettivamente confermando l'alta velocità generale delle pulsar e la più bassa velocità posseduta dalle MSP. Questa velocità media non si discosta molto dal valore di 204 km s^{-1} che si ottiene usando i risultati dei fit mono-dimensionale originari di JNK.

Nella tabella 6.2 i valori delle velocità di scintillazione delle 33 pulsar prese in considerazione, ottenuti effettuando un fit bi-dimensionale alle funzioni di autocorrelazione, sono confrontati con i valori ottenuti da JNK usando un metodo di fit mono-dimensionale. Nella tabella sono anche riportate le differenze percentuali delle due stime:

$$\frac{< V_{ISS} >_{\rm JNK} - < V_{ISS} >}{< V_{ISS} >_{\rm JNK}}.$$

Si nota come solo in due casi la discrepanza è marcata: 158% per la PSR J0908−4913 e 76% per la J1848−1952. In entrambi i casi i valori di velocità ricavati dai fit bi-dimensionali sono basati sull'analisi di un solo spettro dinamico, mentre le velocità ottenute con i fit monodimensionali erano state ricavate da diversi spettri con un tempo totale di osservazione più lungo. In

Tabella 6.1: Dati osservati e parametri di scintillazione delle osservazioni analizzate.

V	File	PSR	D (kpc)	z-height (kpc)	ν (MHz)	T (min)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
1	1	2145−0750	0.50	−0.34	436	42
	2	”	0.50	−0.34	436	15
	6	2155−3118	0.93	−0.72	436	30
	7	2330−2005	0.49	−0.46	436	30
	10	0134−2937	1.78	−1.76	436	30
	12	0401−7608	1.52	−0.89	436	30
	13	0437−4715	0.18	−0.12	436	180
2	1	0711−6830	1.03	−0.41	436	30
	6	1456−6843	0.45	−0.07	436	55
	7	1730−2304	0.50	0.05	436	63
	8	”	0.50	0.05	436	50
	9	1537+1155	0.68	0.51	436	120
3	2	1848−1952	0.96	−0.14	436	30
	4	1751−4657	1.07	−0.19	436	30
	5	2053−7200	0.94	−0.54	436	30
4	8	0536−7543	1.05	−0.54	436	30
	9	0437−4715	0.18	−0.12	436	120
5	1	0711−6830	1.03	−0.41	436	84
	4	1456−6843	0.45	−0.07	436	91
	5	1537+1155	0.68	0.51	436	37
	7	”	0.68	0.51	436	37
	13	1730−2304	0.50	0.05	1520	37
6	4	2145−0750	0.50	−0.34	436	90
7	1	0437−4715	0.18	−0.12	436	58
	2	”	0.18	−0.12	436	62
	5	0401−7608	1.52	−0.89	436	60
	6	0536−7543	1.05	−0.54	436	30
8	5	1455−3330	0.73	0.28	436	120
	6	1537+1155	0.68	0.51	436	120
	7	1614+0737	1.50	0.93	436	30
9	1	2145−0750	0.50	−0.34	436	120
	3	2317+2149	1.40	−0.823	436	30
	4	0134−2937	1.78	−1.76	436	60
	5	2155−3118	0.93	−0.72	436	40
	6	2053−7200	0.94	−0.54	436	30
10	5	2330−2005	0.49	−0.46	436	45
	10	0134−2937	1.78	−1.76	436	45
11	19	1751−4657	1.07	−0.19	436	30

Tabella 6.1: Dati osservati e parametri di scintillazione delle osservazioni analizzate (continua).

PSR	$<\Delta\nu_d>$ (MHz) (8)	$<t_d>$ (s) (9)	$<V_{ISS}>$ (km s^{-1}) (10)	$<\log C_N^2>$ (11)
2145−0750	0.72	866	61.2	−3.35
"	0.63	778	63.5	−3.30
2155−3118	0.47	338	173.0	−3.69
2330−2005	0.50	452	96.7	−3.20
0134−2937	0.24	212	271.1	−3.96
0401−7608	0.27	347	162.3	−3.88
0437−4715	3.63	366	195.1	−3.12
0711−6830	0.52	652	99.3	−3.81
1456−6843	1.02	2214	27.0	−3.39
1730−2304	0.19	371	72.4	−2.86
"	0.19	436	61.9	−2.86
1537+1155	1.20	729	109.4	−3.78
1848−1952	0.24	105	405.5	−3.48
1751−4657	0.29	76	640.4	−3.62
2053−7200	0.80	415	184.6	−3.89
0536−7543	0.25	119	382.4	−3.56
0437−4715	5.78	542	166.0	−3.29
0711−6830	0.33	613	84.2	−3.65
1456−6843	1.11	2370	26.4	−3.42
1537+1155	1.02	396	185.0	−3.72
"	0.39	346	131.8	−3.38
1730−2304	21.36	1599	51.8	−2.59
2145−0750	3.04	1504	72.4	−3.87
0437−4715	2.84	246	256.1	−3.03
"	4.30	342	227.0	−3.18
0401−7608	0.21	394	126.3	−3.79
0536−7543	0.29	193	251.0	−3.61
1455−3330	0.93	861	84.3	−3.74
1537+1155	0.53	653	81.2	−3.48
1614+0737	0.19	39	1208.9	−3.74
2145−0750	0.87	3306	17.7	−3.42
2317+2149	0.43	531	129.3	−3.98
0134−2937	0.70	304	323.0	−4.35
2155−3118	0.69	338	208.8	−3.83
2053−7200	2.98	752	196.5	−4.37
2330−2005	0.27	191	168.9	−2.98
0134−2937	0.45	256	308.9	−4.19
1751−4657	0.21	264	158.4	−3.51

Tabella 6.1: Dati osservati e parametri di scintillazione delle osservazioni analizzate (continua).

V	File	PSR	D (kpc)	z-height (kpc)	ν (MHz)	T (min)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
15	7	1709−4428	2.80	−0.13	1520	120
	8	1544−5308	1.29	0.03	1520	90
	9	1605−5257	1.24	−0.01	1520	90
	10	1730−2304	0.50	0.05	1520	30
	14	2330−2005	0.49	−0.46	436	45
	16	0134−2937	1.78	−1.76	436	45
	20	0908−4913	6.67	−0.12	1520	90
17	4	0452−1759	3.14	−1.76	660	60
	9	1430−6623	1.80	−0.17	660	60
18	3	1730−2304	0.51	0.05	660	60
	9	0134−2937	1.78	−1.76	660	60
	10	0401−7608	1.52	−0.89	660	60
	11	0536−7543	1.05	−0.54	660	60
19	12	1751−4657	1.07	−0.19	660	60
	16	2330−2005	0.49	−0.46	660	60
20	6	0942−5552	6.34	−0.25	660	60
	14	2053−7200	0.94	−0.54	660	60
21	13	0536−7543	1.05	−0.54	1520	30
	21	1807−0847	3.61	0.35	4800	30
22	4	0134−2937	1.78	−1.76	660	60
	5	0452−1759	3.14	−1.76	660	60
	8	1430−6623	1.80	−0.17	660	30
	9	1453−6413	2.70	−0.21	660	30
	11	1946+1805	0.85	−0.05	660	60
	12	1825−0935	1.03	0.02	660	45
24	14	1709−4428	2.80	−0.13	1520	115
25	1	1057−5226	1.53	0.18	660	60
	3	1430−6623	1.80	−0.17	660	30
	4	1453−6413	2.70	−0.21	660	30
	5	1456−6843	0.45	−0.07	660	30
	6	1559−4438	2.00	0.22	660	30
26	2	1825−0935	1.03	0.02	660	45
	6	2330−2005	0.49	−0.46	660	50
	11	0452−1759	3.14	−1.76	660	30
28	2	1751−4657	1.07	−0.19	660	20
	3	”	1.07	−0.19	660	20
	13	2330−2005	0.49	−0.46	660	36
	14	”	0.49	−0.46	660	43
	23	0536−7543	1.05	−0.54	660	30

Tabella 6.1: Dati osservati e parametri di scintillazione delle osservazioni analizzate (continua).

