

# Università degli Studi di Cagliari

---

---

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea Triennale in Fisica

Dipartimento di Fisica dell'Università di Cagliari

## Polarimetria di una pulsar a lungo periodo

Tesi di Laurea di:  
**Andrea Spiga**

Relatore:  
**Chiar.mo Prof. Niccolo D'Amico**

Co-Relatori:  
**Sig.na Caterina Tiburzi**  
**Dott.ssa Marta Burgay**

---

---

Anno Accademico 2012 - 2013

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>3</b>
<b>1 Stelle di neutroni e Pulsar</b>	<b>4</b>
1.1 Il diagramma H-R, cenni di evoluzione stellare. . . . .	4
1.2 “Morte” Termonucleare di una stella . . . . .	6
1.3 Stelle di neutroni . . . . .	7
1.4 Pulsar . . . . .	8
<b>2 Pulsar: tipologie e sistemi.</b>	<b>10</b>
2.1 Diagramma $P - \dot{P}$ . . . . .	10
2.2 Profilo integrato di una PSR . . . . .	12
2.2.1 Ampiezza dell’impulso . . . . .	13
2.2.2 Forma del profilo . . . . .	13
<b>3 Polarimetria</b>	<b>14</b>
3.1 Parametri di Stokes . . . . .	15
3.2 Rotazione di Faraday . . . . .	15
3.3 Polarimetria delle pulsar . . . . .	17
3.4 Rotating Vector Model . . . . .	18
3.4.1 Problemi e rischi del RVM . . . . .	18
<b>4 Data analysis</b>	<b>20</b>
4.1 Dati pulsar in modalità “folding” . . . . .	21
4.2 Pulitura dei dati . . . . .	22
4.3 Calibratori . . . . .	22
4.4 Timing . . . . .	23
4.5 Calcolo della RM e dei gradi di polarizzazione . . . . .	24
<b>5 Risultati</b>	<b>30</b>
<b>bibname</b>	<b>33</b>

## Introduzione

Tra le varie fasi che caratterizzano il ciclo di esistenza di una stella, il termine dell'attività termonucleare all'interno del nucleo, le sue conseguenze e la configurazione finale assunta dalla stella stessa sono tra i fenomeni astrofisici di maggiore interesse e impatto.

Sappiamo infatti che il destino di una stella isolata, e idealmente priva di interazioni con l'ambiente circostante, è dipendente solo dalla massa stellare iniziale (misurata solitamente in masse solari, ovvero indicando il rapporto tra la massa della stella e quella del sole,  $M_{\odot}$ ).

A seconda della massa stellare iniziale, infatti, una stella potrà terminare la propria esistenza sotto forme diverse: come un oggetto compatto sostenuto dalla pressione di degenerazione degli elettroni, caratterizzato dalla presenza di nuclei di Carbonio o Elio, chiamato *nana bianca*, che lentamente si raffredda fino a raggiungere l'equilibrio termodinamico con lo spazio siderale, come un corpo ancora più denso in grado di resistere al collasso gravitazionale grazie alla pressione di degenerazione del gas di neutroni, di cui è in larga parte composto, chiamato *stella di neutroni*, oppure, infine, come un oggetto completamente collassato a livello gravitazionale, privo di una superficie fisica, detto *buco nero*.

In questo lavoro di tesi ci si è occupati di una particolare sottoclasse di stelle di neutroni, chiamata *pulsar*. In particolare, si tratterà lo studio polarimetrico della pulsar J1622-3752. La tesi è verrà così strutturata:

- Nel capitolo 1 verrà descritta, a caratteri generali, la fisica delle stelle di neutroni e delle pulsar.
- Nel capitolo 2 verrà approfondito il discorso sulle pulsar analizzando in particolare modo la popolazione, le tipologie di pulsar ed i sistemi astronomici in cui è possibile osservarle. Verrà inoltre introdotto al lettore l'uso della polarimetria per lo studio delle pulsar stesse.
- Nel capitolo 3 si descriveranno brevemente la teoria della polarizzazione, il più famoso modello polarimetrico applicabile alle pulsar e gli effetti del mezzo interstellare su di un segnale multifrequenza e polarizzato come quello delle pulsar.
- Nel capitolo 4 verrà descritta la metodologia con cui è stata possibile effettuare la polarimetria, e verranno riportati i dati raccolti con il relativo trattamento.
- Nel capitolo 5, infine, sono riportati i risultati ottenuti, le conclusioni e le valutazioni sul lavoro svolto.

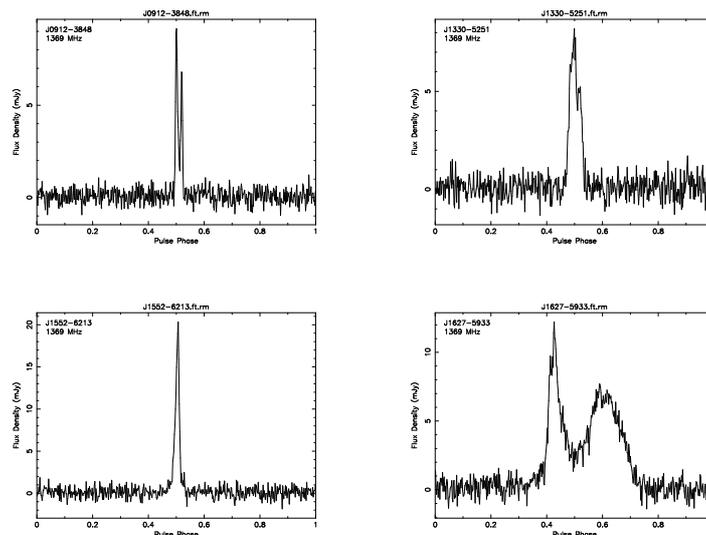
# 1 Stelle di neutroni e Pulsar

Dovendo trattare in particolar modo pulsar ed il loro studio polarimetrico, presentiamo la teoria e i modelli attualmente accettati che descrivono la formazione e la struttura delle stelle di neutroni (SN) e delle pulsar (PSRs).

Le SN sono la fase terminale dell'evoluzione di stelle la cui massa iniziale, parametro che determina *in toto* la "vita" della stella stessa, è compresa tra circa 11 e circa  $25 M_{\odot}$ . In particolare, sono ciò che rimane del nucleo di tali stelle una volta espulsi gli strati superiori al nucleo stesso a causa del verificarsi dell'evento di *Supernova Core Collapse*.

Le PSRs sono SN velocemente rotanti, e dotate di elevatissimi campi magnetici: fino a  $10^{14}G$  nei casi più estremi, quando il campo magnetico terrestre risulta essere di frazioni di G. Nelle PSRs, l'asse magnetico e l'asse di rotazione sono disallineati, e questo fa sì che l'asse magnetico stesso abbia un moto di rotazione. Inoltre, l'alta intensità del campo magnetico rotante induce la formazione di un campo elettrico che strappa particelle cariche dalla superficie della PSR stessa. Tali particelle vengono accelerate lungo le linee di forza curve del campo magnetico, e per questo irraggiano. Questo provoca la formazione di due *coni di emissione*, visibili in banda radio, centrati sui poli magnetici (Lorimer & Kramer, 2005).

La rotazione della pulsar induce perciò anche la rotazione di questi coni di emissione, e quando la linea di vista dell'osservatore (nota, la nostra) ne interseca uno o entrambi, si genera quello che comunemente viene chiamato "*effetto faro*", ovvero la ricezione di un segnale radio apparentemente pulsato (da cui deriva infatti il nome "pulsar", contrazione di "*pulsating star*"). Il primo segnale periodico proveniente da una pulsar fu osservato nel 1967 da una giovane astronoma che lavorava a Cambridge, Jocelyne Bell.



Finora, tutte le pulsar osservate sono state riconosciute essere SN, mentre non si è ancora certi del contrario: non possiamo ancora affermare, cioè, che tutte le stelle di neutroni siano pulsar le cui condizioni geometriche ci impediscono di osservarle come tali.

## 1.1 Il diagramma H-R, cenni di evoluzione stellare.

Lo studio dell'astrofisica, e più in particolare delle stelle, implica il fatto che, al contrario delle altre branche della fisica e della scienza non si possa effettivamente "creare" un esperimento, o simulare un dato evento in laboratorio; questo è dovuto a tanti fattori, tra cui le scale delle grandezze a cui avvengono i fenomeni astronomici, le particolarissime condizioni di temperatura e, soprattutto, di pressione. Si pensi, ad esempio, al corpo celeste attivo più "vicino" a noi, il Sole.

Il Sole ha una temperatura superficiale di circa 5500 K, mentre quella interna del nucleo si aggira intorno ai 15 milioni di K; ha un'età di 4,5 miliardi di anni, e potremmo continuare con tutti i suoi dati

fisici in nostro possesso. E' ovvio come nessuna di queste grandezze sia minimamente riproducibile sulla Terra.

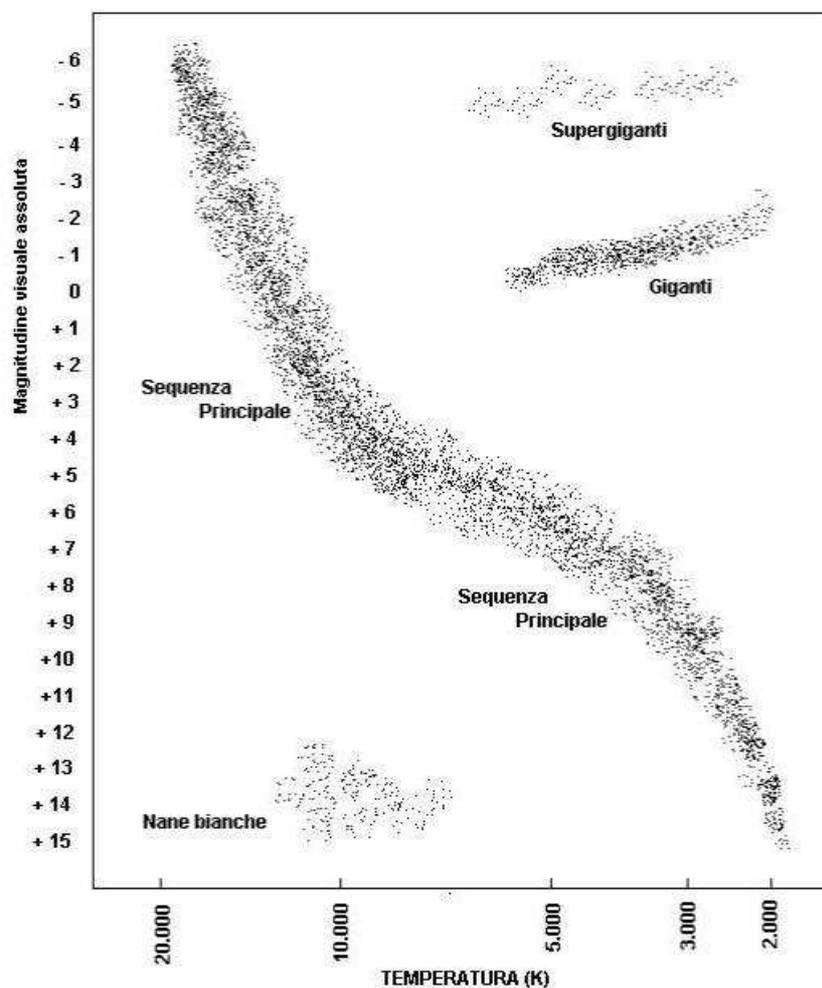
Per capire quale fase della propria evoluzione una stella osservata stia attraversando, uno strumento spesso utilizzato è il diagramma di Hertzsprung-Russell (*Hertzsprung-Russell Diagram, HRD*).

In tale diagramma abbiamo il logaritmo della Luminosità Bolometrica ( $L$ ) sull'asse delle ordinate e quello della temperatura superficiale della stella ( $T_{sup}$ ) sull'asse delle ascisse.

Quello che in realtà osserviamo e misuriamo, però, non sono  $L$  e  $T_{sup}$ , ma la magnitudine apparente e l'Indice di Colore. Questo nuovo diagramma viene chiamato "Colore-magnitudine", e non è altro che la controparte osservativa del HRD.

Non ci soffermeremo su questa differenza perchè poco utile alla nostra trattazione, ma ci interessava specificare la differenza tra osservabili e non.

Se collochiamo nel HRD gli oggetti di una popolazione stellare nata approssimativamente nella stessa epoca e dalla stessa nube, notiamo subito che essi tendono a disporsi in sequenze.



Se immaginiamo quindi che le sorgenti in esame abbiano stesse età e metallicità (abbondanza di elementi diversi dall'idrogeno e dall'elio): l'unico parametro variabile che riesce a spiegare la diversa disposizione degli oggetti all'interno del diagramma è la massa.

Sappiamo infatti che le stelle massive bruciano gli elementi presenti nel nucleo molto più velocemente delle compagne più leggere: la linea evolutiva seguita da stelle di massa differente sarà perciò diversa.

La posizione nel HRD rappresenta quindi il vero e proprio grado di "evoluzione" di una stella, ovvero lo stadio in cui, al momento dell'osservazione, la stella si trova.

Per stelle di massa inferiore alle  $10 M_{\odot}$  le sequenze tipiche sono:

- la Sequenza Principale
- il Ramo delle Sub-Giganti
- il Ramo delle Giganti Rosse
- il Ramo Orizzontale
- il Ramo Asintotico

Ogni sequenza del HRD può essere riportata ad un certo stato dell'attività termonucleare della stella stessa, indotta dalle condizioni di pressione e temperatura all'interno di essa.

L'attività termonucleare di una stella inizia infatti quando le condizioni interne permettono la fusione dell'idrogeno, con conseguente formazione di elio. Questo può avvenire, in pratica, quando la temperatura interna raggiunge i  $10^7$  K.

Quando ciò avviene, la stella è entrata in quella chiamata *sequenza principale*, che è la fase più duratura della vita di una stella, ed anche l'unica veramente comune a tutte le stelle, quale che sia la loro massa.

All'uscita dalla sequenza principale, come già accennato, il percorso seguito dalle stelle con  $M < 10M_{\odot}$  sarà molto diverso da quello delle loro "cugine" meno massicce.

