Indice

Introduzione

In questa tesi è descritto lo studio di scintillazione della millisecond pulsar PSR J0030+0600 scoperta nel mese di marzo del 1999 durante la pulsar survey tuttora in corso a Medicina con la Croce del Nord. Nelle osservazioni di follow-up fatte a Medicina a 408 MHz con la Croce del Nord, la pulsar mostrava forti variazioni di flusso. Successive osservazioni fatte a Parkes con il radio telescopio da 64 m hanno confermato l'effetto di scintillazione nel mezzo interstellare. Dall'analisi di questi dati, effettuata nell'ambito di questa tesi, è stato possibile determinare due parametri osservabili: l'intensità delle irregolarità del mezzo interstellare e la velocità di scintillazione. Quest'ultima è correlata alla velocità di moto proprio della pulsar di cui è stato stimato un limite superiore.

Il capitolo 1 è un introduzione agli aspetti teorici e osservativi che riguardano le pulsar. Nel capitolo 2 è stato descritto il fenomeno della scintillazione, come si ricavano i suoi parametri osservabili e quali sono i modi possibili di usare la scintillazione come strumento astrofisico. Il software usato per l'analisi dei dati è esplicitato con un esempio nel capitolo 3; esso vuole essere un piccolo manuale d'uso. Nel capitolo 4 sono state introdotte le caratteristiche di PSR J0030+0600 e viene riportata l'analisi dei dati. Nel capitolo 5 sono discussi i risultati ottenuti dalle osservazioni di scintillazione alla luce di lavori scientifici esistenti. L'appendice riassume il modello della distribuzione di elettroni liberi nella Galassia che porta il nome di *modello Taylor e Cordes* (1993).

Capitolo 1

Le Pulsar

1.1 Introduzione

La prima pulsar (pulsantig radio source) fu scoperta a Cambridge nel 1967 dalla dottoranda Jocelyn Bell durante una campagna di osservazioni radio riguardante la variazione di flusso delle sorgenti extragalattiche dovuta alla scintillazione. Da allora un nuovo campo dell'astronomia si è aperto; esso ha richiesto e richiede grandi sforzi di comprensione e di tecnologia. L'emissione radio delle pulsar è caratterizzata da impulsi periodici, con valori del periodo fra qualche millesimo di secondo a qualche secondo, e durata ("larghezza") degli impulsi di qualche percento del periodo.

La larghezza degli impulsi della prima pulsar era di qualche centesimo di secondo. Usando l'argomento di casualità $d \leq c \cdot \tau$, dove c è la velocità della luce e τ è la larghezza dell'impulso, si ottiene una lunghezza di qualche migliaio di chilometri. Questo induceva a pensare che il segnale fosse artificiale e che provenisse da una civiltà extraterrestre. Un po' per scherzo, un po' per davvero, le sigle assegnate alle prime pulsar furono LGM1,2,3,4 dove LGM sta per *little green men*. Da un esame più accurato si stimò una quantità di energia di qualche Watt/Hz, se la sorgente degli impulsi fosse stata alla distanza del Sole: un segnale artificiale non può essere così potente.

Quindi si cercò di capire quali oggetti potessero essere i responsabili di tale emissione. Due erono le possibilità: una Nana Bianca o una Stella a Neutroni. Ben presto la prima fu scartata perché, aumentando la risoluzione temporale, furono osservati impulsi che mostravano variazioni di intensità dell'ordine di 10^{-4} secondi, il che riduceva ancor di più le dimensioni dell'oggetto responsabile della radiazione. Si ebbe la certezza quando si scoprì una pulsar nella nebulosa del Granchio: il modello delle supernovae non prevede che l'oggetto che rimane dopo l'esplosione sia una nana bianca ma una stella a neutoni o un buco nero.

Baade e Zwicky (1934) avevano postulato l'esistenza delle stelle a neutroni. Oppenheimer e Volkof (1939) calcolarono la struttura di tali oggetti, resi stabili dall'equilibrio fra forza gravitazionale e la pressione della materia degenere che li compone. Pochi mesi prima della scoperta Pacini aveva sostenuto che una stella a neutroni ruotante poteva energizzare dall'interno un resto di supernovae (Pacini 1967).

1.2 Il modello standard - stima del campo magnetico superficiale

Una pulsar è una stella a neutroni in rapida rotazione che ha un elevato campo magnetico ($\sim 10^{12} G$), il cui momento ha un asse diverso dall'asse di rotazione. A causa della rotazione si crea una forte differenza di potenziale fra i poli magnetici e l'equatore che è in grado di strappare dalla superficie cariche elettriche creando così una magnetosfera. Queste cariche vengono accelerate per effetti relativistici lungo le linee di forza producendo segnale radio coerente, che viene emesso in un fascio conico. Se questo intercetta la Terra, è possibile osservarlo ad ogni rotazione riproducendo un effetto faro. Il modello più semplice che spiega l'emissione radio delle pulsar viene chiamato *rotatore obliquo*. Consideriamo il momento magnetico $\overrightarrow{m}_0$ inclinato di un angolo α rispetto all'asse di rotazione. La sua componente sul piano equatoriale è $\overrightarrow{m}_0 \sin\alpha$; essa ruoterà con velocità angolare ω. Questo oggetto perde energia rotazionale per emissione da dipolo magnetico rotante. La variazione di energia rotazionale è

$$\dot{E} = -\frac{1}{2}\frac{d(I\omega^2)}{dt} = -I\omega\dot{\omega} \ . \tag{1.1}$$

L'irraggiamento di energia secondo la formula di Larmor è

$$\dot{E} = \frac{2}{3}\frac{1}{c^3}\left(\frac{d^2\overrightarrow{m}}{dt^2}\right)^2 = \frac{2}{3}\frac{1}{c^3}\omega^4(\overrightarrow{m}_0 \sin\alpha)^2 \ . \tag{1.2}$$

Uguagliando (1.1) e (1.2) si ha

$$-I\omega\dot{\omega} = \frac{2}{3}\frac{1}{c^3}\omega^4(\overrightarrow{m}_0 \sin\alpha)^2 \ . \tag{1.3}$$

Mettendo il tutto in termini di periodo di rotazione P

$$P\dot{P} = \frac{8\pi}{3c^2}\frac{(\vec{m}_0 \sin\alpha)^2}{I} \ . \tag{1.4}$$

Si consideri il semplice caso in cui il momento magnetico sia perpendicolare al momento di rotazione ed $\vec{m}_0 \sin\alpha = \vec{m}$. Poichè $\mid \vec{m} \mid \simeq BR^3$ si ha

$$P\dot{P} \propto B^2 \ . \tag{1.5}$$

Assumendo il raggio della stella neutroni pari a 10^6cm ed $I = 10^{45}$g cm^2, possiamo avere una buona stima del campo magnetico misurando P e $\dot{P}$. Le correnti elettromagnetiche che si verificano sulla superficie hanno l'effetto di frenare la rotazione della pulsar. Per il nostro semplice modello la relazione si ottiene da (1.3)

$$\dot{\omega} = -\frac{2}{3}\frac{1}{c^3}\omega^3\frac{(\vec{m}_0 \sin\alpha)^2}{I} \ . \tag{1.6}$$

In generale la relazione di frenamento è $\dot{\omega} \propto \omega^n$ dove

$$n = \frac{\omega\ddot{\omega}}{\dot{\omega}^2} \ . \tag{1.7}$$

La (1.7) è stata verificata in pochi casi, ma la stima dell'indice di frenamento n è molto vicina al valore 2.5, rivelandoci che il modello di dipolo magnetico è semplicistico.

1.3 Stima dell' età

Ipotizziamo che il campo magnetico sia costante e che il periodo alla nascita della pulsar sia ordini di grandezza più breve rispetto a quello attuale, possiamo allora stimare l'età dell'oggetto integrando la (1.5).

$$\int P dP = cost \cdot \int B^2 dt \tag{1.8}$$

ottenendo:

$$\frac{P^2}{2} - \frac{P_0^2}{2} = \mathrm{cost} \cdot \mathrm{B}^2 \tau_\mathrm{c} \tag{1.9}$$

dove P_0 è il periodo iniziale che assumiamo essere 0 e τ_c viene chiamato *età caratteristica*. Sostituendo il valore di B secondo la (1.5), l'equazione (1.9) diventa:

$$\tau_c = \frac{P}{2\dot{P}} \ . \tag{1.10}$$

In questo modo misurando il periodo e la sua derivata possiamo ottenere una stima dell'eta di una pulsar. Per alcuni oggetti questa relazione ci dà un'età che è maggiore di quella della Galassia.

Un'ulteriore stima si ottiene dall'*età cinematica*. Si assume che le pulsar nascano sul piano galattico ed abbiano una certa velocità; misurando quest'ultima e la distanza dal piano galattico si ricava cinematicamente la loro età.

1.4 Le caratteristiche fisiche

I periodi caratteristici delle pulsar ordinarie (non millisecond pulsar) vanno da $\sim$ 10ms a $\sim$ 10s. Una delle più veloci e delle più giovani è quella situata dentro la Crab Nebula, che ha P = 33ms. Le variazioni del periodo $\dot{P}$ sono dell'ordine di 10^{-15} . La quasi totalità della pulsar ordinarie ha campi magnetici di $\sim 10^{12}$G. Esse nascono con campi magnetici fra 10^{12} e 10^{13}G decadendo di un fattore 10 - 100 in circa 10000 anni. L'età media delle pulsar ordinarie è valutata in qualche milione di anni. Esse hanno un valore medio di velocità di 450 km/s (Lyne e Lorimer 1994). Valori così alti possono essere spiegati pensando ad una esplosione asimmetrica della supernova generatrice. Il valore medio della densità di flusso $S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$ a 400 MHz è $\simeq$ 0.1Jy e la luminosità ha un valore fra 10^{20} e 10^{24}Watt. L'indice spettrale α è compreso fra 1 e 3 con un valore mediano di 1.5 .

1.5 Pulsar binarie e millisecond pulsar

1.5.1 Introduzione

La seconda scoperta importante riguardante le pulsar, (che poi si rivelò la miglior prova della relatività generale) fu l'osservazione della PSR J1913+16 nel 1974. Gli scopritori, Hulse e Taylor, notarono che il periodo fluttuava ogni 7 ore e 45 minuti. La modulazione aveva un comportamento simile alle curve di luce dei sistemi binari. Scartando ogni possibilità di errore si convinsero che si trovavano di fronte ad un sistema binario (Hulse e Taylor 1974).

La terza pietra miliare nel campo delle pulsar avvenne nel 1982 ad opera di Backer, Kulkarni, Helies, Davis e Goss. Essi scoprirono la pulsar con il periodo più breve conosciuto fino ad ora $P = 1.56$ms. Nasce così una nuova classe di oggetti: le millisecond pulsar (MSP).

1.5.2 Fisica dei sistemi binari

Funzione di massa

Un sistema binario è descritto dalla cosidetta funzione di massa:

$$f(m) = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{4\pi(a_1 \sin i)^3}{P_b^2} \tag{1.11}$$

essa si ottiene dalle tre equazioni

$$a_1 + a_2 = a \tag{1.12}$$

$$a_1 M_1 = a_2 M_2 \tag{1.13}$$

$$P_b^2 = \frac{a^3}{M_1 + M_2}\,, \tag{1.14}$$

dove a_1 e a_2 sono i semiassi maggiori delle orbite dei due oggetti, M_1 e M_2 le due masse e P_b il periodo orbitale, i è l'inclinazione dell'orbita rispetto alla linea di vista e $a_1 \sin i$ è la proiezione del semiasse sul piano perpendicolare alla linea di vista. L'equazione 1.13 esplicita la conservazione del momento angolare, mentre la (1.14) è la forma generale della terza legge di Keplero; essa relaziona il periodo orbitale alla somma delle masse ed alla somma dei semiassi maggiori, descrivendo così i parametri fondamentali di due oggetti celesti legati gravitazionalmente.

Le quantità del secondo membro dell'equazione (1.11) sono costanti e osservabili. Quindi la funzione di massa ci dà una stima della massa della compagna della stella a neutroni assumendo che questa abbia una massa di 1.4 $M_\odot$ (stima che si trova con maggiore frequenza in letteratura).

Luminosità di Eddington

Un sistema stellare binario evolve diversamente da un stella isolata. La diversità è data dallo scambio di materia che avviene fra i due oggetti. Esso è descritto da superfici matematiche equipotenziali chiamate lobi di Roche, e da un limite fisico che governa il tasso di scambio della materia conosciuto come *limite di Eddington*.

Quando avviene trasferimento di materia da una stella alla sua compagna l'energia potenziale che questa possiede si trasforma in energia termica. L' energia in gioco è

$$\Delta\varepsilon = \frac{GM\Delta m}{R} , \tag{1.15}$$

dove M è la massa della stella che accresce materia, Δm è la massa accresciuta ed R la distanza dalla stella. L'efficienza del processo $\Delta\varepsilon/mc^2$ è ~ 0.2. La luminosità, ovvero l'energia prodotta per unità di tempo, è

$$L = \frac{GM\dot{m}}{R} , \tag{1.16}$$

Uguagliando l'energia gravitazionale della materia accresciuta e la pressione di radiazione della stella, si ottine la *luminosità limite di Eddington*:

$$L_E \simeq 6 \cdot 10^4 \left(\frac{M}{M_\odot}\right) L_\odot \mathrm{erg/s} \; . \tag{1.17}$$

Uguagliando la (1.16) e la (1.17) si ottiene la relazione che pone il limite alla massa accresciuta per unità di tempo:

$$\dot{m} = \frac{L_E R}{GM} \simeq 7 \cdot 10^{17} \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \mathrm{g/s} \tag{1.18}$$

Se il tasso di accrescimento supera quello dato in (1.18), la materia in eccesso viene espulsa nello spazio. In realtà il limite fisico è minore di quello dato dal limite di Eddington, poichè intervengono processi fisici che nella semplice derivazione qui descritta non sono stati presi in considerazione.

1.5.3 Origine delle pulsar binarie e delle millisecond pulsar

In questo paragrafo è descritta qualitativamente l'evoluzione di un sistema binario. Questo modello spiega la nascita delle pulsar ordinarie e delle millisecond pulsar. Per visualizzare ciò useremo la figura 1.1.

Stage 1. Il sistema binario è composto da due stelle di sequenza principale di 8 e 20 $M_\odot$.

Stage 2. La stella più massiva esce dalla sequenza principale e diviene una gigante rossa riempiendo il proprio lobo di Roche. A questo punto avviene trasferimento di massa alla compagna sotto forma di disco d'accrescimento sul piano che contiene l'orbita dei due oggetti.

Stage 3. Il trasferimento di massa è finito; ciò che rimane della gigante rossa è il nucleo di elio. La fusione della stella di elio continua fino a produrre ferro

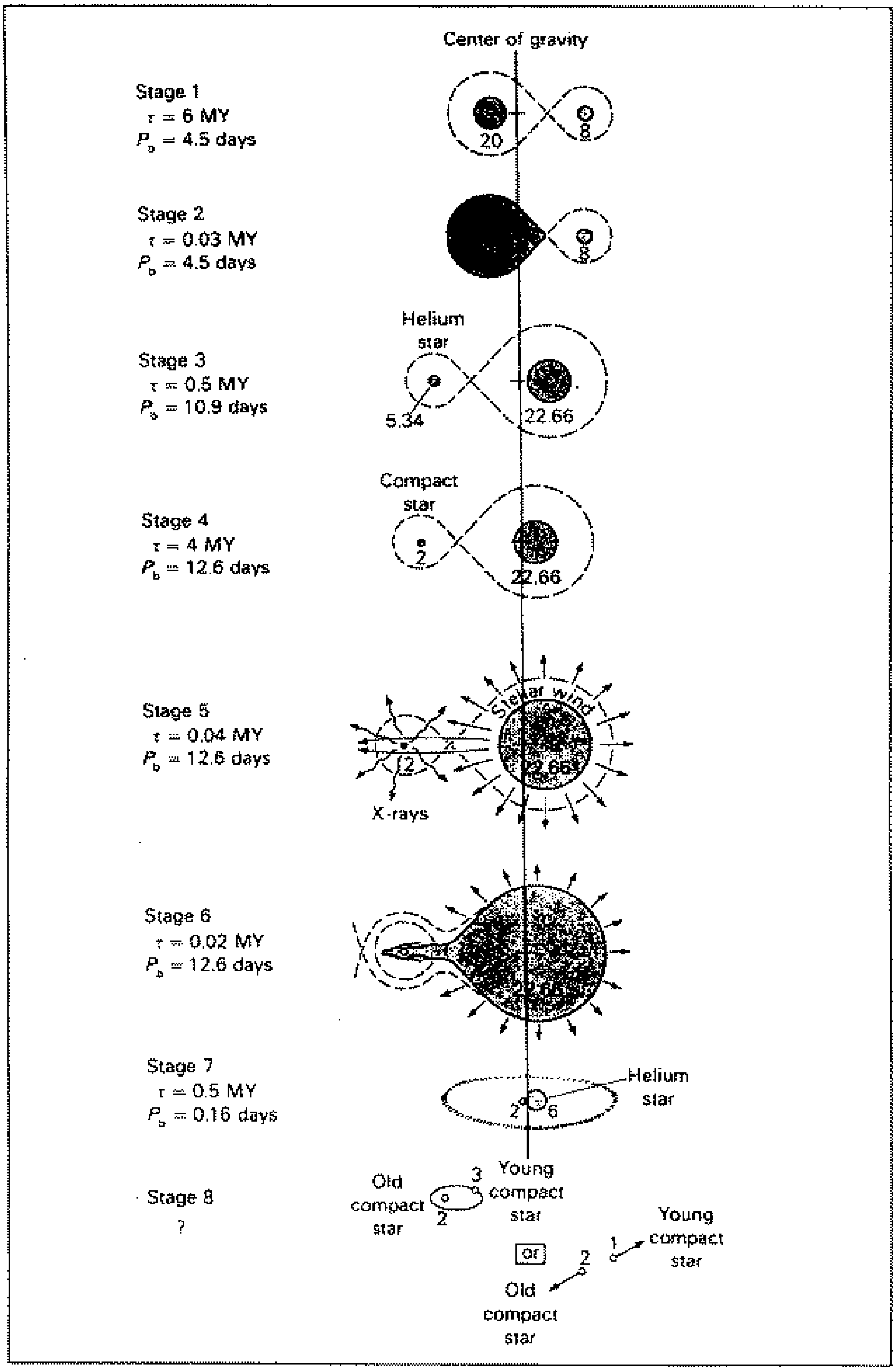


Figura 1.1: Modello di evoluzione di un sistema binario.

al suo interno. La stella implode, non potendo usare il ferro per la fusione, e si ha lo scoppio in supernova.
Stage 4. Supponiamo che il sistema binario sia rimasto legato gravitazionalmente; esso ora è composto da una stella molto massiva ed da una stella a neutroni che è il residuo dell'esplosione della supernova.
Stage 5. La stella massiva si è evoluta diventando una gigante rossa. Essa produce vento solare, parte del quale viene intercettato dalla stella compatta trasformando l'energia gravitazionale della materia catturata in energia termica e quindi in emissione elettromagnetica. Se esistono le opportune condizioni, è possibile osservare il sistema come binaria X.
Stage 6. In breve tempo la gigante rossa ha riempito il suo lobo di Roche ed incomincia a trasferire massa alla compagna compatta. La stella a neutroni acquista così una frazione di momento angolare che ne accelera il periodo; sono ora presenti le condizioni affinché essa sia osservabile come pulsar radio. Il tasso di accrescimento ha un valore massimo dato dal limite di Eddington ($\sim 1.5 \cdot 10^{-5}$ $M_\odot$/yr).
Stage 7. Il sistema binario è costituito dalla pulsar e da una stella di elio.
Stage 8. Evoluzione della stella di elio in supernova. Se l'esplosione non slega gravitazionalmente il sistema si ha una pulsar e una stella a neutroni che orbitano intorno al loro centro di massa (High Mass Binary Pulsar), altrimenti i due oggetti sono isolati.

Ritorniamo alla fase 6 e supponiamo che la compagna non abbia massa sufficiente per evolversi in supernova; il trasferimento di materia sotto forma di disco di accrescimento alla stella a neutroni avverrà molto più lentamente ($\sim 10^8$yr). Abbiamo già accennato in §1.2 che la pulsar rallenta il proprio periodo, secondo la (1.5) il suo campo magnetico diminuisce fino a $\sim 10^8$ G e non riesce più a rifornire la magnetosfera di cariche elettriche; la pulsar non emette più segnale radio. Accrescendo materia avviene trasferimento di momento angolare con l'effetto di riaccelerare la stella fino a periodi di pochi millisecondi e "riaccenderla"; quindi le Low Mass Binary Pulsars sono le progenitrici delle millisecond pulsar.

In questo modello le pulsar ordinarie e/o *veloci* sono la conseguenza dell'evoluzione dei sistemi binari. La presenza delle millisecond pulsar isolate può essere giustificata da due fenomeni: la coalescenza delle due stelle o l'evaporazione della compagna causata dalla radiazione dalla pulsar. Il 75%

delle millisecond pulsar fa parte di sistemi binari.

La figura 1.2 mostra la distibuzione galattica delle pulsar. Mentre le ordinarie sono localizzate sul piano galattico, le millisecond sono distribuite uniformemente avendo avuto il tempo di lasciare il piano galattico, luogo in cui si sono formate.

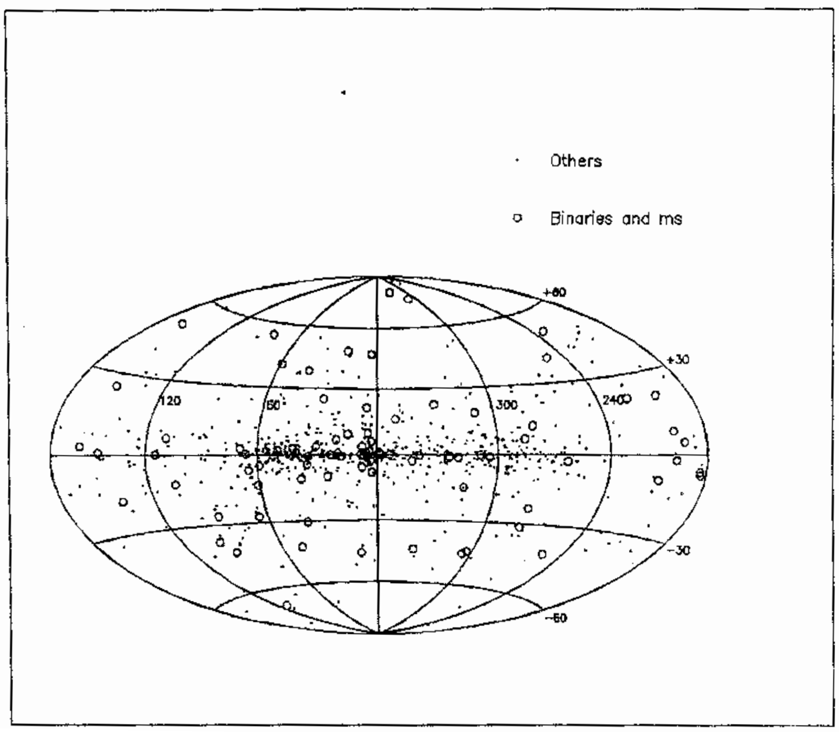


Figura 1.2: Distribuzione delle pulsar nella Galassia.

1.6 Diagramma P-B e traccia evolutiva

La figura 1.3 mostra l'età caratteristica delle pulsar in funzione del loro periodo. Si nota come le pulsar e le millisecond pulsar costituiscano due popolazioni diverse.

Il diagramma P-B (fig 1.4) è usato per fare considerazioni di carattere evolutivo, poichè avendo misure di P e $\dot{P}$ si può stimare il campo magnetico e l'età caratteristica e quindi seguire l'evoluzione delle pulsar.

Esse nascono presumibilmente con periodi brevi, come risultato della conservazione del momento angolare durante il collasso della stella. Mentre la pulsar invecchia, e finchè il suo campo magnetico rimane costante, la

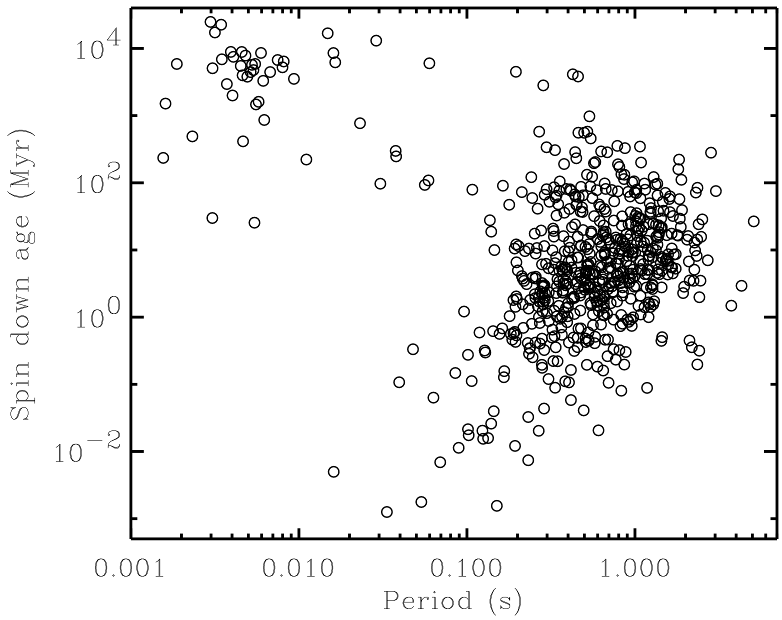


Figura 1.3: Diagramma periodo-età caratteristica.

pulsar si muoverà in questo diagramma lungo una linea orizzontale. Ci sono evidenze osservative (per esempio la differenze fra età caratteristica e età cinematica per la pulsar più vecchie) che il campo magnetico decade a valori dell' ordine di $10^9 - 10^{10}$G. La scala di tempo del decadimento di B è stimata essere 1-10 milioni di anni. Alla diminuzione del campo magnetico corrisponde l'aumento del periodo con la conseguente perdita di efficacia del rotatore obliquo, ed il rallentamento della crescita del periodo. Quando questo meccanismo incomincia a diventare importante la traettoria evolutiva della pulsar si piega verso il basso, attraversando in maniera verticale quella che è chiamata la *linea della morte*, al di sotto della quale il meccanismo di emissione di segnale coerente radio non funziona più. La curva è rappresentata dall' equazione

$$(\frac{B}{10^{12}})P^{-2} = 0.2 \tag{1.19}$$

e corrisponde alla retta in basso a tratto continuo in figura 1.4.

La maggior parte delle pulsar *muoiono* entro 10^7 anni dalla loro formazione con periodi di $0.3-3$ secondi. L'addensamento che si nota nei pressi della *linea della morte* è dovuta al fatto che le pulsar percorrono molto velocemente il tratto orizzontale poiché nelle fasi iniziali della loro vita possiedono alti campi

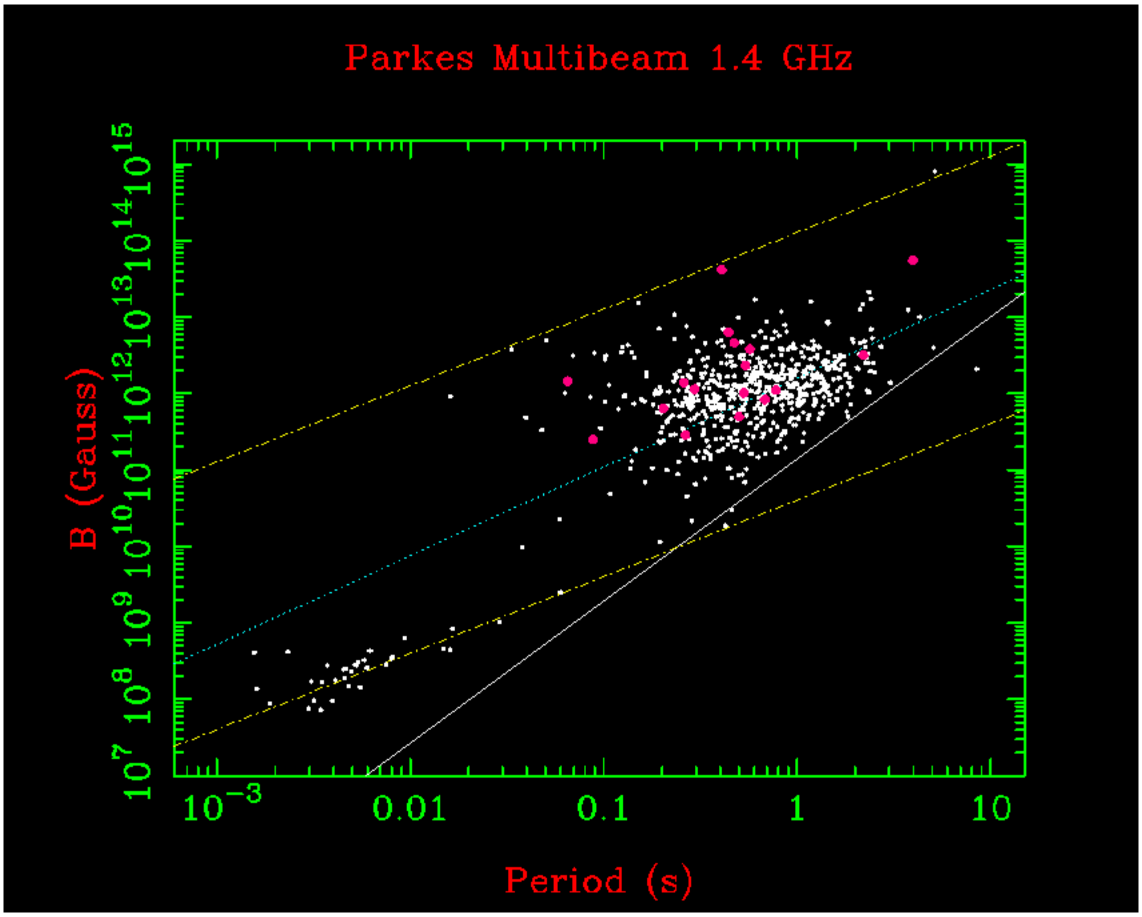


Figura 1.4: Diagramma B-P.

magnetici e bassi valori del periodo e quindi, secondo la (1.5), alti valori di $\dot{P}$.