PSR	$< \Delta\nu_d >$ (MHz) (8)	$< t_d >$ (s) (9)	$< V_{ISS} >$ (km s^{-1}) (10)	$< \log C_N^2 >$ (11)
1709−4428	38.43	2887	91.0	−4.17
1544−5308	4.92	212	300.4	−2.81
1605−5257	15.57	836	133.1	−3.20
1730−2304	13.03	1629	39.7	−2.41
2330−2005	0.47	285	148.9	−3.18
0134−2937	0.57	241	370.0	−4.28
0908−4913	25.13	2639	124.2	−4.71
0452−1759	1.59	2095	62.2	−4.44
1430−6623	0.28	106	384.7	−3.36
1730−2304	1.17	583	77.1	−2.88
0134−2937	2.84	441	297.3	−4.20
0401−7608	1.59	531	170.5	−3.86
0536−7543	1.98	379	221.2	−3.65
1751−4657	0.32	541	62.6	−3.00
2330−2005	3.43	669	112.9	−3.24
0942−5552	0.12	241	211.2	−4.06
2053−7200	3.19	675	149.6	−3.73
0536−7543	53.15	1331	142.1	−3.51
1807−0847	25.43	653	117.7	−2.39
0134−2937	3.54	727	201.3	−4.28
0452−1759	1.18	1606	70.0	−4.33
1430−6623	0.29	105	398.2	−3.38
1453−6413	0.14	89	396.3	−3.44
1946+1805	0.65	709	61.0	−3.07
1825−0935	0.24	352	82.4	−2.87
1709−4428	68.06	7655	48.9	−4.49
1057−5226	1.64	365	253.1	−3.88
1430−6623	0.36	92	508.8	−3.46
1453−6413	0.17	91	436.6	−3.52
1456−6843	2.47	868	70.8	−3.05
1559−4438	0.11	96	287.3	−3.12
1825−0935	0.20	262	101.9	−2.81
2330−2005	0.74	334	105.2	−2.69
0452−1759	0.56	609	127.3	−4.06
1751−4657	0.25	372	81.5	−2.92
”	0.21	304	90.6	−2.85
2330−2005	1.03	231	178.8	−2.80
”	1.47	266	185.2	−2.93
0536−7543	1.20	271	240.9	−3.47

Tabella 6.1: Dati osservati e parametri di scintillazione delle osservazioni analizzate (continua).

V	File	PSR	D (kpc)	z-height (kpc)	ν (MHz)	T (min)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
29	10	1430−6623	1.80	−0.17	660	4
	14	”	1.80	−0.17	660	30
	17	1453−6413	2.70	−0.21	660	20
	18	1559−4438	2.00	0.22	660	30
	19	1825−0935	1.03	0.02	660	60
	29	0452−1759	3.14	−1.76	660	60
	31	0536−7543	1.05	−0.54	660	26
	32	”	1.05	−0.54	660	30
	33	0401−7608	1.52	−0.89	660	60
30	28	1807−0847	3.61	0.35	4800	38
31	2	1751−4657	1.07	−0.19	660	60
32	2	0742−2822	2.00	−0.08	4800	24
40	11	0742−2822	2.00	−0.08	4800	60
	24	0134−2937	1.78	−1.76	1374	90
	25	0401−7608	1.52	−0.89	1374	90
41	10	0452−1759	3.14	−1.76	1374	90
	12	0742−2822	2.00	−0.08	4800	50
42	18	0255−5304	1.15	−1.08	1374	90
	19	0401−7608	1.52	−0.89	1374	63
43	13	0835−4510	0.50	−0.02	8400	20
	14	”	0.50	−0.02	4800	5
S272	8	2145−0750	0.50	−0.34	436	40
S321	3	0437−4715	0.18	−0.12	436	180
S389	3	0437−4715	0.18	−0.12	436	172
S490	75	1455−3330	0.73	0.28	436	76

Tabella 6.1: Dati osservati e parametri di scintillazione delle osservazioni analizzate (continua).

PSR	$< \Delta\nu_d >$ (MHz) (8)	$< t_d >$ (s) (9)	$< V_{ISS} >$ (km s^{-1}) (10)	$< \log C_N^2 >$ (11)
1430−6623	0.28	96	431.0	−3.37
”	0.22	79	461.7	−3.28
1453−6413	0.14	130	273.2	−3.44
1559−4438	0.12	87	324.0	−3.14
1825−0935	0.19	489	53.0	−2.79
0452−1759	0.66	589	142.4	−4.12
0536−7543	2.68	307	318.3	−3.76
”	1.05	318	191.8	−3.42
0401−7608	1.71	335	279.9	−3.89
1807−0847	6.89	555	72.0	−1.92
1751−4657	0.16	352	68.8	−2.76
0742−2822	7.29	609	50.3	−1.47
0742−2822	10.55	362	101.6	−1.61
0134−2937	17.07	562	274.7	−3.68
0401−7608	52.46	3164	79.1	−3.96
0452−1759	5.84	1566	76.6	−3.74
0742−2822	10.63	484	76.3	−1.61
0255−5304	23.74	2417	60.5	−3.45
0401−7608	20.27	1310	118.7	−3.62
0835−4510	13.39	82	143.2	0.30
”	5.56	104	129.8	−0.29
2145−0750	3.76	1874	64.6	−3.95
0437−4715	5.46	929	94.2	−3.27
0437−4715	3.31	663	102.8	−3.09
1455−3330	1.33	1112	78.2	−3.87

Tabella 6.2: Stime di velocità di scintillazione da Johnston, Nicastro e Koribalski (1998) confrontate con le nuove ottenute con un fit bi-dimensionale delle funzioni di autocorrelazione.

PSR	$< V_{ISS} >$ (km s^{-1})	$< V_{ISS} >_{\rm JNK}$ (km s^{-1})	Differenza (%)
0134−2937	292	310	6
0255−5304	60	100	40
0401−7608	156	200	22
0437−4715^m	173	170	2
0452−1759	96	110	13
0536−7543	250	300	17
0711−6830^m	92	81	14
0742−2822	76	53	43
0835−4510	136	130	5
0908−4913	124	48	158
0942−5552	211	290	27
1057−5226	253	440	42
1430−6623	437	450	3
1453−6413	369	400	8
1455−3330^m	81	81	0
1456−6843	41	49	16
1537+1155^b	127	190	33
1544−5308	300	490	39
1559−4438	306	400	23
1605−5257	133	170	22
1614+0737	1209	880	37
1709−4428	70	89	21
1730−2304^m	61	62	2
1751−4657	184	180	2
1807−0847	95	91	4
1825−0935	79	73	8
1848−1952	405	230	76
1946+1805	61	49	24
2053−7200^m	177	150	18
2145−0750^m	56	51	10
2155−3118	191	160	19
2317+2149^m	129	110	17
2330−2005	142	140	1