Una volta terminato di bruciare l'idrogeno in elio nel nucleo, la temperatura interna è tale, nelle stelle di grande massa, da innescare quasi subito la fusione dell' $He^4$  in  $C^{12}$ . Alla fine di questa fase, il nucleo si trova già nella condizione di poter innescare subito la fusione di  $C^{12}$  in  $O^{16}$ : infatti un'importantissima caratteristica delle stelle massive è che il nucleo non diviene mai degenere, ma rimane sempre nelle condizioni di gas perfetto in cui si trovano tutte le stelle che attraversano la sequenza principale. Una volta consumato tutto il  $C^{12}$ , l' $O^{16}$  è già pronto per innescare la sua stessa fusione, e così via in una cascata di reazioni di fusione che producono elementi sempre più pesanti, fino ad arrivare al  $Fe^{56}$ . La reazione che lo crea è, infatti, l'ultima di questa catena ad essere esoergonica: per eseguire la fusione del  $Fe^{56}$  sarebbe necessario iniettare energia nel nucleo, e quindi la successione di reazioni di fusione si arresta.

Alla fine di ogni stadio, la fusione dell'elemento caratteristico di quella fase si sposta negli strati immediatamente esterni al nucleo. Questo fa sì che con il passare del tempo si venga a formare una "struttura a cipolla"; nel nucleo infatti stanno avvenendo le fusioni che producono gli elementi più pesanti, mentre man mano che ci si sposta verso l'esterno, il tipo di reazioni coinvolge elementi sempre più leggeri.

Ovviamente, con l'arrivo nel nucleo alle fusioni di Si che producono  $Fe^{56}$ , la stella non è più in grado di utilizzare il ferro per la fusione termonucleare... La stella è quindi al "capolinea", e non può più permettersi di contrastare la propria gravità con l'energia delle reazioni termonucleari.

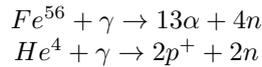
## 1.2 "Morte" Termonucleare di una stella

Finito il combustibile nucleare che possa essere consumato in maniera esoergonica, una stella massiva termina la sua "vita" in quanto tale con un evento spettacolare, detto "supernova".

Questi eventi sono così luminosi che possono risultare visibili anche ad occhio nudo. Tra le tante testimonianze storiche, di particolare interesse sono quelle che riguardano SN1056, una supernova osservata nell'anno 1006 appunto, di cui scrissero osservatori in Svizzera, Egitto, Giappone, Cina ed Iraq... Notevole, se si pensa agli strumenti del tempo e alla differenza culturale tra queste regioni. La supernova in questione ha dato poi origine al più famoso "supernova remnant" di sempre: la Nebulosa del Granchio, contenente anche un'ampiamente studiata giovane pulsar, detta appunto *Crab*.

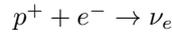
Ma per quale motivo il collasso gravitazionale del nucleo porta alla supernova e quindi all'espulsione degli strati più esterni?

Quando le reazioni terminano, il nucleo non è più sorretto dall'energia liberata dalle reazioni stesse, e quindi si contrae; ciò porta alla progressiva degenerazione del gas elettronico presente nel nucleo. Il processo viene inoltre enfatizzato ed aggravato anche dall'enorme mole di fotoneutrini prodotti in questa fase da un processo che descriveremo tra poco, i quali trasportano una gran quantità di energia del nucleo all'esterno della stella. Quando il nucleo raggiunge temperature dell'ordine dei  $10^{10}$  K, inizia la fotodisintegrazione del  $Fe^{56}$  da parte dei fotoni estremamente energetici intrappolati all'interno del nucleo stesso. Le reazioni nucleari corrispondenti sono:



Dove  $\gamma$  sono i fotoni,  $\alpha$  sono nuclei di elio e  $n$  sono i neutroni.

In seguito alla fotodisintegrazione, inizia il processo denominato *URCA*, che prevede la formazione dei fotoneutrini citati poc'anzi:



In questo modo, gli elettroni degeneri che erano il sostegno della struttura nucleare vengono consumati per produrre neutroni, molto più comprimibili, mentre i neutroni stellari evadono, sottraendo come sempre energia al nucleo.

Il nucleo quindi collassa, privando di sostegno gli strati più esterni che “cadono” *free fall* sul nucleo stesso generando un'onda d'urto. Grazie ad essa, tutti gli strati stessi esterni vengono espulsi: è l'evento di supernova, che in questo caso prende il nome di *Supernova Core-Collapse* (o anche *Supernova di tipo II*).

A questo punto, secondo le teorie attuali, il destino del nucleo può seguire due casi che dipendono dalla massa iniziale della stella.

- Se la massa iniziale della stella era maggiore di  $25 M_{\odot}$ , il nucleo diventa una singolarità dell'universo, comunemente chiamata “*Buco nero*” (*Black Hole*). I neutroni infatti non sono in grado di contrastare la pressione gravitazionale, ed il collasso del *core* non si arresta.

L'oggetto in questione potrebbe avere al suo interno una fisica completamente diversa da quella dell'universo circostante. L'unica cosa che sappiamo è che *non lo possiamo sapere ...*

Si crea infatti quello che si chiama *orizzonte degli eventi*, che altro non è che la superficie oltre la quale la sua *attrazione gravitazionale* è così elevata che neppure la luce (e tutto ciò che potrebbe andare a tale velocità, informazioni comprese) riesce a sfuggire ad essa.

Tutto ciò che sta oltre l'orizzonte degli eventi è quindi a noi attualmente, e da quello che sappiamo perennemente, ignoto.

- Se la massa iniziale della stella era compresa tra circa 11 e circa  $25 M_{\odot}$ , i neutroni degenerano e la pressione da loro offerta riesce a controbilanciare il collasso gravitazionale del nucleo; l'oggetto formatosi ha una densità  $\rho \simeq 10^{17} Kg/m^3$  ed è composta da  $n$ ,  $p^+$  e  $e^-$  (in proporzione 8:1:1).

Viene chiamata *Stella di Neutroni*.

### 1.3 Stelle di neutroni

L'intera struttura della SN è composta prevalentemente da neutroni ad una densità elevatissima (come detto in precedenza si parla di  $10^{17} Kg/m^3$ : in pratica un centimetro cubo di SN pesa circa quanto tutta l'umanità).

In circa  $10^5$  anni, la temperatura interna della SN passa dai  $10^{10}$  K iniziali ai circa  $10^6$  K, raffreddandosi.

Per quanto riguarda la massa che possono avere le SN non rotanti, vi è un limite teorico massimo per essa: circa  $1.8 - 2.7 M_{\odot}$ , chiamato “limite di Oppenheimer-Volkov”; questo limite è simile (o se vogliamo, è l'equivalente) alla “Massa di Chandrasekhar” ( $M_{Chandra} = 1.44M_{\odot}$ ), la massa limite per le strutture sostenute da  $e^-$  degeneri.

Tipicamente quello che si osserva è che le SN hanno una massa molto vicino alla  $M_{Chandra}$ , poichè esse derivano dal collasso del nucleo di Fe, che come abbiamo visto in precedenza è sostenuto dalla pressione degeneri degli elettroni; quando la massa raggiunge valori vicini alla  $M_{Chandra}$ , comincia la fase di collasso che porta alla SN.

Le SN presentano un raggio tipico di circa 10 Km ed un campo magnetico estremamente elevato (l'intensità può arrivare fino a  $10^{13} - 10^{14}$  G). Ruotano a velocità elevatissime: il periodo P di rotazione va dai millisecondi (ms) ai secondi.

Periodi di rotazione così rapidi sono dovuti alla conservazione del momento angolare.

Ricordiamo la definizioni

$$L = I\omega$$

Dove  $\omega$  è ovviamente la velocità angolare, mentre I, momento d'inerzia, è definito come

$$I = kMR^2$$

dove M è la massa della SN, R il raggio e  $k$  è un parametro del valore di 0.4 nel caso si tratti di una sfera a densità  $\rho$  costante.

Considerando il sistema "isolato", senza cioè che vi intervengano forze o momenti meccanici esterni, sappiamo che  $\vec{L}$  si conserva.

Immaginando allora che, prima dell'evento di supernova la frequenza di rotazione della stella sia  $\omega_s$ , la relazione che lega  $\omega_s$  la frequenza di rotazione della SN  $\omega_{SN}$  (la sua "nuova" velocità di rotazione, quindi) sarà:

$$\omega_{SN} = \frac{I_s}{I_{SN}} \times \omega_s$$

Utilizzando i valori dichiarati prima per I, troviamo che:

$$\omega_{SN} \simeq 2.5 \times 10^5 \omega_s$$

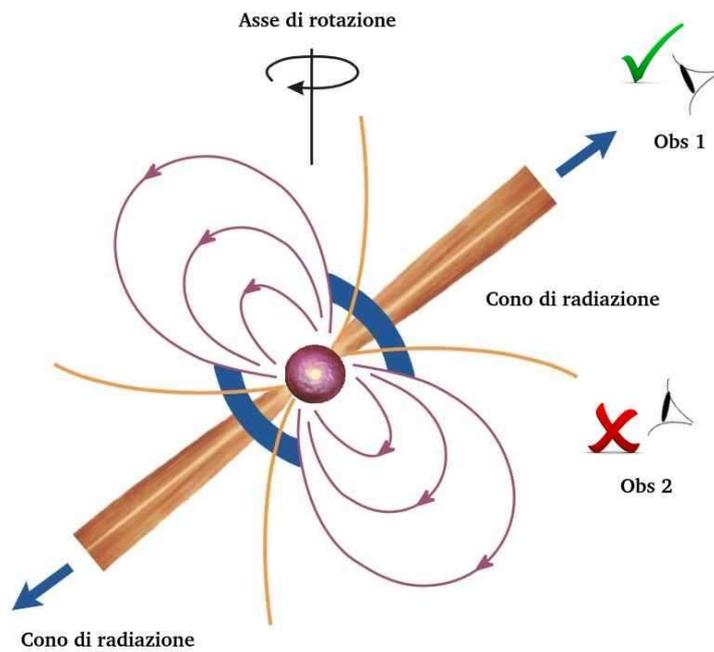
Da qui si nota subito come e quanto il periodo di una SN appena formata diminuisca, visto che si può ricavare che  $P_{SN} \simeq 4 \times 10^{-6} P_s$

## 1.4 Pulsar

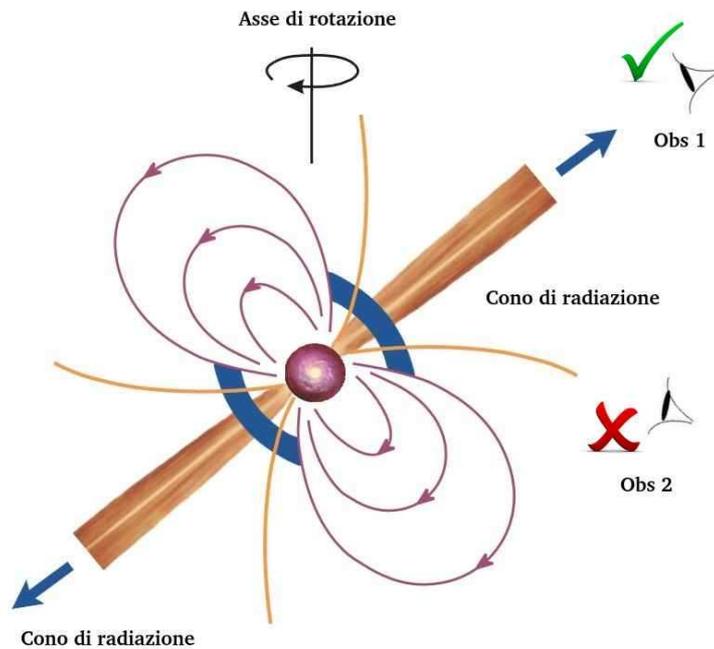
"Pulsar" è la contrazione di "*Pulsating Star*", nome erroneo dato a questi corpi celesti a causa della tipologia di segnale ricevuto, che è infatti un'emissione pulsata; per questo motivo il nome è fuorviante, il corpo di tali oggetti, infatti, non presenta pulsazioni intrinseche.

Il segnale ricevuto in banda radio è spesso estremamente polarizzato (le pulsar sono tra gli oggetti celesti più polarizzati a noi noti).

Secondo il modello attualmente accettato, le pulsar sono stelle di neutroni, la cui interazione tra l'intensissimo campo magnetico e la rapida rotazione fa sì che vengano strappate particelle cariche dalla superficie della stessa. Queste vengono poi accelerate lungo le linee di forza del campo magnetico stesso ed emettono, producendo due raggi di radiazione collimati dai poli magnetici (i "coni di emissione") attraverso un meccanismo di emissione coerente.