Se la stella a neutroni fa parte di un sistema binario, durante l'evoluzione della stella compagna incomincierà ad accrescere massa, diminuedo il suo periodo di rotazione. In questa fase il suo campo magnetico è piuttosto piccolo e la sua variazione nel tempo lenta. Si muoverà ,quindi, nel diagramma P-B in maniera orizzontale da destra verso sinistra fino a raggiungere il limite del suo accrescimento, chiamato *spin-up line*, dato dalla relazione $P \propto B^{6/7}$ (la retta tratteggiata nel centro del diagramma); quest'ultima ci dice che nella fase di accrescimento il valore del campo magnetico diminuisce. Quando la stella a neutroni ha raggiunto il suo periodo minimo di rotazione ($\sim$ 1ms) e l'accrescimento è terminato, il campo elettromagnetico è di nuovo in grado di farla funzionare come pulsar. Il periodo ritornerà a crescere facendo spostare la pulsar da sinistra verso destra. Questa ultima fase però è molto più lenta di quella iniziale poichè le derivate dei periodi sono dell' ordine di 10^{-19}, quattro ordini di grandezza più basso delle pulsar standard. Il campo magnetico ha un valore medio di $\sim 10^9$G. Introducendo questi valori in (1.10) otteniamo una età di $\sim 10^9$ anni. Le millisecond pulsar resteranno tali a lungo.

1.7 Aspetti osservativi

1.7.1 Caratteristiche dell'impulso

Il segnale inviato da una pular consiste in una serie di stretti impulsi di intensità variabile, ricorrenti ad intervalli di tempo regolari. L'intervallo di tempo fra due impulsi consecutivi è il periodo P della pulsar; la frazione del periodo in cui è presente l'impulso rappresenta il *duty cycle*.

La forma dell'impulso varia da pulsar a pulsar e si osservano notevoli variazioni da impulso ad impulso. Nelle figure 1.5 e 1.6 sono riportati i profili medi di alcune pulsar ordinarie e millisecond pulsar. È possibile notare la grande varietà di forme ed la diversità dei profili a due frequenze di osservazione; infatti alcune caratteristiche che sono presenti ad una frequenza sono assenti nell'altra. L'idea di base è che a frequenze di osservazione più alte si riceva segnale da strati della magnetosfera più bassi e vicini alla pulsar. Studi a diverse lunghezze d'onda degli impulsi sono importanti per capire il meccanismo di emissione e quindi la magnetosfera della stella a neutroni: è ben evidente dalle figure che gli impulsi, nella stragrande maggioranza dei casi, sono lontani dall'avere la forma di una gaussiana come è previsto dal modello di dipolo magnetico descritto in §1.2.

In alcuni casi, oltre all'impulso principale ne esiste uno secondario, chiamato *interpulso*, situato a metà del periodo. Guardati con risoluzione temporale adeguata, alcuni impulsi mostrano strutture costituite da una serie di impulsi molto più stretti, che possono essere dell'ordine di qualche decina di microsecondi (microimpulsi).

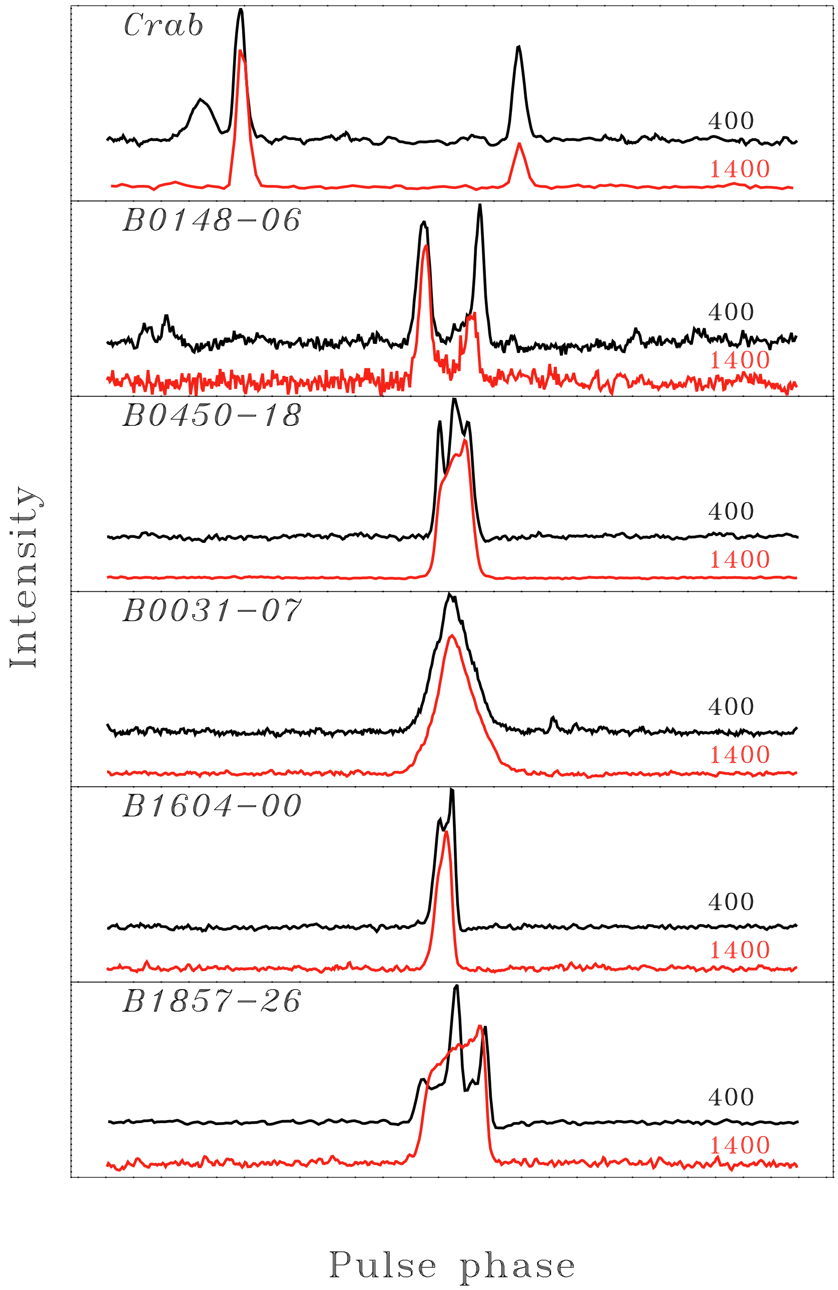


Figura 1.5: Esempi di impulsi integrati a 400 e 1400 MHz di 6 pulsar ordinarie. Sono mostrati impulsi singoli (B0031-07), doppi (Crab) e complessi (B0148-06, B0450-18, B1604-00, B1857-26); la scomparsa a 1400 MHz di alcune caratteristiche dei profili presenti a 400 MHz (Crab, B1604-00) e la comparsa di altre (B0450-18, B1857-26).

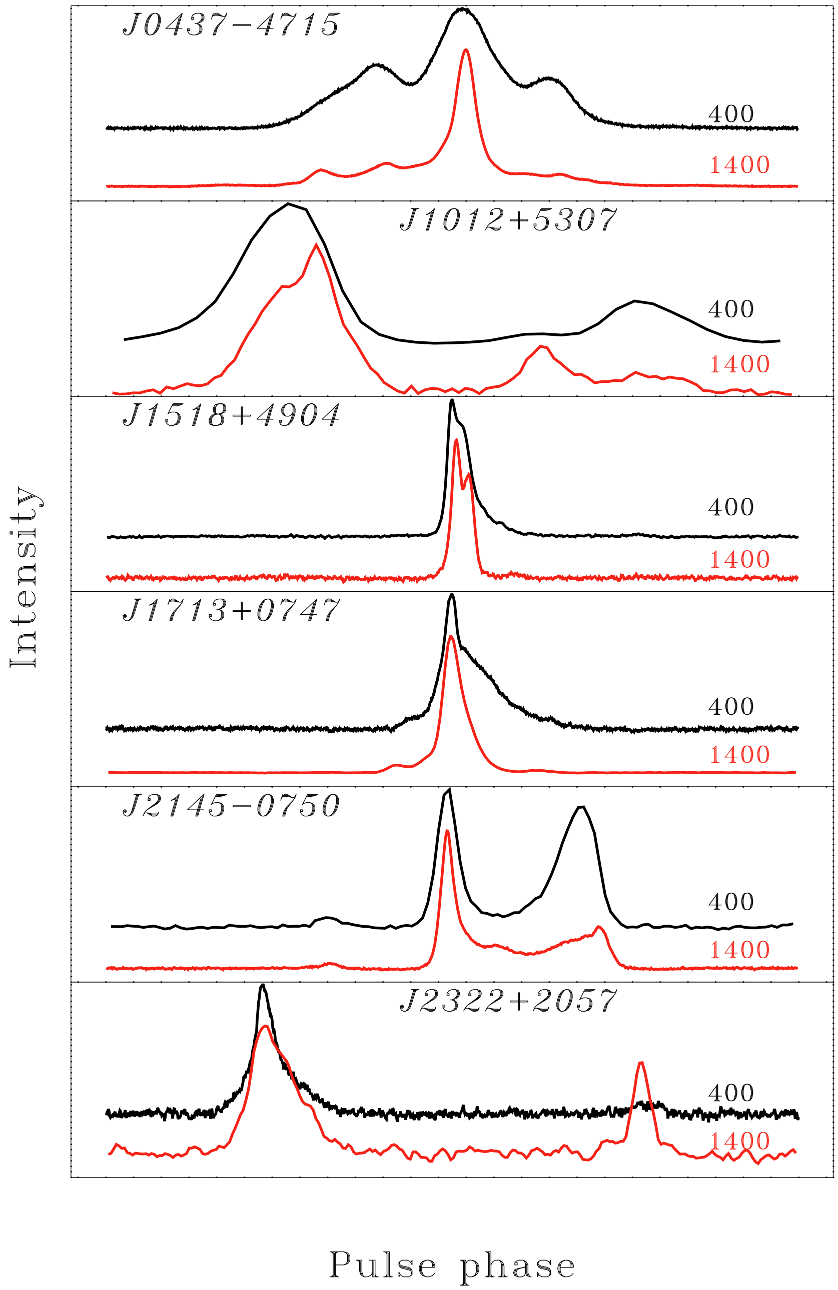


Figura 1.6: Esempi di impulsi integrati a 400 e 1400 MHz di 6 millisecond pulsar; si noti che il *duty cycle* è maggiore di quello delle pulsar ordinarie. Come la figura precedente sono mostrati impulsi singoli (J1713+0747, è ben visibile qui l'allargamento esponenziale del profilo ad opera dello scattering interstellare ed il suo ridimensionamento a frequenze maggiori), doppi (J1012+5307, J2322+2057) e complessi (J0437-4715, J1518+4904, 2145-0750).

1.7.2 Dispersione e scatterig degli impulsi

Un segnale radio che si propaga attraverso il mezzo interstellare interagisce con questo. Ciò è la causa della *dispersione* e dello *scattering.* Questi due fenomeni allargano l'impulso e deteriorano la qualità del segnale.

La dispersione

La velocità v di un'onda elettromagnetica di frequenza ν in un plasma è:

$$v = c(1 - \frac{\nu_p^2}{\nu^2})^{1/2} \simeq c(1 - \frac{\nu_p^2}{2\nu^2}) \tag{1.20}$$

dove ν_p è la *frequenza di plasma*

$$\nu_p^2 = \frac{n_e e^2}{\pi m_e}; \tag{1.21}$$

e n_e, e e m_e sono rispettivamente il numero di elettroni per cm^{-3}, la carica e la massa dell'elettrone. Quindi il segnale di frequenza ν che si propaga nel mezzo interstellare è ritardato rispetto ad un segnale che si propaga nel vuoto della quantità:

$$t_d = \int (\frac{1}{v} - \frac{1}{c})\mathrm{d}x = \int \frac{\nu_p^2}{2\nu^2}\mathrm{d}x = \frac{e^2}{2\pi m_e}\frac{1}{\nu^2}\mathrm{DM} = \frac{\mathrm{k}}{2}\frac{\mathrm{DM}}{\nu^2} \tag{1.22}$$

dove è stata definita la *misura di dispersione*

$$\mathrm{DM} = \int n_e \mathrm{d}x \tag{1.23}$$

Se nell'equazione (1.22) la DM è espressa in $\mathrm{pc/cm^3}$, ν in MHz e t_d in secondi, la costante k vale $4.15 \cdot 10^3$. La figura 1.7 mostra il ritardo di un impulso in funzione della frequenza. Se la potenza totale è ricevuta nella banda $\delta\nu$, un segnale disperso sarà allargato a causa dei ritardi subiti all'interno della banda. Una stima di tale effetto può essere fatta differenziando la (1.22):

$$\delta t_{\mathrm{DM}} = k\frac{1}{\nu^3}\mathrm{DM}\delta\nu \; . \tag{1.24}$$

Data una certa frequenza di osservazione ed una certa DM, il modo per ridurre l'effetto di allargamento del profillo dato da δt_{DM} è quello di ridurre $\delta\nu$. Questo è possibile dividendo la banda di frequenza dell'osservazione in sottobande. Più la suddivisione è fine più aumenta la possibilità di fare misure di dispersione (e quindi misure di distanza) maggiori, senza avere effetti di deterioramento sul profilo dell'impulso.

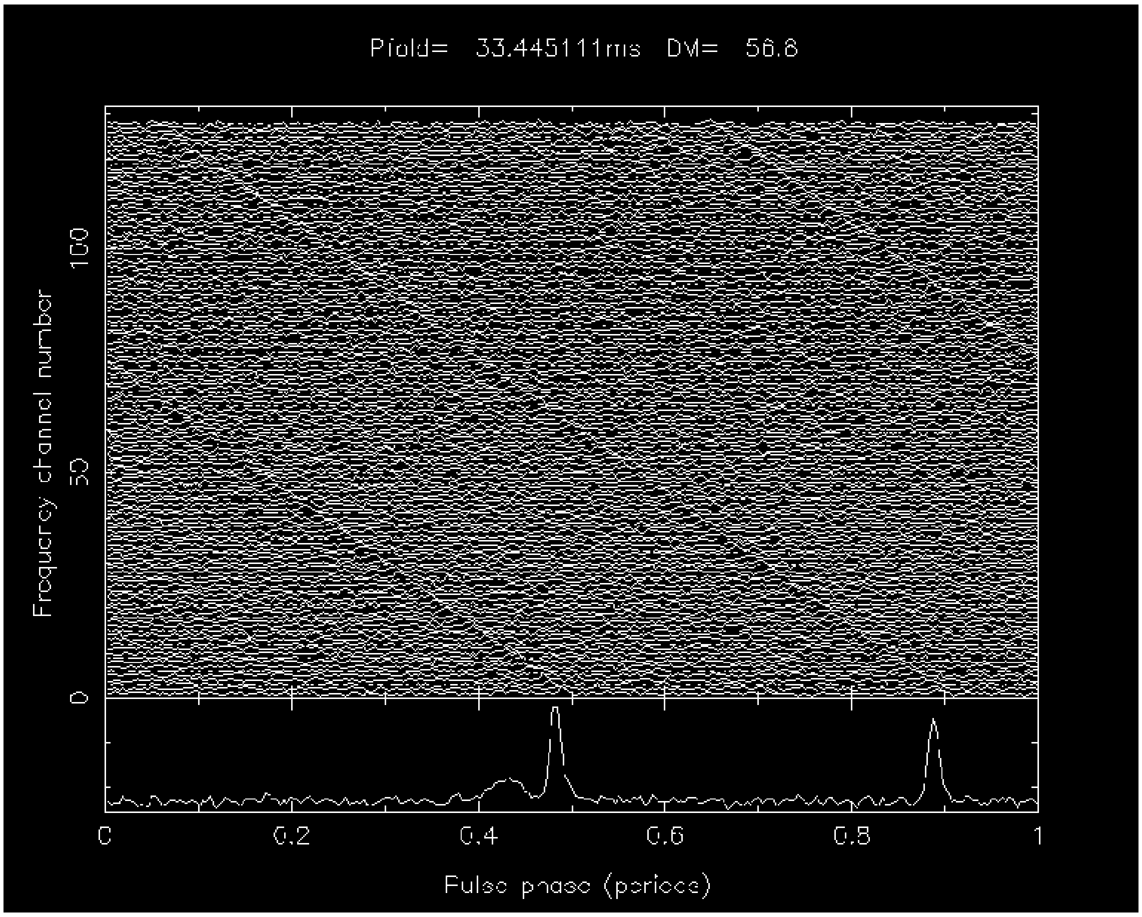


Figura 1.7: Effetto della dispersione sugli impulsi della pulsar nella Crab Nebula.

Lo scattering

Lo scattering, diversamente dalla dispersione che avviene in presenza di materia ionizzata, si verifica in presenza di disomogeneità del mezzo interstellare. I fotoni emanati da una sorgente percorrono, a causa degli urti con la materia, cammini diversi giungendo quindi a tempi diversi (fig 1.8); ciò comporta l'allargamento dell'impulso δt_{scat}:

$$\delta t_{scat} \propto \frac{\mathrm{DM}^2}{\nu^4} \, . \tag{1.25}$$

A differenza della dispersione, non c'è modo di agire sulle tecniche di misura e quindi limitare δt_{scat}. Quello che si può fare è aumentare la frequenza di osservazione ν, data una certa DM.

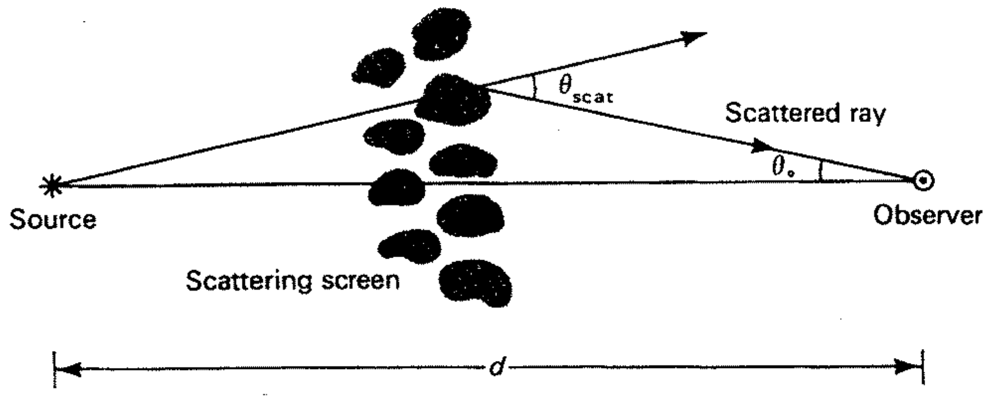


Figura 1.8: Effetto dello scattering sui fotoni emanati da una sorgente.

1.7.3 Strategia di osservazione

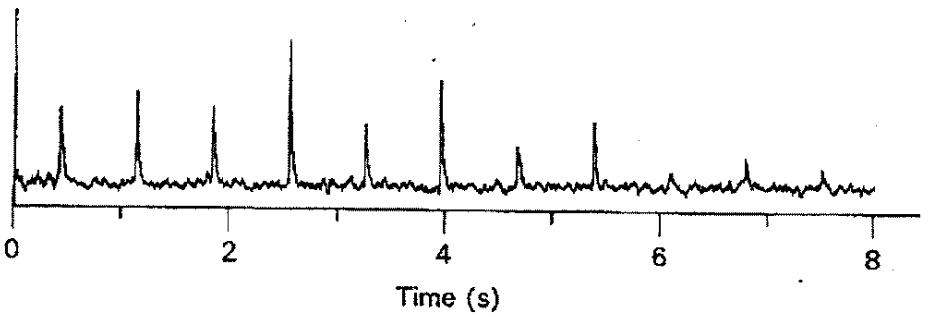


Figura 1.9: Tracciato di una pulsar.

In figura 1.9 è mostrato il tracciato di una pulsar. Ma non sempre l'intensità del segnale è così forte da fuoriuscire dal rumore; per individuare i segnali più deboli (la maggior parte dei casi) occore integrare in fase il segnale.

Le osservazioni vengono eseguite puntando l'oggetto per diversi minuti. Ottenuti i dati, il primo passo è quello di analizzarli con una trasformata di Fourier per individuare la periodicità dell'impulso. I dati vengono suddivisi in pezzi di lunghezza temporale uguale al periodo che ci è stato indicato dall'analisi di Fourier, e vengono quindi sommati sovrapponendoli (procedura di *folding*).

L'esempio di figura 1.10 è il profilo integrato di una simulazione di segnale. Il periodo e l'intervallo di campionamento che abbiamo usato sono rispettivamente 10.01 ms e 0.1 ms; quindi l'intera lunghezza del periodo è stata

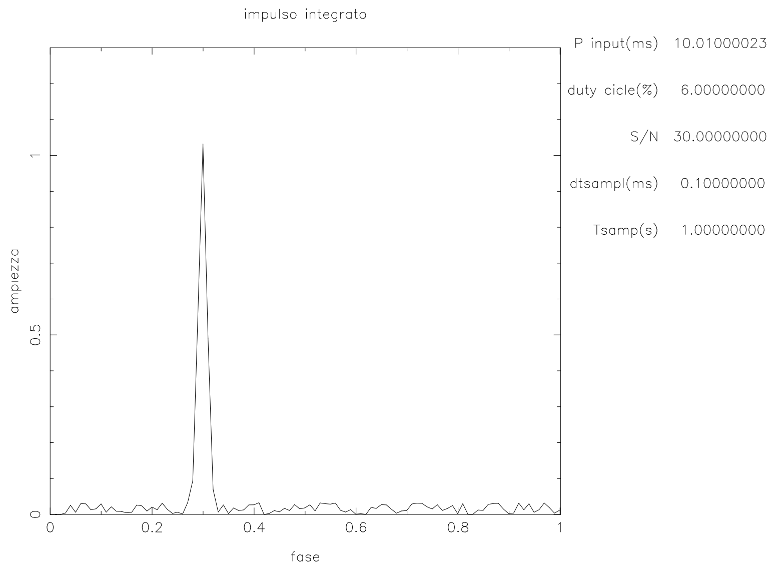


Figura 1.10:

campionata 100 volte ottenendo un valore di 10 ms. Il passo successivo è quello di simulare la tecnica di osservazione di una pulsar di cui si ignora il periodo. Una stima di quest'ultimo si ricava dall'analisi di Fourier dei dati; il valore ottenuto è 100 MHz, da cui si ha $P = 10$ ms.

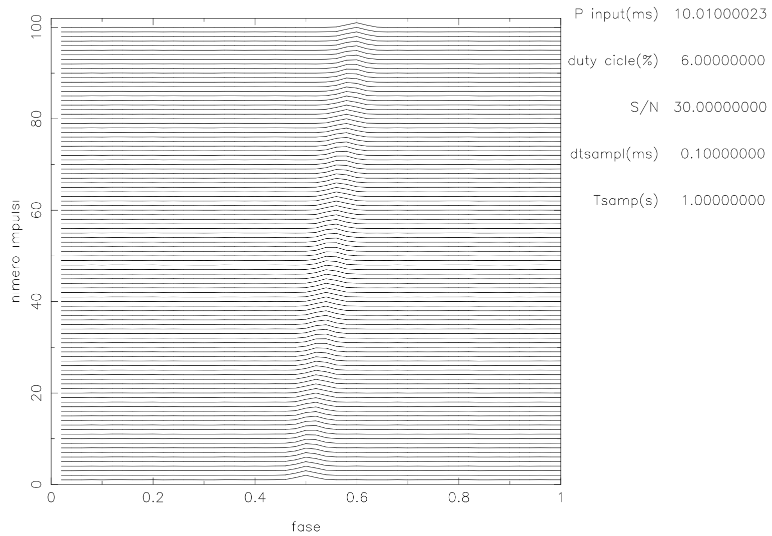


Figura 1.11:

Graficando gli impulsi come in figura 1.11 ci accorgiamo che il profilo si sposta. Ciò è causato dal residuo di 0.01 ms dato dalla differenza fra il periodo introdotto e quello ottenuto dall'analisi di Fourier. Il residuo è andato a far parte dell'impulso successivo spostando il profilo di una quantità di 0.01 ms; in questa maniera l'impulso #100 avrà il picco del profilo spostato di $100 \cdot 0.01$ ms.

L'effetto di tutto ciò è l'allargamento dell'impulso. Per correggere il periodo si trova la pendenza della retta che unisce i picchi del profilo ottenendo così il fattore di correzione.

La simulazione qui descritta è una esemplificazione delle procedure che si attuano nell'osservazione di una pulsar. Il segnale va prima di tutto *dedisperso*, poichè le osservazioni vengono fatte in un banda di frequenza. Bisogna anche tener presente che, essendo la larghezza del profilo d'impulso piccola rispetto al periodo di pulsazione, nello spettro di potenza ottenuto dalla trasformata di Fourier sono presenti molte armoniche che quindi vengono sommate al valore della fondamentale aumentando così la significatività della rivelazione.

Tutte le informazioni che si ricavano dall'analisi dei dati sono riportate nel *plot* del programma **PDM** (vedi fig 1.12), il cui uso per il lavoro di questa tesi sarà esplicitato in seguito.

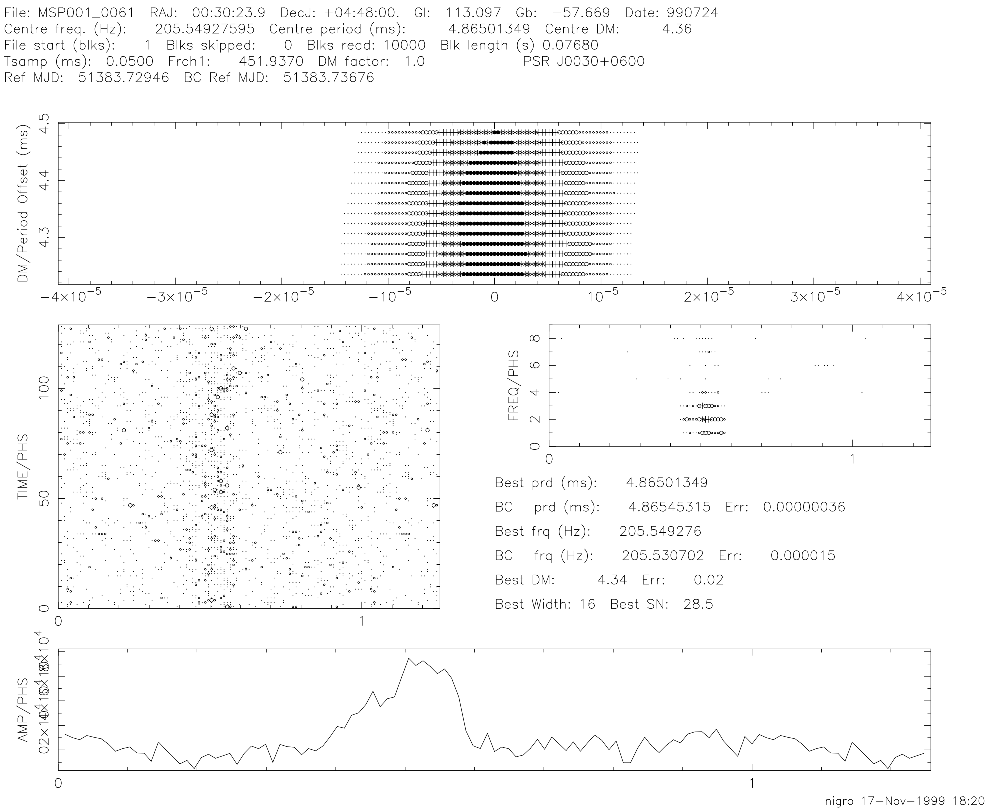


Figura 1.12: Risultato dell'analisi di PDM.

Capitolo 2

La Scintillazione

2.1 Introduzione

La scintillazione ottica è familiare come scintillío delle stelle. A lunghezze d'onda radio il fenomeno si manifesta in diverse circostanze. I suoi effetti possono essere dovuti sia alla rifrazione che alla diffrazione; in termini più generali le onde sono diffuse dando luogo ad un allargamento della distribuzione degli angoli di arrivo delle onde ed alle susseguenti fluttuazioni dell'ampiezza, che sono viste come variazioni di intensità quando la Terra si muove attraverso il *pattern* di irregolarità. Effetti simili sono osservati nella ionosfera terrestre.