^{m} pulsar al millisecondo, ^{b} binaria relativistica

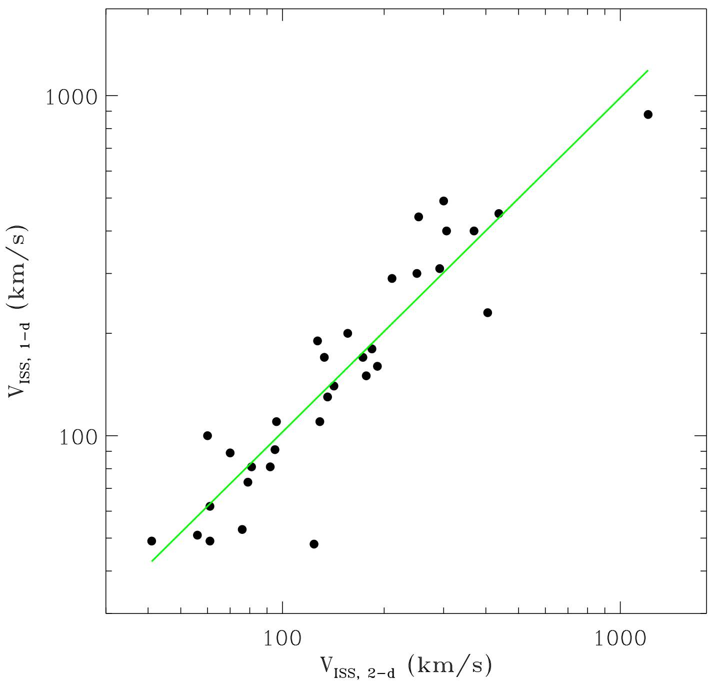

Figura 6.1: Velocità di scintillazione ottenute con fit mono-dimensionali in funzione delle velocità ottenute con fit bi-dimensionali.

genere una deviazione sistematica nei valori di velocità potrebbe essere dovuta, nei due metodi, ad una diversa stima dell'angolo di drift (se è presente), e ad un diverso valore della componente costante (*baseline*) del fit gaussiano. La media delle percentuali è 23%; se si escludono le 2 suddette pulsar si ha invece 17%, inferiore quindi all'errore tipico "totale" del 20–30% che si ha per le stime di V_{ISS}.

Un fit con un polinomio del primo ordine, mostrato in Fig. 6.1 dà come risultato un coefficiente angolare di 0.98. Escludendo il punto con $V_{ISS} = 1209$, questo valore diventa 1.03. Questo risultato indica che i due metodi (fit mono-dimensionale ai tagli a ritardo 0 in frequanza e tempo) che quello bi-dimensionale, danno risultati tra loro totalmente compatibili.

6.2 Revisione del diagramma $V_{pm} - V_{ISS}$

Uno degli scopi di questa tesi è stato quello di aggiornare il diagramma $V_{pm} - V_{ISS}$ è verificare la validità delle stime delle velocità trasversali delle pulsar per mezzo delle misure di scintillazione. A tal fine si è proceduto a:

1. aggiornamento dei valori di 14 moti propri che hanno dato nuove stime di V_{pm},

2. introduzione di 13 MSP di cui si hanno sia valori di velocità da moto proprio, ottenuti da misure di *timing* (Toscano et al. 1999), che i valori di velocità di scintillazione (JNK),

3. aggiunta di 15 nuove stime di V_{ISS} (Bhat et al. 1999),

4. aggiunta di 7 nuove stime di V_{ISS} (calcolate da me).

La tabella 6.3 riporta i valori aggiornati delle velocità da moto proprio ricavate con metodi interferometrici o di *timing* e delle velocità da misure di scintillazione sia per le pulsar "standard" che per quelle al millisecondo. Le stime degli errori sono riportati in percentuale rispetto alla misura delle velocità stesse. Per le pulsar che hanno un'incertezza della misura di V_{pm} maggiore del 100% vengono riportati i limiti superiori. Questi sono stati calcolati sommando alla stima della velocità, l'errore a 1σ della misura del moto proprio in RA e Dec.

Nel caso della MSP 1730−2304, il risultato del *timing* (Toscano et al. 1999) dà un limite inferiore di 51 km s^{-1}. Non considerando le MSP, le pulsar per cui si hanno valori aggiornati rispetto al lavoro di Gupta (1995), sono marcate con un "*". Gli errori sulla V_{ISS} sono stati calcolati con la formula di Bhat et al. (1999) nel caso essi non vengano da Gupta (1995) che riporta una stima approssimata che tiene conto dei vari contributi (incertezza della distanza, moto della Terra, ecc.). Gli errori sulla V_{pm} sono stati calcolati a partire dagli errori di misura dei moti propri osservati.

Gli stessi valori della tabella 6.3 sono rappresentati sotto forma di *scatter plot* nella Fig. 6.2. Un'analisi di correlazione usando tutti i dati, dà come risultato un coefficiente $r = 76\%$, quindi significativamente più alto del 42% ottenuto da Gupta (1995) per 59 pulsar. Per ulteriore verifica, sempre usando tutti i dati, è stato applicato un "rank Spearman test". Il risultato è stato un coefficiente di correlazione $r_S = 78\%$ e un livello di significatività di 4×10^{-16}. Questo significa che i dati sono correlati ad un livello di confidenza $100 - 4 \times 10^{-14}\%$! Un fit di minimi quadrati con una legge lineare, tenendo conto degli errori sulle V_{ISS}, dà come coefficiente angolare 0.78 (vedi Fig. 6.2). Escludendo il punto con $V_{ISS} > 6000$ il risultato non cambia in modo significativo. Lo stesso accade se vengono esclusi i 13 punti per cui le misure di V_{pm} sono dei limiti superiori (inferiore per la PSR J1730−2304) dando $r = r_S = 79\%$ e significatività di 7×10^{-14}. Il coefficiente angolare del fit diventa invece 0.85. Questi risultati dei fit vengono pienamente confermati se si scambiano gli assi, quindi tenendo conto degli errori sulle V_{pm} dando un valore di 0.75 e 0.70 per i corrispondenti casi prima citati (vedi Fig. 6.3). Tenendo conto degli errori nelle stime dei parametri del fit, si ottiene quindi che il coefficiente angolare della retta che interpola i dati ha un coefficiente angolare $m \simeq 1.01 \pm 0.20$, se si usano tutti i dati, e $m \simeq 1.15 \pm 0.30$ se si escludono gli upper limit.

Tabella 6.3: Velocità da moto proprio e da scintillazione: pulsar "standard" e MSP (in fondo).

PSR	$< V_{pm} >$ (km s^{-1})	$\delta < V_{pm} >$ (%)	$< V_{ISS} >$ (km s^{-1})	$\delta < V_{ISS} >$ (%)
0304+1932	167	21	189	15
0323+3944	237	23	163	14
0332+5434	145	7	186*	9
0358+5413	135*	26	488	18
0452−1759	320*	62	96*	20
0454+5543	202	12	404	21
0528+2200	228	99	375	22
0543+2329	376	47	574	14
0614+2229	< 304		37	20
0629+2415	< 538		78	48
0630−2834	390*	38	170*	8
0659+1414	251*	19	176	28
0814+7429	75	18	89	32
0820−1350	376	13	295	16
0823+0159	< 127		53	23
0826+2637	196	3.3	279*	22
0835−4510	141	4	136*	20
0837+0610	174	11	214*	16
0908−1739	142	32	394	31
0922+0638	919	72	642*	4
0953+0755	21	28	33*	20
1115+5030	142	8	235	18
1136+1551	475	1.6	396*	40
1239+2453	303	4.4	271*	17
1456−6843	89	3.4	41*	8
1509+5531	913	5	451*	8
1543−0620	< 170*		80*	8
1543+0929	144	40	122	13
1607−0032	< 66		60*	8
1645−0317	660	42	562	16
1709−1640	< 70*		132	19
1752−2806	45*	88	55	20
1807−0847	85*	82	95*	11
1820−0427	270	13	250	10
1823+0550	< 238		62	32
1825−0935	75*	60	79*	43
1840+5640	286	12	529	12
1844+1454	481	25	424	11
1907+4002	126	27	1179	11
1913−0440	< 372		380	14

Tabella 6.3: Velocità da moto proprio e da scintillazione (continua).