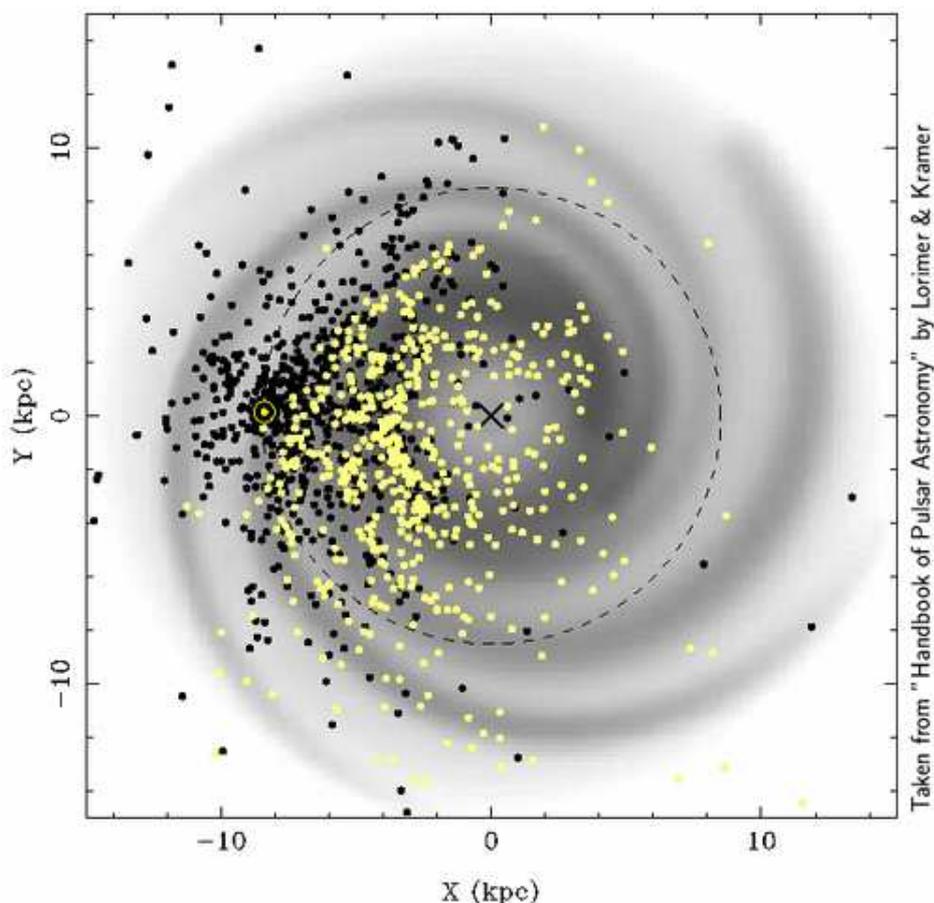


Se l'asse di rotazione non coincide con l'asse magnetico, i coni di emissione spazzano lo spazio ruotando insieme alla pulsar. Se la linea di vista dell'osservatore interseca uno o entrambi i coni, tale osservatore riceverà un segnale periodico estremamente regolare. Questo è detto, per ovvie ragioni, "effetto faro" (Lorimer & Kramer 2005).



## 2 Pulsar: tipologie e sistemi.

Attualmente sono note circa 2300 pulsar, la cui distribuzione è apparentemente concentrata nella parte di galassia vicina al sistema solare. Questo è dovuto al fatto che, pur essendo le pulsar distribuite uniformemente nella nostra galassia, noi siamo in grado di trovare e osservare in maniera ottimale solo quelle più vicine a noi.



Possiamo catalogare le pulsar in funzione di due delle loro più evidenti caratterizzazioni:

- secondo il loro periodo; si distingue tra pulsar che ruotano con periodi nell'ordine del millisecondo (dette "pulsar al millisecondo" o *millisecond pulsar*, MSP), pulsar che ruotano con periodi nell'ordine delle decine di millisecondi (fra cui alcune sono note da poco e prendono il nome di "pulsar giovani"), e pulsar che ruotano con periodi nell'ordine del decimo di secondo o del secondo (chiamate "pulsar a lungo periodo").
- secondo il sistema in cui possono trovarsi: le pulsar, come tutte le stelle o i *remnants* stellari, possono trovarsi come isolate o incluse in un sistema binario con un'altra compagna.

Fino ad ora è stato osservato un unico sistema binario composto da due pulsar, la famosa "Doppia Pulsar" (Burgay et al. 2003, Lyne et al. 2004). Quello che ci si aspetta, e si spera, di trovare, sono sistemi binari ancora più esotici ed estremi: un sistema PSR-Buco nero, per esempio, che non è mai stato trovato fino ad oggi.

### 2.1 Diagramma $P - \dot{P}$

L'energia che sostiene l'emissione della pulsar è, si pensa, la sua stessa energia cinetica rotazionale ( $E_{K,R}$ ). Emettendo radiazione la pulsar perde continuamente energia, quindi è facile immaginare che

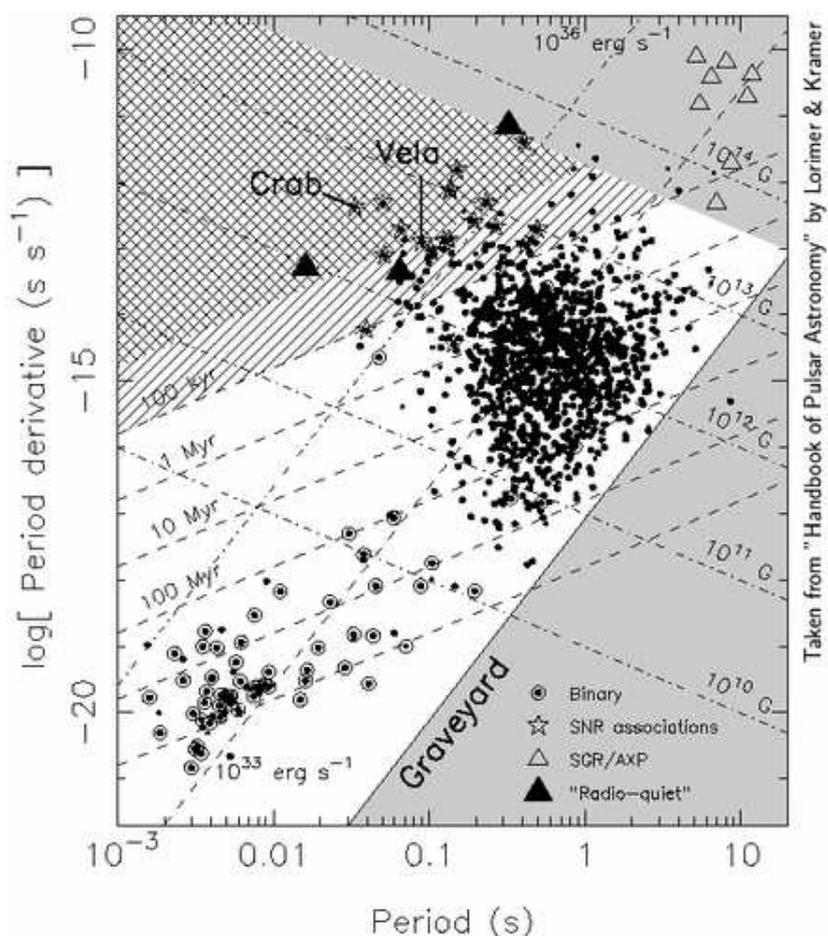
$E_{K,R}$  diminuirà nel tempo e che la pulsar tenderà a rallentare la propria velocità di rotazione con conseguente incremento del periodo.

Secondo questa logica allora, un parametro fondamentale associabile al periodo  $P$  di una pulsar è la sua derivata nel tempo,  $\dot{P}$ .

Pulsar giovani, appena formate, hanno periodi molto ridotti, anche dell'ordine delle decine di millisecondi, e valori di  $\dot{P}$  relativamente alti;

Pulsar vecchie, d'altro canto, presentano periodi molto più lunghi (nell'ordine del secondo o della frazione di secondo), a causa del rallentamento progressivo dovuto alla radiazione emessa, e valori di  $\dot{P}$  relativamente bassi o medi.

Se costruiamo un diagramma in cui poniamo sull'asse delle ascisse il periodo e sull'asse delle ordinate la sua derivata, possiamo notare alcune interessanti particolarità.



Inoltre, vengono tracciate rette per età caratteristica  $\tau_c$ , definita come  $\tau_c = \frac{P}{2\dot{P}}$ , e per valori di campo magnetico costanti. Infine, vi è una linea immaginaria tracciata nel diagramma chiamata linea di "graveyard", linea oltre il quale il rapporto tra periodo della PSR e sua derivata è tale che l'impulso o è assente o la sua intensità è così debole che non può più essere osservato da terra.

Tale diagramma prende il nome di "diagramma  $P - \dot{P}$ ", e come possiamo notare in esso le pulsar sono distribuite in due grandi gruppi:

un gruppo si colloca nella parte in alto a destra del diagramma (pulsar a medio-lungo periodo, alti valori di  $\dot{P}$ , intensità del campo magnetico elevata); l'altro gruppo si colloca nella parte inferiore a sinistra del diagramma (pulsar a brevissimo periodo, ridotti valori di  $\dot{P}$  e bassi valori del campo magnetico).

Questo tipo di andamento però, non era ciò che ci si sarebbe aspettati; infatti a pulsar con periodo osservato nell'ordine del millisecondo è associato un  $\dot{P}$  molto basso.

La spiegazione di questo andamento nel diagramma può essere spiegata con quello chiamato "recycling scenario" (REF!!).

Le pulsar che popolano la parte in basso a sinistra del diagramma sono dette “*millisecond pulsar*” (MSP), e secondo la teoria accettata sono delle PSR vecchie che si trovano in un sistema binario con un’altro corpo, da cui la stella di neutroni riesce ad accrescere massa e momento angolare. Questo le permette di riacquistare velocità di rotazione, a spese di un abbassamento drastico del campo magnetico superficiale. Queste pulsar, quindi “ringiovaniscono” riducendo il loro periodo di rotazione a quantità, appunto, nell’ordine del millisecondo. Il loro  $\dot{P}$  resta però molto basso, tipico di pulsar estremamente anziane. Con un tale valore di  $\dot{P}$ , possiamo immaginare che le MSP rimarranno visibili molto più a lungo delle loro compagne a lungo periodo.

L’interpretazione globale sul diagramma  $P - \dot{P}$  è che esso rappresenta le varie fasi della vita di una PSR:

Inizialmente la PSR nasce con alti valori di campo magnetico, brevissimi periodi ed un rallentamento (rappresentato da  $\dot{P}$ ) che procede a ritmo sostenuto (e queste sono infatti le PSR che osserviamo nella parte in alto a destra del diagramma); gradualmente, esse si spostano nella regione in basso a destra mentre perdono la loro energia cinetica rotazionale ( $E_{K,R}$ ).

Dopo circa  $10^7$  anni la pulsar non avrebbe più abbastanza  $E_{K,R}$  per supportare la formazione dei coni di radiazione, ed oltrepasserebbe, nel diagramma, la “linea della morte” terminando così di essere a noi visibile. Alcune PSR, tuttavia, possono rinnovare la loro attività di emissione: se incluse in un sistema binario, possono essere riaccelerate attraverso l’accrescimento di massa e momento angolare che “rubano” alla loro compagna. Questo provoca una diminuzione dell’intensità del loro campo magnetico, e le fa spostare nella parte in basso a sinistra del diagramma (Papitto et al, 2013).

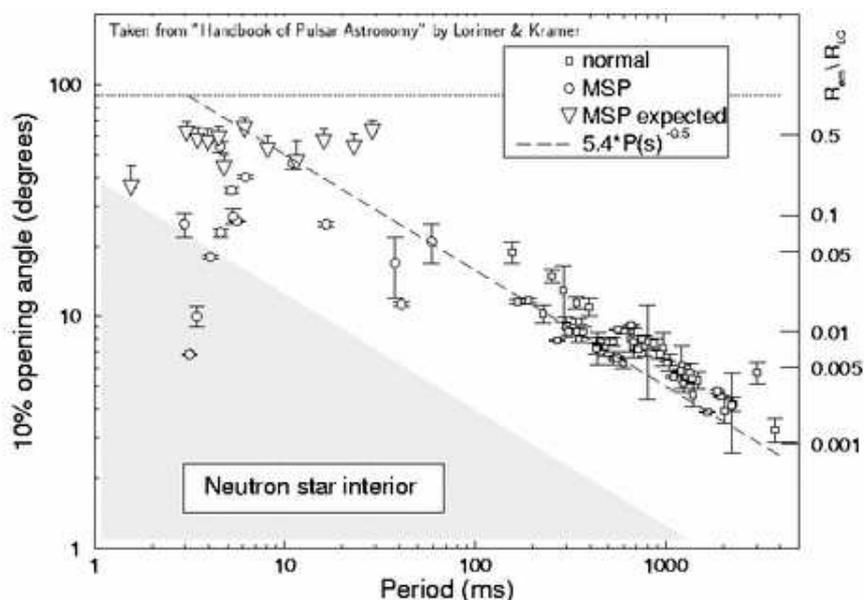
Questo modello sulla formazione delle MSP ha forti conferme sperimentali, in quanto circa l’80% delle MSP attualmente osservate mostra evidenze sulla presenza di una compagna, che può essere sia una nana bianca, sia una stella di sequenza principale, sia un’altra SN.

## 2.2 Profilo integrato di una PSR

Lo studio delle PSR passa ovviamente attraverso l’analisi degli impulsi luminosi periodici che riceviamo da esse. Ci concentriamo sul modo di affrontare questo studio in banda radio, dal momento che i dati utilizzati per questo lavoro di tesi sono, per l’appunto, ottenuti in banda radio. I singoli impulsi provenienti da una pulsar sono spesso molto deboli, immersi nel rumore. Questo accade sia a causa del mezzo interstellare che riempie lo spazio che ci separa dagli oggetti osservati, sia semplicemente a causa della bassa luminosità intrinseca delle pulsar stesse. Per ovviare a questi problemi ciò che usualmente viene utilizzato è il “profilo integrato” della pulsar, ovvero una sovrapposizione in fase (integrazione) di migliaia e migliaia di singoli impulsi. Al termine del processo, quello che rimane di una serie temporale di lunghezza variabile è un intervallo di dati di durata pari a quello del periodo della pulsar in esame, spesso rappresentato in termini di fase (e non di tempo). In esso, il rumore al di fuori dell’impulso si è sommato incoerentemente durante il processo, mentre il segnale della pulsar si è sommato coerentemente lasciando emergere l’impulso stesso. Questo processo di somma coerente è detto “*folding*”.

### 2.2.1 Ampiezza dell'impulso

Tipicamente l'ampiezza del profilo integrato di una pulsar non supera il 30-10 % del periodo di rotazione. Anche se spesso l'ampiezza dell'impulso osservato dipende fortemente dalla geometria della pulsar, da alcune ricerche è emerso che essa sia approssimativamente proporzionale a  $P^{-\frac{1}{2}}$ , come mostrato in figura.



Questo risultato è facilmente prevedibile se il limite della parte attiva del pulso polarizzato ricade nelle ultime linee di campo aperte.

Uno studio più recente (Weltevrede et al. 2008) di questo fenomeno ha mostrato che per PSR giovani e con  $\dot{E}$  molto grandi non viene osservato questo comportamento. Molte di queste pulsar hanno infatti raggi d'emissione significativamente più larghi di quelli attesi semplicemente per una legge del tipo  $P^{-\frac{1}{2}}$ .