Scintillazione delle sorgenti extragalattiche

Le caratteristiche della variabilità dei flussi a bassa frequenza delle sorgenti radio compatte sono state interpretate come la sovrapposizione di due fenomeni distinti: processi di radiazione di sincrotone incoerente, intrinseci al nucleo, ed effetti di propagazione attraverso il mezzo interstellare (Rickett et al. 1984). In quest'ultima ipotesi il flusso di una sorgente extragalattica può essere modulata dall'effetto di scintillazione diffrattiva e rifrattiva. Le modulazioni dovute alle irregolarità su piccola scala della densità elettronica (scintillazione diffrattiva) non sono state mai osservate per le sorgenti radio extragalattiche. L'intesità può essere modulata solo da irregolarità su grande scala (scintillazione rifrattiva).

Questa ipotesi è stata suffragata da diversi risultati ottenuti attraverso analisi statistiche dei campioni di radiosorgenti osservate su tempi scala di

10-15 anni. I più importanti sono: la percentuale di radiosorgenti variabili dipende dalla latitudine galattica (Gregorini, Ficarra, Padrinelli 1986), una periodicità di un anno presente nella serie di densità di flusso delle radiosorgenti sul pattern di scintillazione è interpretata come dovuta al moto della Terra (Bondi, Padrinelli, Gregorini et al. 1994)

Scintillazione delle pulsar

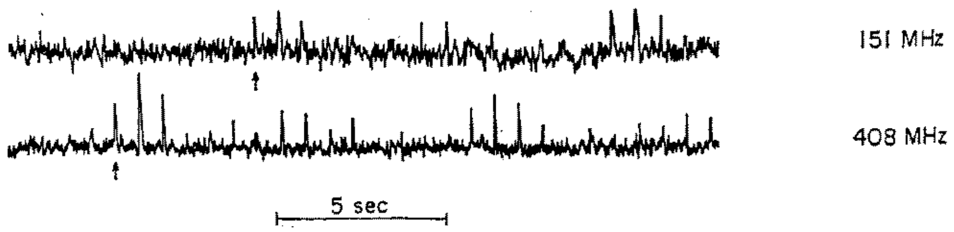


Figura 2.1: Tracciato di impulsi a due diverse frequenze per PSR B0329+54. Il ritardo dovuto alla dispersione è mostrato dalle frecce (Rickett 1970).

I lenti e profondi abbassamenti di segnale radio dalle pulsar erano, al tempo della scoperta, un fenomeno nuovo che fu all'inizio ritenuto come una forma di scintillazione da Lyne e Rickett (1968). L' analisi di tale fenomeno in termini di rifrazione casuale nel mezzo interstellare fu presentata da Scheuer (1968).

Rickett (1970) ottenne una prova sperimentale di ciò e mostrò che le fluttuazioni dovute alla scintillazione potevano essere chiaramente distinte da altri tipi di fluttuazioni che sono intrinseci alle pulsar (fig 2.2). La scintillazione è usata primariamente per investigare il mezzo interstellate e per ottenere una stima della velocità trasversali delle pulsar. Lo scattering può anche causare scintillazione su tempi scala di giorni o mesi. Ciò è dovuto alla rifrazione del segnale da parte di irregolarità del mezzo interstellare di dimensioni decine o centinaia di volte superiori a quelle che causano la diffrazione.

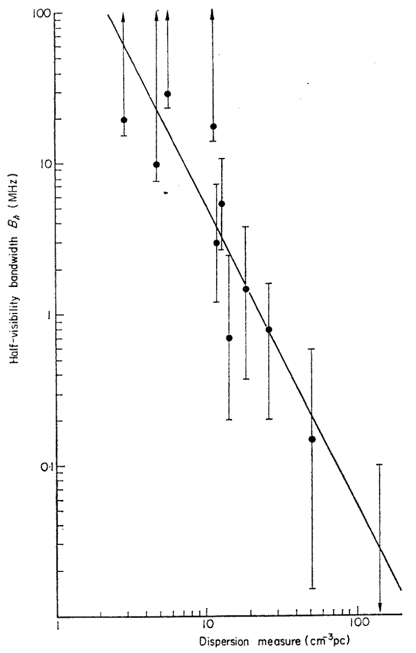


Figura 2.2: Diagramma logaritmico della larghezza di banda in funzione della misura di dispersione (Rickett 1970).

2.2 Il modello *thin-screen*

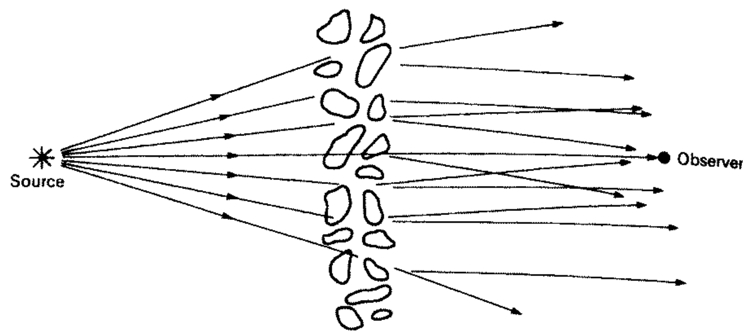


Figura 2.3: Il modello thin screen.

Il cosidetto modello thin screen, seppur molto semplice, è utile per la maggior parte delle analisi della scintillazione di pulsar. Nella figura 2.3 le irregolarità casuali dell'indice di rifrazione sono fra la sorgente e l'osservatore, concentrate in uno schermo sottile messo a 1/2 della distanza lungo la traiettoria di propagazone. Le irregolarità hanno dimensioni tipiche $a \simeq 10^9$ m, e lo spessore dello schermo $D \simeq 10^{11}$ m. L'indice medio di rifrazione

μ è prossimo all'unità, cosicchè una variazione di $\delta\mu$ che si estende su una lunghezza a cambia la fase dell'onda di lunghezza λ di un quantità $\delta\phi \simeq (2\pi/\lambda)a\delta\mu$. Poichè per μ prossimo all'unità

$$\mu - 1 \simeq \frac{n_e e^2}{2\pi mc^2}\lambda^2 \tag{2.1}$$

dove c è la velocità della luce, n_e, e e m sono rispettivamente la desità, la carica e la massa elettronica, il cambiamento di fase di un'onda che attraversa una singola irregolarità è

$$\delta\phi = ar_e\Delta n_e\lambda \tag{2.2}$$

dove $r_e = e^2/mc^2 = 2.82 \cdot 10^{-13}$ cm è il raggio classico dell' elettrone e Δn_e è la fluttuazione della densità elettronica corrispondente a $\delta\mu$.

Un raggio che passa attraverso l'intero schermo incontra D/a irregolarità, casualmente distribuite, cosicchè la differenza fra le perturbazioni della fase dei raggi separati di una quantità maggiore di a diventa

$$\Delta\phi \simeq \left(\frac{D}{a}\right)^{1/2}\delta\phi = (Da)^{1/2}r_e\Delta n_e\lambda\ . \tag{2.3}$$

Geometricamente i raggi sono scatterati di un angolo

$$\theta_{scat} \simeq \frac{\Delta\phi \cdot \lambda}{2\pi a} = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{D}{a}\right)^{1/2} r_e\Delta n_e\lambda^2 \tag{2.4}$$

e questa è la dimensione angolare apparente della sorgente vista attraverso lo schermo. Immediatamente dietro lo schermo sottile non ci sono variazioni d'ampiezza lungo il fronte d'onda. Aumentando la distanza dallo schermo si avranno variazioni di ampiezza prodotte dall'interferenza dei raggi che provengono dal fronte d'onda corrugato. Tutto ciò avverrà se essi hanno diversi valori di $\Delta\phi$, cioè se vengono da punti distanti al massimo a. Quindi, se la distanza fra lo schermo e l'osservatore è L, e $L\theta_{scat} > a$, si osserverà una variazione casuale di ampiezza se la sorgente o l'osservatore o lo schermo si muovono trasversalmente alla linea di vista. I percorsi dei raggi differiranno in lunghezza di $\frac{1}{2}\theta_{scat}^2 L$, che può essere di molte lunghezze d'onda. L'interferenza fra i raggi sarà diversa per lunghezze d'onda differenti; l'ampiezza varierà su un intervallo di lunghezze d'onda $\Delta\lambda$ (Scheuer 1968), dove

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \simeq \frac{2\lambda}{\theta_{scat}^2 L}\ . \tag{2.5}$$

In pratica, lo schermo è esteso lungo tutta la linea di vista ($D \simeq L$). L'intervallo di lunghezze d'onda è solitamente espresso in una differenza di frequenze $\Delta\nu$, per cui da (2.4) e (2.5) si ottiene:

$$\Delta\nu \simeq \frac{8\pi^2 ac}{D^2 \Delta n_e^2 \lambda^4} \, . \tag{2.6}$$

La (2.6) contiene tutte le informazioni essenziali del fenomeno della scintillazione.

2.3 Teoria diffrattiva della scintillazione

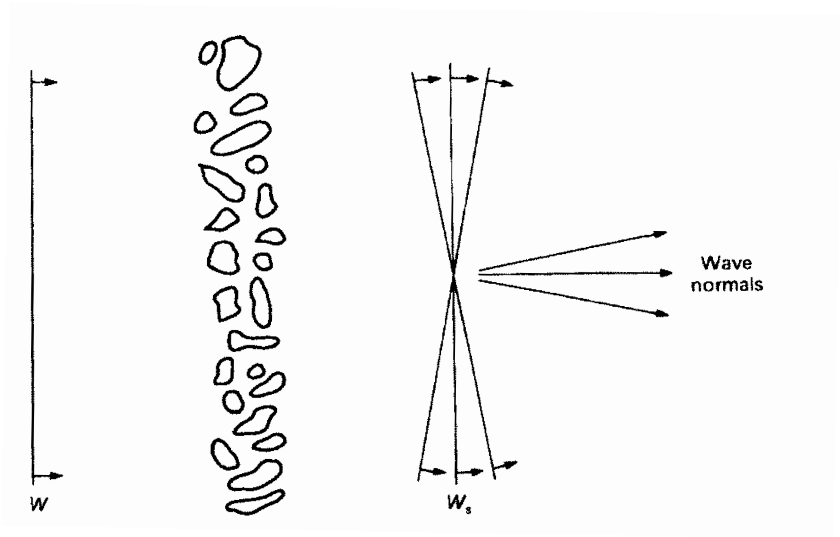


Figura 2.4: Un fronte d'onda W viene scatterato da uno schermo difrattivo ed emerge come un insieme di fronti d'onda W_s.

Un fronte d'onda con irregolarità di fase $\Delta\phi$ distribuite casualmente può essere pensato come un'onda piana con fase costante, a cui è aggiunto un insieme di altre onde piane che formano uno spettro angolare di onde piane (fig 2.4). Queste sono le onde scatterate, che coprono un angolo di $\frac{\lambda}{2\pi a}\Delta\phi$. L'ampiezza di queste onde cresce con $\Delta\phi$ fino a quando quest'ultimo diventa più grande di un radiante. L'interferenza di queste onde causa la scintillazione vista dall'osservatore. Quest'analisi è l'analogo del modello dello schermo sottile pensando che i raggi emessi siano le normali alle onde piane. Tre sono i risultati del modello:

1) Se $\Delta\phi \ll 1$, *scattering debole*, c'è una larga onda piana non diffusa.

Quindi una sorgente puntiforme appare all'osservatore come un punto circondato da un alone. Aumentando $\Delta\phi$, il punto diventa più debole e l'alone più forte.

2) La scala laterale delle irregolarità delle ampiezze del fronte d'onda è la stessa scala a delle irregolarità di fase assumendo che $\Delta\phi \ll 1$. Quando $\Delta\phi \gg 1$, cioè per *scattering forte*, a si riduce e la scala tipica S del pattern diventa

$$S = \frac{a}{\Delta\phi} \simeq \frac{\lambda}{2\pi\theta_{scat}} \; . \tag{2.7}$$

Questa scala può essere osservata direttamente facendo osservazioni simultanee con telescopi molto distanti, o indirettamente osservando il tempo scala τ_c delle fluttuazioni in un singolo sito, assumendo che il pattern si muova rispetto all'osservatore con velocità V_{iss} tale che

$$S = V_{iss} \cdot \tau_c \; . \tag{2.8}$$

3) L'ampiezza dell'onda, vista dall'osservatore, è il prodotto dell' interazione delle onde scatterate e di quelle non scatterate con fasi casuali. Per scattering forte non ci sono onde che non subiscono lo scatterig e la distribuzione delle ampiezze si approssima ad una distribuzione esponenziale.

2.4 Distanza di Fresnel

Vicino allo schermo mostrato in figura 2.3, ci saranno soltanto variazioni di fase lungo il fronte d'onda, poichè le variazioni di ampiezza avverranno solamente alla distanza dallo schermo in cui i raggi si intersecano. Il passaggio allo stato di piena scintillazione è assimilabile alla classica transizione dalla diffrazione di Fresnel a quella di Fraunhofer; il limite fra i due regimi è la distanza di Fresnel z_0. Esso dipende soltando dalla lunghezza λ e dalla dimensione di scala a:

$$z_0 = \frac{\pi a^2}{2\lambda} \tag{2.9}$$

Poichè la scala di Fresnel dipende da a, può succedere che per un dato cammino soltanto le irregolarità su piccola scala siano le responsabili della scintillazione, mentre le irregolarità che hanno scale più grandi siano responsabili solo di effetti di rifrazione.

2.5 Lo spettro di intensità elettronica

Le irregolarità di densità del plasma sono descritte da uno spettro di potenza $P_{3N}(k)$, dove k è il numero d'onda tridimensionale. $P_{3N}(k)$ è la trasformata di Fourier tridimensionale della funzione di correlazione spaziale delle fluttuazioni della densità elettonica dal valore medio. È questo spettro di densità elettronica che viene determinato dalle misure di scintillazione. Il numero d'onda k_{outer} è il reciproco della scala superiore delle irregolarità, e k_{inner} è il reciproco della scala inferiore, essi definiscono un *intervallo inerziale* per le turbolenze del plasma. Esso si modella con la legge di potenza

$$P_{3N}(k) = C_N^2(k^2 + k_{outer}^2)^{-\alpha/2} e^{(k^2/k_{inner}^2)} , \tag{2.10}$$

tale che

$$\Delta n_e = \int P_{3N}(k) dk \tag{2.11}$$

dove C_N^2 è una costante di normalizzazione, misura del valore quadratico medio delle fluttuazioni. Per numeri d' onda fra k_{inner} e k_{outer} la legge di potenza è data da

$$P_{3N}(k) = C_N^2(k^{-\alpha}) \tag{2.12}$$

Per $k < k_{outer}$ lo spettro di potenza si satura ad un valore costante; per $k > k_{inner}$ cade rapidamente a zero. Si assume che i numeri d'onda rilevanti per la scintillazione siano lontani dai limiti k_{inner} e k_{outer}, e l' esponente α sia uguale a 11/3, che corrisponde ad uno spettro di Kolmogorov per le turbolenze di un gas neutro.

2.6 Spettri dinamici

Il pattern delle fluttuazioni di intensità causa variazioni di flusso mentre si muove con velocità V_{iss} attraverso la linea di vista del radio telescopio. La figura 2.5 mostra la scintillazione di una pulsar osservata in un intervallo di frequenza. Ad un valore qualsiasi della frequenza, si può notare una variazione del flusso con un tempo scala $\tau_c = S/V_c$, mentre ad un tempo qualsiasi la scintillazione si estende su una banda tipica $\Delta\nu_d$.

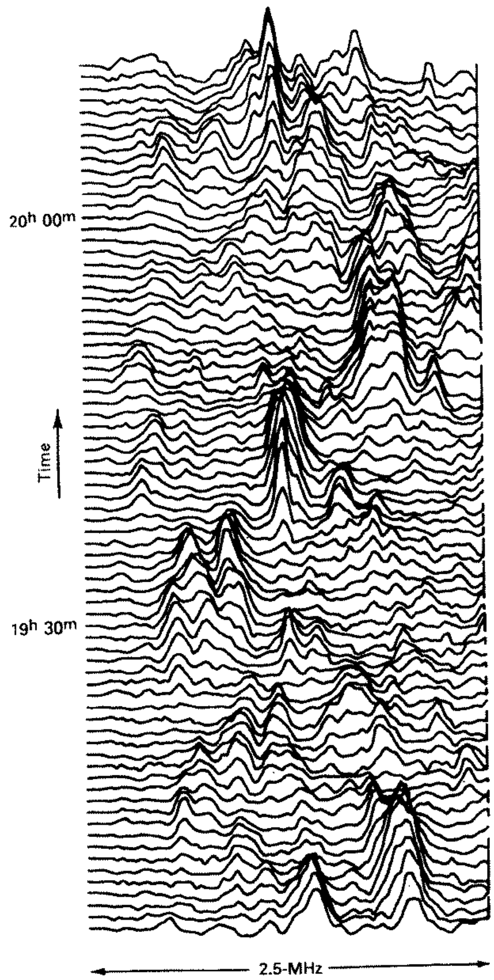


Figura 2.5: Scintillazione di B0329+54 osservata simultaneamente su un intervallo di frequenza centrato a 408 MHz (Rickett 1970).

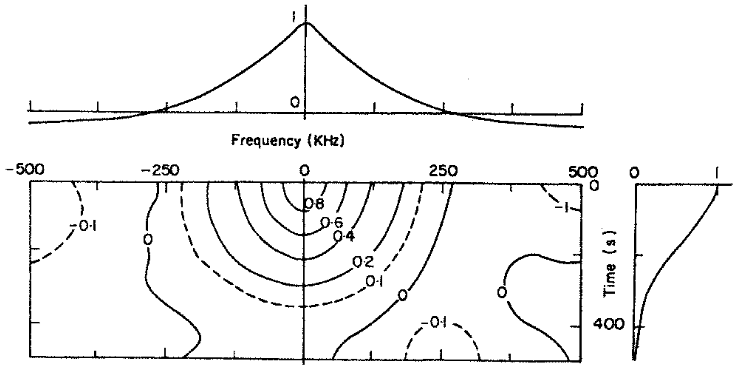


Figura 2.6: Autocorrelazione di scintillazione in tempo e frequenza di PSR B0329+54. Sono mostrati le sezioni in tempo e frequenza della funzione bidimensionale di autocorrelazione (Rickett 1970).

Sia τ_c che $\Delta\nu_d$ posso essere ottenuti da questo *spettro dinamico* con un'analisi di autocorrelazione. Una tipica forma della funzione di autocorrelazione in tempo e frequenza è mostrata in fig 2.6. Poichè le variazioni hanno una struttura pressochè gaussiana, le quantià τ_c e $\Delta\nu_d$ vengono ottenute facendone un *fit* bidimensionale. Il tempo scala τ_c è misurato come il ritardo in tempo dove la funzione di autocorrelazione si abbassa al valore e^{-1}, mentre $\Delta\nu_d$ è misurato come la separazione in frequenza dove l' autocorrelazione ha un valore dimezzato (HWHM).

2.7 Drifting di frequenza

Gli spettri dinamici mostrano spesso strutture organizzate che si spostano lungo la banda di osservazione, come nei due esempi in alto in figura 2.7.

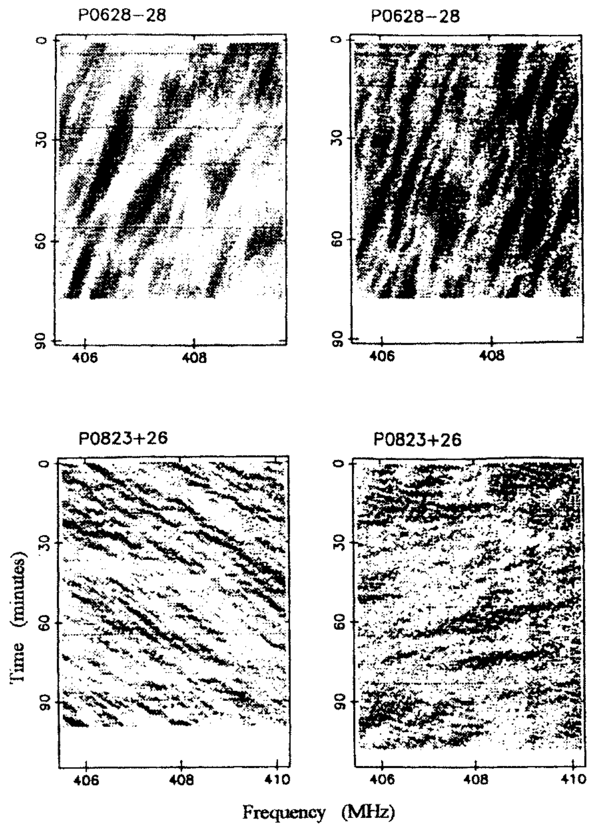


Figura 2.7: Drifting di frequenza nello spettro di scintillazione di PSR B0628-28 e B0823+26 (Gupta e al. 1994).

Questo è l'effetto della rifrazione delle irregolarità su grande scala. Essa muove l' intero pattern di scintillazione lateralmente (fig 2.8); la rifrazione è

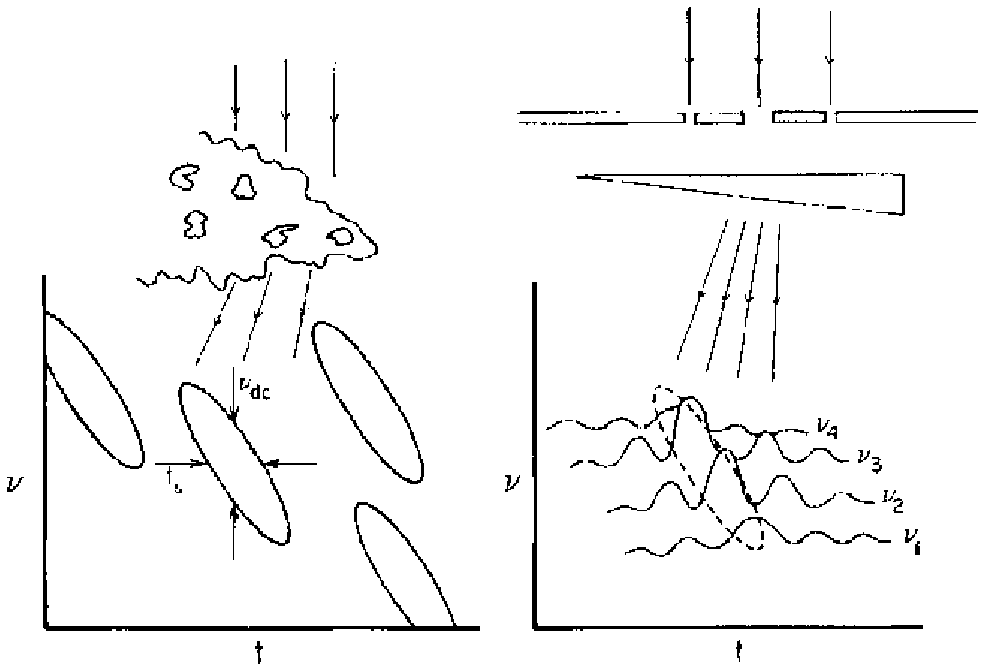


Figura 2.8: Contributi rifrattivi e diffrattivi al fenomeno degli spostamenti in frequenza degli spettri dinamici. Per pulsar osservate attraverso il mezzo interstellare (figura di sinistra), l'effetto è il prodotto dell'azione combinata delle inomogeneità di piccola e grande scala. Il tempo scala di scintillazione t_s e la larghezza di banda di decorrelazione ν_{dc} sono indicati nel pattern risultante dal *drifting* di frequenza. Sulla destra è raffigurato un sistema ottico equivalente composto da uno schermo diffrattivo e da un prisma dispersivo (Romani et al. 1986).

più alta a basse frequenze. Quando il pattern si muove rispetto all' osservatore, l'effetto dispersivo è visto come uno spostamento in frequenza delle strutture di scintillazione. Quindi ci aspettiamo che il tasso di spostamento in frequenza $d\nu/dt$ sia collegato alla velocità V del pattern, all'allargamento angolare dei raggi θ_r e alla distanza Z della pulsar

$$\frac{d\nu}{dt} = \frac{\nu V}{\theta_r Z} \sec\varphi. . \tag{2.13}$$

Il termine $\sec\varphi$ tiene conto dell'angolo φ fra la velocità V e la direzione dei raggi che hanno subito la rifrazione causata dalle irregolarità su grande scala. Questa relazione è risultata valere per oltre 30 pulsar, e siccome $d\nu/dt$ è un osservabile che si ricava dalla funzione di autocorrelazione, da essa si ricava

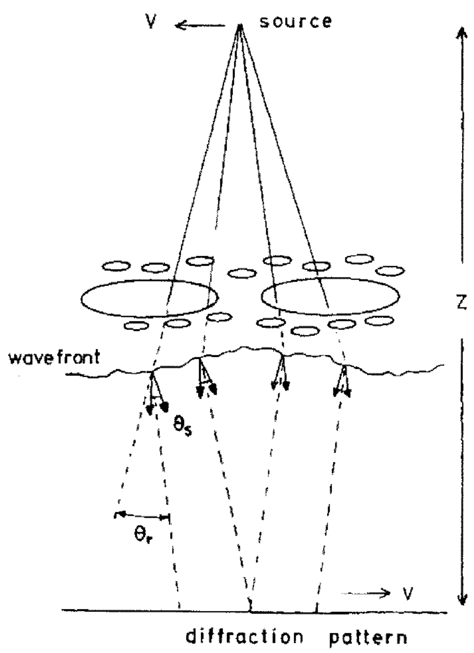


Figura 2.9: Effetto della rifrazione di larga scala sulla diffrazione causata dalle irregolarità di piccola scala (Hewish 1980).

θ_r (assumendo valori tipici di V, φ e Z). Un confronto fra θ_{scat}, ottenuto dalle misure di $\Delta\nu_d$ e τ_c, e θ_r mostra che lo spettro di Kolmogorov è valido su un intervallo di dimensioni di irregolarità che vanno da 10^9m a 10^{12}m. Ciò permette di ampliare le possibilità di sondare la distribuzione delle irregolarità del mezzo.

Oltre a strutture organizzate che si spostano in frequenza, sugli spettri dinamici si osservano anche frange di interferenza (le due figure in basso in 2.7) che sono dovute all'interazione dei raggi che hanno subito diffrazione con un piccolo numero di raggi rifratti. Il fenomeno, che è molto variabile, indica l' esistenza di irregolarità su grande scala che possono essere più intense di quelle aspettate da un semplice spettro di Kolmogorov (Hewish 1980). Analizzando lo spettro con uno studio dettagliato delle bande di frequenza e delle lunghezze di scala, si nota che le relazioni (2.4) e (2.7) sono modificate. Lee & Jokipii (1976) hanno costruito un modello in cui le dimensioni di scala sono concentrate intorno ad un singolo valore e sono descritte da una distribuzione gaussiana; essi hanno trovato che invece di $\theta_{scat} \propto \nu^{-2}$, come nell'equazione 2.4, la legge di potenza dà $\theta_{scat} \propto \nu^{-\alpha/(\alpha-2)}$.

2.8 Velocità del pattern di scintillazione

La velocità del pattern può essere determinata da osservazioni fatte da un singolo radiotelescopio misurando $\Delta\nu_d$ e τ_c. Si usa questa procedura poichè la *baseline* necessaria per le misura da due siti diversi è più grande delle dimensioni terrestri.

Assumiamo una legge di potenza $P(k) = C_N^2 k^{-\alpha}$ con $\alpha = 11/3$ (spettro di Kolmogorov), dove C_N^2 è il parametro che determina il livello di turbolenza mediato sulla linea di vista. Si ottiene (Cordes 1986)

$$C_N^2 = 0.002\nu_{GHz}^{11/3} D_{kpc}^{-11/6} \Delta\nu_d^{-5/6} m^{-20/3} \tag{2.14}$$

dove ν_{GHz} è la frequenza di osservazione in GHz e D è la distanza della pulsar in kpc.

La quantità che vogliamo determinare dalle osservazioni è $V_{iss} = S/\tau_c$. Si ottiene una stima indiretta di S dalle relazioni $S \propto \theta_{scat}$ e $\Delta\nu_d \propto \theta_{scat}^{-2}$:

$$S = cost \frac{(cD\Delta\nu_d)^{1/2}}{\nu_{GHz}} \tag{2.15}$$

dove la costante ha un valore prossimo ad 1, e dipende dal modello dello spettro di irregolarità e dal *filling factor*. La stima di V_{iss} diventa

$$V_{iss} = A(\nu)\frac{(D_{kpc}\Delta\nu_d)^{1/2}}{\nu_{GHz}\tau_c} \tag{2.16}$$

dove $\Delta\nu_d$ è misurata in MHz, ed $A(\nu)$ dipende dal modello e dalla frequenza di osservazione.