PSR	$< V_{pm} >$ (km s^{-1})	$\delta < V_{pm} >$ (%)	$< V_{ISS} >$ (km s^{-1})	$\delta < V_{ISS} >$ (%)
1921+2153	130*	27	173*	9
1932+1059	71*	8	159*	12
1935+1616	480*	21	418	13
1939+2134	< 146		205	25
1946+1805	37	71	61*	12
1954+2923	87	45	63	27
1955+5059	495	12	1175	12
2018+2839	< 31		56*	16
2022+2854	97	23	250*	7
2022+5154	91*	2	239	20
2046−0421	< 532		328	12
2046+1540	159	54	202	12
2048−1616	355*	4	501*	5
2113+2754	381	6	1105	24
2116+1414	< 618		171	26
2157+4017	485	8	1316	8
2219+4754	375	31	402	22
2225+6535	1686	2.3	6772	18
2305+3100	661	28	140	25
0437−4715	121	0.2	170	15
0711−6830	78	2.5	81	20
1455−3330	100	54	81	18
1603−7202	27	7	81	28
1713+0747	28	3.2	29	21
1730−2304	> 51		62	18
1744−1134	33	1.8	31	19
1911−1114	183	54	180	23
2051−0827	14	57	100	22
2124−3358	53	3.8	40	23
2129−5718	56	50	130	26
2145−0750	38	11	51	17
2317+1439	80	16	100	20

* Velocità con valori aggiornati rispetto a Gupta (1995).

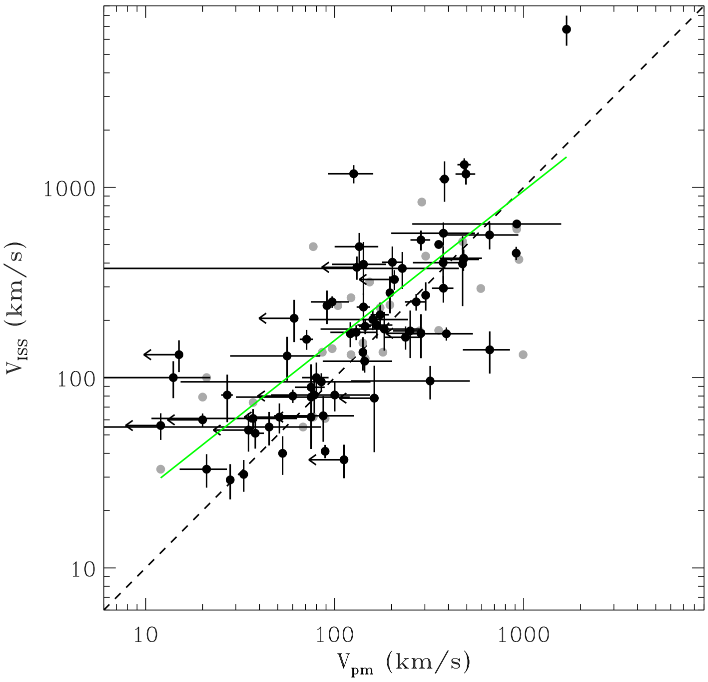

Figura 6.2: Velocità di moto proprio verso le velocità di scintillazione per le 72 pulsars prese in considerazione (punti neri). I punti grigi sono quelli di Gupta (1995) che sono stati aggiornati in questo lavoro. Quelli che non sono cambiati si riconoscono perchè hanno la barra d'errore. Sono anche riportati il risultato del fit con una retta e la diagonale tratteggiata equivalente a $V_{pm} = V_{ISS}$.

6.2.1 Alcuni casi rilevanti

Prendiamo in considerazione alcuni oggetti che esemplificano varie situazioni.

PSR J0452−1759: *alta discordanza* $V_{ISS} - V_{pm}$

In accordo col modello di Taylor e Cordes (1993), è stata assunta una distanza di 3.14 kpc, a questa distanza il moto proprio dà una velocità di 580 ± 200 km s^{-1} (Fomalont et al. 1992), che è stata abbassata a 320 ± 200 km s^{-1} (Fomalont et al. 1997). Le incertezze precludono una valutazione definitiva, ma la velocità da moto proprio risulta comunque maggiore della velocità di scintillazione, che risulta di 96 km s^{-1}. Questo può voler dire che l'assunzione che lo schermo sia a metà strada fra l'osservatore e la pulsar è semplicistica, e che in realtà esso è posto più vicino alla Terra.

PSR J0835−4510: *pulsar immersa in SNR*

La pulsar della Vela si trova ancora immersa, in posizione fortemente

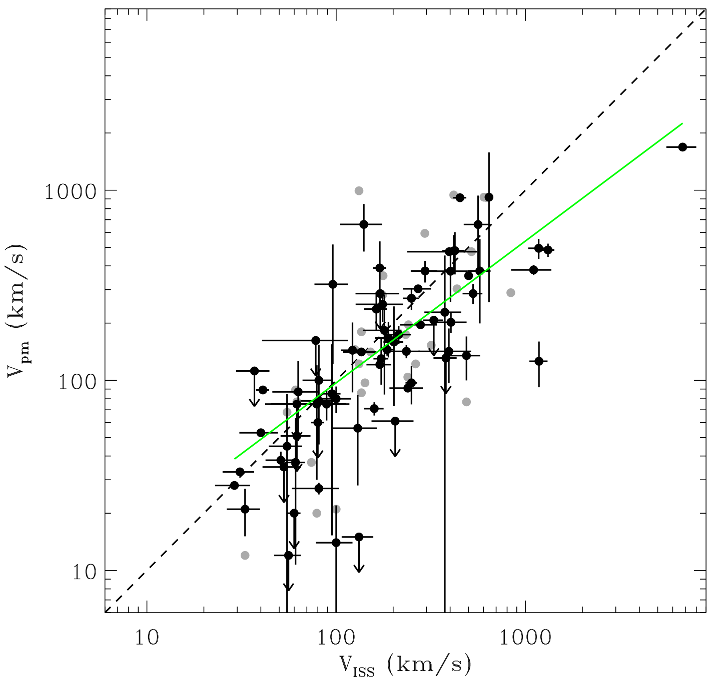

Figura 6.3: Velocità di scintillazione verso velocità di moto proprio per le 72 pulsars prese in considerazione (punti neri). Vedi Fig. 6.2.

asimmetrica, nel resto di supernova prodotto dal collasso della stella progenitrice. Inoltre essa è posta dietro la Gum Nebula. La V_{ISS} trovata, mediata su due valori ottenuti analizzando due spettri a 4.8 e 8.4 GHz, è stata di 136 km s^{-1}. Questa è in accordo con la V_{pm} che è di 124 km s^{-1} (Fomalont 1997). Da notare che si è ottenuto una stima di V_{ISS} paragonabile con la V_{pm} considerando lo schermo posto a metà strada fra noi e la pulsar. Se andassimo a considerare, come dovrebbe essere, lo schermo posto, molto più vicino alla pulsar, per esempio a 50 pc dalla pulsar ($D = 500$ pc), troveremmo un valore di x pari a 9, che si tradurrebbe in una velocità 3 volte superiore alla V_{ISS} trovata con $x = 1$, a quel punto la V_{ISS} potrebbe essere riconciliata alla V_{pm} solo ammettendo un moto trasversale del mezzo vicino alla pulsar, come in realtà si osserva dal moto dei filamenti associati alla SNR.