### 2.2.2 Forma del profilo

La forma del profilo integrato può cambiare enormemente tra PSR e PSR: essa è, possiamo dire, una sorta di "impronta digitale" della pulsar stessa. Una volta, infatti, raggiunta una certa stabilità di forma del profilo integrato, aggiungendovi altri impulsi singoli essa non cambia (se non viene cambiata la frequenza di osservazione). Il problema della classificazione morfologica dei profili integrati è rimasta aperta sin dai primi anni di ricerca sulle PSR (Rankin et al. 1973 ??).

Riportiamo qualche esempio sulla diversità morfologica che è possibile incontrare tra i profili integrati delle pulsar in Fig. ...

Spesso i profili integrati possono essere scomposti in un numero variabile di componenti, anche quando gli impulsi singoli che poi formano il profilo integrato appaiono altamente complessi

### 3 Polarimetria

Se consideriamo la luce come radiazione elettromagnetica, possiamo associare ad essa un campo elettrico ed un campo magnetico che oscillano l'uno perpendicolarmente all'altro e che si propagano nello spazio in un direzione perpendicolare al piano in cui giacciono e oscillano entrambi i vettori.

Solitamente, si definisce come *polarizzazione* della luce il “tracciato” del vettore campo elettrico (essendo il vettore campo magnetico perpendicolare e proporzionale al vettore campo elettrico si può limitare la trattazione ad uno solo dei due vettori; solitamente viene scelto il vettore campo elettrico  $E$  per motivi storici) nel tempo.

La luce, in generale, non è polarizzata, in quanto l'insieme delle onde che costituisce un pacchetto d'onda in luce “naturale” hanno direzione dei vettori campo elettrico (e campo magnetico) casuale, e quindi non si osserva polarizzazione. Attraverso l'utilizzo di particolari materiali con un certo tipo di reticolo cristallino è possibile polarizzare la luce. Si distinguono tipicamente due casi di polarizzazione:

- Polarizzazione lineare: il vettore campo elettrico traccia una retta nello spazio, visto frontalmente (cioè dal punto di vista di un ipotetico osservatore posto in modo che la radiazione sia diretta verso di lui). In pratica il vettore giace sempre nello stesso piano, al variare del tempo. L'inclinazione di tale piano viene detta “angolo di polarizzazione” (*polarization angle*, PA)
- Polarizzazione circolare: il vettore traccia, visto frontalmente, una circonferenza nello spazio. Il vettore, quindi, al variare del tempo, traccia una spirale nello spazio tridimensionale

Le due modalità di polarizzazione possono anche essere osservate simultaneamente, ovvero per uno stesso pacchetto d'onda possiamo osservare sia polarizzazione lineare che polarizzazione circolare.

### 3.1 Parametri di Stokes

Per meglio definire e studiare lo stato di polarizzazione di un campo elettromagnetico oscillante, vengono introdotti 4 parametri, chiamati *parametri di Stokes*. Essi possono essere definiti sia nel caso di luce completamente polarizzata, sia nel caso di luce parzialmente polarizzata.

Detti  $I$  e  $p$  rispettivamente l'intensità totale ed il grado di polarizzazione della luce in esame, i parametri di Stokes possono essere definiti come:

$$\begin{aligned} S_0 &= I \\ S_1 &= pI \cos 2\phi \cos 2\chi \\ S_2 &= pI \sin 2\phi \cos 2\chi \\ S_3 &= pI \sin 2\chi \end{aligned}$$

dove  $\chi$  e  $\phi$  sono gli angoli che definiscono le coordinate sferiche del vettore  $(S_1, S_2, S_3)$ .

Più spesso vengono indicati con  $I$ ,  $Q$ ,  $U$  e  $V$  rispettivamente.  $Q$  e  $U$  definiscono la polarizzazione lineare  $L$ :  $\sqrt{Q^2 + U^2} = L$ , mentre  $V$  è indice di polarizzazione circolare. Spesso, a  $V$  si affianca l'indice di polarizzazione circolare assoluta,  $|V|$ .

Da notare che i parametri  $I$ ,  $Q$ ,  $U$ ,  $V$  seguono una statistica gaussiana. Al contrario,  $L$  e  $|V|$  non hanno questa caratteristica, essendo il primo rappresentato come somma quadratica di due termini, ed il secondo un valore assoluto. Questo fa sì che si incorra in un'approssimazione considerando (come tuttavia molto spesso accade)  $L$  e  $|V|$  affetti da errori gaussiani.

### 3.2 Rotazione di Faraday

Sappiamo che le proprietà di un'onda elettromagnetica che viaggia nel vuoto possono cambiare se l'onda attraversa un mezzo materiale.

Ci aspettiamo quindi che anche la polarizzazione lineare possa essere modificata se il pacchetto d'onda a cui essa viene associata attraversa un mezzo materiale.

Questo effetto riveste una grandissima importanza nello studio polarimetrico delle pulsar, in quanto è facile immaginare che la radiazione emessa dalla pulsar arrivi a noi dopo aver viaggiato lungo grandi distanze siderali e, quindi, dopo aver attraversato una grandi quantità di mezzo interstellare.

Le nubi di plasma, specie se magnetizzate, interferiscono fortemente con la radiazione.

Ai fini della trattazione ricordiamo alcune definizioni quantitative importanti: la costante dielettrica, l'indice di rifrazione e la velocità di gruppo di un'onda. L'indice di rifrazione:

$$\epsilon_r = 1 - \frac{4\pi e^2}{m_e} \times \left( \frac{n_e}{\omega^2 - \omega_0^2} + \sum_i \frac{N_i}{\omega^2 - \omega_i^2} \right)$$

dove, tra le parentesi alla fine della definizione appaiono i due contributi alla grandezza di  $\epsilon_r$ ; il primo è il contributo dovuto all'interazione con gli elettroni liberi, dove  $n_e$  è il numero stesso di elettroni,  $\omega_0$  è la frequenza degli elettroni e  $\omega$  è la pulsazione ( $2\pi\nu$ ) della radiazione incidente (nonchè di quella che stiamo studiando, nel caso della pulsar).

Il secondo contributo è dovuto all'interazione tra radiazione e elettroni legati, dove  $N_i$  è il numero di elettroni legati, e  $\omega_i$  è la "pulsazione" degli e legati all'iesimo stato (ovvero l'energia di legame corrispondente a quello stato).

L'indice di rifrazione:

$$n_r = \sqrt{\epsilon_r} \simeq \sqrt{1 - \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e \omega^2}} = \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2}$$

Dove abbiamo posto il contributo degli elettroni legati  $\simeq 0$  perchè  $\omega_i \gg \omega$  e dove abbiamo posto  $\sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \pi}} = \nu_p$ , che viene definita come *frequenza del plasma*.

Infine, la velocità di gruppo di un onda:

$$v_g = c \dot{n}_r \simeq c \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \right]$$

Dove ovviamente  $c$  è la velocità della luce nel vuoto.

Notiamo subito che la velocità di gruppo dipende dall'indice di rifrazione, e quindi dalla *frequenza dell'onda incidente!*

Se, quindi, la radiazione emessa copre un grande intervallo di frequenza ci si aspetta che la velocità a cui si muovono i vari treni d'onda alle diverse frequenze sarà diversa. Per cui il segnale emesso a *frequenza più alta giungerà prima di quelli a frequenze minori.*

Per quantificare il ritardo tra due diverse frequenze, definiamo prima il ritardo che l'onda subisce rispetto al caso della propagazione nel vuoto. Per una lunghezza  $L$  che va dal punto A al punto B, abbiamo che il ritardo è:

$$T_{AB}(\nu) = \frac{L}{c} + \left(\frac{e^2}{\pi m_e \nu^2}\right) \int_0^L n_e dl$$

Il primo addendo è semplicemente il tempo impiegato dalla radiazione a percorrere la distanza  $L$  nel vuoto, il secondo rappresenta il ritardo. Definiamo come *Dispersion Measure* (DM):

$$DM = \int_0^L n_e dl$$

Se vogliamo sapere il ritardo relativo tra due onde a diversa frequenza abbiamo:

$$\Delta T_{\nu_1 - \nu_2} = \frac{DM}{2c} \frac{e^2}{\pi m_e} \left[ \frac{1}{\nu_1^2} - \frac{1}{\nu_2^2} \right]$$

Per la radiazione ricevuta da una pulsar questo è altrettanto vero. Esso è un segnale multifrequenza, ed a causa di quanto descritto la radiazione alle diverse frequenze non arriva simultaneamente, ma tanto più ritardata quanto minore è la frequenza. L'effetto di ritardo ora descritto si ha ogni volta che una radiazione multifrequenza attraversa un plasma. Per una radiazione che, oltre ad essere multifrequenza, sia anche polarizzata (come quella delle pulsar), esiste un effetto aggiuntivo del mezzo interstellare su di essa se tale mezzo, oltre ad essere ionizzato, è anche magnetizzato. Esso prende il nome di *rotazione di Faraday*, ed è provocato dagli ioni H presenti nel plasma che inducono una trasmissione anisotropa della radiazione elettromagnetica.

Supponiamo quindi di avere un'onda elettromagnetica che attraversa il plasma magnetizzato, detto *magnetoionico*; se l'onda è polarizzata linearmente, la possiamo sempre scomporre immaginandola come sovrapposizione di due onde, una con polarizzazione circolare oraria e una antioraria.

Possiamo allora scrivere

$$E(t) = E_0 e^{i\omega t} (\vec{E}_1 \mp i\vec{E}_2)$$

Dove il segno negativo dell'equazione indica l'onda polarizzata circolarmente in senso orario e quello positivo quella antioraria.

La costante dielettrica assume la forma:

$$\epsilon_{RIL} = 1 - \frac{\omega_p}{\omega(\omega \pm \omega_H)}$$

Dove  $\omega_p$  è la pulsazione del plasma,  $\omega$  è la pulsazione dell'onda incidente e  $\omega_H$  è la pulsazione di Larmor, definita come

$$\omega_H = \frac{eH}{m_e c}$$

Se gli indici di rifrazione delle due onde polarizzate circolarmente (in cui abbiamo scomposto idealmente l'onda incidente linearmente polarizzata) sono diversi, allora esse viaggiano a velocità diverse nel mezzo magnetizzato. . . All'uscita dal mezzo magnetizzato, esse non saranno più in fase come lo erano prima dell'attraversamento, ed il vettore di polarizzazione lineare da loro rappresentato sarà *ruotato*. Da notare che tale rotazione non è della stessa entità a tutte le frequenze, ovvero, una radiazione polarizzata linearmente ruoterà in modo differenziale a seconda della frequenza a cui è. L'effetto descritto si quantifica solitamente con una grandezza chiamata "*rotation measure*" (RM).

La rotazione dell'angolo di polarizzazione può essere ricavata così

$$\Delta PA \propto RM \lambda^2 \propto RM \frac{e^2}{\nu^2}$$

dove  $\nu$  è la frequenza della radiazione di interesse e RM è definita come:

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m e^2 c^4} \int_0^L B_{||} n_e dl$$

dove  $B_{||}$  è il valore del campo magnetico proiettato lungo la linea di vista.

L'effetto globale della rotazione di Faraday su di una radiazione polarizzata e multifrequenza come quella delle pulsar si riflette su due aspetti riguardanti il vettore polarizzazione lineare totale calcolabile punto per punto nell'impulso: esso, in generale, viene ruotato rispetto alla sua orientazione iniziale, e soprattutto subisce una riduzione cospicua della sua intensità. Se immaginiamo il vettore polarizzazione lineare totale calcolato prima dell'attraversamento del plasma magnetizzato, esso sarà dato dalla somma vettoriale dei vettori di polarizzazione lineare a tutte le frequenze di cui si compone il pacchetto d'onda proveniente dalla pulsar. Il PA di tutte queste frequenze sarà lo stesso. All'uscita dal plasma magnetizzato i PA delle varie frequenze saranno però diversi, proprio perchè la rotazione di Faraday è un effetto differenziale con la frequenza. La nuova somma di tutti i vettori di polarizzazione lineare alle varie frequenze non è più coerente come lo era all'inizio, e questo riduce l'intensità di luce polarizzata totale.

Calcolando sia la DM sia la RM di una sorgente celeste, è possibile ottenere un'interessante indicazione relativa al valore medio del campo magnetico Galattico proiettato lungo la linea di vista. Infatti:

$$\langle B_{||} \rangle = \frac{\int_0^L B_{||} n_e dl}{\int_0^L n_e dl} \simeq 1.232 \mu G \left( \frac{RM}{m^{-2} rad} \right) \left( \frac{DM}{cm^{-3} pc} \right)^{-1}$$

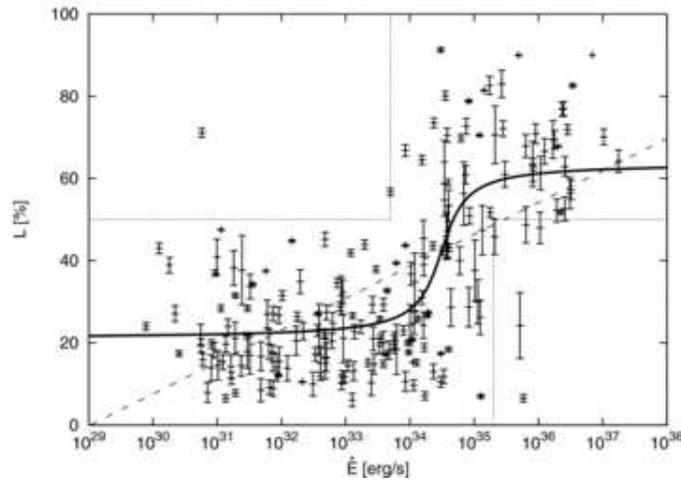
Grazie ai loro elevati gradi di polarizzazione, da anni le pulsar sono utilizzate nello studio del campo magnetico Galattico (Han et al., 2006; Tiburzi et al., 2013).

### 3.3 Polarimetria delle pulsar

Una fonte di informazioni molto preziosa al fine dello studio polarimetrico delle pulsar è costituita dall'analisi del grado, del tipo e del profilo di polarizzazione della pulsar stessa; infatti a volte, utilizzando modelli appropriati, è possibile ricavare la geometria della PSR.

Le informazioni derivanti dagli studi di polarimetria possono essere inoltre utilizzati, come si è già accennato, per ricavare il campo magnetico locale galattico nella regione attraversata dalla radiazione della pulsar.