La relazione lineare di figura 2.10 (Cordes 1986) dimostra che:

1) i parametri osservabili, cioè la larghezza di banda di decorrelazione e il tempo caratteristico, variano con la frequenza a causa della scintillazione causata dalla propagazione del segnale attraverso un plasma irregolare e *freddo* (Rickett 1977);

2) la scala spaziale del pattern di diffrazione può essere stimata indirettamente;

3) i tempi di scintillazione che si misurano sono dovuti principalmente alla convergenza dei raggi attraverso il pattern di diffrazione, piuttosto che a fluttuazioni temporali vere del pattern stesso. Queste ultime (causate dai moti casuali del materiale di scattering

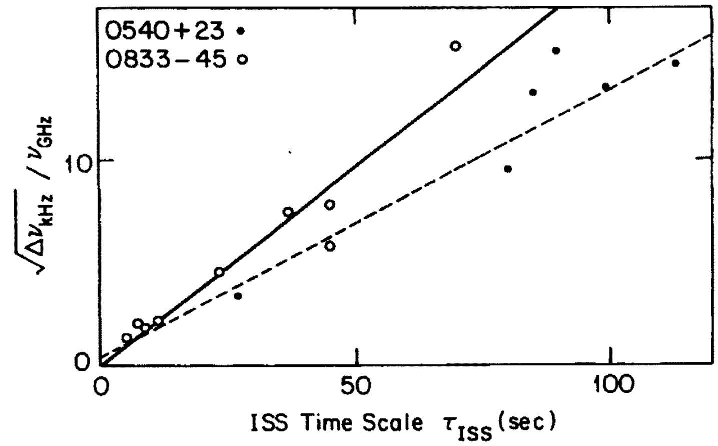


Figura 2.10: Diagramma $(\Delta\nu_d)^{1/2}/\nu$ − τ_c per due pulsar. Le linee rappresentano il fit dei punti.

nel mezzo interstellare) dovrebbero far decrescere il valore di τ_{ISS}. Quindi la velocità tipica dei moti casuali deve essere più piccola della velocità di scintillazione.

2.9 Variazioni di intensità a lungo termine

Subito dopo che le pulsar furono scoperte fu evidente che l'intensità del loro flusso variava anche su tempi scala più lunghi di quelli coinvolti dalla scintillazione. Queste variazioni possono essere studiate con osservazioni distribuite nell'arco di molti mesi. Il primo risultato che si ottenne per la comprensione di questo fenomeno fu data da Sieber nel 1982, trovando una relazione fra il tempo scala delle fluttuazioni di intensità e la misura di dispersione. Egli dimostrò così che il fenomeno non era intrinseco al meccanismo di emissione delle pulsar, ma era dovuto all' interazione del segnale elettromagnetico con il mezzo interstellare (fig 2.11).

Doveva però essere una nuova forma di scintillazione. I tempi scala coinvolti dimostravano che le dimensioni lineari delle fluttuazioni di densità elettronica erono maggiori di quelli tipici diffrattivi. Sieber notò anche che i tempi scala sembravano decrescere con l'aumentare della frequenza; ciò era un comportamento contrario alle esperienze precedenti ed alla teoria della scintillazione diffrattiva.

La spiegazione di questo fenomeno venne da Rickett, Coles e Bourgois

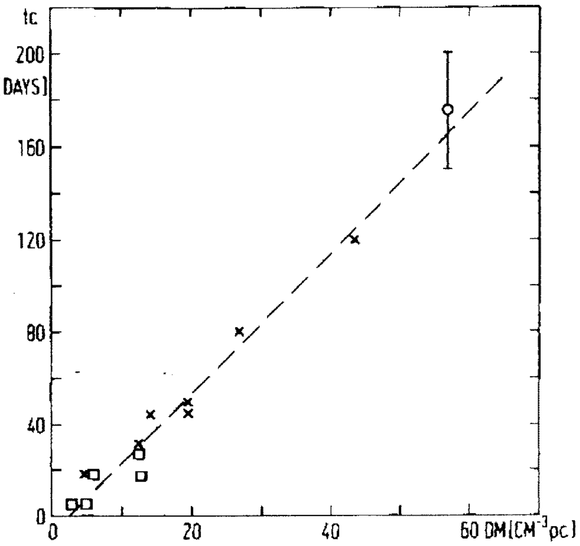


Figura 2.11: Diagramma DM-tempo scala delle fluttuazioni (Sieber 1982).

(1984) che studiarono la propagazione di un laser attraverso un mezzo turbolento, riproducendo condizioni che simulassero questo nuovo fenomeno di scintillazione. Notarono due regimi di scattering angolare coesistenti che misero in relazione ad uno spettro continuo di irregolarità. Il risultato era un allargamento dello spettro stesso. Questo aveva una legge di potenza simile a quella di Kolmogorov. Queste lente variazioni sono ora conosciute come scintillazione *rifrattiva*.

Rickett, Coles e Bourgois poterono attribuire le variazioni di densità a lungo termine ad un effetto di focalizzazione dovuto alle nubi elettroniche che avveniva alla distanza di Fresnel. La distribuzione delle variazioni delle densità è una gaussiana, benchè la focalizzazione può produrre inaspettati picchi di intensità. La caratteristica fondamentale è che per una data pulsar i due tempi scala τ_c per la scintillazione diffrattiva e τ_r per la scintillazione rifrattiva sono collegate da

$$\tau_c \cdot \tau_r = cost \ . \tag{2.17}$$

Qualitativamente la (2.17) può essere spiegata pensando che le irregolarità di piccola scala (quelle che causano la diffrazione) siano immerse nelle irregolarità del mezzo su grande scala (quelle che causano la rifrazione) (fig 2.9). Ogni variazione che le nubi rifrattive subiscono determina variazioni sulle nubi diffrative; quindi i tempi scala caratteristici dei due tipi di scintillazione non possono che essere in stretta relazione (Rickett 1990).

2.10 Scintillazione come strumento

2.10.1 Velocità trasversale delle pulsar

Le pulsar sono oggetti con velocità relativamente alte, la cui componente trasversale media è dell'ordine di 200 km/s. Esistono tre tecniche per fare tali misure: (1) interferometria, (2) *timing*, (3) scintillazione.

La prima tecnica misura il moto trasversale angolare della pulsar nel cielo relativamente ad una o più sorgenti di cui si conosce con precisione la posizione (Lyne, Anderson e Salter 1982). Il moto trasversale viene convertito, conosciuta la distanza dell'oggetto, in velocità trasversale da

$$V_{pm} = 4.74\mu D \text{ km/s} , \tag{2.18}$$

dove μ è il moto proprio in mas/yr e D è la distanza in kpc.

I moti propri delle pulsar possono essere ricavati anche da osservazioni di *timing* effettuate su lunghi intervalli di tempo. Questa tecnica è però limitata agli oggetti che mostano basso rumore intrinseco.

La tecnica che coinvolge misure di scintillazione si basa sulla possibilità di ricavare una stima della velocità trasversale della pulsar dalla velocità del pattern di scintillazione. In generale, il moto relativo dell'osservatore rispetto al pattern è la combinazione dei moti trasversali della pulsar, dell'osservatore e del mezzo di scattering. Lyne e Smith (1982) sono stati i primi a trovare una relazione fra la velocità di scintillazione, cioè la velocità che si ricava dalle misure di scintillazione, e la velocità che si ricava dall'interferometria per 20 pulsar. Ciò era la verifica osservativa dell'idea che la velocità di scintillazione è un buon estimatore della velocità trasversale e che i contributi dovuti alla velocità trasversale della Terra e del mezzo interstellare sono generalmente trascurabili. Più recentemente Gupta (1995) ha trovato un buon accordo fra le due velocità per 59 oggetti (vedi fig 2.12) usando una nuova formula per il calcolo delle velocià di scintillazione (Gupta et al. 1994) ed usando un modello per la stima delle distanze per le pulsar (Taylor e Cordes 1993).

La formula per la stima della velocità di scintillazione (V_{iss}) che raccoglie

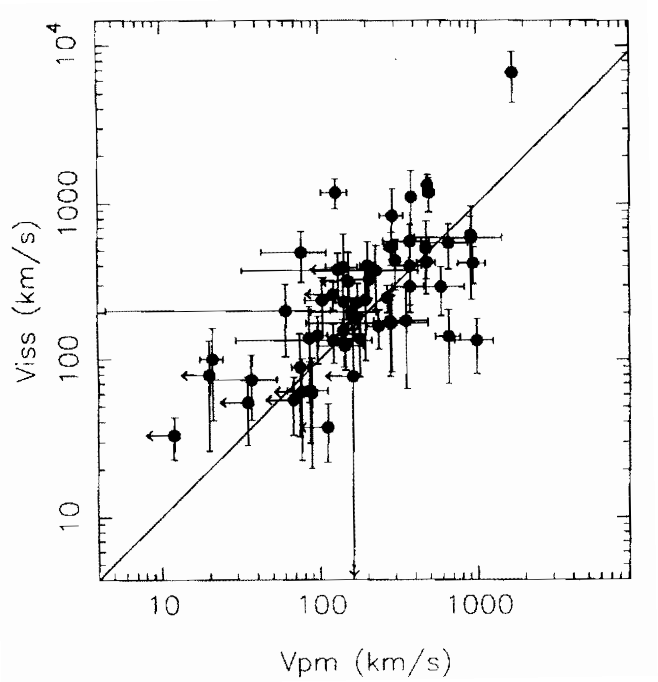


Figura 2.12: Diagramma della velocità di moto proprio e quella di scintillazione per 59 pulsar. La retta descrive la correlazione unitaria (Gupta 1995).

maggiori consensi è (Gupta et al. 1994)

$$V_{iss} = 3.85 \cdot 10^4 \frac{\sqrt{\nu_{d,Mhz} D_{kpc} x}}{\nu_{GHz} t_c} , \tag{2.19}$$

dove $\nu_{d,Mhz}$ è la larghezza di banda di decorrelazione misurata in MHz, D_{kpc} è la distanza della pulsar in kpc, t_c è il tempo scala di decorrelazione in secondi ed ν_{GHz} è la frequenza di osservazione. Il fattore di scala x tiene conto della locazione asimmetrica dello schermo del materiale di scattering (vedi modello *thin screen*), ed è dato da $x = D_o/D_p$ dove D_o è la distanza dell'osservatore dallo schermo e D_p è la distanza della pulsar dallo schermo. Il valore della costante in (2.19) dipende dalle ipotesi fatte sulla natura e distribuzione del materiale di scattering. La relazione fra le velocità che sono presenti è (Gupta et al. 1994)

$$V_{iss} = |x V_{pm} + V_{orb} - (1 + x) V_{scr}| , \tag{2.20}$$

dove V_{pm} è la velocità del moto proprio della pulsar, V_{orb} è la velocità orbitale terrestre e V_{scr} è la velocità dello schermo rispetto al sole. Assumendo che il mezzo di scattering non abbia moto rilevante, per la maggior parte delle pulsar l'effetto di quest'ultimo è trascurabile rispetto alle velocità di moto proprio.

V_{orb} produce modulazioni annuali nelle velocità per pulsar che hanno valori simili a quella della Terra ($\leq$ 30Km/s) e che sono vicine al piano dell'eclittica. Quindi, per la maggior parte delle pulsar, ci aspettiamo che

$$\frac{V_{pm}}{V_{iss}} = \frac{1}{x} \,. \tag{2.21}$$

Per uno schermo posto a metà strada fra l'oggetto e l'osservatore, ($x = 1$), $V_{pm} = V_{iss}$. Per uno schermo di scattering posto più vicino alla pulsar la velocità di scintillazione può essere più grande di quella di moto proprio, e viceversa. In questa maniera si può spiegare, misurate V_{pm} e V_{iss}, la differenza delle stime delle due velocità. Comunemente si prende il valore di *default* $x = 1$, assumendo che il modello thin screen sia valido.

Le stime di V_{pm} e V_{iss} sono soggette ad errori. Per V_{pm} le incertezze sono dovute alla stima della distanza. Poichè $V_{pm} \propto D$, l'errore va come D.

Gli errori nella stima di V_{iss} nascono da:

1) L'assunzione che lo schermo sia a metà fra la pulsar e la Terra.

2) L'assunzione che lo schermo, che modella il mezzo interstellare di scattering, sia fermo e stazionario nella forma.

3) L'effetto della velocità della Terra, a causa della direzione sconosciuta della velocità del pattern di scintillazione.

4) La scintillazione rifrattiva. Essa causa alterazioni dipendenti dal tempo dei parametri di scintillazione misurabili (Cordes, Pidwerbetsky et al. 1986). La rifrazione riduce la larghezza di banda di decorrelazione, facendo così sottostimare V_{iss}. La differenza fra il suo valore reale e quello sottostimato dipende dallo spettro di potenza delle fluttuazioni della densità elettronica nella componente di scattering del mezzo interstellare.

5) Gli errori nella stima della distanza della pulsar. Essendo $V_{iss} \propto D^{1/2}$, l'incertezza va come $D^{1/2}$.

6) La costante che mette in relazione il tempo di decorrelazione alla velocità del pattern.

2.10.2 Geometria di emissione delle pulsar

Effetti di forte rifrazione nel mezzo interstellare possono produrre due o più immagini scatterate della pulsar con direzioni d'arrivo differenti. Tali eventi di immagine multipla producono *features* caratteristiche che si vanno a sommare a quelle degli spettri dinamici; esse prendono la forma di pendenze multiple della funzione di autocorrelazione e modulazioni periodiche di intensità o frange che si vanno a sommare alle modulazioni casuali dovute alla scintillazione diffrattiva (Cordes e Wolszczan 1986, Gupta, Rickett e Lyne 1994). Gli eventi di immagine multipla sono una tecnica per studiare la geometria di emissione delle pulsar, poichè permettono di risolverne la magnetosfera: la fase delle frange è sensibile alla locazione trasversale della sorgente della radiazione. Le variazioni di questa fase, in funzione della longitudine della pulsar, possono essere usate per dedurre la separazione trasversale delle regioni emittenti lungo la cappa polare magnetica. Questo metodo è stato usato per la prima volta da Wolszczan e Cordes (1987) e più recentemente da Gupta, Bhat e Rao (1999) per PSR B1133+16. Quest'ultimi hanno ottenuto fino ad oggi i migliori risultati che si possono avere con questa tecnica: la dimensione minima della regione di emissione è circa $3 \cdot 10^5$m che implica una distanza dalla superficie della zona di emissione nella magnetosfera $\simeq 2.6 \cdot 10^6$m.

2.10.3 Spettro di potenza della densità elettronica

La scintillazione è un'importante mezzo per sondare le turbolenze del plasma interstellare tramite lo spettro di potenza della densità elettronica. Armstrong, Rickett e Spangler (1995) hanno usato osservazioni di scintillazione per stimare lo spettro per il mezzo interstellare locale (≤ 1 kpc). I dati consistono in misure di allargamento angolare delle pulsar e delle sorgenti extragalattiche, larghezza di banda di decorrelazione, effetti rifrattivi sulle *features* degli spettri dinamici, fluttuazioni delle misure di dispersione e misure dell'indice di rifrazione; da esse è stato costruito uno spettro di potenza che copre un intervallo che va da $10^{-6.3}\text{m}^{-1}$ fino a $10^{-12.7}\text{m}^{-1}$.

I risultati sono consistenti con una legge di potenza con esponente $\simeq 3.7$, molto vicino al valore aspettato per uno spettro di Kolmogorov.

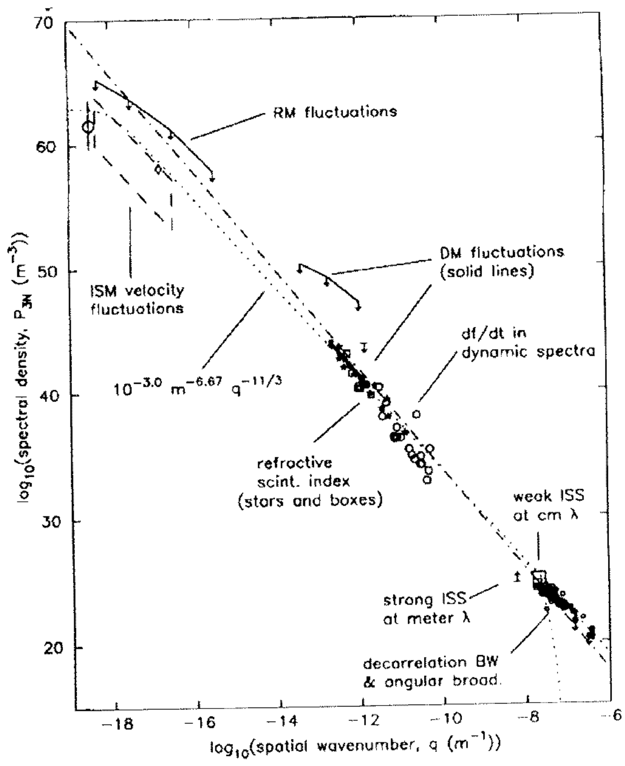


Figura 2.13: Diagramma logaritmico numero d'onda-spettro di potenza della densità elettronica tridimensionale. Sono mostrate le tecniche usate per sondare un determinato intervallo di numeri d'onda. La linea tratteggiata rappresenta lo spettro di Kolmogorov (Armstrong et al. 1995).

2.10.4 Struttura del mezzo interstellare locale

Come abbiamo già visto, è possibile ottenere da misure di scintillazione diffrattiva stime della costante C_N^2; essa ci fornisce informazioni sulla intensità dello scattering lungo la linea di vista.

Bhat, Gupta e Rao (1998) hanno usato misure di diffrazione di 20 pulsar, ottenute da una campagna di osservazioni lunga circa due anni mirata ad avere misure di rifrazione, per studiare le irregolarità del mezzo interstellare locale (LISM). Dato che le proprietà medie di scintillazione degli spettri dinamici delle pulsar mostrano variazioni su tempi scala di giorni e settimane come risultato degli effetti di rifrazione, stime migliori si hanno mediando statisticamente quante più osservazioni possibili.

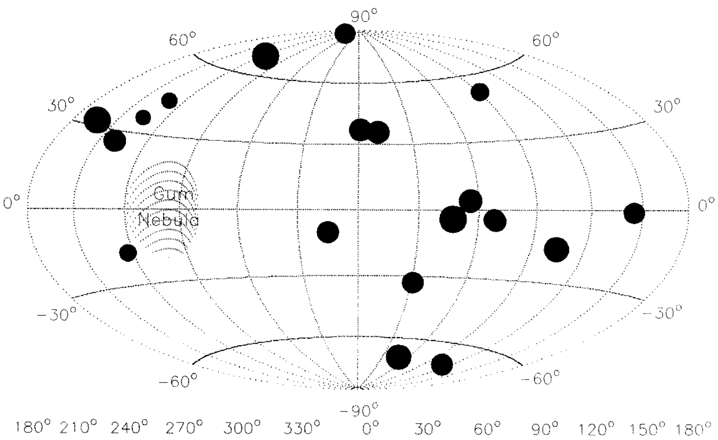


Figura 2.14: Distribuzione nel cielo di C_N^2 nel sistema di coordinate galattiche; le dimensioni dei cerchi neri rappresentano $\log C_N^2$ (Bhat et al. 1998).

In fiura 2.14 è mostrata la distribuzione nella Galassia e la forza del materiale di scattering lungo la linea di vista derivata dalla stima di C_N^2 per 20 pulsar nel LISM. È evidente la non uniformità del mezzo interstellare locale; i dati sono rilevanti anche perchè nessun oggetto è locato nella direzione di zone di alta densità come la Gum Nebula.

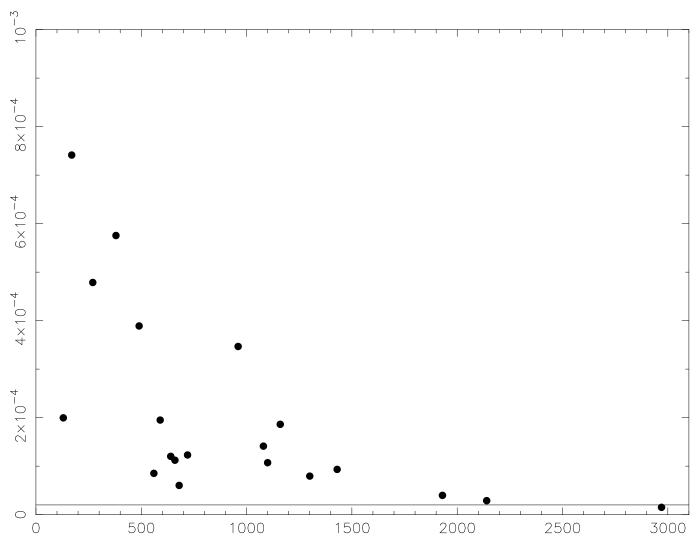


Figura 2.15: Diagramma distanza(pc)-$C_N^2(m^{-20/3})$ I punti corrispondono alle stime di 20 pulsar e la linea al valore $C_N^2 = 0.2 \cdot 10^{-4}\mathrm{m}^{-20/3}$(Bhat et al. 1998).

Un ulteriore evidenza del bisogno di introdurre una distribuzione disomogenea del mezzo di scattering è data dalla figura 2.15. In essa sono mostrate le differenze fra le osservazioni e il valore di C_n^2 aspettato per un mezzo omogeneo risultante dalla media delle stime per tutte le pulsar fra 2 e 3 kpc. Si può notare che oltre 1 kpc i dati si adagiano sul valore aspettato, quindi pensare che il mezzo interstellare oltre questo valore sia omogeneo sembra essere corretto. Ma per valori più piccoli di 1 kpc il mezzo interstellare è disomogeneo e mostra valori di scattering che sono quasi due ordini di grandezza più alti. Un altro risultato osservativo che Bhat, Gupta e Rao hanno ottenuto è la differenza delle caratteristiche di scintillazione fra pulsar che hanno distanze simili, come il caso di PSR B0950+08 e PSR B1929+10. Anche se i due oggetti hanno simili DM e quindi distanze comparabili le loro larghezze di banda di decorrelazione mostano differenze di due ordini di grandezza. Effetti simili sono chiamati *anomalie della forza di scattering*. Esse implicano una struttura asimmetrica rispetto la posizione del Sole, una origine locale poichè sono più forti per bassi DM e una connessione a grandi strutture galattiche come il *Local Bubble* poichè sono confinate entro i 500 pc.

Da tutto ciò il bisogno di costruire un modello per il mezzo interstellare locale. Esso consiste in un mezzo di debole scattering intorno al Sole avvolto da un guscio di forte scattering posto in un normale mezzo interstellare a grande scala; ha forma ellisoidale il cui punto centrale è a 20-35 pc dal Sole ed è posto lungo il piano perpendicolare a quello galattico. Il modello spiega i dati raccolti ed è confermato anche da misure ad altre lunghezze d'onda.

2.10.5 Stabilità del flusso delle pulsar

Misure di rifrazione sono state usate per studiare il flusso continuo delle pulsar (Stinebring e Condon 1990). Sono state usate osservazioni di densità di flusso per 25 pulsar a tre diverse frequenze per 43 giorni consecutivi; esse coprono un largo intervallo di DM (e quindi di distanza) per poter distinguere le variazioni intrinseche da quelle dovute alla diffrazione e alla rifrazione. Si sono dimostrate avere densità di flusso stabili implicando che le intensità non mostrano variazioni per un intervallo di pochi minuti (la durata di una singola osservazione) fino ad un intervallo di parecchie settimane (la durata dell'esperimento). Per un numero di pulsar con DM intermedi (per esempio PSR 0329+54) si sono notate variazioni di densità di flusso con tempi scala di giorni o settimane. Queste variazioni sono dovute ad effetti di rifrazione nel mezzo interstellare; quindi anche le sorgenti extragalattiche che hanno dimensioni comparabili con l'angolo di scattering possono scintillare. I valori dedotti da Stinebring e Condon ($\theta \simeq 10^{-4}$- 10^{-3} arcsec) sono dello stesso ordine delle dimensioni angolari delle sorgenti extragalattiche alle frequenze di 300-700 MHz, confermando che la rifrazione è la causa della variabilità delle sorgenti compatte extragalattiche a bassa frequenza ($\nu \leq$ 1GHz).

Capitolo 3

Il software ChannAns

3.1 Introduzione

In questo capitolo verrà descritto il software usato in questa tesi per l'analisi dei dati di scintillazione. **ChannAns** (Channels Analysis), ideato e implementato dal dott. Luciano Nicastro durante il suo periodo di affiliazione al Gruppo Pulsar di Bologna, è un pacchetto software finalizzato allo studio degli spettri dinamici (spettri bidimensionali frequenza-tempo) di osservazioni di pulsar. Esso permette di ottenere i parametri caratteristici dell'effetto di scintillazione interstellare (ISS) (in particolare quelli dovuti a diffrazione) e stimare quindi le velocità trasversali delle pulsar (V_{iss}).

Il pacchetto di analisi è composto da più programmi. I principali sono due: **channans** e **chanplt**. Il primo effettua la procedura di decodifica dei dati grezzi dell'osservazione e folding dei profili d'impulso per ogni canale di frequenza e tempo di integrazione richiesto (*sotto-integrazione*). Si ottiene come risultato:

1. spettro dinamico dell'intensità dell'impulso (in unità di S/N),
2. spettro dinamico del fondo (valori medi del convertitore ADC a 1 bit),
3. profili per canale e sotto-integrazione temporale,
4. profilo d'impulso di riferimento con il *log* dei parametri usati per l'analisi.

Il secondo programma dà la possibilità di visualizzare i prodotti di *channans* e di effettuarne l'analisi per ottenere i parametri di scintillazione. Per la descrizione di questo programma verrà usata una osservazione della pulsar J1430−6623. I risultati relativi a questa ed altre 48 pulsar, sono stati pubblicati da Johnston, Nicastro e Koribalski nel 1998.

3.2 *channans*

3.2.1 Input

Si accede all'uso di **channans** con la chiamata
`channans [modo] [t]`.

La label `t`

La label `t` dà la possibilità di lavorare con i dati letti direttamente dal nastro magnetico. In genere si ha a che fare con centinaia di Mbytes di dati. Altrimenti bisogna avere i dati su hard disk; questa operazione può essere fatta usando un programma chiamato **sc_td**. Esso permette di selezionare il file sul nastro che contiene le osservazioni e *spacchetta* i blocchi di byte in esso contenuti. I file risultanti, che sono file di input di **channans**, sono del tipo:

- **file.dat**, contenente i dati in formato binario,
- **file.hdr**, contenente informazioni dell'osservazione.

La label `modo`

Oltre ai dati dell'osservazione (dati e *header*) **channans** può aver bisogno di ulteriori informazioni per effettuare analisi particolari. Il tipo di analisi che si vuole effettuare viene selezionato con la variabile numerica `modo`. Se `modo` > 0 si richiede anche

- **file.prf**, che è prodotto dall'analisi di **PDM** (vedi Cap.*1*). Questo file contiene il profilo integrato dell'impulso che viene usato come riferimento per varie selezioni di parametri per l'analisi (ad esempio il numero di bin da usare per la valutazione del rapporto S/N dell'impulso).

Se `modo` è uguale a 3 o 4 abbiamo bisogno anche di

- **file.eph**, che contiene le effemeridi dell'oggetto di cui si vogliono analizzare i dati. Questo file può essere creato manualmente (rispettando un formato di scrittura) oppure prodotto automaticamente dal catalogo *on line* usando il programma **psrinfo** disponibile anche su WEB.

Le opzioni di `modo` sono le seguenti:

0 Ricerca del picco usando il valore di intensità più alto travato nei canali di frequenza.

1 Usa un intervallo selezionato del profilo dell'impulso. Deve essere presente file.prf; è il modo di default.

2 Usa l'intero intervallo dell'impulso. Deve essere usato quando ci si aspetta che il profilo si sposti con il tempo. Il programma ricerca nell'intero periodo il miglior rapporto segnale-rumore.

3 Come in `modo` 1 ma aggiornando il periodo della pulsar durante la procedura di folding. È il modo da usare quando la pulsar è binaria.

4 Come in `modo` 2 ma aggiornando il periodo della pulsar durante la procedura di folding.

10 Somma insieme tutti i profili per ogni sotto-integrazione. L'output è il profilo di un unico canale.

20 Pone uguale a 0 la DM per verificare la dispersione.

3.2.2 Output

Channans crea sempre:

- **file.ctp**: contiene, in formato binario, informazioni dell'osservazione e sull'analisi effettuata seguite dai valori segnale-rumore dell'impulso di ogni canale e sotto-integrazione,

- **file.bas**: anch'esso in formato binario, contiene i valori del rumore (*baseline*).

Altri due file sono prodotti se `modo`>0:

- **file.bpi** in ASCII, contiene le stesse informazioni di file.prf con l'aggiunta dei parametri principali usati nell'analisi, quali tempo di integrazione per sotto-integrazione, numero di sotto-integrazioni, intervallo di fase del profilo usato per il calcolo del segnale, etc.

- **file.bpp** in binario, contiene tutti i profili d'impulso ($0° - 360°$) per ogni canale e sotto-integrazione. In precedenti versioni del programma, per motivi di dimensione del file, solo l'intervallo di fase scelto veniva salvato.