PSR J1706−1640: *drastica variazione di moto proprio*

Di questa pulsar non è stata stimata la V_{ISS}, quindi è rimasta la stima di Gupta (1995) che è di 132 km s^{-1}. La V_{pm} invece si è fortemente ridimensionata. Il moto proprio di $\mu_\alpha = 75.0 \pm 20.0$, $\mu_\delta = 147.0 \pm 50.0$, (Fomalont 1992) diede come risultato, con l'assunzione della nuova distanza del modello di Taylor e

Cordes, una velocità di 993 ± 324 km s^{-1}, (Gupta 1995). Più recentemente (Fomalont 1997) il moto proprio è stato rivalutato portando la velocità a soli 15 ± 55 km s^{-1}!

6.3 Osservazioni a bassa frequenza e sviluppi futuri

La forte dipendenza della frequenza degli osservabili dallo scattering interstellare suggerisce che le anomalie di scattering avverranno più facilmente a bassa frequenza. Strumenti ad alta risoluzione operanti a bassa frequenza, come il Giant Metrewave Radio Telescope (GMRT, Ananthakrishnan 1995), il proposto Low Frequency Array (LOFAR, Kassim et al. 2000) e lo Square Kilometer Array (SKA, Butcher 2000) hanno o avranno una risoluzione sotto il minuto d'arco a frequenze inferiori a 150 MHz.

Questi strumenti avranno inoltre sensibilità più alte di un ordine di grandezza (o anche più) rispetto agli strumenti oggi disponibili. Questo consentirà di aumentare notevolmente il numero di pulsar per cui sarà possibile determinare i parametri di scintillazione, consentendo di testare sia la validità dei modelli dello spettro di distribuzione delle irregolarità del mezzo, che del suo livello di turbolenza. Per quel che riguarda le stime delle velocità trasversali delle pulsar, questo consentirà di allargare il campione ad oggetti molto lontani per cui una stima da moto proprio è praticamente impossibile. Visti i risultati qui presentati, queste stime saranno più che attendibili e potranno quindi essere usati per approfondire gli studi di dinamica e di evoluzione di questa classe di oggetti.

6.3.1 Verso la definizione della struttura dell'ISM

Come già accennato nei capitoli precedenti, gli studi di scintillazione sono fondamentali per investigare il mezzo interstellare sia nelle vicinanze del Sole che sulle scale della Galassia. La lunghezza di scala rilevante, nelle regioni di scattering meno intenso, potrebbe essere la scala più esterna dello spettro delle fluttuazioni di densità ℓ_0 ($\theta_d D \sim \ell_0$; questa potrebbe anche essere la lunghezza di scala rilevante nelle regioni di scattering intenso, sebbene il suo valore possa essere piuttosto differente). Vicino al Sole (all'interno di ≈ 1 kpc), $l_0 \sim 1$ pc (Armstrong, Rickett e Spangler 1995).

È improbabile che possano essere sondati i diametri di scattering a questa scala spaziale ($\theta_d D \sim \ell_0$) al di sotto di 10 MHz. Poichè la ionosfera diventa rapidamente opaca a frequenze $\nu < 10$ MHz, gli array interferometrici posti a terra probabilmente non saranno influenzati dalle anomalie di scattering nelle vicinanza solari. Un effetto importante per la rilevazione delle anomalie di scattering è l'assorbimento free-free. Le fluttuazioni di densità responsabili dello scattering interstellare contribuiscono a questo assorbimento. Sorgenti poste lungo linee di vista pesantemente scatterate a brevi lunghezze d'onda, potrebbero subire l'effetto dell'assorbimento free-free a lunghezze d'onda maggiori.

Per esempio, l'assorbimento free-free rende il centro Galattico fortemente opaco per frequenze $\nu < 1$ GHz (Ananthramaiah et al. 1991). L'esistenza di strutture ionizzate compatte turbolente è direttamente legato alla loro longevità e rarità, oppure al *filling factor* nella Galassia. Eccetto che per il caso di fluttuazioni dovute a turbolenza distribuita, molti fenomeni osservati suggeriscono l'esistenza di strutture compatte con densità che implicano una pressione superiore rispetto alla maggior parte del mezzo interstellare. Questo non deve sorprendere, perchè l'ISM è altamente dinamico ed è in equilibrio di pressione solo mediamente. Non è noto che tipo di regioni locali H II, shock di supernovae, ecc. determinino lo scatternig più intenso.

Gli effetti osservabili possono essere usati per sondare meglio le dimensioni fisiche delle regioni che producono i più grandi livelli di scattering. Le striature nelle densità del gas interstellare, su una moltitudine di lunghezze di scala, sono molto probabilmente associati a campi magnetici. Alle scale della diffrazione $\leq 10^{11}$cm, l'idea è che la turbolenza sia essenzialmente mono-dimensionale, e che le irregolarità siano allungate lungo la linea di campo (Higdon 1984, 1986; Goldreich e Sridhar 1995). Filamenti a scala maggiore, come quelli che si vedono vicino al centro galattico perpendicolarmente al piano della Galassia (Yusef–Zadeh e Morris 1987), sembrano siano orientati lungo la direzione del campo. Se le irregolarità che diffrangono sono contenute in piani che sono allungati nella stessa direzione, potrebbe essere difficile separare, e così identificare, i due possibili contributi all'allungamento dell'immagine.

La dipendenza dalla frequenza dello scattering anomalo potrebbe offrire un modo per identificare la causa dell'allungamento per una particolare sorgente, quindi se è fortemente scatterata da un singolo o pochi filamenti. Se l'allungamento dell'immagine nasce da uno scattering anisotropo prodotto da irregolarità della densità su piccola scala, l'aumento della risoluzione angolare dovrebbe portare all'aumento dei rapporti assiali, quanto meno se la media spaziale è fatta su irregolarità su piccola scala. All'inverso, se lo scattering isotropo prodotta dai filamenti causa l'allungamento dell'immagine, l'aumento della risoluzione angolare dovrebbe produrre un piccolo o addirittura nessun cambiamento nell'asse minore del disco di scattering (ammesso che la risoluzione sia sufficiente a risolvere il disco di scattering). La dipendenza dalla lunghezza d'onda potrebbe risultare più complessa se lo scattering è determinato da numerosi filamenti più piccoli.