La radiazione emessa dalle PSR (prevalentemente in banda radio) è infatti fra le più polarizzate sorgenti celesti conosciute, con gradi di polarizzazione lineare L media prossima al 20% per pulsar con una luminosità di *spin-down* (indicata con  $\dot{E}$ ) minore di  $5 \times 10^{33} \text{ erg/s}$  e superiore al 50 % per  $\dot{E} > 2 \times 10^{35} \text{ erg/s}$  (Weltevrede & Johnston, 2008), come mostrato in figura.



Questo implica che la polarizzazione lineare sia molto accentuata nelle PSR giovani e minore in quelle vecchie.

Riguardo la polarizzazione circolare, le percentuali medie risultano più basse di quelle in polarizzazione lineare, attorno al 10 % (Gould & Lyne, 1998).

Un'interessante proprietà della polarizzazione circolare nelle pulsar risiede nel fatto che essa possa cambiare senso di rotazione in funzione della fase dell'impulso.

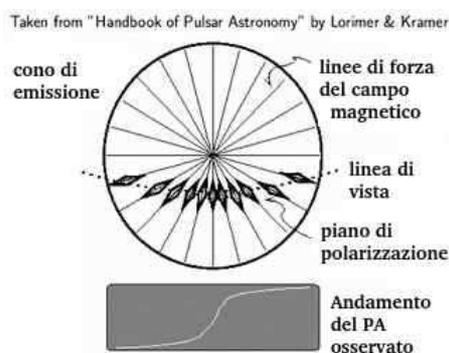
Questo fenomeno avviene a volte in prossimità del centro di simmetria del profilo integrato.

### 3.4 Rotating Vector Model

Uno dei modelli più accreditati per lo studio della polarizzazione lineare delle pulsar è il *Rotating Vector Model* (RVM).

In esso, la direzione del PA è legata all'orientazione delle linee di campo magnetico della pulsar nel punto di emissione.

Secondo il RVM, quindi, ci aspettiamo di osservare un andamento degli angoli di polarizzazione lungo l'impulso della pulsar ad "s" (detto anche *S-swing*).



Il PA può essere espresso in funzione della longitudine del pulso ( $\phi$ ) nel seguente modo:

$$PA = PA_0 + \arctan\left(\frac{\sin\alpha}{\sin\xi} \frac{\sin(\phi - \phi_0)}{\cos\alpha - \cos\xi} \frac{\sin\alpha}{\sin\alpha} \frac{\sin(\phi - \phi_0)}{\cos(\phi - \phi_0)}\right)$$

Dove  $\alpha$  è l'angolo compreso tra l'asse di rotazione e l'asse magnetico della PSR,  $\beta$  è l'angolo compreso tra l'asse magnetico e la linea di vista all'istante del loro massimo "avvicinamento", mentre  $\xi$  è dato dalla relazione  $\xi = \alpha + \beta$ ;  $\phi_0$  è la longitudine del pulso per cui si ha che il PA è  $PA_0$ , che corrisponde inoltre al PA dell'asse di rotazione proiettato sul piano celeste (Radakrishnan & Cooke, 1969).  $\alpha$  e  $\beta$  contribuiscono a definire, perciò, la geometria della pulsar.

Osservando un certo numero di angoli di polarizzazione a diverse longitudini dell'impulso sarebbe possibile, teoricamente, ottenere i valori di  $\alpha$  e  $\beta$  eseguendo un *fit* dell'equazione sopra esposta.

Sfortunatamente, per la maggior parte delle PSR è difficile determinare  $\alpha$  e  $\beta$  con precisione, in parte perchè la longitudine alla quale emettono le pulsar è piuttosto bassa e in parte perchè spesso vengono osservate grosse deviazioni dell'andamento del PA da quello predetto dal RVM.

Questo fa sì che la determinazione diretta dei vari angoli necessari affinché il RVM possa essere applicato sia possibile circa nel 15% delle PSR attualmente osservate; nelle restanti PSR l'RVM non può essere applicato, poichè da risultati non accettabili.

#### 3.4.1 Problemi e rischi del RVM

In linea di massima, quindi, sarebbe possibile determinare i parametri geometrici della pulsar  $\alpha$  e  $\beta$  attraverso l'osservazione dello *swing* dell'angolo di posizione della polarizzazione lineare, in funzione della longitudine dell'impulso. Purtroppo, però, il RVM non può essere sempre utilizzato. Innanzitutto, l'impulso delle pulsar può essere osservato solo in un limitato intervallo di longitudine, a volte non sufficiente per riuscire ad applicare correttamente il modello, specialmente se la pulsar è molto debole. Questo fa sì che spesso i valori di  $\alpha$  ottenuti non siano abbastanza ben vincolati per ottenere valori di  $\beta$  limitati superiormente, come mostrato in figura [Figura kalastergiou]. In secondo luogo, non sempre il predetto "S-swing" viene osservato. Molto spesso si osservano discontinuità nell'andamento degli angoli

di polarizzazione, o deviazioni da ciò che ci si aspetterebbe dal RVM. Il motivo di queste eccezioni al modello sono ancora in discussione.

## 4 Data analysis

La PSR studiata in questo lavoro di tesi è J1622-3752, dove la “J” iniziale sta per l’epoca astrale in cui è stata scoperta, mentre le cifre successive rappresentano le coordinate celesti, l’ascensione retta e la declinazione.

Questa pulsar è stata scoperta nell’ambito della collaborazione internazionale *High Time Resolution Universe survey* (HTRU, Keith et al., 2010; Bates et al., 2012). HTRU si occupa di ricercare nuove pulsar e transienti radio in tutto il cielo visibile. A questo scopo lavorano due radiotelescopi, uno nell’emisfero australe ed uno nell’emisfero boreale: il radiotelescopio di Parkes in New South Wales (Australia), ed il radiotelescopio di Effelsberg, in Germania. La *survey* eseguita dalla collaborazione HTRU si divide così in due parti, dette *southern* e *northern*. I dati utilizzati in questo lavoro di tesi appartengono alla “HTRU *southern*”, e sono stati ottenuti tra il mese di agosto del 2010 ed il mese di gennaio del 2012 con il radiotelescopio di Parkes. Esso è il secondo radio telescopio per grandezza dell’emisfero australe, con un diametro parabolico di 64 m (pari a quello del *Sardinia Radio Telescope*, costruito a 30 Km dalla città di Cagliari, in Italia). I dati utilizzati corrispondono ad altrettante osservazioni di durata variabile di J1622-3752, hanno una frequenza centrale di 1369 MHz, ed un’ampiezza di banda di 256 MHz.

Qui di seguito illustreremo i vari passaggi con cui è stato possibile procedere allo studio polarimetrico della PSR.

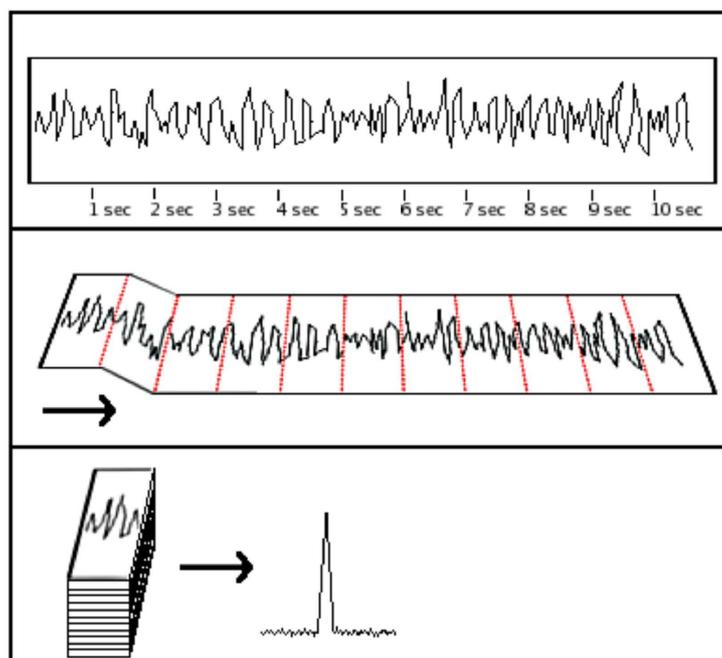
Essenzialmente sono stati seguiti i seguenti passaggi:

- Raccolta dei dati grezzi e pulitura degli stessi mediante diversi tool del software di analisi di dati pulsar *psrchive*
- Applicazione ai dati di calibratori di flusso e polarizzazione, installazione di un set di effemeridi comune
- Esecuzione dello studio di *timing* della pulsar mediante il software *tempo2*, volto a controllare la bontà delle effemeridi installate
- Quantificazione della rotazione di Faraday subita dalla radiazione della pulsar prima del suo arrivo al telescopio mediante il calcolo della RM, e correzione dei dati in funzione di essa
- Calcolo dei gradi di polarizzazione lineare, circolare, circolare assoluta e del valore del campo magnetico galattico medio attraversato proiettato lungo la linea di vista

Vediamo ora nel dettaglio le diverse fasi.

## 4.1 Dati pulsar in modalità “folding”

Il tipico formato dei dati pulsar è detto “psrfits”. I dati pulsar, in generale, possono presentarsi sotto tre forme principali a seconda della modalità con cui sono stati acquisiti dall’osservatore al telescopio: in “*folding mode*”, in “*search mode*” o in “*baseband mode*”. Descriviamo i dati pulsar in modalità “folding”, poichè è la tipologia di dati pulsar utilizzata in questo lavoro di tesi. Nei dati in modalità “folding” la durata dell’osservazione viene suddivisa in un certo numero di parti, dette *bin*, stabilito dall’osservatore. La serie temporale di impulsi provenienti dalla pulsar durante ognuna di queste parti viene sottoposta alla procedura di folding, ed i dati calcolati al suo termine vengono registrati. Le varie serie di dati sottoposte a folding e corrispondenti alle diverse parti dell’osservazione sono dette “sottointegrazioni”. Ogni sottointegrazione viene campionata temporalmente con un certo numero, anch’esso a discrezione dell’osservatore, di “bin di fase”, e si estende per tutta l’ampiezza di banda in frequenza richiesta. Il processo di folding può essere immaginato come in figura:



Possiamo quindi pensare a questa particolare tipologia di dati come a *datacubes*. Sono cioè dati in cui le varie misure di intensità totale, parametri di Stokes Q, U e V etc., sono messe a confronto in un tensore di terz’ordine (che possiamo immaginare come una serie di matrici poste una sopra la successiva). In questo modo si ha la libertà di gestire e controllare i dati per poter osservare al meglio anche le più piccole imperfezioni nella fase di cleaning. Nei dati utilizzati per questo lavoro di tesi, la banda osservata di 256 MHz, la durata dell’osservazione e la fase della pulsar vengono suddivise rispettivamente in 64 canali di 4 MHz ciascuno, in un certo numero di sottointegrazioni di lunghezza variabile ed in 512 bin di fase.

Per poter operare con il datacube sono stati utilizzati principalmente 3 tool di psrchive: *pazi*, *paz* e *psrplot*.

*Pazi*, il primo e più semplice dei tool sopra elencati, permette di gestire il datacube attraverso un’interfaccia grafica. E’ possibile eseguire diverse operazioni con *pazi*, principalmente per osservare al meglio le grandezze che di volta in volta interessano maggiormente. *Pazi* infatti può *comprimere* (operazione chiamata usualmente “scrunch”) i dati su una o più grandezze: questo significa che se abbiamo bisogno di vedere i dati, ad esempio, confrontando frequenza e fase dell’impulso, attraverso *pazi* possiamo comprimere il data cube sul tempo e quindi sommare tutti i piani perpendicolari alla retta temporale (che è ovviamente uno spigolo, inizialmente, del data cube).

*Paz* è il corrispettivo non interattivo di *pazi*. Utilizza quindi istruzioni immesse per righe di comando, senza l’utilizzo di un’interfaccia grafica.

Ovviamente questo ci permette, in fase di cleaning, di osservare tutte le interferenze di varia natura (mezzo interstellare, caduta di risposta da parte dello strumento agli estremi di banda osservata, interferenze create a terra, etc...) che si possono osservare in frequenza e di eliminare quindi i canali ove l'osservazione risulta disturbata.

Psrplot invece è un tool che permette di creare grafici bidimensionali dei dati sperimentali. Sull'asse delle ascisse si trova sempre la fase dell'impulso campionata con il numero di bin di fase richiesto, mentre su quello delle ordinate è possibile porre la grandezza di interesse.

## 4.2 Pulitura dei dati

In fase di pulitura, il lavoro svolto ha portato ad una prima scelta delle osservazioni raccolte; questo perchè alcune osservazioni risultavano troppo disturbate per poter essere anche solo pulite dalle interferenze. Su 31 osservazioni, in questa fase ne sono state escluse 9. Uno spunto di riflessione riguardante le nove osservazioni scartate è doveroso: di queste, infatti, 6 corrispondevano ad osservazioni avvenute in un intervallo di tempo molto piccolo (tutte entro la stessa settimana) e con disturbi molto simili. La conclusione è che probabilmente le interferenze, altissime rispetto al pulso stesso, siano state causate da fenomeni terrestri di quel periodo o da un errato uso del radiotelescopio che le ha rese inutilizzabili.

Una volta scartate le osservazioni inservibili, si procede con la pulitura delle interferenze presenti comunque nelle rimanenti 22 osservazioni. Per le osservazioni prese in considerazione si è potuto osservare che alcune interferenze erano comuni a tutte le osservazioni, probabilmente causate dal funzionamento dello stesso radiotelescopio di Parkes e dei suoi "back-ends" (ovvero tutta la strumentazione che pre-processa i dati subito dopo l'acquisizione). Ad esempio, nelle frequenze vicine ai limiti di operatività del back-end utilizzato si è sempre osservato un calo di sensibilità; un'altra interferenza "costante" osservata è stata quella dovuta all'idrogeno cosmico che disturbava il segnale a circa 1.3 MHz in tutte le osservazioni.