3.3 *chanplt*

3.3.1 Descrizione dei comandi

I dati di uscita da **channans** sono preparatori all'analisi vera e propria che è eseguita utilizzando **chanplt**. Esso contiene una serie di comandi suddivisi in due menù. Utilizzando questi comandi il risultato finale da ottenere è la stima del tempo caratteristico e della larghezza di banda di correlazione. Il menù principale è costituito dalla seguente lista:

P: Plot	**T**: conTour plot	**F**: Fill marked points
A: Average	**S**: Smooth	**I**: Insert mean data
G: Get original data	**R**: Restart	**M**: suM profiles
B: read Baselines	**C**: Change device	**E**: Erase screen
V: saVe current array	**D**: read saveD array	**L**: cLear saved array
O: do autOcorrelation	**U**: read aUtocorrelation	**N**: Next menu
Q: Quit		

Qui è riportata una breve descrizione dei singoli comandi.

- **P**. Grafica a livelli di grigio spettri dinamici e funzione di autocorrelazione.

- **T**. Come il precedente ma con contorni di uguale intensità (per un massimo di 14).

- **F**. Riempie i punti mancanti nello spettro dinamico con valori ottenuti mediando quelli adiacenti.

- **A**. Media un numero di canali adiacenti nello spettro dinamico.
- **S**. Effettua uno *smoothing* dello spettro dinamico usando una finestra rettangolare in frequenze e tempo.
- **I**. Incrementa artificialmente la risoluzione in frequenza e/o tempo inserendo dei valori mediani.
- **G**. Legge i dati originari azzerando l'analisi del momento.
- **R**. Fa ripartire l'analisi sullo spettro dinamico originale.
- **M**. Somma i profili (letti da **file.bpp**) su un intervallo di canali e sotto-integrazioni. Utile per alzare il rapporto segnale-rumore dello spettro dinamico.
- **B**. Inizializza all'analisi delle baseline. Utile per verificare il funzionamento del banco di filtri e convertitore analogico/digitale.
- **C**. Cambia il *device* grafico.
- **E**. Pulisce la finesta grafica.
- **V**. Salva in memoria i dati correnti sotto forma di matrice di dati + informazioni ausiliarie.
- **D**. Ripristina i dati salvati con **V**.
- **L**. Cancella i dati salvati in memoria con **V**.
- **O**. Effettua l'autocorrelazione dello spettro dinamico e produce **file.cov**.
- **U**. Legge l'autocorrelazione da un file tipo **file.cov**.
- **N**. Accesso al menù di comandi secondario.
- **Q**. Uscita dal programma.

Il menù secondario è composto dalla seguente lista:

D: Data section	**F**: PS File	**C**: Cursor position
V: View profiles	**P**: Plot PDM profile	**S**: Set gray/contour-scale

B: Baseline statistics **R**: Reset S/N **M**: Main menu
Q: Quit

Viene qui riportata una breve descrizione dei comandi.

- **D**. Mostra in forma numerica e grafica una sezione dei dati 2-d (spettrali o di autocorrelazione) in uso. Effettuando il *fit* gaussiano delle sezioni a ritardo ("lag") 0 in tempo e frequenza della funzione di autocorrelazione si ricavano le misure dei parametri di scintillazione ν_d (larghezza di banda di decorrelazione) e t_c (tempo caratteristico). Se i fit in tempo e frequenza vengono fatti in successione, il programma calcola automaticamante il valore stimato della velocità trasversale della pulsar (vedi Cap. 2).

- **F**. Crea una versione PostScript del grafico che è presente nella finestra grafica.

- **C**. Permette di idendificare coordinate e valore d'intensità dei dati 2-d graficati per mezzo del cursore.

- **V**. Visualizza i profili di impulso del **file.bpp**. È possibile visualizzare un intervallo qualsiasi di canali di frequenza e di sotto-integrazioni; questi possono essere sommati a proprio piacimento. Utile a verificare la *qualità* dei singoli profili e la loro stabilità di fase.

- **P**. Grafica il profilo di riferimento ottenuto dall'analisi **PDM**.

- **S**. Cambia i valori di minimo e massimo (tagli) da usare per i livelli di grigio e/o dei contorni. Utile per evidenziare strutture.

- **B**. Fornisce la statistica delle baseline. Dando il comando **P** dal menù principale si visualizza il livello di *noise* del banco di filtri. È quindi possibile individuare i canali che danno segnali intermittenti e/o che non hanno funzionato. Questi possono essere marcati e ignorati (o sostituiti con la media dei valori adiacenti) nelle varie analisi.

- **R**. Rilegge (da memoria) lo spettro dinamico (e i parametri) originario azzerando tutte le eventuali manipolazioni.

- **M**. Accesso al menù principale.
- **Q**. Uscita dal programma.

3.3.2 I risultati: un esempio

Come esempio vengono di seguito riportati alcuni dei grafici visualizzabili con **chanplt** e i parametri di scintillazione risultanti dall'analisi dello spettro dinamico di PSR J1430−6623. Per la loro descrizione si vedano le note riportate.

L'analisi statistica dello spettro dinamico di questa osservazione, effettuata in modo automatico all'inizio dell'analisi con **chanplt**, dà come risultato:

```
Lowest value : 0.322139     (Chn. 122, Sub.  323)
Highest value:  19.8281     (Chn. 184, Sub.   82)
Global mean:  3.83116      RMS:  2.02097      Mod. Index: 0.527508
Median:  3.25583      Average deviation:  1.54596
Variance:  4.08432      Skewness:  1.44647      Curtosis:  2.43331
```

L'istogramma è mostrato nella figura 3.1. Se da una prima analisi dello spettro dinamico si vede che i punti di alto S/N sono spuri, si può procedere ad un taglio di questi valori. Questo non è il caso dell'osservazione in esame, ma se si seleziona ad esempio come taglio in alto un valore di S/N = 18, risulta che 1 solo punto è superiore a questo valore. I punti marcati già dall'analisi di **channans** risultano 352, tutte le sotto-integrazioni del canale 191 (fig. 3.2).

Le figure che seguono evidenziano l'effetto che ha sui profili d'impulso tecniche come la somma o lo smooth. La prima di esse fa perdere le caratteristiche più fini dello spettro dinamico, ma è essenziale quando le *features* di scintillazione non sono immediatamente visibili poichè sommando i profili si ottiene un innalzamento del rapporto segnale-rumore. Lo smooth è essenzialmente una tecnica di cosmesi. Essa altera, limando, le fattezze delle *features* con l'effetto di poter *fittare* più agiatamente la funzione di autocorrelazione del pattern di scintillazione; ciò vuol significare che usando lo smooth i residui del fit sono più piccoli rispetto a quando non è usato. Ma ciò

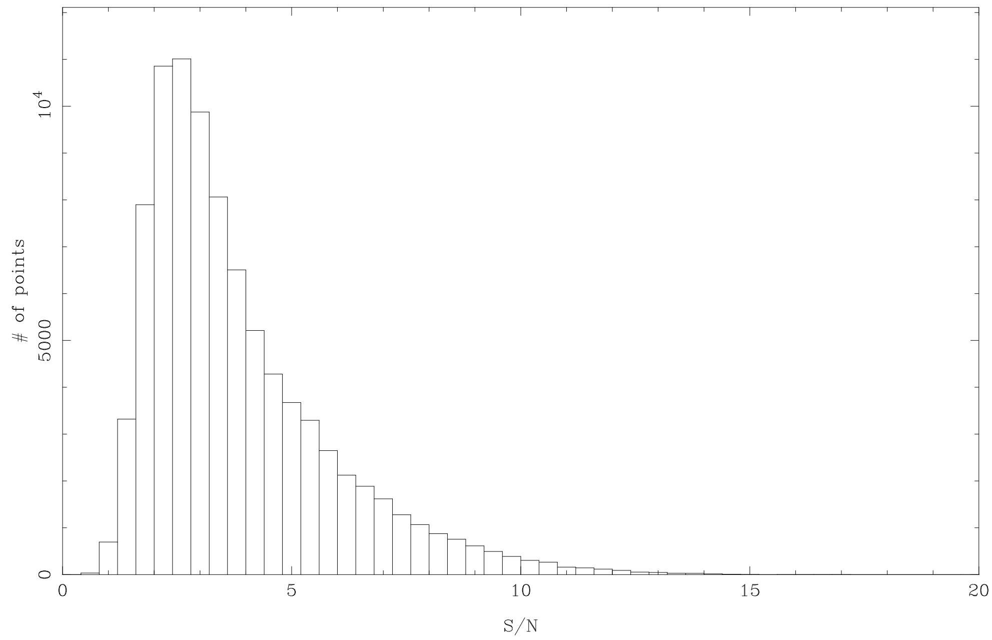


Figura 3.1: Istogramma dei rapporti segnale/rumore dello spettro dinamico. Alla partenza di *chanplt* vengono visualizzati i parametri dell'analisi statistica dello spettro dinamico evidenziando valori anomali in genere dovuti a malfunzionamenti. In alcuni casi si tratta di picchi di intensità anomali che potrebbero essere sia di natura intrinsica che dovuti alla scintillazione.

può alterare la misura di scintillazione, quindi è preferibile non usare questa tecnica.

La figura 3.3 mostra l'effetto dello smoothing sul pattern di scintillazione, si può infatti notare la scomparsa di alcune *features* presenti nello spettro originario di figura 3.2. Le figure 3.4 e 3.5 sono rispettivamente il risulatto della somma di 2×2 e 4×4 profili; è ben evidente che più profili si sommano maggiore è l'alterazione che si apporta alle *features* di scintillazione potendo provocare al limite la loro scomparsa. Si ottiene lo stesso effetto usando una finestra di smoothing troppo ampia. Con le figure 3.6, 3.7 e 3.8 si è voluto mostrare l'effetto che ha sui profili stessi la tecnica di della somma.

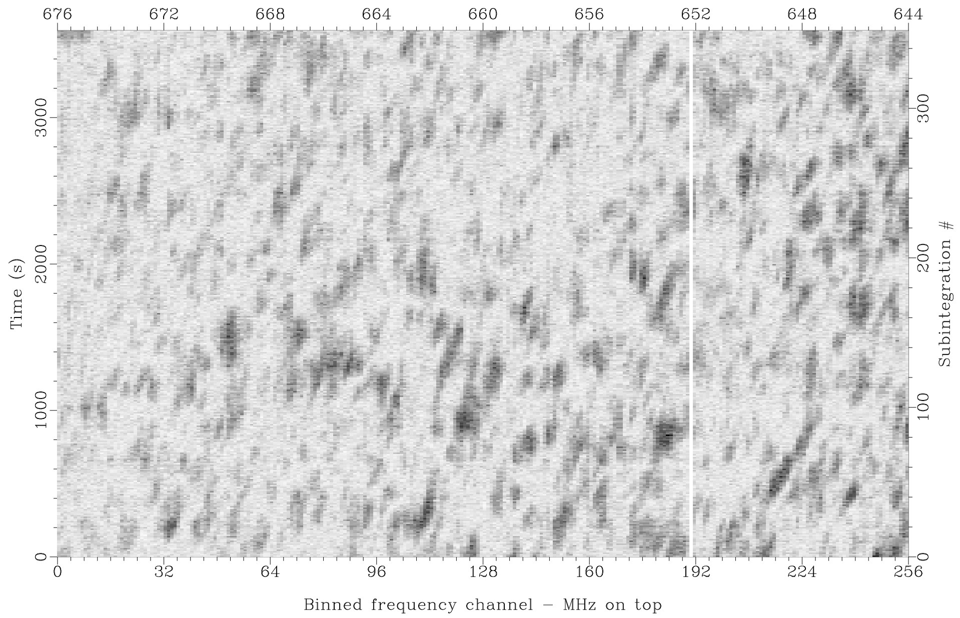


Figura 3.2: Lo spettro dinamico originario della PSR J1430−6623; questo è l'output principale di **channans**. Si nota che il canale 191 è costantemente *morto*. È anche evidente un leggero *drift* verso le basse frequenze del pattern di scintillazione.

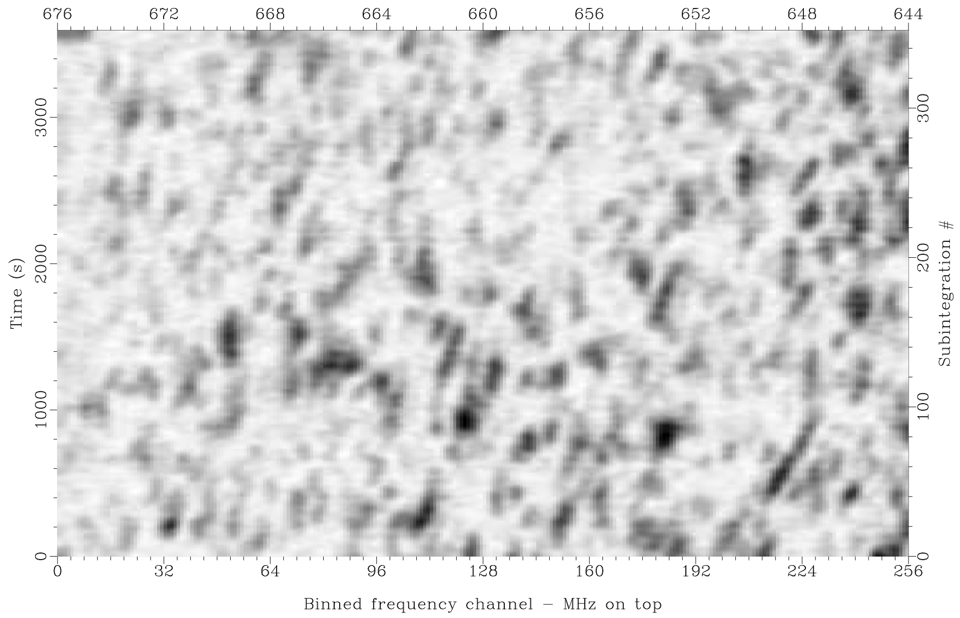


Figura 3.3: Questo spettro dinamico è il risultato di una operazione di smoothing con una *boxcar* di 4 canali e 4 sotto-integrazioni. Il canale 191 è stato sostituito dalla media di quelli adiacenti.

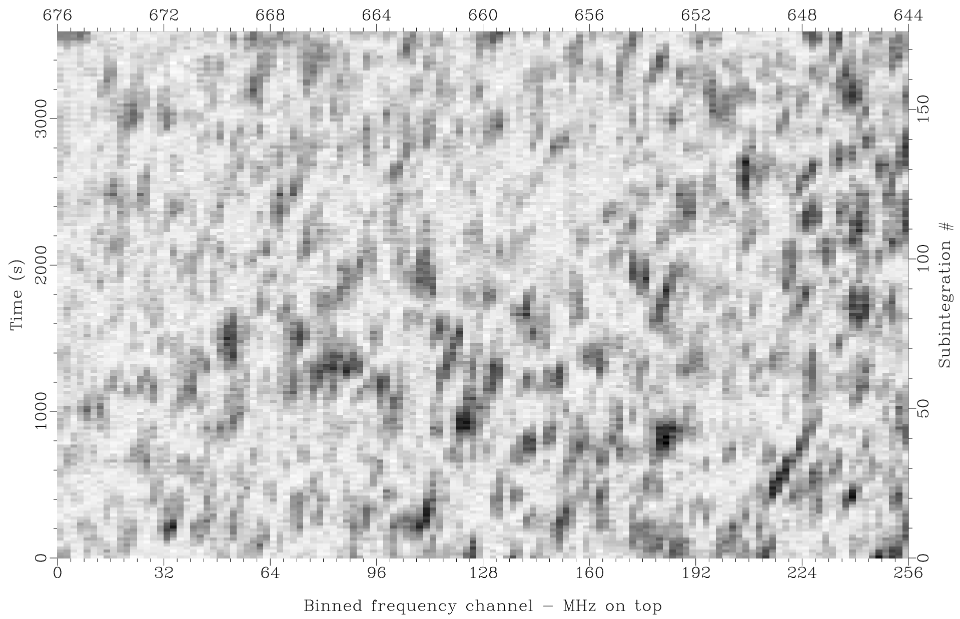


Figura 3.4: Questo spettro dinamico è il risultato della somma di 2 profili in tempo ed in frequenza.

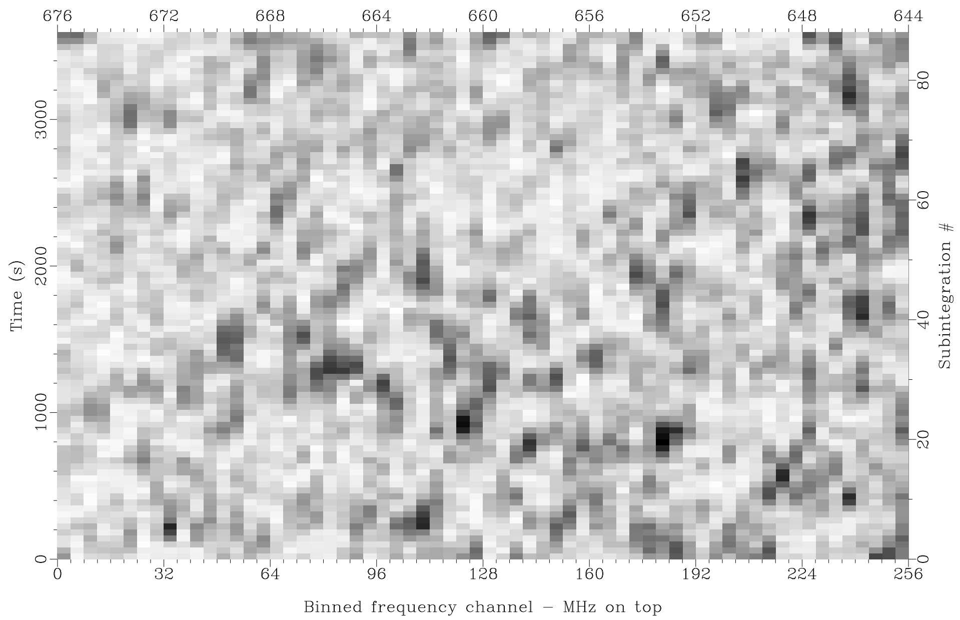


Figura 3.5: Questo spettro dinamico è il risultato della somma di 4 profili in tempo ed in frequenza. È evidente l'eccessivo rebinnaggio che fa perdere dettagli allo spettro.

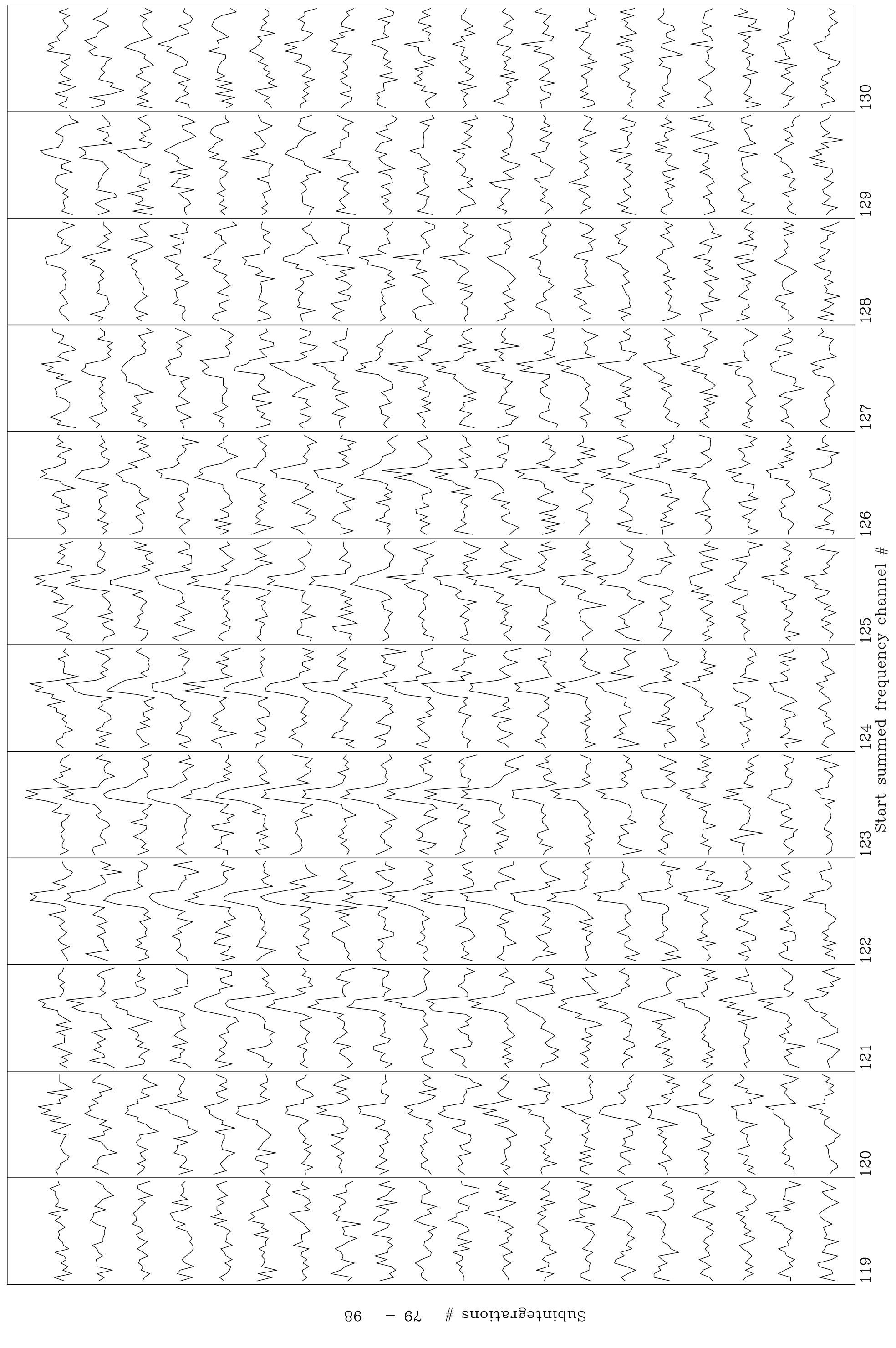


Figura 3.6: Qui è mostrata una parte dei profili d'impulso accumulati e usati per produrre lo spettro dinamico. Si nota l'effetto della scintillazione su di essi.

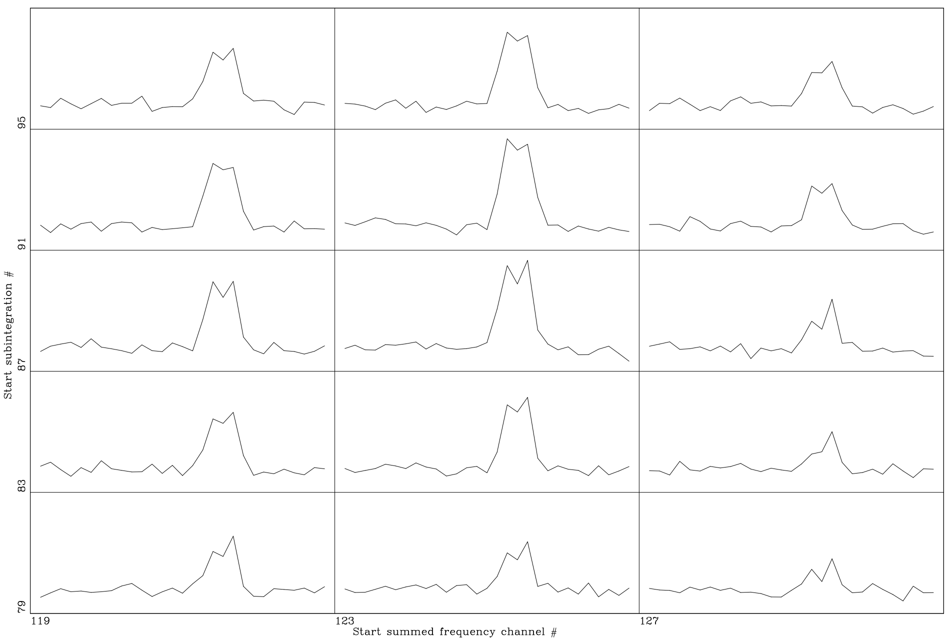


Figura 3.7: Ogni profilo è la somma di 4 profili in tempo e 4 in frequenza.

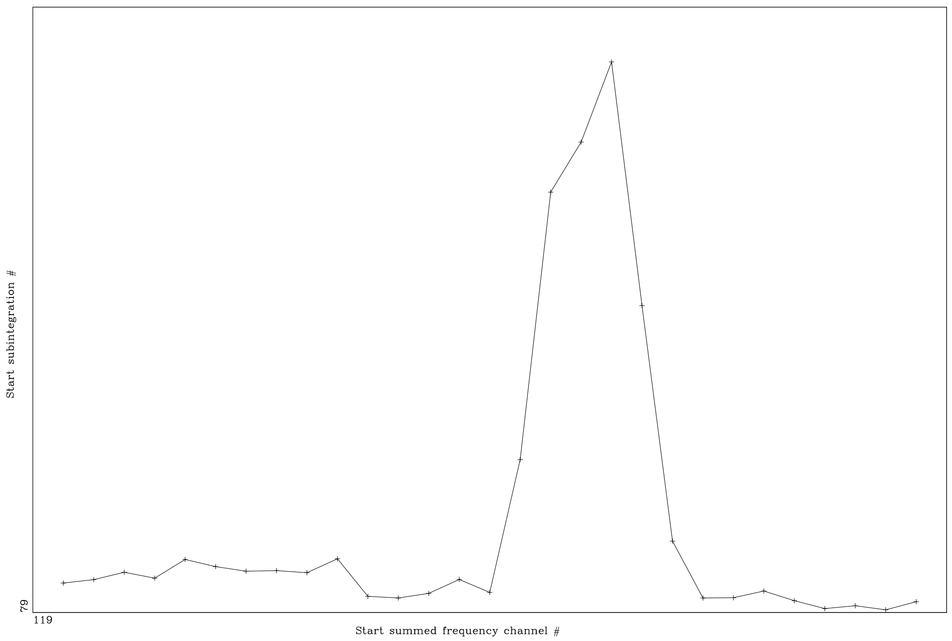


Figura 3.8: In questa figura si mostra il risultato della somma di tutti i 12×20 profili.

3.3.3 Analisi di PSR J1430−6623

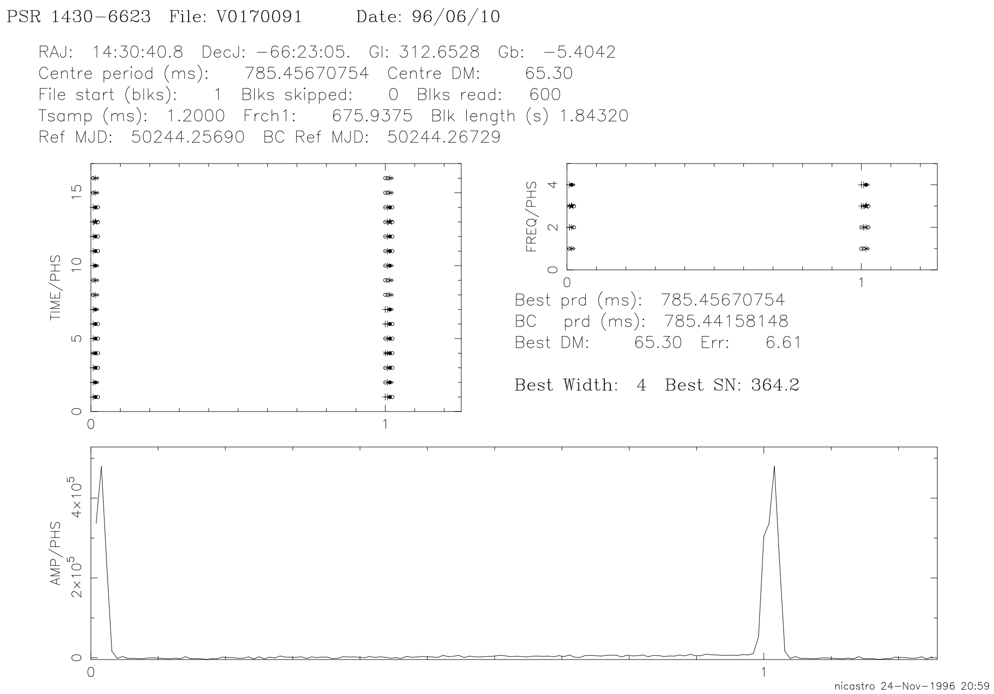


Figura 3.9: Plot di **PDM**.

PSR J1430−6623 è una pulsar ordinaria con periodo $P \simeq 0.785$ s ed DM $= 65.3$ pc/cm^3, che corrisponde ad una distanza $D = 1.8$ kpc; le coordinate galattiche sono $l = 312.65°$, $b = -5.40°$; la larghezza di banda teorica aspettata, data da

$$\Delta\nu_{d,t} \simeq 11\nu^{22/5}D^{-11/5} \text{ MHz} \tag{3.1}$$

dove ν è la frequenza di osservazione in GHz e D è la distanza in kpc, è dell'ordine di 0.48 MHz; la velocità trasversale della Terra nella direzione della pulsar all'epoca dell'osservazione risulta di 28.5 km/s. L'osservazione è stata effettuata con il radiotelescopio di 64 m di Parkes il 9 Giugno 1996 col ricevitore a 660 MHz usando un intervallo di frequenza di 32 MHz suddiviso in 256 canali; il tempo totale dell'osservazione è di circa un'ora.