6.3.2 Osservazioni multibanda simultanee

Un ulteriore sviluppo nella comprensione del mezzo interstellare può derivare da osservazioni simultanee a diverse lunghezze d'onda, meglio se con un singolo strumento. Considerando le varie componenti di moto relativo in gioco e l'approssimazione che si fa nel considerare l'ISM come una mezzo con densità e distribuzione costante, si intuisce che per verificare i modelli presenti (e svilupparne di nuovi) sarebbe auspicabile osservare la componente elettronica lungo la linea di vista simultaneamente a più frequenze. Questo consentirebbe di sondare il comportamento "istantaneo" del mezzo in un'ampia banda dello spettro radio, e quindi verificare la validità delle leggi di dipendenza dalla frequenza di osservazione della banda di scintillazione $\Delta\nu_d$ e del tempo di decorrelazione t_d, nonché del livello di turbolenza del mezzo nelle varie zone della Galassia. Inoltre sarebbe possibile verificare l'influenza relativa degli effetti diffrattivi sui singoli impulsi alle diverse frequenze. Questo tipo di osservazioni sono già cominciate al GMRT e i risultati sono molto interessanti.

6.4 Conclusioni

Le stelle OB (progenitrici delle pulsar), si trovano soprattutto nel piano galattico, dove c'è materia per formarle, hanno una rapida evoluzione e possono raggiungere in alcuni milioni di anni lo stato di pulsar. Per questo motivo il maggior numero di questa classe di oggetti si trova non lontano dal piano della Galassia. Come si può vedere dalla Fig. 6.4, le pulsar ordinarie hanno moti diretti lontano dal piano galattico; le MSP, formando una popolazione vecchia, hanno invece moti sia di avvicinamento che di allontanamento dal piano, testimoniando il raggiungimento di un equilibrio dinamico.

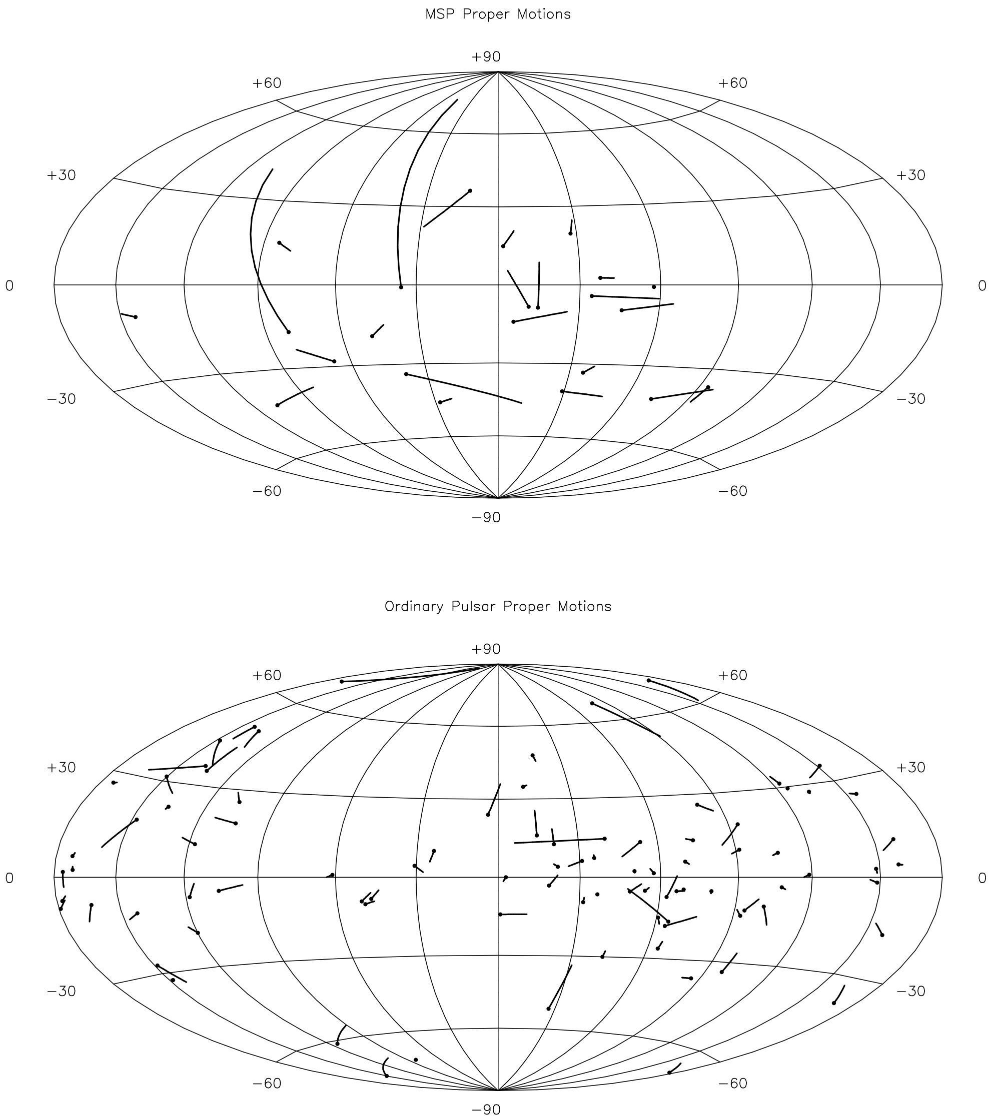

Figura 6.4: Moti delle MSP e delle pulsar ordinarie all'interno della Galassia. Le linee rappresentano i moti delle pulsars ($3 \cdot 10^6$ anni per la MSP e $1 \cdot 10^6$ anni per le normali), mentre i puntini evidenziano le posizioni finali (Toscano et al. 1999).

Il campione di pulsar per cui è stato possibile ottenere misure di velocità trasversali, sia di moto proprio che di scintillazione (V_{pm} e V_{ISS}), non è completo. Esistono effetti di selezione che con gli strumenti finora disponibili non è stato possibile eliminare. Nel campione mancano, o sono poco rappresentati, sia oggetti di bassa luminosità, sia oggetti agli estremi della distribuzione di velocità.
Sul piano galattico, dove si trova la maggior parte delle pulsar, risulta difficile fare osservazioni a bassa frequenza a causa del forte scattering subìto dalla radiazione pulsata. Questo provoca un allargamento dell'impulso che può

impedirne la rivelazione. D'altra parte è proprio alle basse frequenze che gli effetti della scintillazione sono più accentuati. A frequenze da circa 1 GHz in su il problema è molto meno accentuato, ma essendo inferiore il flusso emesso ($S \propto \nu^{\alpha}$, con $\alpha \simeq -1.5$), a volte risulta impossibile effettuare questo tipo di studi. Nel caso di oggetti moto distanti risulta comunque arduo, se non impossibile, misurare sia la V_{pm} (spostamenti angolari piccoli) che la V_{ISS} (oggetti comunque deboli). Se ne ricava quindi che le misure di V_{pm} e V_{ISS} sono viziate da effetti di selezione simili. Considerando inoltre che nel campione figurano valori di velocità in un intervello (10–1000 km s^{-1}), da ritenersi rappresentativo di tutte le possibili velocità, ne deriva che il risultato qui presentato, di alta correlazione tra velocità di moto proprio e di scintillazione, non ne risulta modificato.

Il lavoro di questa tesi è consistito principalmente nel raccogliere e produrre dati quanto più aggiornati e affidabili possibili delle misure di velocità trasversali di pulsar. L'aggiornamento di questi valori ha consentito di effettuare un'analisi più dettagliata e precisa della correlazione esistente tra velocità derivanti da misure dirette di moto proprio (V_{pm}), sia da ossorvazioni interferometriche che da quelle di *timing*, con quelle da misure di scintillazione (V_{ISS}). I risultati qui ottenuti confermano e anzi rafforzano la conclusione che queste ultime sono una stima più che attendibile delle velocità trasversali vere. Considerando gli innumerevoli vantaggi delle misure di V_{ISS} rispetto a quelle di V_{pm}, non è difficile prevedere che nei prossimi anni, con l'aumentare del campione osservato e grazie a strumenti sempre più sensibili, le nostre conoscenze sulla dinamica ed evoluzione di questi corpi celesti pulsanti potranno aumentare in modo considerevole.