Un altro passo interessante del cleaning ha riguardato quello riguardante la ricerca delle interferenze a "DM=0", le interferenze, cioè, che si creano a distanze "terrestri". Queste interferenze non sono direttamente individuabili, nei dati in modalità folding: il dato visualizzato con pazi viene infatti mostrato *dedisperso*, ovvero viene applicata la correzione dovuta alla dispersione della frequenza della radiazione che attraversa il mezzo interstellare, quantizzata dalla DM (di cui si è parlato nel Capitolo 3 di questo lavoro di tesi). Togliendo momentaneamente questa correzione è più facile individuare ed eliminare le interferenze provocate da fenomeni terrestri.

Alla pulitura vengono sottoposti anche alcuni calibratori, in quanto essi vengono trattati come osservazioni ai fini computazionali.

## 4.3 Calibratori

Dopo la fase di cleaning, vengono applicati ai dati una serie di file, detti "calibratori". L'applicazione dei calibratori ha l'effetto di correzione di una serie di effetti.

Il primo tipo di calibratori è necessario per tenere conto di un'eventuale differenza di guadagno tra i "feed" del ricevitore con cui sono state eseguite le osservazioni. La serie di calibratori utilizzata è stata ottenuta iniettando e facendo osservare al ricevitore un segnale artificiale, in particolare un'onda quadra, con parametri di Stokes noti. A seconda del risultato dell'osservazione, e delle misure effettuate su di essa dei parametri di Stokes, è possibile capire se uno dei due feed ha un guadagno maggiore dell'altro, calcolare una correzione matematica ed apportarla ai dati non artificiali. Per queste osservazioni artificiali si esegue il lavoro di pulitura fatto per le osservazioni vere, in quanto possono essere riscontrate interferenze.

Un secondo tipo di calibratore si occupa di correggere eventuali anomalie introdotte nei dati da una possibile non ottimale ortogonalità dei feed. Tale non ortogonalità è funzione dell'angolo parallattico a cui viene compiuta l'osservazione. Per calcolare queste non ortogonalità, si utilizza una lunga osservazione di una sorgente nota, in modo tale da coprire tutti gli angoli parallattici. Nel caso dei dati di questo lavoro di tesi si è utilizzata la sorgente Hydra A.

Un terzo tipo di calibratore si occupa di convertire il valore osservato (registrato in unità del telescopio) del flusso in banda radio in unità fisiche.

Nella fase di calibrazione ci occupiamo anche dell'installazione delle effemeridi nelle osservazioni stesse. Le effemeridi sono tabelle che contengono il valore di diversi parametri dell'oggetto celeste in esame. Nel caso delle pulsar, le effemeridi contengono la posizione (in ascensione retta e declinazione) ad una

certa data di riferimento (in MJD, *Modified Julian Day*), il periodo, la derivata prima del periodo, le velocità di moto proprio, i parametri riguardanti la presenza di un'eventuale compagna e così via.

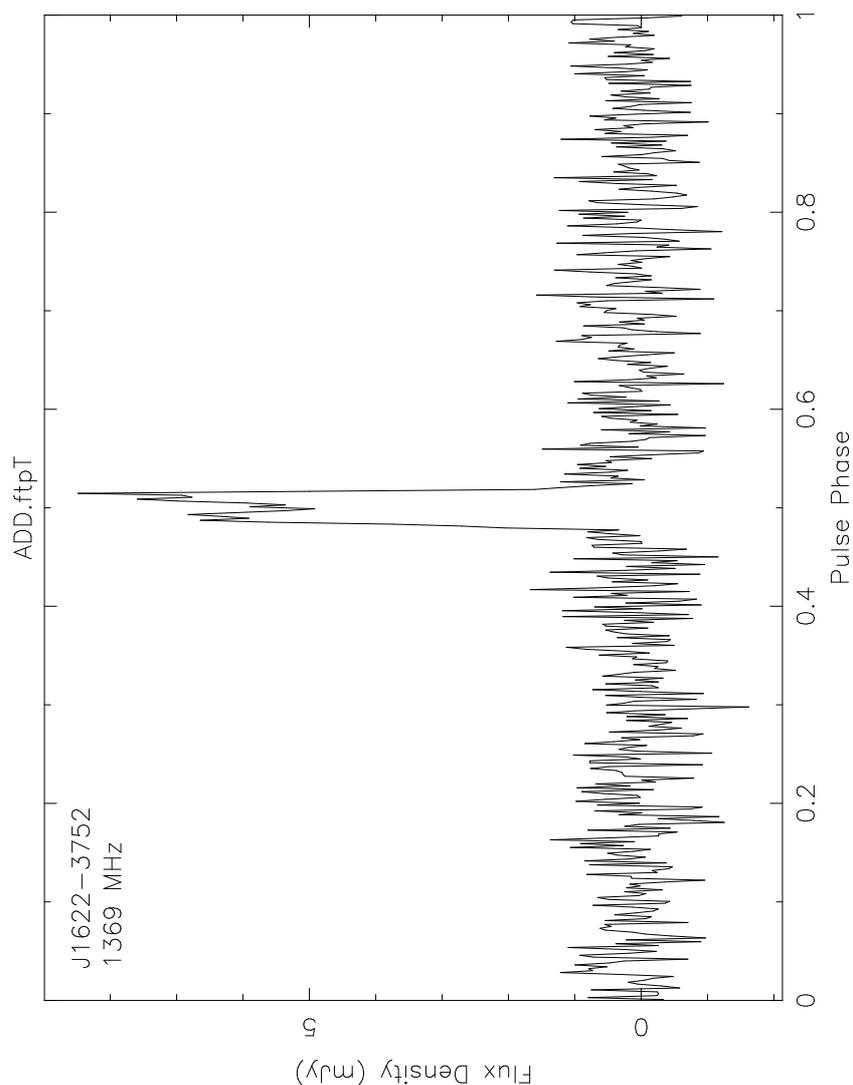
#### 4.4 Timing

Con *timing* indichiamo l'insieme delle operazioni atte a verificare l'esattezza della misura del tempo di arrivo dell'impulso all'osservatore e il miglioramento di alcuni parametri della pulsar contenuti nelle effemeridi.

Innanzitutto, è necessario creare un profilo integrato di riferimento per la pulsar in analisi. Esso, infatti, servirà per ottenere, tramite un'operazione di cross-correlazione, i tempi di arrivo di ogni osservazione in nostro possesso. Chiaramente, il profilo di riferimento deve avere un buon rapporto segnale-rumore (*Signal to Noise Ratio*, SNR).

Il SNR è un ottimo indice sulla qualità delle osservazioni (e della loro pulizia) e del lavoro svolto. Bisogna però ricordare che dipende anche e soprattutto dall'intensità della radiazione percepita (e quindi emessa) dalla pulsar studiata; chiaramente, pulsar intrinsecamente luminose avranno un SNR piuttosto elevato, mentre pulsar "deboli", anche dopo la pulitura, avranno sempre un SNR relativamente basso.

Per creare il profilo di riferimento, si utilizza un altro tool di psrchive, chiamato *psradd*. Con esso si possono sommare tutte le osservazioni per creare un'unico profilo integrato, in cui l'intensità del pulso viene aumentata notevolmente, mentre invece il rumore (che è di natura casuale), sommandosi, non muta di intensità. Il risultato finale è un profilo in cui il SNR è molto più alto rispetto alle singole osservazioni.



Si può vedere dalla figura come il picco sia molto più intenso del segnale rumore.

Secondo alcune teorie il profilo di riferimento potrebbe direttamente essere un'osservazione *reale*, per esempio un'osservazione particolare con il più alto SNR, o il profilo integrato di poche osservazioni ad elevato SNR. Secondo un'altra linea di pensiero, è invece meglio utilizzare come profilo di riferimento un profilo *analitico*.

Seguendo la seconda linea di pensiero, nel nostro lavoro di tesi è stato “costruito” un profilo integrato *analitico*, ovvero completamente artificiale, basandoci sul profilo integrato totale delle osservazioni. Utilizzando il tool *paas* di *psrchive*, possiamo creare il profilo analitico sommando diverse “componenti”, funzioni di Von Mises, per riprodurre la forma dell'impulso tramite un'interfaccia grafica.

Una volta ottenuto il profilo di riferimento analitico, esso viene cross-correlato mediante il tool di *psrchive* *pat* con le osservazioni del nostro dataset. Con questa operazione vengono calcolati i tempi di arrivo degli impulsi per ogni osservazione. A questo punto, si è pronti per iniziare l'analisi di timing.

Per esso si utilizza un software diverso da *psrchive*, *tempo2*. Esso calcola, a partire dalle effemeridi in input (quelle che sono state installate nelle osservazioni), quale sarebbe il pattern dei tempi di arrivo degli impulsi dalla pulsar in esame e confronta questo “modello” con i tempi di arrivo osservati che sono stati ricavati con *pat*. In un'interfaccia grafica interattiva viene presentato un grafico che porta in ascissa il tempo ed in ordinata i “residui”, ovvero la differenza tra il tempo di arrivo predetto e quello osservato. E' possibile, a questo punto, migliorare i parametri delle effemeridi eseguendo il fit di questi parametri stessi sui residui, riconoscendo andamenti particolari in questi ultimi che possano rimandare ad un errore in un parametro specifico. Una grandezza indicativa della bontà del timing è il *root mean square* (rms), che corrisponde alla deviazione quadratica media dei residui.

Alla fine del timing si possono aggiornare le effemeridi, re-installare le nuove effemeridi nei dati e ripetere il processo per raffinare sempre più le stesse.

## 4.5 Calcolo della RM e dei gradi di polarizzazione

Una volta ottimizzate le nuove effemeridi, si procede con il lavoro polarimetrico vero e proprio.

Prima di poter calcolare i gradi di polarizzazione è necessario correggere le osservazioni calcolando la RM (vedi 3.2) per sapere quanto effettivamente la polarimetria della pulsar sia stata modificata a causa del passaggio nel mezzo interstellare.

Inizialmente si cerca di delineare quelli che sono i limiti (spesso chiamati *edges*) dell'impulso in polarizzazione lineare, ovvero riconoscere i bin di fase del profilo in cui inizia il pulso in polarizzazione lineare.

A causa della bassa luminosità della pulsar trattata, ci aspettiamo un SNR molto basso in ognuno dei 64 canali in cui era stata suddivisa l'ampiezza di banda; SNR insufficiente per misurare il PA in ciascuno di essi e, quindi, per ricavare la RM. Un utile accorgimento, utilizzato in questo lavoro a tal fine, è quello di comprimere tutti i canali in soli quattro.

In questo modo, il SNR presente in ognuno dei quattro canali è maggiore di quello che caratterizzava i precedenti 64 (l'ampiezza di banda di pulsar con una maggior luminosità potrebbe essere ovviamente compressa in un numero maggiore di canali).

Comprese le osservazioni in frequenza, per calcolare la RM sono stati utilizzati dei codici “ad hoc” in python. In un primo momento, essi “pesano” le varie osservazioni associando ad ognuna di esse un valore secondo la funzione:

$$weight = \frac{SNRI}{rmsI}$$

Dove *SNRI* è il rapporto segnale rumore in intensità totale e il *rmsI* è la deviazione quadratica media della stessa grandezza, come visto in precedenza. In questo modo, riusciamo a dare più importanza alle osservazioni molto luminose e meno a quelle che presentano troppo rumore.

Successivamente si sommano le osservazioni così opportunamente pesate al fine di creare un profilo integrato che presenta solo quattro canali in frequenza. Si faccia attenzione che però tale profilo non è in formato *psrfits* (più precisamente, è un file ASCII), in quanto con i tool di *psrchive* non si ha la libertà di poter eseguire una media pesata delle osservazioni.

Per l'appunto, profilo finale è quindi compresso in tempo e viene creato usando quella che è a tutti gli effetti una media pesata:

$$\frac{\sum_0^j obs_i wt_i}{\sum_0^j wt_i}$$

Dove  $obs_i$  sono le osservazioni e  $wt_i$  e  $\sum_0^j wt_i$  sono rispettivamente le funzioni peso e la somma delle funzioni stesse, calcolate con la formula precedente. Inizialmente è stato presa in considerazione una forma quadratica della funzione peso; è stato verificato che però la forma sopra esposta (lineare), nonché quella utilizzata, offre risultati migliori.

Dal profilo, infine, si può ricavare il PA:

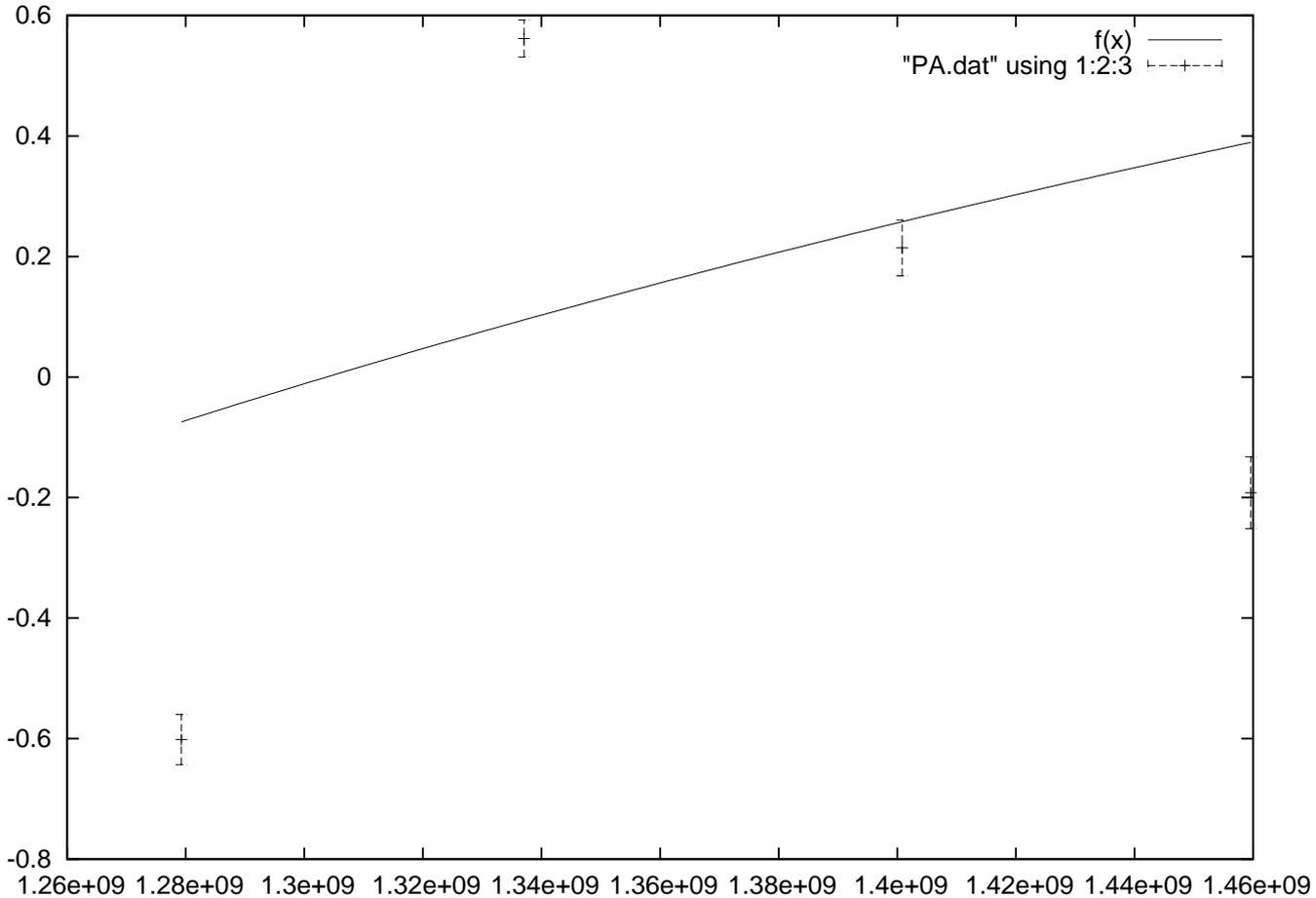
$$PA = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{\sum_{i=0}^n U_i}{n} \times \frac{n}{\sum_{i=0}^n Q_i}\right) = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{\sum_{i=0}^n U_i}{\sum_{i=0}^n Q_i}\right)$$