Qui vengono riportate le fasi dell'analisi dei dati di scintillazione e come si ricavano praticamente le stime degli osservabili.

In figura 3.9 è mostrato il plot di **PDM**; esso, come è stato già detto, è essenziale per **channans** e mostra le caratteristiche della pulsar; è visibile la struttura del picco dell'impulso e l'alto rapporto segnale-rumore.

Il pattern di scintillazione ricavato dalla riduzione di **channans** senza agire

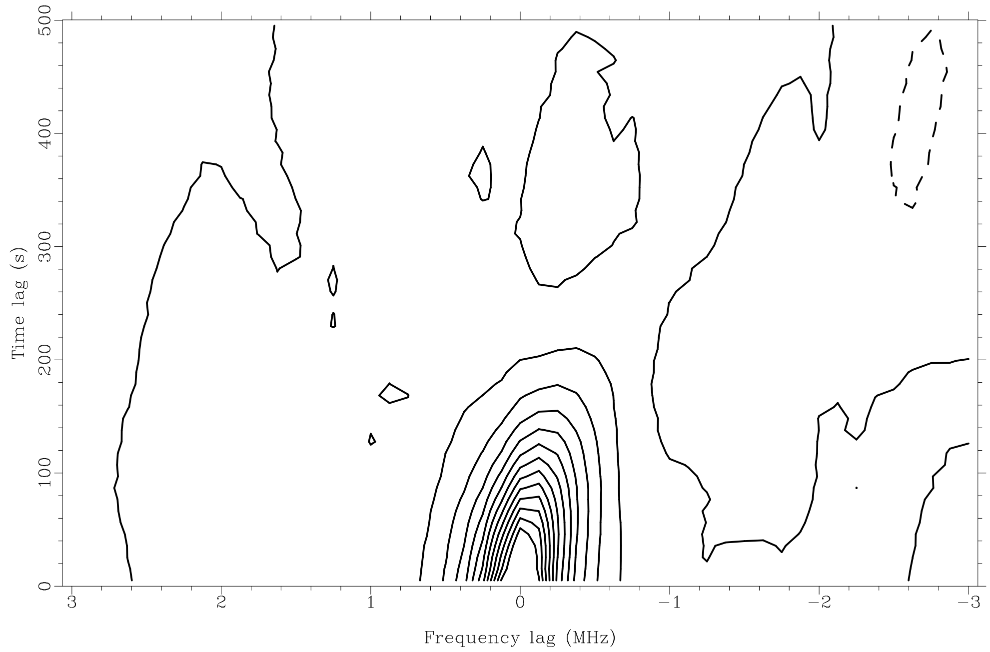


Figura 3.10: Funzione bidimensionale di autocorrelazione.

su di esso con **chanplt**, è mostrato in figura 3.2. Le *features* di scintillazione sono ben evidenti, quindi non è necessario manipolare i dati operando somme o smoothing ma si può effettuare subito l'autocorrelazione (fig. 3.10).

Per ricavare il tempo caratteristico e la larghezza di banda di decorrelazione si "taglia" la funzione di autocorrelazione al valore 0 in frequenza e tempo. In figura 3.11 sono mostrate i dati ricavati dalla funzione di autocorrelazione unidimensionale in tempo ed il *fit* con una funzione gaussiana, mentre in figura 3.12 sono mostrati i dati in frequenza ed il corrispettivo *fit*. Siccome gli osservabili sono quantità legate alle gaussiane, la determinazione di esse ci fornisce la stima delle quantità volute. Otteniamo per il tempo caratteristico $t_c = 106$ s e per la larghezza di banda di decorrelazione $\Delta\nu_d = 0.27$ MHz. Possiamo allora stimare la velocità di scintillazione:

$$V_{iss} = 3.85 \cdot 10^4 \frac{\sqrt{\Delta\nu_{d,MHz} D_{kpc}}}{f_{GHz} t_c} = 380 \text{ km/s}, \tag{3.2}$$

dove $D_{kpc} = 1.8$ è la distanza della pulsar e $f_{GHz} = 0.660$ è la frequenza centrale di osservazione. La larghezza di banda di decorrelazione osservata e quella teorica non sono in pieno accordo, segno che per questa pulsar il modello che descrive le irregolarità del mezzo interstellare non è del tutto valido. D'altra parte la misura della velocità di scintillazione è alquanto affidabile poiché il contributo della velocità trasversale della Terra è un fattore > 10 più piccola (vedi Cap. 2).

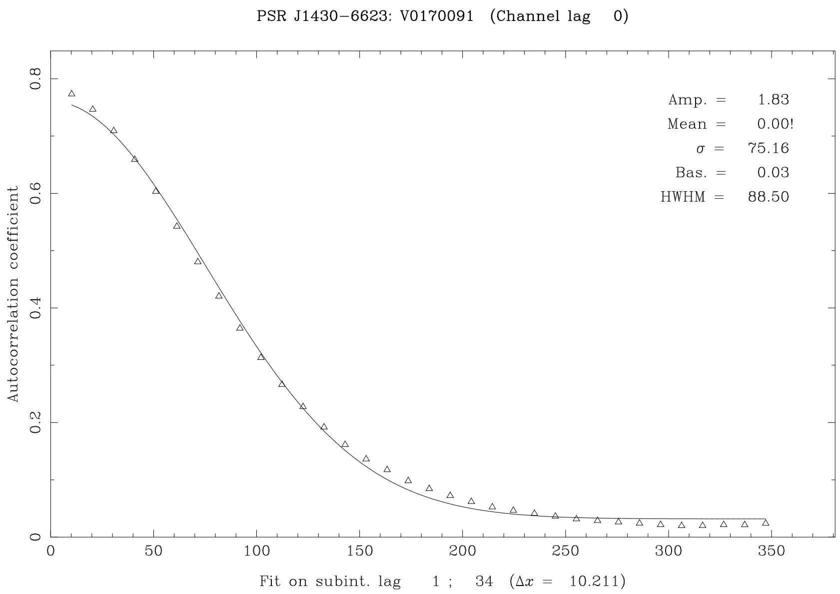


Figura 3.11: Taglio in tempo (a ritardo di frequenza 0) della funzione di autocorrelazione con relativo fit gaussiano.

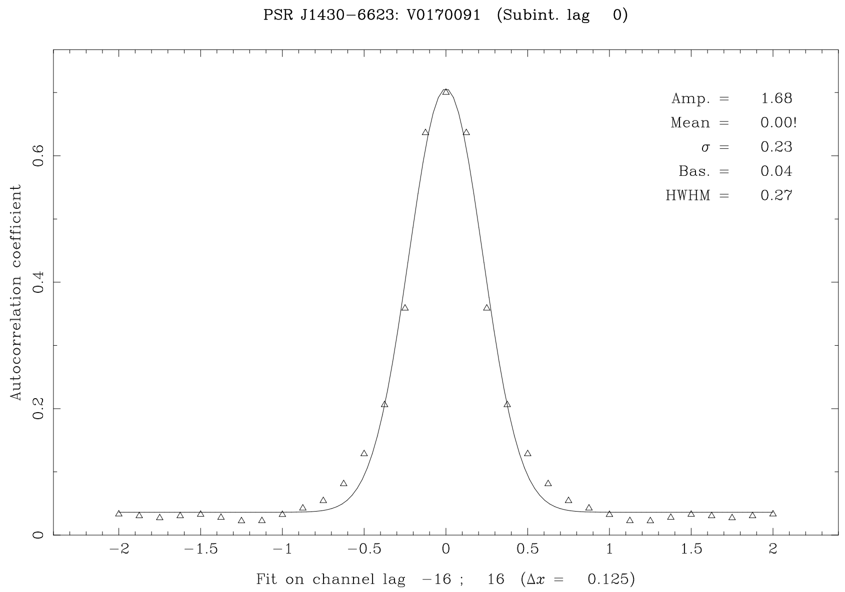


Figura 3.12: Taglio in frequenza (a ritardo di temo 0) della funzione di autocorrelazione con relativo fit gaussiano.

Capitolo 4

Misure di scintillazione di PSR J0030+0600

4.1 Introduzione

La millisecond pulsar J0030+0600, le cui osservazioni di scintillazione sono oggetto di questa tesi, è stata scoperta durante la submillisecond survey tuttora in corso alla Croce del Nord di Medicina (D'Amico 1999). L'esperimento è stato ideato per la ricerca di pulsar che abbiano un periodo minore di 1.56 ms; questo valore è molto vicino al periodo minimo dedotto dalle equazioni di stato *stiff* per la materia ultradensa. Esistono, però, equazioni di stato *soft* che prevedono periodi limite di circa 0.6 ms (Burderi e D'Amico 1997); quindi una ricerca di oggetti oltre 1 ms può porre dei vincoli all'equazione di densità nucleare della materia. La survey di submillisecond pulsar a Bologna è la prima ricerca a grande scala per periodi ultra-piccoli (< 1.5 ms).

Il parametro principale che descrive la possibilità di osservare un oggetto è il flusso limite. Esso per le pulsar prende la forma

$$S_{min} \propto k \frac{S_{SYS}}{\sqrt{\Delta\nu \Delta t}} \sqrt{\frac{\omega_e}{P - \omega_e}} \,, \tag{4.1}$$

dove S_{SYS} è la densità di flusso equivalente al rumore del sistema in Jy, k è la costante di guadagno (tipicamente $k \simeq 10$), $\Delta\nu$ è la larghezza di banda dell'osservazione, Δt è il tempo di integrazione, P è il periodo della pulsar e

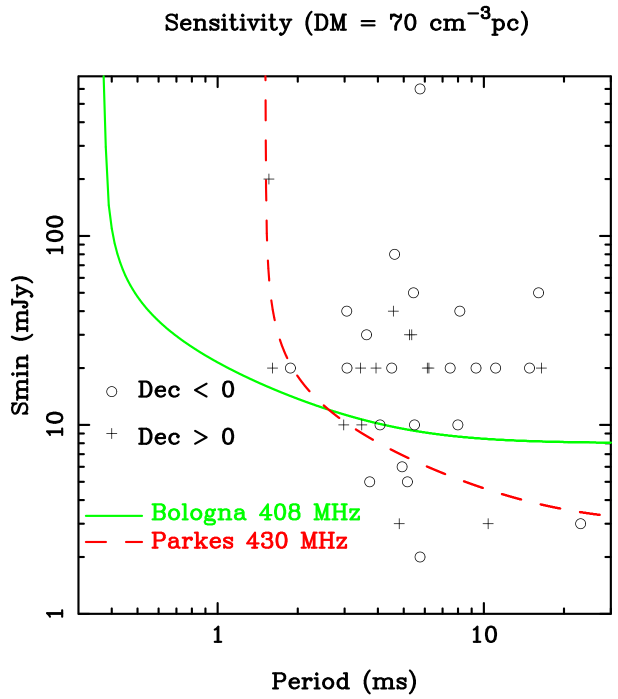


Figura 4.1: Curve di sensibilità della survey di Bologna e della survey di Parkes (Manchester et al. 1996); è mostrato come la prima survey possa rivelare oggetti con periodi più brevi. Sono inoltre indicate le posizioni di pulsar identificate tramite altre survey nel cielo settentrionale e meridionale.

ω_e è la larghezza di impulso equivalente data da

$$\omega_e = \sqrt{\omega^2 + (\delta t)^2 + \left(\frac{\mathrm{DM}}{1.21^{-4}} \frac{\delta\nu}{\nu^3}\right)^2 + (\delta_{scat})^2}\,, \tag{4.2}$$

dove ω è la larghezza intrinseca dell'impulso, δt la risoluzione in tempo, DM è la misura di dispersione in pc/cm^3, $\delta\nu$ e ν sono rispettivamente la risoluzione in frequenza e la frequenza di osservazione in MHz, e δ_{scat} è l'allargamento dell'impulso dovuto allo scattering del mezzo interstellzare.

4.2 Caratteristiche

PSR J0030+0600 è stata rivelata e identificata per la prima volta alla fine di marzo 1999; osservazioni di *timing* ne hanno migliorato la posizione nel cielo modificandone il nome in PSR J0030+0452 (l'errore è di 3 arcmin). Le coordinate galattiche sono: l = 113.112°, b = −57.620°, z = −0.198 kpc. Il periodo $P = 4.8655$ ms e la misura di dispersione DM= 4.32 pc/cm^3; da essa si deduce con il modello di Taylor e Cordes una distanza D= 0.234 kpc.

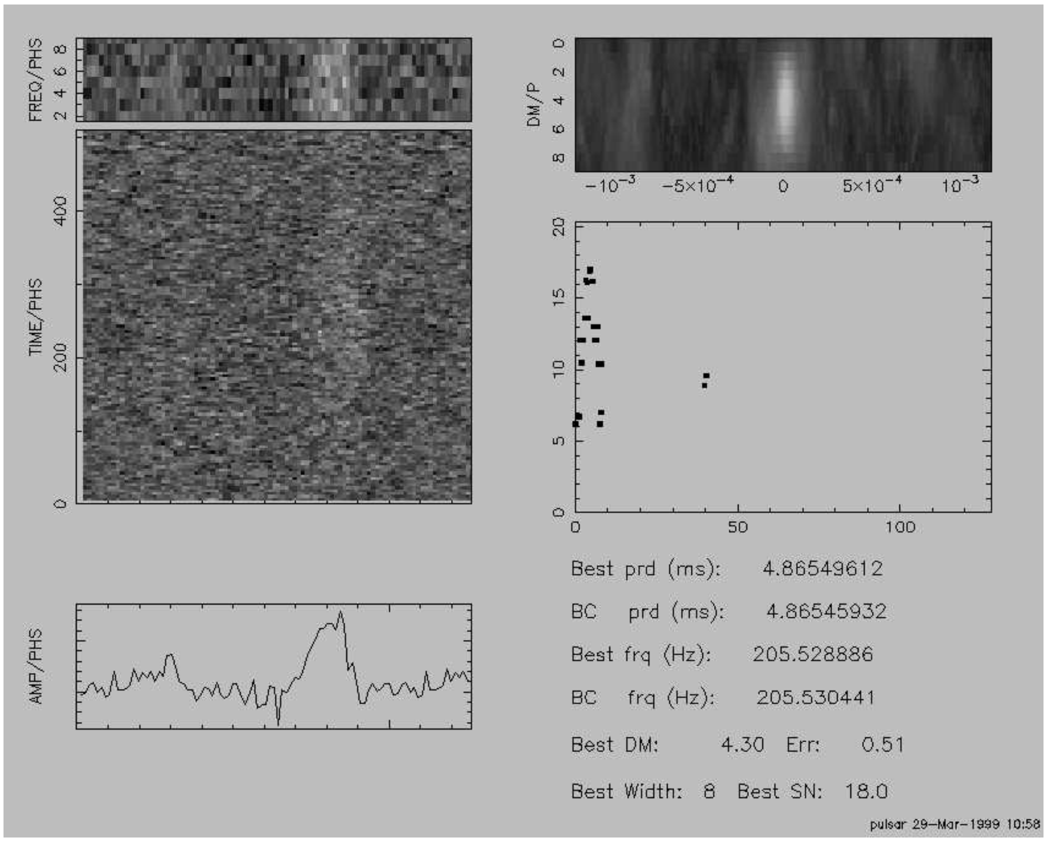


Figura 4.2: Plot originale della scoperta.

A Bologna e Parkes sono in corso misure di *timing* che sembrano non mostrare alcun moto intorno ad una stella compagna, a meno che la modulazione dei tempi di arrivo che ne deriva sia dell'ordine di qualche anno, il che è altamente improbabile; possiamo quindi pensare, entro un ampio margine di errore, a J0030+0600 come ad una MSP isolata.

4.3 Osservazioni

Le osservazioni di scintillazione della nuova MSP sono state effettuate col radio telescopio di Parkes in Australia, alla frequenza di 430 MHz. La largezza della banda di frequenza è di 32 MHz suddivisa in 256 canali da 125 kHz; il tempo di campionamento per ogni singolo bit è di 0.05 ms. L'antenna, che ha la forma di un paraboloide di diametro 64 m, può seguire J0030+0600 per un massimo di 5 ore e mezzo trovandosi quest'ultima nell'emisfero Nord.

La prima osservazione è stata effettuata il 24 luglio 1999 per la durata di 2 ore e mezzo; con questa si voleva capire quanto tempo di osservazione sarebbe servito per avere un pattern di scintillazione che mostrasse con chiarezza l'andamento temporale delle *scintille* o *scintles*. In sostanza per determinare con precisione il tempo caratteristico di scintillazione bisogna avere con interezza l'andamento ascendente e discendente in tempo delle *scintille*, ciò si verifica quando ne sono presenti più di una. Poichè, come vedremo, il tempo caratteristico si è mostrato più lungo del tempo dell'osservazione, sono state effettuate altre due osservazioni con il massimo del tempo possibile il 15 e il 16 ottobre dello stesso anno.

4.4 Analisi dei dati

Qui viene descritta la procedura di analisi delle tre osservazioni e riportati i valori dei parametri osservabili; esse sono state indicate semplicemente con la data in cui sono state effettuate.

4.4.1 24-7-99

Il primo passo nell'analisi dei dati è stato ottenere dal programma **PDM** il profilo medio dell'impulso poichè esso serviva all'analisi di **channans**. In un primo momento si è effettuata l'integrazione del profilo per l'intero tempo dell'osservazione, ma questa procedura è risultata sbagliata. Infatti osservando il plot fase-tempo di figura 4.3 si nota uno spostamento di forma circolare dell'intensità dei profili; **PDM** usa le informazioni di questo grafico per ottenere la miglior stima possibile del periodo della pulsar calcolando la pendenza della retta che unisce i picchi dei profili; nel nostro caso però la forma ad arco provoca un allargamento del profilo integrato e quindi un deterioramento del profilo stesso con conseguente cattiva informazione per l'analisi dei canali.

Il plot mostra l'effetto sui tempi d'arrivo degli impulsi della velocità trasversale della Terra rispetto alla pulsar; essendo quest'ultima molto vicina ed i tempi di osservazione molto lunghi, osserviamo una modulazione che va a sfasare i profili; quindi bigogna portare degli accorgimenti particolari per correggere tale effetto. Ciò che é stato fatto è pensare al sistema J0030+0600 - Terra come ad un sistema stellare doppio, infatti la traccia della sezione del

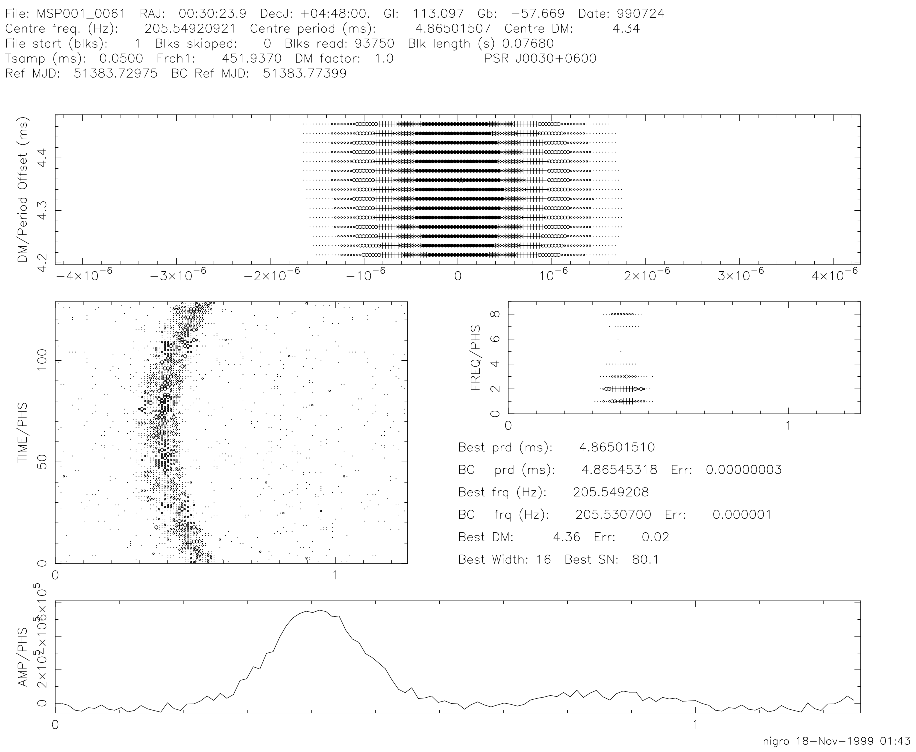


Figura 4.3: Plot di **PDM** per un'integrazione di due ore e mezzo.

plot di **PDM** fase-tempo è caratteristico di una pulsar binaria.

Inoltre ai fini dell'analisi di **channans** non è importante avere un rapporto segnale-rumore molto alto dell'impulso, prima di tutto perchè l'innalzamento S/N dei singoli profili è un operazione successiva, e in secondo luogo perchè le informazioni principali che prendiamo dall'*output* di **PDM** sono la larghezza in fase del profilo e l'intervallo per il calcolo delle *baseline*. Quindi non essendo indispensabile operare una procedura di *folding* per un lungo intervallo di tempo, si é integrato il profilo per circa 800 s , come è mostrato in figura 4.4, ovviando in questa maniera all'effetto di allargamento del profilo e risparmiando tempo di calcolo.

Per le ragioni già dette si è deciso di analizzare i dati come se la pulsar appartenesse ad un sistema binario e quindi abbiamo dovuto creare un file di effemeridi per MSP J0030+0600, file necessario quando si effettua la chiamata **channans 3** come in questo caso. Qui è mostrato il **file.eph**.

```
NAME        J0030+06
RAJ         00:30:23.99   0
DECJ        +04:48:00      0
```

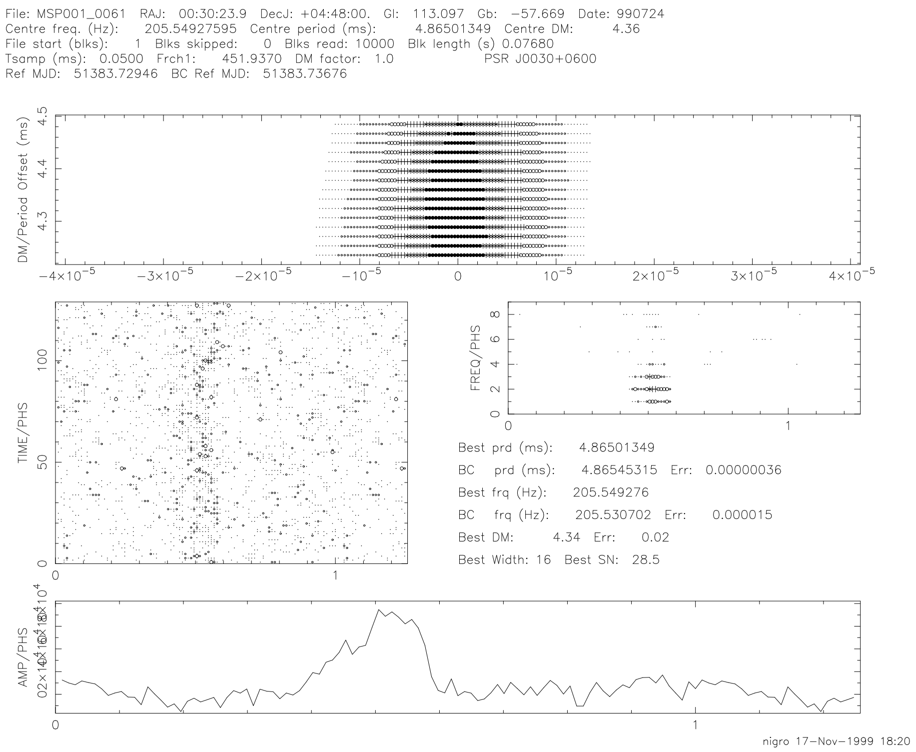


Figura 4.4: Plot di **PDM** per una integrazione di 770 s. Si nota il rapporto segnale-rumore più basso rispetto alla figura 4.3 e che la traccia nel diagramma fase-tempo ha la forma di una retta.

```
P                      0.004865453180000 0.00000000003
Pdot                     0.00000000   0.00000000
Pddot                             0             -1
PEPOCH                  51383.771088030873
DM                      4.36   0.02
```

Il passo successivo è stato l'analisi con **channans**; sono stati introdotti un tempo di sottointegrazione di 60 s, un numero di sottointegrazioni uguale a 120 ed uno *step* di aggiornamento del periodo di 60 s; da quest'ultimo e dal **file.eph** il programma ha le informazioni necessarie affinchè l'analisi dei profili venga fatta in fase, che non ci sia, cioè, un *drift* dei profili che compongono lo spettro dinamico.

La figura 4.5 è lo spettro dinamico di scintillazione; su di esso non è stata effettuata ancora alcuna operazione. È ben visibile il deterioramento dei primi 16 canali (che vengono eliminati dall'analisi), il canale 81 "morto" e la mancata presenza di qualunque *scintle*.

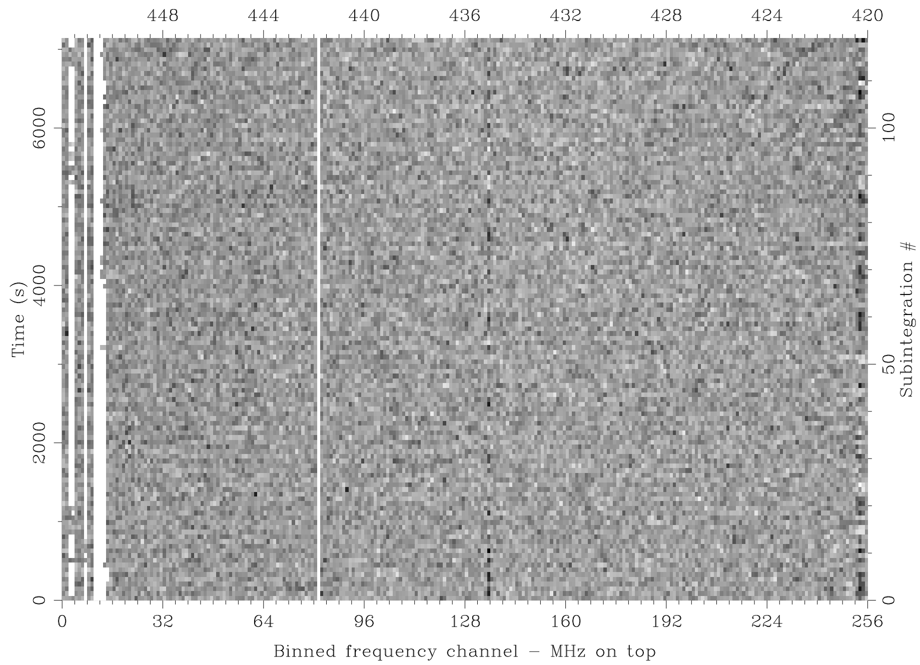


Figura 4.5: Spettro dinamico di scintillazione sul quale non è stata effettuata nessuna operazione.

L'assenza è soltanto apparente, infatti innalzando il rapporto segnale-rumore attraverso la somma di 4×8 profili si è cercato di renderle ben visibili; nella figura 4.6 sono presenti, anche se non interamente, due *features*. A questo punto era evidente che le misure di scintillazione non sarebbero state buone, ma fare un'analisi sarebbe servito ad avere un'idea della lunghezza del tempo caratteristico di scintillazione.

La figura 4.7 mostra la funzione bidimensionale di autocorrelazione. Questa operazione, che non è altro che una ricerca della periodicità tipica in frequenza e tempo, viene effettuata in una *box* di dimensioni più possibilmente vicine a quelle delle *features*, perchè allargare la finestra in cui fare l'analisi di Fourier significa introdurre altre periodicità che vanno ad inquinare la bontà della misura. In figura 4.7 si nota che:

a) la funzione di autocorrelazione non è completamente presente (il tempo caratteristico di scintillazione è più lungo del tempo di osservazione) e ciò comporta un errore nel *fit* della gaussiana;

b) c'è una asimmetria nella funzione di autocorrelazione, che è dovuto al fatto che nell'analisi dei dati i primi 16 canali sono stati eliminati; altrimenti la figura avrebbe avuto una forma simmetrica come ci

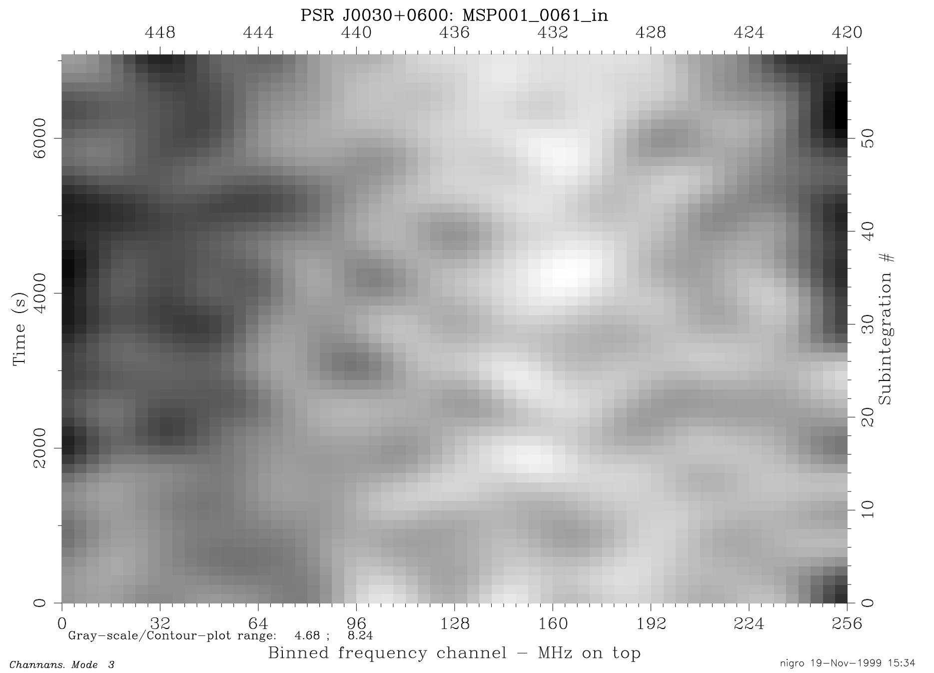


Figura 4.6: Spettro dinamico risultante dall'analisi di **chanplt**. Affinchè fossero chiare al lettore le *scintles* è stata usata una *boxcar* per la somma e lo smooth diversa da quella dell'analisi dei dati; questo è il risulatato della somma di 4×4 profili e dello smoothing di 16×4. L'innalzamento di intensità che è visibile a sinistra è probabilmente dovuta alla presenza dei "cattivi" canali che non è possibile al momento eliminare con **chanplt** quando si fa il *plot* dello spettro su cui è stata eseguita un'operazione di smussamento dei profili. I canali sono però stati sottratti quando è stata calcolata la funzione di autocorrelazione.

aspettiamo dalla teoria di Fourier.