Appendice A

A.1 Teorema della convoluzione (o del Faltung)

Si definisce prodotto di convoluzione o semplicemente convoluzione di due funzioni $f(x)$ e $g(x)$ la quantità:

$$h(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f(u)\, g(x-u)\mathrm{d}u = f(x) * g(x) \tag{A.1}$$

dove l'asterisco '$*$' è il simbolo convenzionale per indicare la convoluzione. La g(u) viene quindi capovolta rispetto all'asse y e traslata. La convoluzione è un'operazione commutativa, cioè è $f * g = g * f$. Come si vede, la convoluzione rappresenta in qualche modo una media pesata della $g(x)$ con pesi variabili secondo la $f(u)$. Fisicamente corrisponde al fatto che ogni osservazione fisica è limitata dal potere risolutivo degli strumenti utilizzati, e che quindi le grandezze misurate non sono esattamente quelle reali, ma, in qualche modo, una media pesata di tanti valori vicini.
Il teorema della convoluzione afferma che se $F(\nu)$ e $G(\nu)$ sono le trasformate di Fourier di $f(u)$ e $g(u)$ rispettivamente, si ha:

$$\mathcal{FT}\left\{f(x) * g(x)\right\} = F(\nu) \cdot G(\nu) \tag{A.2}$$

L'operazione di convoluzione opera, su dati che presentano delle irregolarità, un'azione di smussamento (a meno che la $g(t)$ non sia una δ di Dirac, nel qual caso la $f(t)$ resta immutata). Un esempio é mostrato in Fig. A.1.

L'auto–convoluzione di una funzione f(x) è data da:

$$f * f = \int_{-\infty}^{\infty} f(u)\, f(x-u)\mathrm{d}u \tag{A.3}$$

supponiamo di non capovolgere una delle due componenti, allora si ha

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(u)\, f(u-x)\mathrm{d}u\,, \tag{A.4}$$

che chiamiamo $f \star f$. Un singolo valore di $f \star f$ è rappresentato dall'area scura di Fig. A.2.

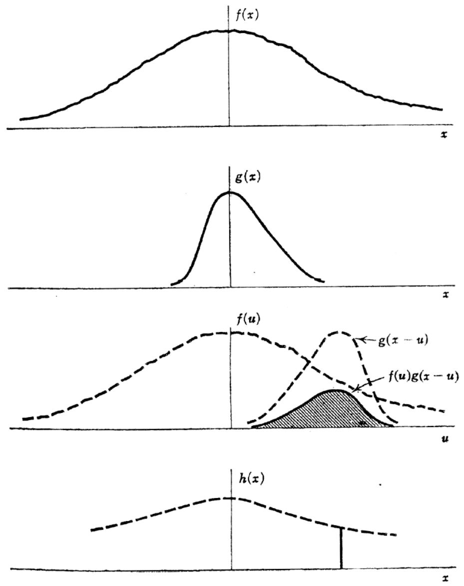

Figura A.1: L'integrale di convoluzione è rappresentato dall'area scura.

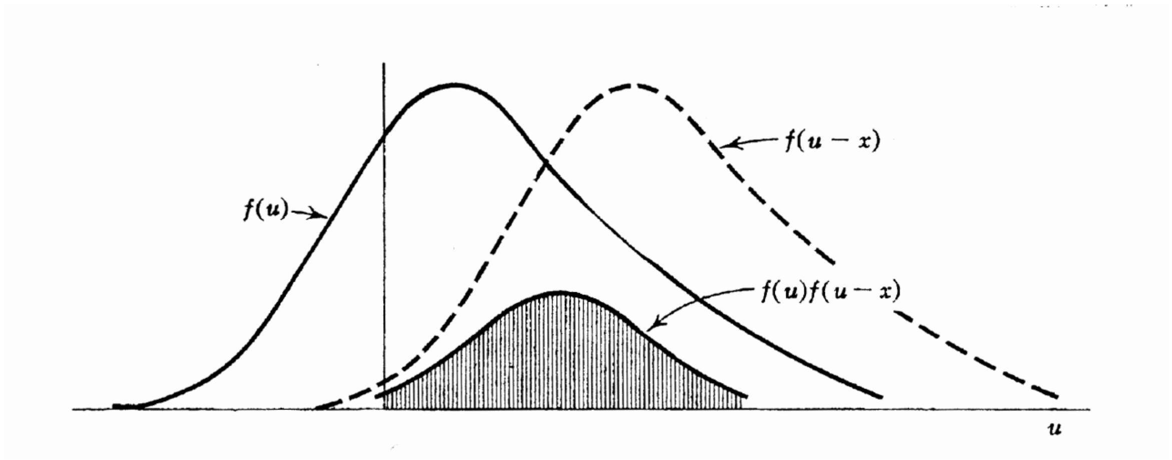

Figura A.2: La funzione di autocorrelazione è rappresentato dall'area scura.

A.1.1 Il caso discreto

Supponiamo che le $f(x)$ e $g(x)$ siano definite su intervalli limitati X_1 e X_2 rispettivamente, e che δx sia un intervallo di campionamento adeguato per entrambe le funzioni (cioè compatibili con i campionamenti tipici di entrambi). Le due funzioni saranno campionate in un numero di punti N_1 ed N_2 rispettivamente. Si potrebbe verificare che $f * g$ risulta definita in un numero $M = N_1 + N_2 - 1$ di punti. Per semplificare la trattazione formale della convoluzione di due funzioni discrete, è conveniente estendere, aggiungendo degli zeri, le f e g in modo che risultino entrambe costituite da M punti, e considerarle periodiche con periodo M. La convoluzione si definisce allora:

$$h_m = \sum_{k=0}^{M-1} f_k\, g_{m-k} \quad m = 0, 1, 2, ..., M-1 \tag{A.5}$$

La funzione di auto-convoluzione è:

$$h_m = \sum_{k=0}^{M-1} f_k\, f_{m-k} \quad m = 0, 1, 2, ..., M-1 \tag{A.6}$$

e quindi la funzione di autocorrelazione:

$$h_m = \sum_{k=0}^{M-1} f_k\, f_{k-m} \quad m = 0, 1, 2, ..., M-1 \tag{A.7}$$

A.1.2 Il caso bi-dimensionale e la funzione di correlazione

Nell'applicazione agli spettri dinamici delle pulsar, la funzione di autocorrelazione consente di evidenziare in uno spazio bidimensionale frequenza-tempo, le strutture tipiche delle *scintille*. Gli spettri sono generalmente il risultato della somma delle strutture di scintillazione proprie delle pulsar, più il rumore gaussiano ed eventuali intereferenze e malfunzionamenti "stabili" della strumentazione. Inoltre l'emissione radio delle pulsar può in alcuni casi essere "intrinsicamente" modulata su diversi tempi scala (vedi ad esempio il caso delle pulsar *nulling*). Possono inoltre essere presenti fluttuazioni in frequenza (in genere deboli). Come si deduce dalla definizione mono-dimensionale dell'autocorrelazione, dividendo ogni dato per la sommatoria totale dello spettro, si ha come risultato finale di un'analisi bi-dimensionale la media pesata di tutte le strutture presenti nello spettro. Questo consente di ricercare ed evidenziare le periodicità tipiche in frequenza e tempo consentendo di estrarre i parametri di scintillazione ν_d e τ_d. In formalismo matematico, nel caso non siano presenti (o siano stati filtrati) dati corrotti, si definisce la Funzione di Autocorrelazione (*AutoCorrelation Function – ACF*) non normalizzata (Cordes 1998):