Dove con U e Q indichiamo i parametri di Stokes. Così facendo si ottiene il PA medio lungo il pulso per canale di frequenza. Esiste la possibilità [noutsos] che utilizzare una media di Q e U sul pulso possa portare ad un abbassamento della polarizzazione lineare media. Anche se esiste questa possibilità, lo studio eseguito da Noutsos et al. (2008) conferma che l'errore sul PA mediato migliora apprezzabilmente rispetto agli errori sul PA calcolato per singoli bin. E' stato quindi ritenuto opportuno perseguire la strada del PA mediato.

Una volta calcolato il PA e la sua barra d'errore per ognuno dei quattro canali in frequenza, si è eseguito un *fit* ai minimi quadrati della funzione:

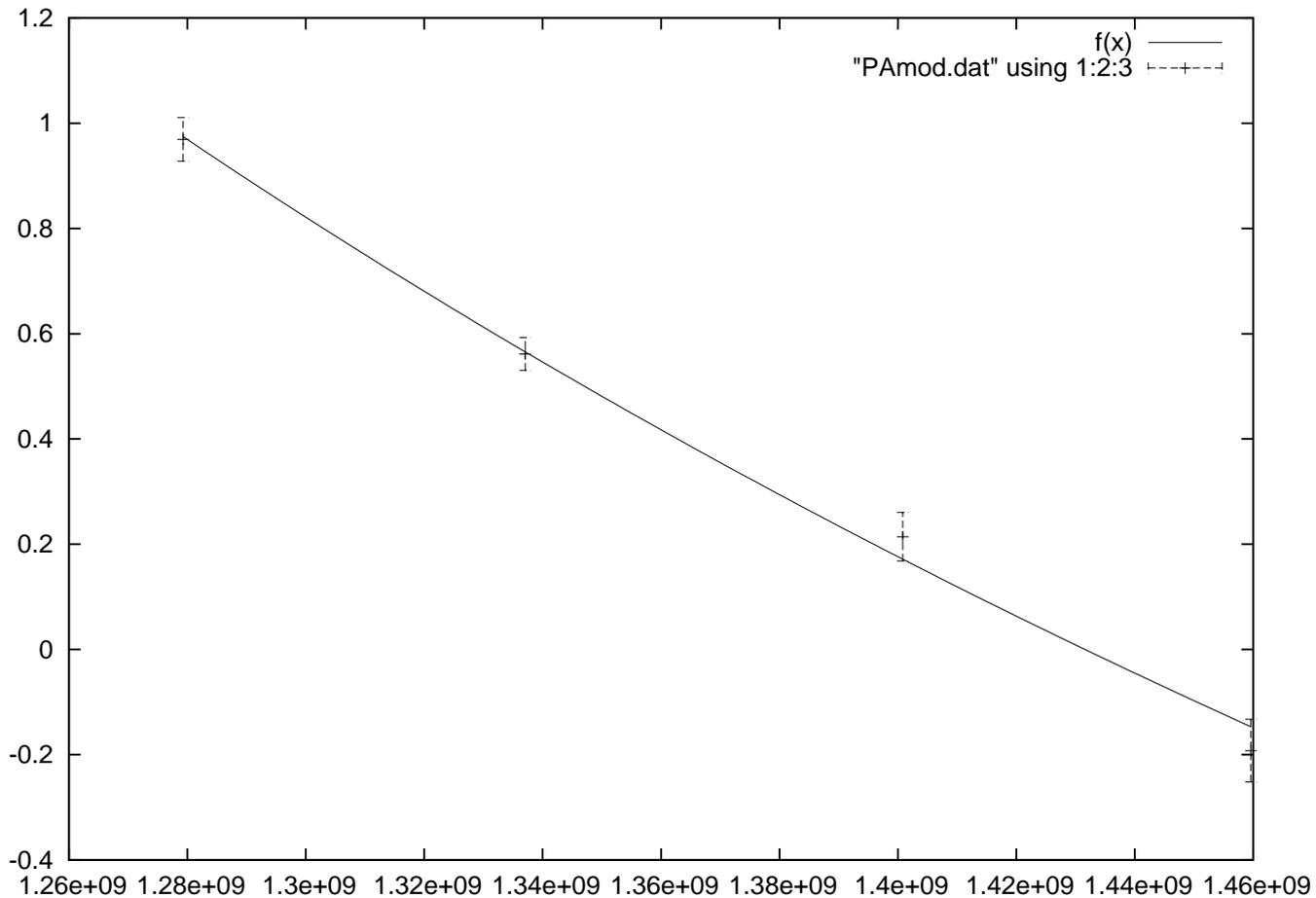
$$PA(f) = PA_0 + RMc^2 \times \left(\frac{1}{f^2} - \frac{1}{f_c^2}\right)$$

Dove  $f_c$  è stata fissata arbitrariamente a 1200 MHz, con lo scopo di ricavare la RM e l'errore su di essa.



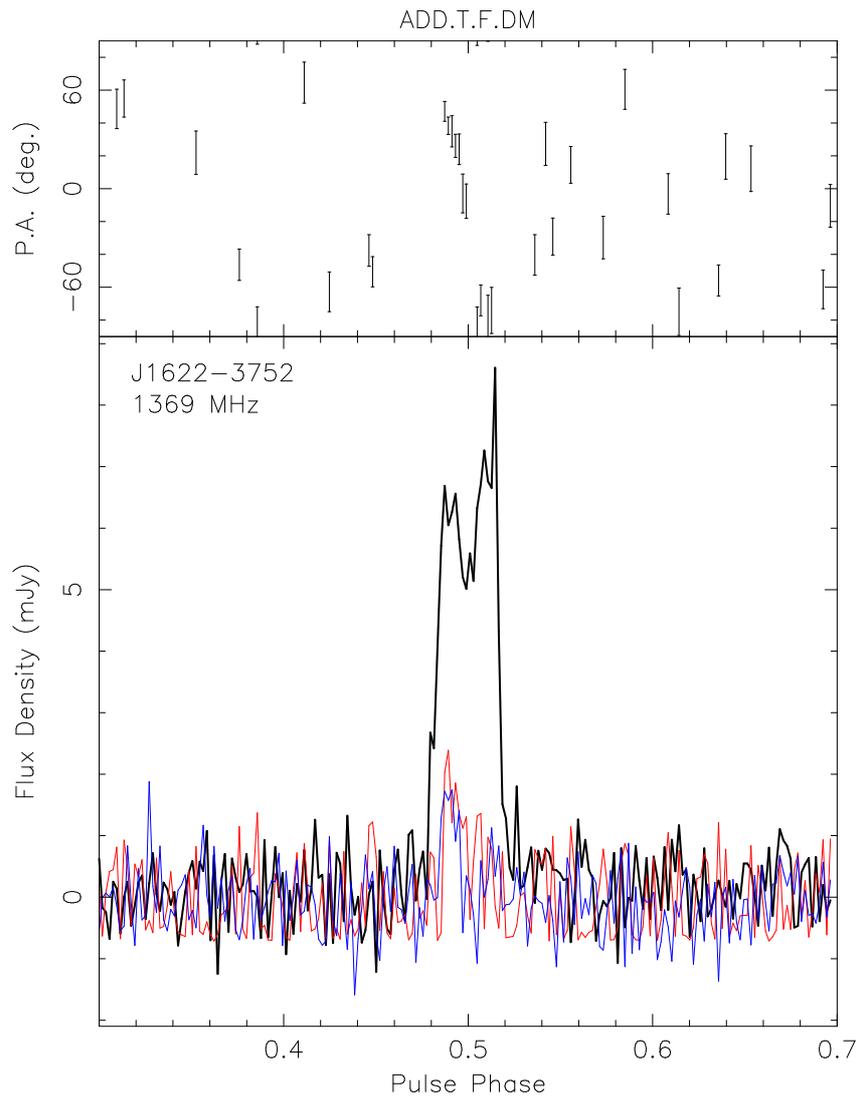
Nella figura riportata (che rappresenta il fit sopra descritto) si può notare subito un “inconveniente” : un punto della curva è posizionato in malo modo rispetto agli altri tre che, invece seguono un andamento lineare abbastanza buono. Questo perchè il PA, come vedremo in seguito, a causa della sua definizione presenta una periodicità di  $k\frac{\pi}{2}$ , poichè compare la funzione  $\frac{1}{2} \arctan$  nella definizione stessa.

Questo comporta che, nel fitting ai minimi quadrati, si osserva un fenomeno chiamato *wrapping*; considerata la periodicità del PA, quando una misura supera il valore di periodicità (o un suo multiplo ovviamente) viene riscalato in basso, alterando il fit. Si può correggere il tutto utilizzando un codice che tiene conto del wrapping. Il risultato viene mostrato in figura:

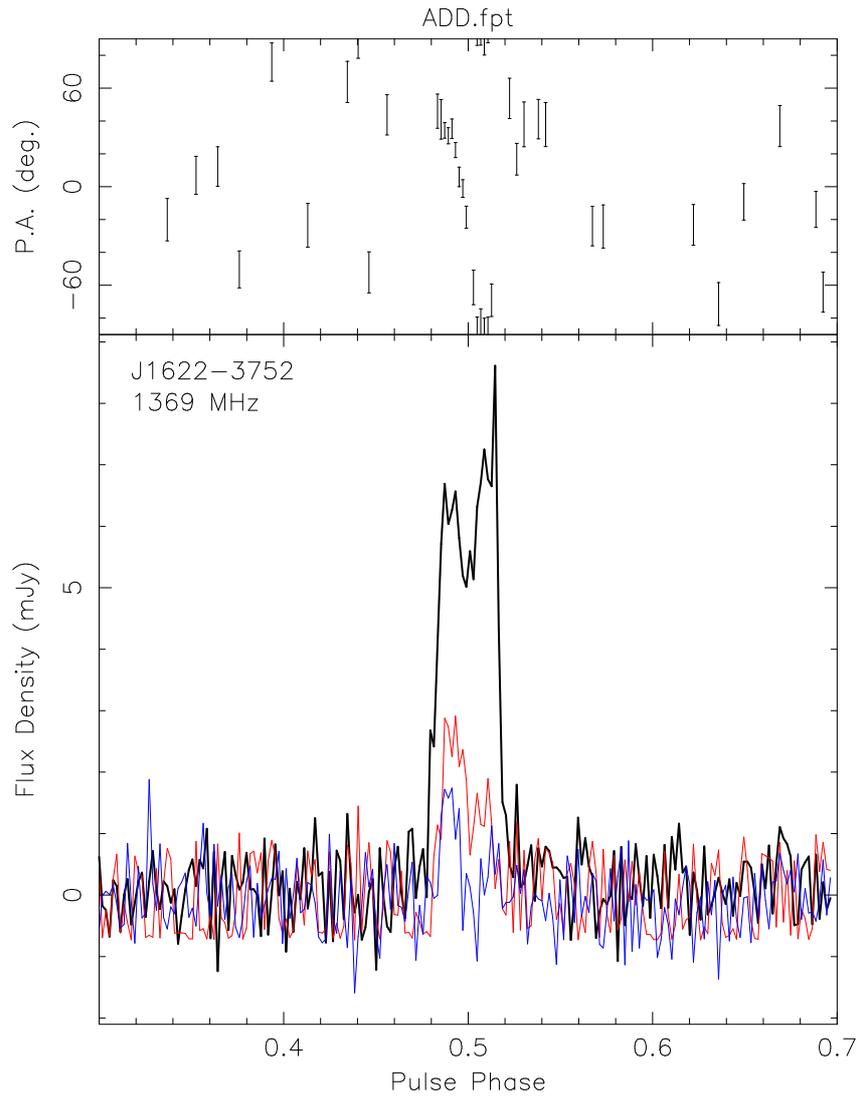


L'RM ricavata ha un valore di  $87 \pm 4$ .

Una volta ottenuta la RM, si può quindi procedere con il calcolo dei gradi di polarizzazione della radiazione a noi giunta in quanto possiamo perfezionare le osservazioni “installando” il valore della RM che abbiamo ricavato. Senza questa correzione infatti, il profilo della pulsar era:



Mentre invece applicando L'RM ottenuta alle osservazioni il profilo si presenta così:



Il processo di acquisizione dei gradi di polarizzazione viene fatto, anche in questo caso, con dei codici *ad hoc* scritti in python.