Effettuando i fit della funzione di autocorrelazione in frequenza e in tempo otteniamo gli osservabili $t_c = 10569$ s (tempo caratteristico), e $\Delta\nu_{d,MHz} = 9.3$ (la larghezza di banda di decorrelazione).

I valori dell'intensità delle irregolarità del mezzo interstellare e della velocità di scintillazione provengono dalle già citate equazioni

$$C_N^2 = 0.002\nu_{GHz}^{11/3} D_{kpc}^{-11/6} \Delta\nu_{d,MHz}^{-5/6}\,\mathrm{m}^{-20/3}\,, \tag{4.3}$$

$$V_{iss} = 3.85 \cdot 10^4 \frac{\sqrt{\Delta\nu_{d,MHz} D_{kpc}}}{\nu_{GHz} t_c}\ \mathrm{km/s}. \tag{4.4}$$

La determinazione dell'errore della misura è prettamente empirica; qui viene riportata la stima usata da Bhat, Gupta e Rao nel 1999:

$$\sigma_{est} = \left[f_d \left(\frac{B_{obs} t_{obs}}{\Delta\nu_d t_c}\right)\right]^{-0.5} , \tag{4.5}$$

dove B_{obs} e t_{obs} sono la banda di frequenza ed il tempo di osservazione, $\Delta\nu_d$ e t_c sono i parametri osservabili, e f_d è una costante che tiene conto del numero di *scintles*, che assumiano essere 0.5. Inoltre bisogna tenere in conto l'errore dovuto al *fitting* della gaussiana σ_{mod}, che è calcolato statisticamente.

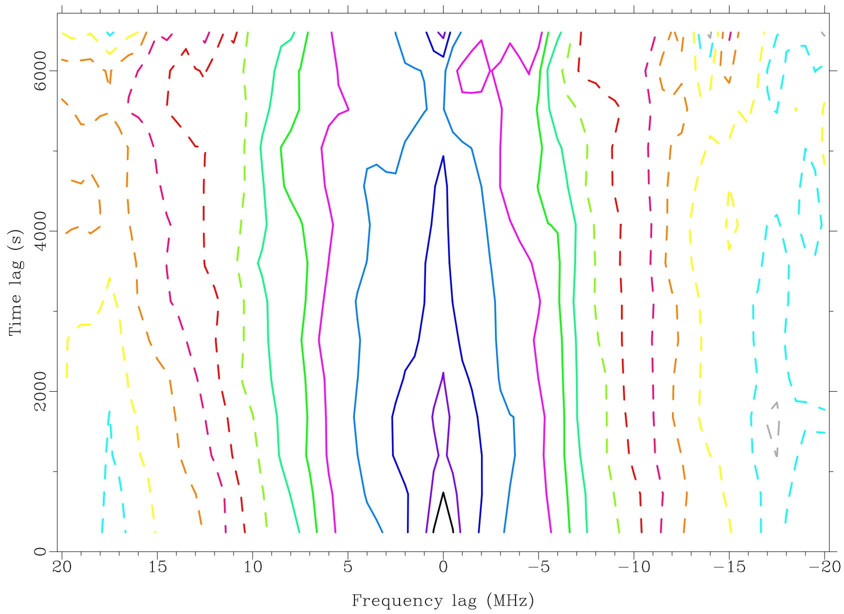


Figura 4.7: Funzione bidimensionale di autocorrelazione.

Quindi l'errore frazionario globale dei parametri è:

$$\sigma_f = \left[(\sigma_{est})^2 + (\sigma_{mod})^2\right]^{0.5} . \tag{4.6}$$

Questa è l'incertezza sulla stima della velocità di scintillazione; essa è una delle sorgenti di errore di cui tener conto quando verrà presa in considerazione la possibilità di derivare da V_{iss} la velocità di moto proprio (come è stato discusso in 2.10.1), le altre sono date dal moto stocastico del mezzo interstellare (pensato racchiuso in uno schermo sottile) e dalla velocità trasversale della Terra alla direzione di PSR J0030+0600 (vedi 5.2).

I risultati sono:

$\log C_N^2 = -3.17$,

$V_{iss} = 12.5 \pm 11.9$ km/s .

4.4.2 15-10-99

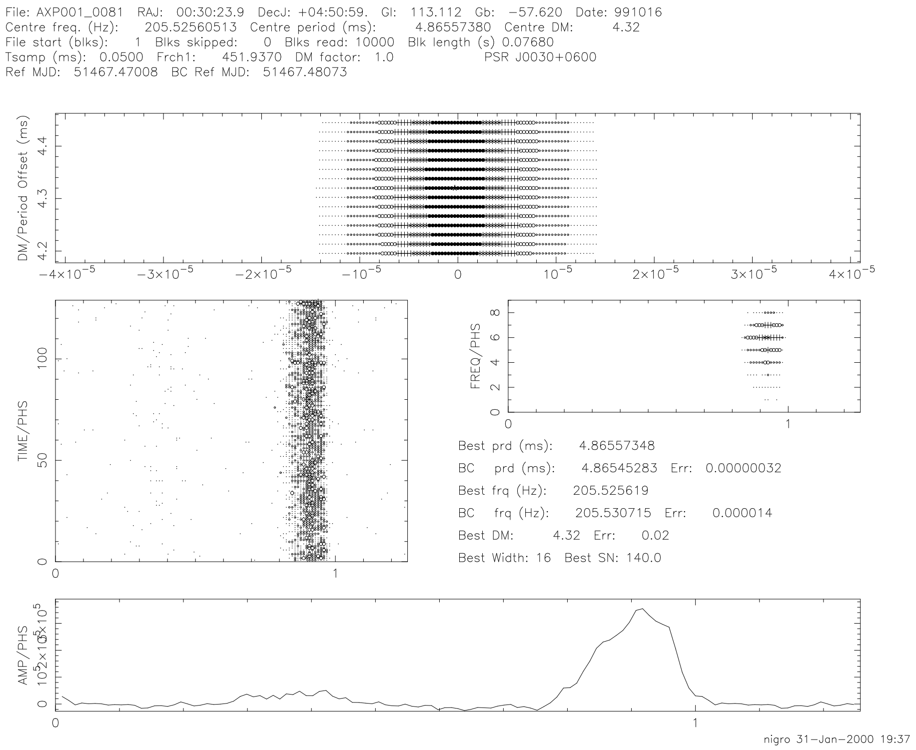


Figura 4.8: Plot di **PDM** .

Ottenuto il profilo dell'impulso (vedi fig. 4.8) come per l'osservazione precedente, i dati sono stati analizzati con **channans 3**. In questa occasione è stato introdotto un tempo di sottointegrazione di 120 s, perchè avevamo notato che il segnale della pulsar era molto debole; ciò ci ha permesso di innalzare S/N; il numero di sottointegrazioni è 147.

L'analisi con **chanplt** è stata effettuata eliminando i primi 16 canali a causa del cattivo funzionamento del ricevitore e sono stati sommati 4×8 profili; non è stato usato lo smooth poichè non c'era nessuna *feature* di piccole dimensioni da far risaltare, infatti abbiamo due grandi *scintles* nella parte centrale dello spettro dinamico. Evitare l'uso dello smooth, quando è possibile, è consigliabile poichè così si ottengono misure che non sono state manipolate in nessun modo e sono quindi più realistiche.

La figura 4.10 mostra l'autocorrelazione. Si può notare, come ci si aspettava, una asimmetria della funzione. Le figure 4.11 e 4.12 sono le sezioni a ritardo 0 in tempo e frequenza con il corrispondente *fit* gaussiano. In questa operazione non si è tenuto conto del punto (0,0) perchè il valore che l'analisi di Fourier ci fornisce (cioè l'unità) non ha nessun significato fisico.

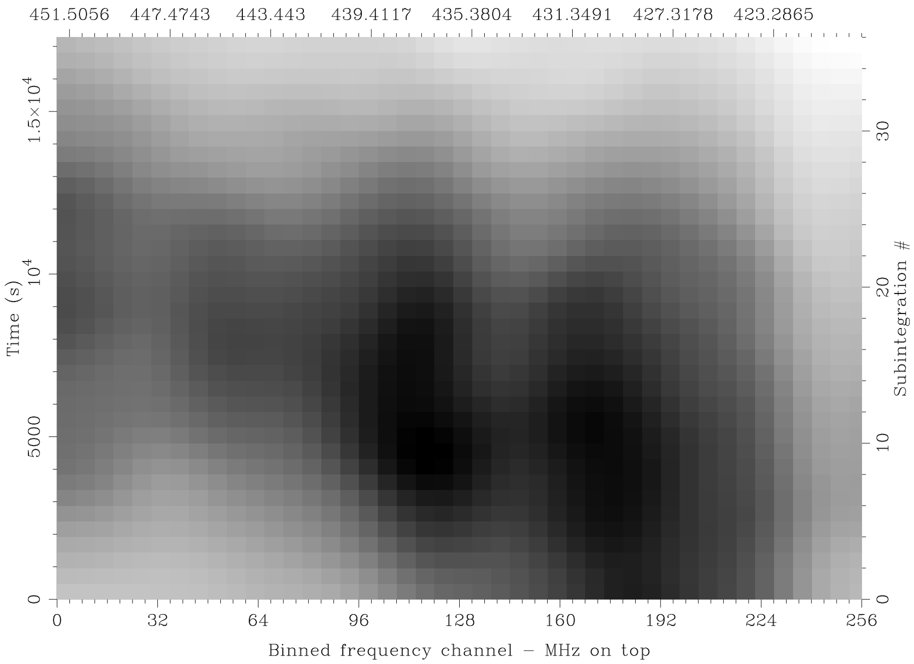


Figura 4.9: Spettro dinamico dell'osservazione di J0030+0600 del 15-10-1999; questo è il risulatato della somma di 6×4 profili e dell'operazione di smoothing con una *boxcar* di dimensioni 16×4.

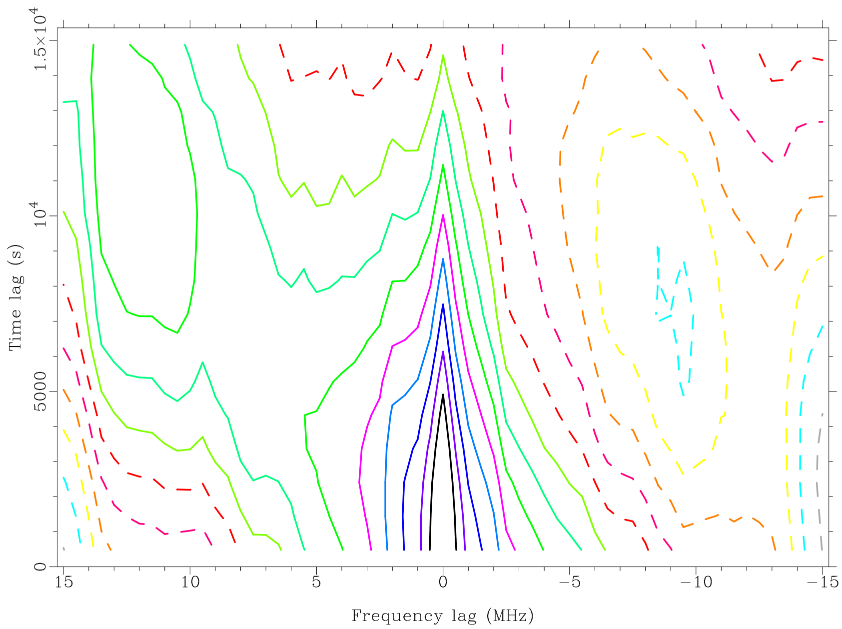


Figura 4.10: Funzione di autocorrelazione.

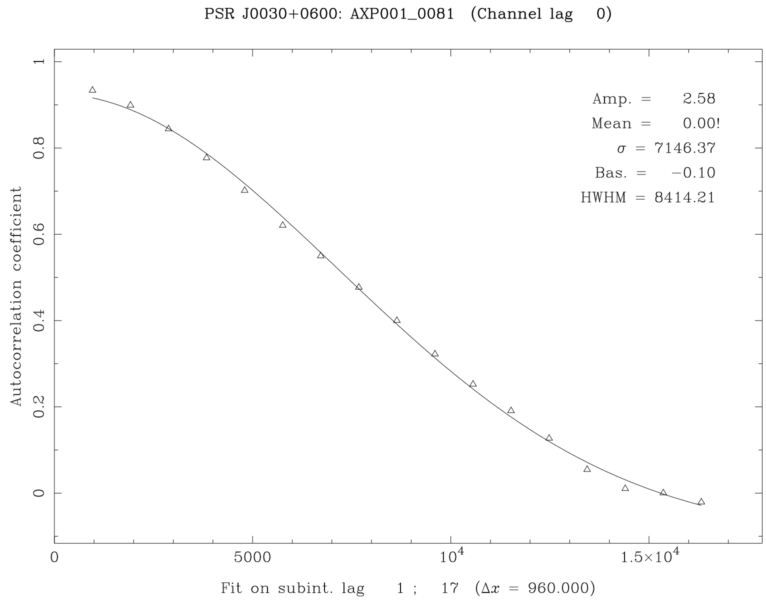


Figura 4.11: Fit unidimensionale in tempo.

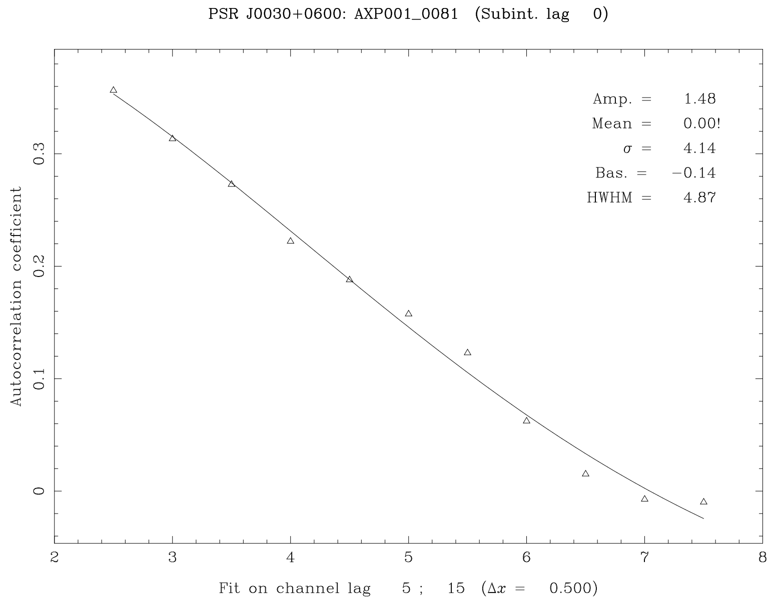


Figura 4.12: Fit unidimensionale in frequenza.

I risultati sono:

$t_c = 10106$ s, $\nu_d = 4.9$ MHz,

da cui si ottiene

$\log C_n^2 = -3.17$, $V_{iss} = 9.4 \pm 4.0$ km/s .

4.4.3 16-10-99

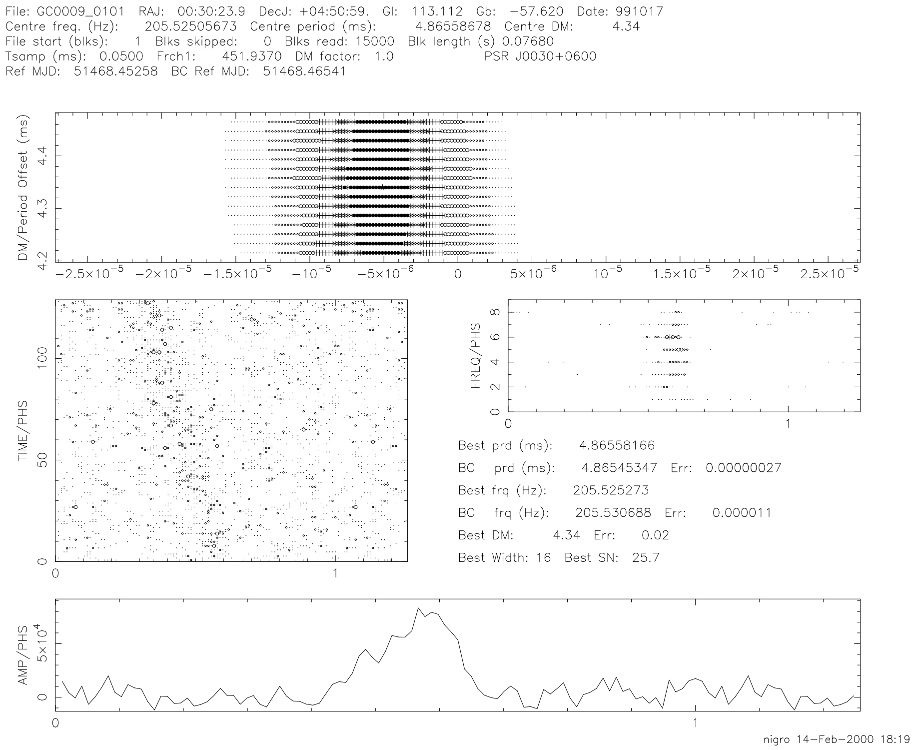


Figura 4.13: Plot di **PDM**. Si nota che il rapporto segnale-rumore è più basso di quello dell'osservazione del 15-10.

Ottenuto il profilo della pulsar, si è analizzato lo spettro dinamico. Esso mostrava, come il precedente, un cattivo funzionamento dei primi 16 canali ed S/N basso; per avere un buon segnale abbiamo dovuto sommare 4×8 profili (fig. 4.14). La figura 4.15 mostra la funzione bidimensionale di autocorrelazione che viene *fittata* con una funzione gaussiana. Otteniamo le seguenti stime:

$t_c = 9518$ s, $\nu_d = 2.0$ MHz,

da cui si ottiene

$\log C_n^2 = -3.17$, $V_{iss} = 6.4 \pm 1.6$ km/s .

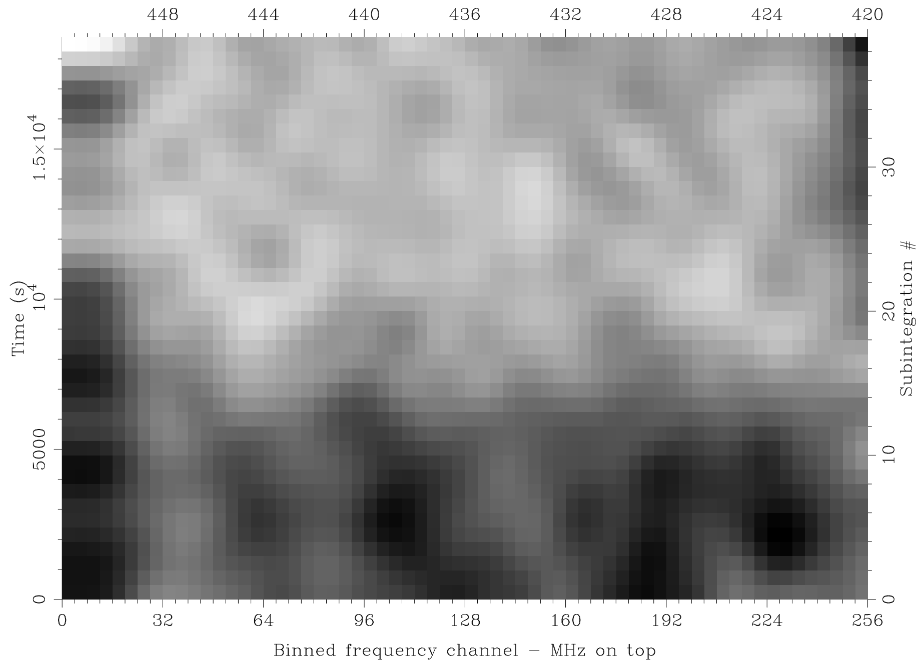


Figura 4.14: Spettro dinamico ottenuto dalle osservazioni del 16-10-1999. Per ottenere questo plot sono stati sommati 8×4 profili ed effettuato uno smooth su una *boxcar* di dimensioni 16×4.

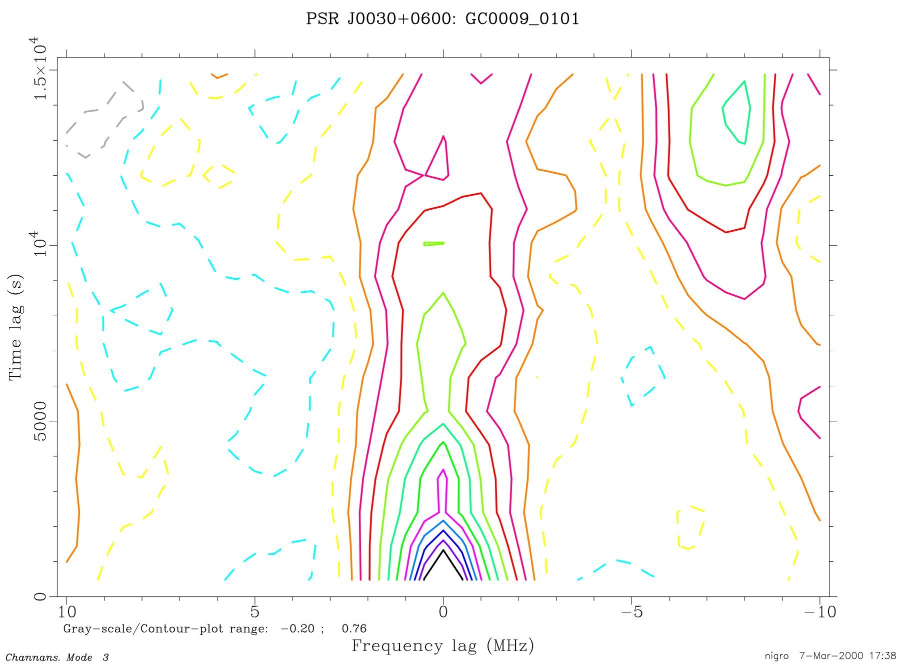


Figura 4.15: Funzione di autocorrelazione.

Capitolo 5

Interpretazione dei risultati

5.1 Introduzione

Riepilogando: PSR J0030+0600 è una millisecond pulsar isolata con periodo $P = 4.865$ ms e DM$= 4.32$ pc/cm^3; essa è una pulsar debole, scoperta dalla submillisecond survey di Bologna (il cui flusso limite è molto basso per periodi di qualche millisecondo; vedi fig 4.1), e che si è mostrata alla scoperta fortemente scintillante a 70 cm. Dalle tre osservazioni di scintillazione fatte si sono ricavati due parametri osservabili: la velocità di scintillazione V_{iss} e l'intensità delle irregolarità del mezzo interstellare C_N^2.

$V_{iss,1} = 12.5 \pm 11.9$ km/s

$V_{iss,2} = 9.4 \pm 4.0$ km/s

$V_{iss,3} = 6.4 \pm 1.6$ km/s

$\log C_{N,1}^2 = \log C_{N,2}^2 = \log C_{N,3}^2 = -3.17$.

Vengono qui riportati i risultati ottenibili dalle misure di scintillazione eseguite.

5.2 Velocità trasversale

È stata illustrata in 2.10.1 la correlazione biunivoca fra la velocità di moto proprio V_{pm} e la velocità di scintillazione V_{iss}. La sua utilità è dovuta al fatto che la determinazione diretta di V_{pm} necessita di lunghe campagne di osservazione mentre V_{iss} si ottiene generalmente da una singola osservazione di breve durata. Riassumendo, il modello *thin screen* prevede che fra l'osservatore e l'oggetto sia locato a metà strada uno schermo sottile che modella le irregolarità del mezzo interstellare. Il cambiamento di posizione, quindi la velocità di una di queste tre componenti, causa lo *scattering* dei raggi provenienti dalla pulsar. Assumendo, come accade per la maggior parte delle pulsar, che la velocità trasversale dell'oggetto sia maggiore della velocità trasversale del mezzo e dell'osservatore, la velocità di scintillazione rispecchia la velocità di moto proprio.

Abbiamo cercato di determinare la velocità di scintillazione per PSR J0030+0600 al fine di dedurne la velocità trasversale. La nostra millisecond pulsar è un oggetto molto vicino ($D = 0.234$ kpc secondo il modello Taylor & Cordes), ed ha una velocità di scintillazione comparabile sia con la velocità trasversale della Terra che con la velocità del ISM. Esse, insieme all'incertezza della velocità di scintillazione, sono sorgenti di errore nella determinazione della velocità trasversale della pulsar, cioè:

$$\sigma_{V_\perp} = \frac{\sqrt{\sigma^2_{V_{iss}} + \sigma^2_{V_{ISM}} + V^2_{orb}}}{3}\ , \tag{5.1}$$

dove $\sigma_{V_\perp}$ è l'indeterminazione della velocità trasversale, $\sigma_{V_{iss}}$ l'errore sulla velocità di scintillazione, $\sigma_{V_{ISM}}$ è l'errore della velocità del mezzo (in letteratura $\sigma_{V_{ISM}} = 10$ km/s) e V_{orb} è la velocità trasversale della Terra. Quest'ultima è un valore variabile fra 0 e 30 km/s come mostrato in figura 5.1.

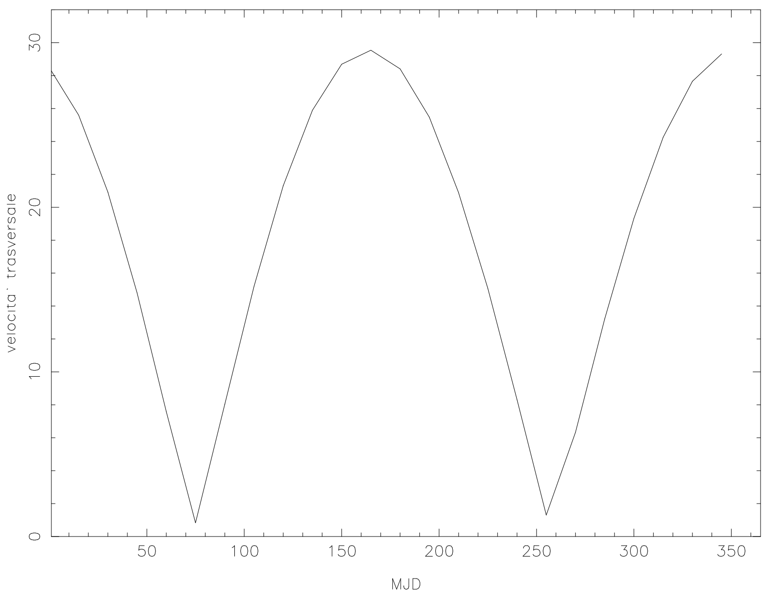


Figura 5.1: Modulazione della velocità trasversale terrestre nella direzione di PSR J0030+0600. Il valore 0 in ascissa rappresenta il giorno giuliano 51383.774 (24-7-1999), data della prima osservazione effettuata.

Otteniamo i seguenti valori per la velocità trasversale della pulsar:

24-07-99) $V_\perp = 12.5 \pm 10.4$ km/s

15-10-99) $V_\perp = 9.4 \pm 10.7$ km/s

16-10-99) $V_\perp = 6.4 \pm 10.3$ km/s.

Come si nota per la seconda e la terza osservazione, le incertezze sono più grandi dei rispettivi valori, quindi non è possibile per quest'ultime dare una misura della velocità trasversale della pulsar. La prima osservazione dà un errore sulla misura statisticamente accettabile ma, come abbiamo già detto (vedi 4.4.1), non è di buona qualità poichè il tempo di osservazione è minore del tempo caratteristico di scintillazione. Abbiamo quindi deciso di determinare un limite superiore della velocità di moto proprio; risulta $V_{pm} < 23$ km/s.