$$ACF(\Delta\nu,\ \tau) = [N(\Delta\nu,\ \tau)]^{-1}\times \sum_{\nu=1}^{N_\nu-|\Delta\nu|}\ \sum_{t=1}^{N_t-|\tau|} \Delta S(\nu,\ t)\Delta S(\nu+\Delta\nu,\ t+\tau) \quad \text{(A.8)}$$

dove $\Delta\nu$ e τ sono i “ritardi” in frequenza e tempo e:

$$\begin{aligned} N(\Delta\nu,\ \tau) &= N_\nu - |\Delta\nu|, && \text{(A.9)}\\ \Delta S(\nu,\ t) &= S(\nu,\ t) - \overline{S}(t), && \text{(A.10)}\\ \overline{S}(t) &= N_\nu^{-1}\sum_\nu S(\nu,\ t), && \text{(A.11)} \end{aligned}$$

con N_ν e N_t il numero di canali in frequenza e numero di spettri (“sotto-integrazioni”) rispettivamente.

Da questa si ottiene la funzione di autocorrelazione (o di “covarianza”) normalizzata:

$$NACF(\Delta\nu,\ \tau) = \frac{ACF(\Delta\nu,\ \tau)}{ACF(0,\ 0)}. \quad \text{(A.12)}$$

Questa presenta in genere un picco di valore 1 a ritardo 0 in frequenza e tempo che non viene considerata nei fit, più una struttura estesa che corrisponde appunto alla media pesata delle strutture di scintillazione presenti nello spettro (vedi Caps. 3 e 6).

Bibliografia

- Ananthakrishnan S., *ApAS*, 1995, *16*, 427.
- Bailes M., Manchester R.N., Reynolds J.E., *MNRAS*, 1990, **247**, 322.
- Backer D.C., *ApJ*, 1974, **190**, 667.
- Bell J. F. et al., *ApJ*, 1995, **440**, L81.
- Bhat N.D.R., Gupta Y., Rao A.P., *ApJ*, 1998, **500**, 262.
- Coles W. A., *rwsi.conf*, 1988, 163.
- Cordes J. M., *ApJ*, 1986, **311**, 183.
- Cordes J. M., Weisberg J. M., Boriakoff V., *ApJ*, 1985, **288**, 221.
- Cordes J. M. et al., *ApJ*, 1998, **507**, 846.
- Cordes J. M., astro-ph/0005493.
- D'Amico N. et al., *MNRAS*, 1998, **297**, 28.
- Fomalont E. B., Goss W. M., Lyne A. G. et al., *MNRAS*, 1992, **258**, 497.
- Fomalont E. B. et al., *MNRAS*, 1997, **286**, 81.
- Fomalont E. B., Goss W. M., Chatterjee S. et al., *ApJ*, 1999, **117**, 3025.
- Gil J. A., Han J. L., *ApJ*, 1996, **458**, 265.
- Gil J. A., Sendyk M., astro-ph/0002450.
- Gordon, K. J., Gordon, C. P., *A & A*, 1975, **40**, 27.
- Gothoskar P., Gupta Y., *ApJ*, 2000, **531**, 345.
- Gott J. R., Gunn J. E., Ostriker J. P., *ApJ*, 1970, **160L**, 91.

- Gupta Y., Rickett B.J., Lyne A.G., *MNRAS*, 1994, **269**, 1035.
- Gupta Y., *ApJ*, 1995, **451**, 717.
- Gupta Y., Bhat N.D.R., Rao A.P., *ApJ*, 1999, **520**, 173.
- Gwinn C.R., Taylor J.H. et al., *AJ*, 1986,**91**, 338.
- Hankins T.H., Rankin J.M., and Gil J.A. (eds.). Pedagogical Univ. Press, 1992.,p. 287.
- Hankins T.H., Rickett B. J., *ApJ*, 1986, **311**, 684.
- Harrison P.A., Lyne A.G., *MNRAS*, 1993, **265**, 778.
- Harrison P.A., Lyne A.G., Anderson B., *MNRAS*, 1993, **261**, 113.
- Hewish A., *MNRAS*, 1980, **192**, 799
- Iben I. J., Tutukov A. V., *ApJ*, 1996, **456**, 738.
- Johnston S., Nicastro L., Koribalski B., *MNRAS*, 1998, **297**, 108.
- Kaspi V. M., Taylor J. H., Ryba M. F., *ApJ*, 1994, **428**, 713.
- Kassim N. E., *puas.conf*, 2000, **239**
- Kijak J., Gil J., *MNRAS*, 1998, **299**, 855.
- Kramer M., Lange C., Lorimer. et al., *ApJ*, 1999, **526**, 957.
- Kuz'min O.A., In: *Proc. of IAU Colloq. 128*, Lagow, Poland, 17–22 June 1990.
- Lorimer D.R., Bailes M., Harrison P.A., *MNRAS*, 1997, **289**, 592.
- Lyne A.G., Anderson B., Salter M.J., *MNRAS*, 1982, **201**, 503.
- Lyne A. G., Manchester R. N., *MNRAS*, 1988, **234**, 477.
- Lyne A.G. et al., *MNRAS*, 1998, **295**, 743.
- Manchester R.N. et al., *MNRAS*, 1996, **279**, 1235.
- Narayan R., *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.*, 1992, **341**, 151.
- Nicastro L., Johnston S., *MNRAS*, 1995, **273**, 122.

- Nice D. J. et al., *ApJ*, 1995, **441**, 429.
- Nigro F., *Tesi di Laurea*, A.A 1998/1999.
- Radhakrishnan V., Cooke D. J., *ApL*, 1969, **3**, 225.
- Rankin J. M., *ApJ*, 1986, **301**, 901.
- Rankin J. M., *ApJ*, 1993, **405**, 285.
- Rickett B. J., *MNRAS*, 1970, **150**, 67.
- Rickett B. J., *An.R.A.Ap.*, 1977, **15**, 479.
- Rickett B. J., *An.R.A.Ap.*, 1990, **28**, 561.
- Tauris T. M., Manchester R. N., *MNRAS*, 1998, **298**, 625.
- Taylor J.H., Cordes J.M., *ApJ*, 1993, **411**, 67.
- Toscano M., Sandhu J.S., Bailes M. et al., *MNRAS*, 1999, **307**, 925.
- Toscano M., Britton M.C., Manchester R.N. et al., *ApJ*, 1999, **523**, L171.
- Wolszczan A., Cordes J. M., *ApJ*, 1987, **318**, 410.
- Wolszczan A., Bartlett, J.E., Cordes J.M., In: *Proc. of the AIP Conference*, San Diego, CA, Jan. 18, 19, 1988 (A89-20276 06-90). New York, American Institute of Physics, 1988, p. 145-149,

Ringraziamenti

Un doveroso ringraziamento va al Dipartimento di Astronomia di Bologna, all'IFCAI–CNR di Palermo e al TeSRE–CNR di Bologna per avermi consentito l'uso di apparecchiature informatiche indispensibili per il lavoro svolto in questa tesi. Un sentito ringraziamento va altresì alla Prof.ssa Gregorini, al Prof. D'Amico, e, per il suo aiuto e la sua immarcescibile disponibilità, al Dott. Nicastro.