Prima di poter eseguire i codici, però, è necessario individuare ed eventualmente rimuovere un errore sistematico nel quale si può incorrere utilizzando il grado di polarizzazione lineare,  $L$ , e il valore assoluto del grado di polarizzazione circolare,  $|V|$  o  $V_{abs}$ . Questo errore viene chiamato *bias* (il processo secondo il quale si cerca ed eventualmente si rimuove il bias viene chiamato *debias*), e dipende dalla definizione di  $L$  e di  $|V|$ ; infatti sono due grandezze definite come positive (la prima deriva da una somma di quadrati e la seconda è un valore assoluto) e ciò comporta che anche il rumore di queste due grandezze, che normalmente oscilla per la sua natura casuale, tra valori negativi e positivi intorno allo zero, assuma solo valori positivi. Il risultato è che la media del rumore, attesa nulla, sia invece diversa da zero e positiva. Per ottenere il valore vero della polarizzazione lineare in ogni bin di fase,  $L_{true,i}$  da quello misurato,  $L_{misurato,i}$  ci si è riferiti a (Everett & Weisberg(2001):

$$L_{true} = \sqrt{L_{misurato}^2 - (rms(I))^2} \quad \text{se } p_0 \geq 2.0$$

Altrimenti

$$L_{true} = 0.0$$

Dove  $p_0 = \frac{L_{misurato}}{rms(I)}$ .

Per ottenere, invece, il valore vero della polarizzazione circolare assoluta in ogni bin di fase,  $|V|_{true,i}$ , ci si è riferiti a (K & J, 2006):

$$|V|_{true} = \sqrt{|V|_{misurato}^2 - b^2} \quad \text{se } b \geq 2.0$$

Altrimenti

$$|V|_{true} = 0.0$$

Dove  $b = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \times rms(V)$

Una volta applicato il *debias*, possiamo ricavare i gradi di polarizzazione, lineare e circolare assoluta, e percentuali, utilizzando:

$$I_{tot} = \sum_{n_{inizio}}^{n_{fine}} I_i \times \frac{1}{n_{bins}}$$

$$L_{tot} = \sum_{n_{inizio}}^{n_{fine}} L_{true,i} \times \frac{1}{n_{bins}}$$

$$L\% = \frac{\sum_{n_{inizio}}^{n_{fine}} L_{true,i}}{n_{bins}} \times \frac{100}{I_{tot}}$$

$$V\% = \frac{\sum_{n_{inizio}}^{n_{fine}} V_i}{n_{bins}} \times \frac{100}{I_{tot}}$$

$$|V|\% = \frac{\sum_{n_{inizio}}^{n_{fine}} |V|_{true,i}}{n_{bins}} \times \frac{100}{I_{tot}}$$

Dove  $n_{inizio}$  e  $n_{fine}$  sono i bin rispettivamente di inizio e di fine pulso, mentre  $n_{bins}$  sono i bin di fase *totali*.

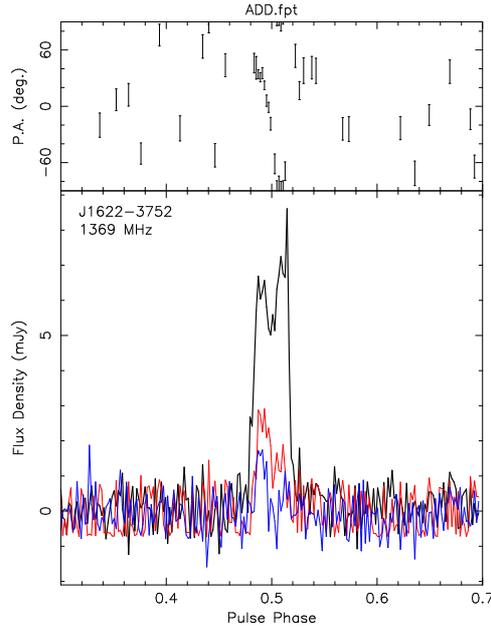
## 5 Risultati

Al termine del lavoro di tesi svolto, analizziamo i dati e i risultati fisici ottenuti.

Per visualizzare al meglio i dati si usa quello che viene chiamato *grafico di Manchester*. Esso è composto da due pannelli, sul cui asse delle ascisse è rappresentata la fase dell'impulso. Sull'asse delle ordinate del pannello inferiore è posto il flusso, mentre su quello del pannello superiore è posto il PA.

Nel pannello inferiore, inoltre, viene rappresentato il pulso in intensità totale (in nero), in polarizzazione lineare (in rosso) e circolare (in blu). Nel pannello superiore, invece, viene mostrato l'andamento del PA.

Il profilo di Manchester di J1622-3572 è mostrato in figura.



J1622-3752 è una pulsar a lungo periodo che presenta due picchi di emissione, il più luminoso dei quali è il secondo (in ordine di arrivo temporale). I due picchi principali si trovano semifusi in un'unica struttura. In polarizzazione lineare si può notare come questo comportamento si ripeta, ma invertito: troviamo sempre due picchi, ma il principale è il primo in ordine di arrivo temporale. Infine, la polarizzazione circolare segue, in maniera più debole, l'andamento di quella lineare.

Si può vedere inoltre come l'andamento del PA rispecchi il *s-swing* predetto dal RVM: esso inizia con un breve plateau per poi seguire una ripida discesa seguita da un secondo plateau. In tutto, il *s-swing* spazza circa  $150^\circ$ .

Dalla figura e dai risultati ottenuti, J1622-3572 presenta un grado di polarizzazione lineare  $L \simeq 27 \pm 1\%$  e circolare  $V \simeq 9 \pm 1\%$ . Secondo un famoso studio pubblicato nel 1998 da Gold & Lyne, la popolazione di pulsar a lungo periodo presenta un grado di polarizzazione lineare media di circa il 20 %, ed un grado di polarizzazione circolare media di circa il 10 %. I risultati del lavoro di tesi sono in perfetto accordo, quindi, con la media della popolazione studiata in precedenza.

Un'altro dato importante che è stato ottenuto è il *campo magnetico galattico medio B* proiettato lungo la linea di vista. Sapendo la DM e la RM, infatti, è stato possibile ricavare il valore del campo magnetico che la radiazione ha “percepito” lungo il suo cammino. Il calcolo potrebbe essere su di un qualsiasi oggetto di cui si sia in possesso di RM e DM, ma le pulsar negli studi sul campo magnetico galattico hanno un ruolo privilegiato a causa della loro disposizione “tridimensionale” della Via Lattea.

Riportiamo in una tabella i dati ottenuti durante le varie fasi della analisi dati:

[tabella]

Confrontando alcuni studi di popolazioni di pulsar, possiamo analizzare e confrontare i nostri dati per vedere se ci sono particolarità nelle caratteristiche di J1622-3572 e nella sua radiazione.

Il valore della RM sembra essere piuttosto elevato, confrontando i risultati con quelli dello studio delle pulsar a lungo periodo di HTRU (Tiburzi et al. 2013). Questo può essere dato sia da un elevato e

costante campo magnetico medio sulla linea di vista sia da una quantità superiore alla media di mezzo interstellare posto tra noi e la pulsar. Il primo caso può essere valutato rifacendosi allo studio sopracitato. Si può notare infatti che effettivamente il campo magnetico medio (che nel nostro caso risulta essere di  $0.7 \mu G$ ) è leggermente sopra la media. La spiegazione più probabile sta in una combinazione delle due cause precedentemente ipotizzate.

Infatti, la misura della DM risulta anch'essa essere leggermente sopra la media, indicando una densità di mezzo interstellare maggiore della norma.

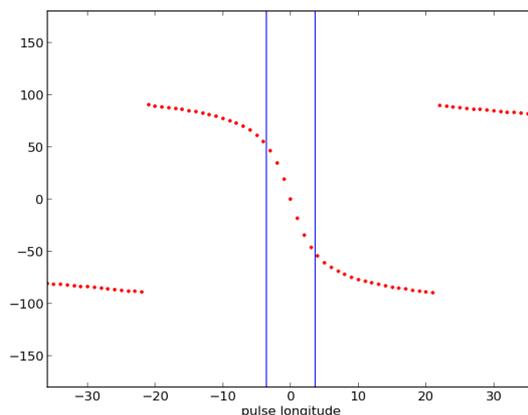
Per quanto riguarda la possibilità di applicare il RVM, i risultati sono stati parzialmente soddisfacenti.

E' stato utilizzato un codice in grado di riprodurre l'andamento teorico del PA in funzione della fase dell'impulso predetto dal RVM stesso:

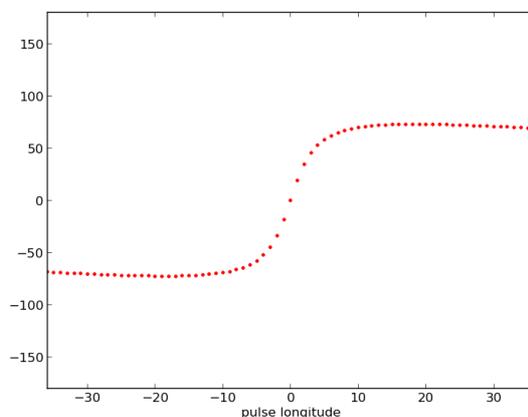
$$PA = PA_0 + \arctg\left(\frac{\sin \alpha \sin(\phi - \phi_0)}{\sin \xi \cos \alpha - \cos \xi \sin \alpha \cos(\phi - \phi_0)}\right)$$

Dove con  $\xi$  abbiamo indicato la somma  $\alpha + \beta$ .

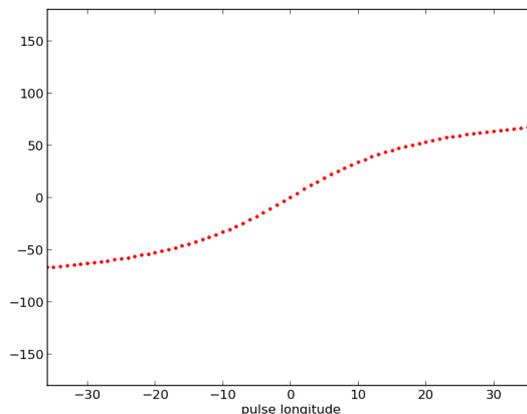
Ispezionando visivamente i risultati grafici del codice e confrontandoli con l'andamento del PA di J1622-3572, si è cercata la curva analitica che meglio lo approssimasse. Da questa analisi qualitativa è emerso che la curva più somigliante a quella presentata da J1622-3572 è quella data da una coppia di valori  $\alpha$  e  $\beta$  di  $43^\circ$  e  $-2^\circ$  rispettivamente. Da notare che in tutte le nostre prove,  $PA_0$  e  $\phi_0$  sono stati fissati a 0 per semplicità. La curva scelta è mostrata nella seguente figura:



Questo *modus operandi* ovviamente non garantisce una grande precisione. A titolo esemplificativo mostriamo alcune curve risultato di coppie di valori di  $\alpha$  e  $\beta$  diversi. Nella curva seguente sono stati imposti i parametri  $\alpha = 20^\circ$  e  $\beta = 1^\circ$



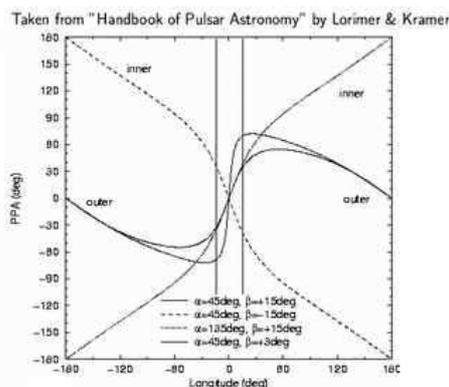
La differenza principale rispetto alla nostra curva sta nel segno di  $\beta$ . Cambiandolo infatti si vede che la curva risulta “invertita”. Nella curva seguente, invece, sono stati imposti i parametri  $\alpha = 80^\circ$  e  $\beta = 15^\circ$



Si nota come l’ultima curva sia molto meno ripida delle altre. Questo è dovuto all’aver richiesto una “distanza” angolare tra la linea di vista e l’asse magnetico della pulsar, rappresentata da  $\beta$ , maggiore rispetto ai casi precedenti. Secondo la teoria del RVM, con valori elevati di  $\beta$  abbiamo infatti una variazione del PA molto più graduale, in quanto le linee di forza del campo magnetico intersecate cambiano la loro orientazione più lentamente.

Nel nostro caso, il fatto che il parametro  $\beta$  sia così piccolo in valore assoluto, quindi, indica che la linea di vista interseca quasi direttamente l’asse magnetico di J1622-3572. Questo risultato era atteso dal momento che la curva ad “s” del PA osservato è molto ripida.

Purtroppo non è stato possibile utilizzare il tool di psrchive, *psrmodel*, predisposto al RVM-fitting. Psrmodel è sicuramente uno strumento più “raffinato” per il confronto tra il comportamento del PA e una curva analitica prevista dal RVM. Psrmodel esplora, infatti, lo spazio dei valori di  $\alpha$ , e per ciascun valore di  $\alpha$  esplora le possibili variazioni di  $\xi$ ; per ogni coppia di valori si ricava poi il valore di  $\chi^2$  corrispondente, ed infine cerca la coppia di valori con il più basso valore di  $\chi^2$ . Il problema nell’utilizzare psrmodel risiede nel fatto che l’ampiezza dell’impulso copra un intervallo di fase troppo limitato (come già anticipato nel capitolo 3 di questo lavoro di tesi):



Come mostrato in figura, vicino al punto di flesso (che si trova intorno allo zero della fase dell’impulso) le curve ai vari valori di  $\alpha$  e  $\beta$  sono molto simili. Purtroppo la zona intorno al flesso corrisponde anche alla zona che riusciamo a visualizzare per l’andamento del PA. Questo fa sì che Psrmodel il più delle volte non riesca a scegliere una coppia di valori di  $\alpha$  e  $\beta$  adeguati, poichè essi in un così limitato intervallo di fase sono altamente covarianti.

Nonostante i problemi riscontrati, possiamo dire di essere riusciti a trovare i valori polarimetrici e, seppur parzialmente e in maniera qualitativa, ad applicare il RVM a J1622-3572.

## Riferimenti bibliografici