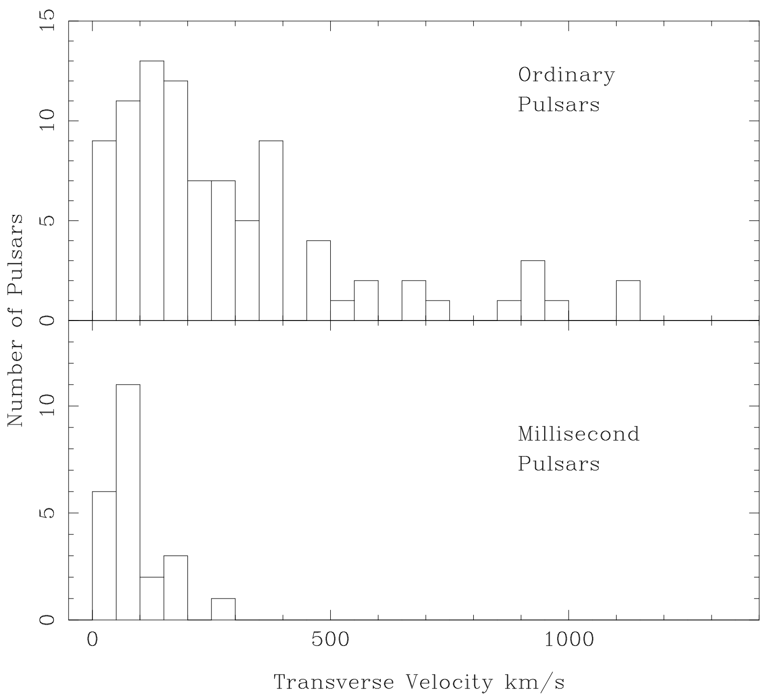


Figura 5.2: Istogrammi della velocità trasversale di 89 pulsar ordinarie e 23 millisecond pulsar. La media delle velocità trasversale delle MSP è 83 ± 13 km/s, approssimativamente un fattore 4 inferiore alla media per le pulsar ordinarie (Toscano, Sandhu et al 1999).

Le millisecond pulsar posseggono basse velocità rispetto alla popolazione delle pulsar ordinarie (vedi fig 5.2 e 5.3). I moti propri conosciuti delle MSP implicano una media delle velocità trasversali di ~ 100 km/s. Benchè molto lavoro sia stato fatto sulla cinematica delle pulsar ordinarie, le velocità delle millisecond pulsar creano problemi al modello che ne descrive le velocità. Recentemente Tauris & Bailes (1996) hanno effettuato simulazioni di Monte

Carlo su un grande campione di sistemi binari; la distribuzione di velocità che essi hanno trovato ha una media di $\simeq 110$ km/s per esplosioni simmetriche di supernovae e $\simeq 160$ km/s per esplosioni asimmetriche a cui corrisponde un effetto "calcio" casuale. I loro modelli sono consistenti con le velocità trasversali osservate. Cordes & Chernoff (1997) hanno usato una tecnica di analisi di verosimiglianza parametrica per modellare la dinamica delle MSP.

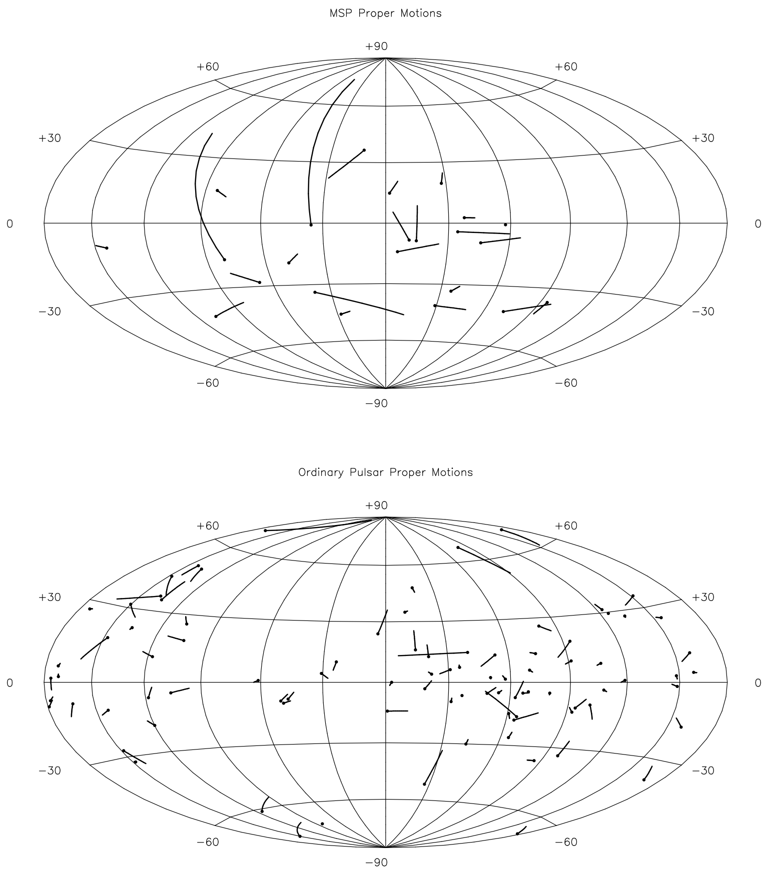


Figura 5.3: Moti delle pulsar ordinarie e millisecond nella Galassia. I segmenti rappresentano i moti delle pulsar predetti su 3 e 1 Myr per le MSP e le pulsar ordinarie rispettivamente, i punti rappresentano le posizioni finali. La figura superiore mostra che le MSP si muovono verso e da il piano galattico indifferentemente, come aspettato per una popolazione che ha raggiunto un equilibrio dinamico. Le MSP formano una popolazione dinamica vecchia. Ciò è in contrasto con la giovane popolazione delle pulsar ordinarie che possiede la maggior parte dei moti diretti lontano dal piano galattico, come mostato nella figura inferiore (Toscano, Sandhu et al 1999).

La distribuzione in velocità che hanno fatto evolvere possiede una distribuzione angolare isotropica e una distribuzione maxwelliana in modulo; la distribuzione di velocità ha una dispersione $\sigma_V \sim 52^{+17}_{-11}$ km/s, una dispersione di velocità tridimensionale $\sim$ 84 km/s e velocità trasversali osservate $<$ 200 km/s. Toscano, Sandhu et al. (1999) hanno effettuato misure di *timing* per 22 MSP ottenendo misure di velocità trasversali. La grande maggioranza di esse ha velocità $<$ 130 km/s ed una media di 85 ± 13 km/s; assumendo una distribuzione isotropica, il *rms* della velocità totale spaziale è di 129 km/s. I loro risultati hanno quindi rafforzato l'idea (supportata da dati osservativi) che le velocità delle MSP isolate sono minori rispetto a quelle delle MSP binarie (Johnston, Nicastro & Koribalski 1998). Il loro campione di MSP isolate mostra una velocità media due-tre volte più bassa di quella delle MSP binarie (Nicastro & Johnston 1995).

È in questo contesto che si introduce la misura della velocità trasversale di PSR J0030+0600. Non essendo ultimato il *timing*, l'unico modo di ottenerne una stima di velocità trasversale è la misura della velocità di scintillazione; benchè abbiamo ricavato solo un limite superiore, la nostra stima allarga il campione delle MSP isolate e l'idea che esse compongano un sottogruppo ben determinato.

5.3 LISM

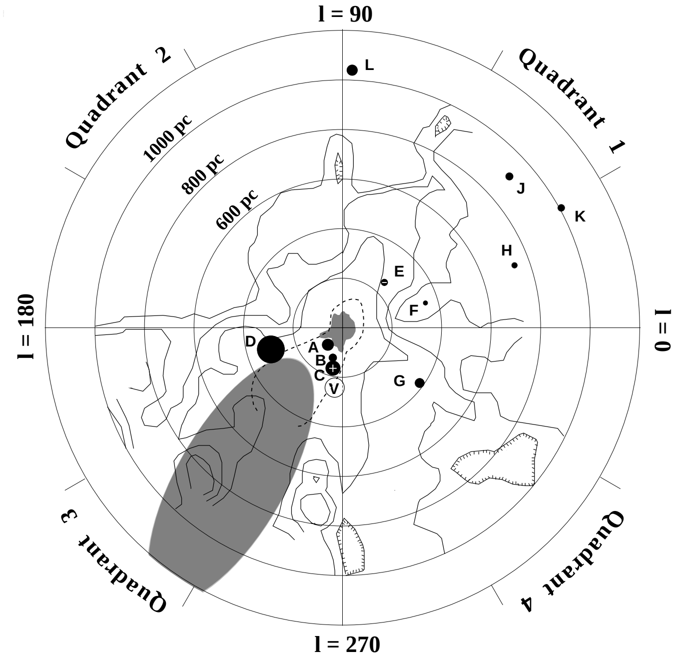
La millisecond pulsar PSR J0030+0600 è situata in quello che si chiama Mezzo InterStellare Locale (LISM); è quindi interessante poter introdurre la stima di C_N^2 nel contesto del lavoro scientifico tracciato dagli articoli di Bhat, Gupta & Rao (1998) e Bhat, Gupta & Preethi (1999). Essi hanno modellato il LISM usando 20 pulsar di cui hanno misurato il coefficiente di intensità della densità elettronica (vedi 2.10.4). Come era previsto l'effetto di *scattering* sulla nostra MSP è maggiore di quello aspettato da pulsar che sono esterne al LISM ($D < 1$ kpc); per PSR J0030+0600 otteniamo: $\log C_N^2 = -3.17$. Questo valore è sensibilmente più grande di $\log C_N^2 = -4.70$, media ottenuta dalle pulsar con $D > 1$ kpc.

L'esigenza di sviluppare un modello che descriva le caratteristiche di scintillazione si riversa sulla descrizione spaziale della densità elettronica nel LISM assumendo che la variazione di densità elettronica Δn_e sia porporzionale alla densità elettronica n_e, poichè Δn_e si ricava integrando lo spettro di intensità elettronica:

$$\Delta n_e = \int C_N^2(k^{-\beta})dk \ , \tag{5.2}$$

dove k è il numero d'onda tridimensionale il cui reciproco è la scala delle irregolarità (vedi 2.5).

Il modello di Taylor e Cordes (vedi appendice) per la distribuzione galattica degli elettroni liberi è generalmente affidabile per distanze maggiori di 1 kpc; per distanze minori la densità elettronica del modello è uniforme con $n_e = 0.02$ cm^{-3} nel piano galattico, non prendendo in considerazione le proprietà peculiari del LISM. Toscano, Britton et al. (1999) hanno sondato la densità elettronica del mezzo locale attraverso stime di distanze indipendenti dalle misure di dispersione di 12 pulsar e hanno notato che la distribuzione elettronica non è affatto uniforme ma mostra una asimmetria spaziale (vedi fig 5.4).



A	B0950+08	0.023	E	B1929+10	<0.013	J	B1855+09	0.015
B	J0437-4715	0.015	F	J1744-1134	0.009	K	J1713+0747	0.014
C	J1024-0719	>0.029	G	B1451-68	0.019	L	B2021+51	0.021
D	B0823+26	0.055	H	B1534+12	0.011	V	B0833-45	0.270

Figura 5.4: Caratteristiche del mezzo interstellare locale proiettate sul piano galattico. Il Sole è posto nell'origine con anelli concentrici intervallati di 200 pc. Le posizioni delle 12 pulsar sono segnate dai cerchi, con raggi proporzionali alla densità elettronica media nella linea di vista della pulsar. Le lettere si riferiscono alle pulsar elencate sotto la figura con accanto la densità elettronica (in cm^{-3}) dedotte. I contorni graficati con le linee continue indicano l'eccesso di colore E(B-V)=0.1, i livelli aumentano con *step* 0.1 mag. Il cosiddetto SuperBubble è graficato con un'ellissi scura (Toscano, Britton et al 1999).

5.4 Il futuro

Quando avremo a disposizione il codice numerico sarà possibile verificare se il modello del LISM di Bhat, Gupta & Preethi interpreta il valore che noi abbiamo ottenuto. Il parametro di verifica è il rapporto fra la larghezza di banda di decorrelazione osservata, il cui valore medio per PSR J0030+0600 è $\Delta\nu_d = 5.6$ MHz, e quella aspettata.

Come già detto misure di *timing* per PSR J0030+0600 sono in corso a Medicina e a Parkes; quando queste saranno ultimate sarà possibile avere la misura diretta del moto proprio della pulsar e quindi una stima della distanza indipendente dal modello di Taylor e Cordes (sfruttando la dipendenza $V_{pm}/V_{iss} \propto D^{1/2}$).

È stata sottomessa una proposta di osservazione al radiotelescopio di Parkes per la fine di Maggio per misurare la velocità di scintillazione; in quei giorni la velocità trasversale della Terra nella direzione della pulsar è minore di 10 km/s (vedi fig 5.1), comparabile al valore stimato per la velocità del mezzo interstellare che quindi diventa la maggiore sorgente di errore nella stima di V_{pm}. In questo modo si otterrà una buona stima della velocità di moto proprio, da confrontare con la stima ottenuta dal *timing*.

Gli sviluppi che coinvolgono la scintillazione per il prossimo futuro sono misure di polarizzazione. Esiste già una trattazione matematica generale delle tecniche di osservazione che possono consentire lo studio della struttura del campo di radiazione della sorgente (Medvedev, in pubblicazione). Per radiazione di sincrotone ciò permetterebbe di dedurre la geometria e le proprietà del campo magnetico della sorgente.

Appendice

Modello Taylor & Cordes

Il cosidetto modello di Taylor & Cordes (1993) descrive la distribuzione di elettroni liberi nella Galassia. Essi sono i responsabili della dispersione dei segnali elettromagnetici provenienti dallo spazio; questo effetto è facilmente osservabile con le pulsar da cui si ricavano precise stime della misura di dispersione, la quale è legata alla distanza da

$$\mathrm{DM} = \int n_e \mathrm{d}x \ , \tag{A.1}$$

dove DM è la misura di dispersione in pc/cm^3, n_e è la densità di elettroni e $\int dx$ è la distanza dall'oggetto. Conoscere la densità degli elettroni lungo la linea di vista dà la possibilità di stimare la distanza della pulsar avendo la misura di dispersione.

Alcuni parametri del modello sono stati fissati usando diversi dati astronomici e di rimando essi pongono un preciso vincolo al modello stesso; i calibratori sono:

1) misure di distanza di 74 pulsar ottenute con metodi diretti;

2) misure di scattering interstellare di 233 sorgenti galattiche ed extragalattiche;

3) distribuzione in longitudine galattica di misure di dispersione per 533 pulsar.

Il modello si compone di due parti principali: una a simmetria assiale e l'altra rappresentata dalla struttura a spirale della Galassia. La prima possiede due componenti: un disco esterno che ha densità elettronica sul piano galattico $n_1 \simeq 0.025$ cm^{-3}, un'altezza di scala $h_1 \simeq 1$ kpc ed un'estenzione radiale $A_1 \geq 20$ kpc; una seconda componente domina nella regione più interna della Galassia, essa ha densità elettronica $n_2 = 0.2$ cm^{-3} a $z = 0$, un'altezza di scala $h_2 \simeq 0.15$ kpc ed una zona centrale con raggio $A_2 \simeq 4$ kpc. I migliori traccianti della struttura a spirale sono le regioni $\mathrm{H_{II}}$ poichè esse possono

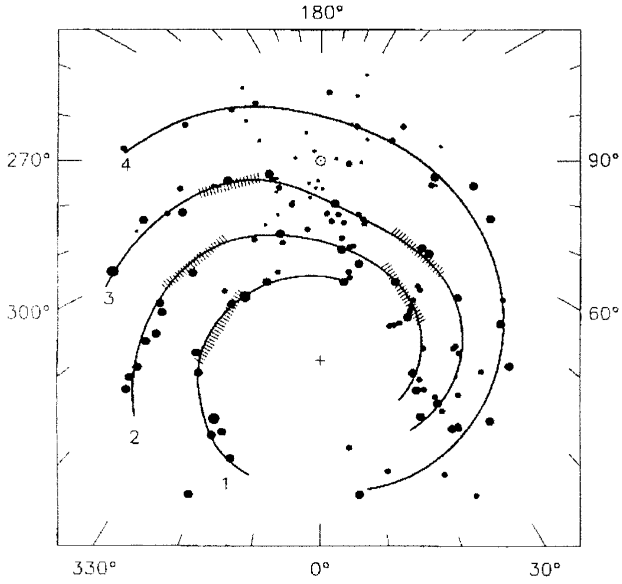


Figura A.1: I cerchi rappresentano le regioni H_{II}, e le aree tratteggiate le direzioni di massima intensità nel continuo termico radio e nell'emissione dell'idrogeno neutro. Le linee a spirale tracciano le braccia ottenute interpolando le posizioni delle regioni H_{II} (Taylor & Cordes 1993).

essere osservate nel continuo termico radio e nelle righe radio di ricombinazione anche a grandi distanza. La figura A.1 mostra che la distribuzione della materia ionizzata non è a simmetria assiale; le direzioni di massima intensità di emissione di idrogeno neutro e del continuo termico radio corrispondono a tangenti delle braccia a spirale poichè ci sono quntità maggiori sia di materiale ionizzato che neutro lungo la linea di vista. Quindi un modello che vuole descrivere realisticamente la distribuzione di elettroni liberi deve tener conto della struttura a braccia.

La presenza di una grande regione ionizzata conosciuta col nome di *Gum Nebula* contribuisce alla misura di dispersione di una pulsar posta dietro di essa. La nebula è posta a $l = 260°$, $b = 0°$, e ha un diametro angolare $\sim 40°$ e distanza $d \simeq 0.5$ kpc. Benchè la nebula non sia importante su scala galattica, la sua vicinanza e la sua grande dimensione angolare la rendono importante si valutano effetti di dispersione nella direzione $l = 260°$; è quindi presente esplicitamente nel modello.

La figura A.2 mostra la dipendenza in r e z delle componenti a simmetria assiale del modello, e la figura A.3 è una rappresentazione della densità elettronica a $z = 0$. Esse mostrano che per $r \geq 12$ o $z \geq 0.5$kpc la componente più esterna domina sulle altre e che per bassi z e vicino alle braccia a spirale o l'anello più interno dominano le altre. Il modello produce limiti inferiori alla stima delle distanze per pulsar con alti valori di z.

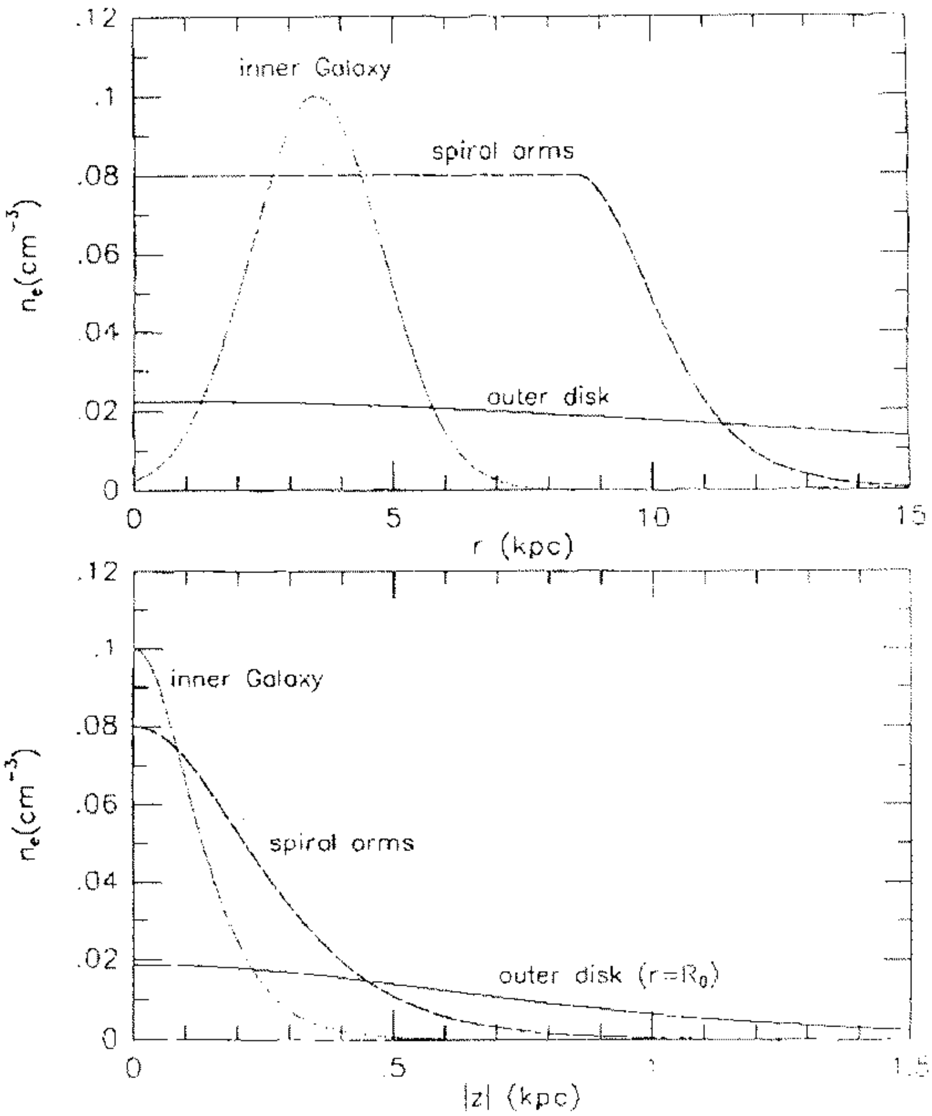


Figura A.2: Densità di elettroni come funzione del raggio r galattocentrico e dell'altezza dal piano z. Sono mostrate le varie componenti del modello (Taylor & Cordes 1993).

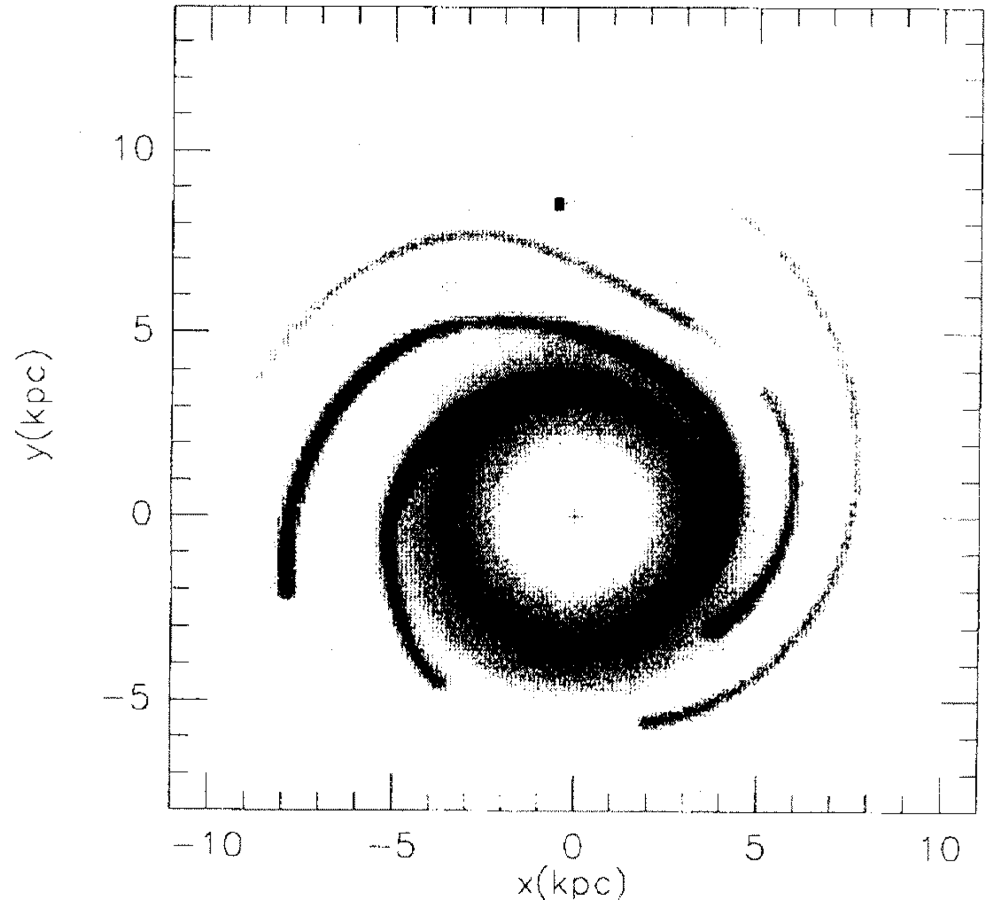


Figura A.3: Rappresentazione della densità elettronica nel piano galattico. Le densità più elevate sono $n_e \simeq 0.18$ cm^{-3} nella parte più esterna del braccio 2, e $n_e \simeq 0.25$ cm^{-3} nel centro della Gum Nebula ($x \simeq -0.5, y \simeq 8.6$). La densità vicino al sole è $n_e \simeq 0.019$ cm^{-3} cm^{-3}(Taylor & Cordes 1993).

Bibliografia

- Armstrong J. W. et al., *ApJ*, 1995, **443**, 390.
- Backer D. C. et al., *Nature*, 1982, **300**, 615.
- Bhat N. D. et al., *ApJ*, 1998, **500**, 262.
- Bhat N. D. et al., 1999, astro-ph/9912516.
- Bondi M., Padrinelli L., Gregorini L. et al *AA*, 1994, **287**, 390.
- Baade W., Zwicky F., *Pro. Nat. Acad. Sci.*, 1934, **20**, 254.
- Burderi L., D'Amico N., *ApJ*, 1997, **490**, 343.
- Cordes J. M., Wolszczan A., *ApJ*, 1986, **307**, L27.
- Cordes J. M. Pidwerbetsky A. et al., *ApJ*, 1986, **310**, 737.
- Cordes J. M., Chernoff D. F., *ApJ*, 1997, **482**, 971.
- D'Amico N., 1999, atro-ph/9911207.
- Gregorini L., Ficarra A., Padrinelli L., *AA*, 1986, **168**, 25.
- Gupta Y. et al., *MNRAS*, 1994, **269**, 1035.
- Gupta Y., *ApJ*, 1995, **451**, 717.
- Gupta Y. et al., *ApJ*, 1999, **520**, 173.
- Johnston S., Nicastro L., Koribalski B., *MNRAS*, 1998, **297**, 108.
- Hewish A., *MNRAS*, 1980, **192**, 799.
- Hulse R. A., Taylor J. H., *ApJ*, 1975, **195**, L51.
- Lee L. C.,Jokipii J. R., it ApJ, 1976, **206**, 735.

- Lyne A. G., Anderson B., Salter M. J., *MNRAS*, 1982, **201**, 503.
- Lyne A. G. Rickett B. J., *Nature*, 1968, **218**, 326.
- Lyne A. G., Smith F. G., *Nature*, 1982, **298**, 825.
- Lyne A. G., Lorimer D. R., *Nature*, 1994, **369**, 127.
- Manchester R. N. et al., *MNRAS*, 1996, **279**, 1235.
- Medvedev M. V., 1999, astro-ph/9910322.
- Nicastro L., Johnston S., *MNRAS*, 1995, **273**, 122.
- Oppenheimer J. R., Valkof G., *Phys. Rew.*, 1939, **55**, 374.
- Pacini F., et al., *Nature*, 1967, **216**, 567.
- Rickett B. J., *MNRAS*, 1970, **150**, 67.
- Rickett B. J., *An.R.A.Ap*, 1977, **15**, 479.
- Rickett B. J. et al., *AA*, 1984, **134**, 390.
- Rickett B. J., *An.R.A.Ap.*, 1990, **28**, 561.
- Romani et al., *MNRAS*, 1986, **202**, 19.
- Scheuer P. A. G., *Nature*, 1968, **218**, 920.
- Sieber W., *Nature*, 1982, **113**, 311.
- Stinebring D. R., Condon, *ApJ*, 1990, **352**, 207.
- Taylor J. H., Cordes J. M., *ApJ*, 1993, **411**, 674.
- Tauris T. M., Bailes M., *AA*, 1996, **315**, 432.
- Toscano M., Sandhu J. S., et al., *MNRAS*, 1999, **307**, 925.
- Toscano M., Britton M. C.,et al., *ApJ*, 1999, **523**, L171.
- Wolszczan A. Cordes J. M., *ApJ*, 1987, **320**, L35.

Ringraziamenti

Voglio ringraziare di cuore le persone che hanno avuto un ruolo essenziale in questo lavoro: la prof.ssa Loretta Gregorini per "le sue porte sempre aperte"; il prof. Nichi D'Amico e il dott. Andrea Possenti per l'aiuto, la disponibilità e la pazienza; il dott. Luciano Nicastro, senza di lui la mia vita accademica in questo ateneo nè avrebbe avuto inizio nè avrebbe potuto avere questa fine.

Un doveroso ringraziamento va al European Pulsar Network per aver potuto usare i dati che esso contiene.

Per mio padre e mia madre