Indice

Introduzione

Questa tesi è stata svolta presso l'Osservatorio Astronomico di Bologna. Lo spunto da cui è nata l'idea alla base di questo lavoro è stato fornito dalla recente scoperta, nell'Ammasso Globulare NGC 6397, di una nuova Pulsar al millisecondo, la PSR 1740-53. Le Pulsar sono stelle di neutroni ad alto regime rotazionale caratterizzate allo stesso tempo da campi magnetici di grande intensità, proprietà che innescano l'emissione da parte della stella di neutroni di segnali radio osservabili come pulsazioni di precisa periodicità. Una parte della popolazione di Pulsar (probabilmente 'riciclate' da vecchie Pulsar spente e riaccese grazie all'accrescimento di massa da compagne in sistemi binari) presenta regimi rotazionali molto più alti rispetto alla popolazione 'normale', e le pulsazioni del segnale radio da esse emesse hanno periodi molto corti, dell'ordine di un millisecondo. Per questo vengono denominate Pulsar al millisecondo.

In particolare, la PSR 1740-53, oggetto di studio di questa tesi, risulta parte integrante di un sistema binario. La caratteristica più interessante di questo sistema binario è il manifestarsi di periodiche eclissi del segnale radio della Pulsar, che risulta non osservabile per gran parte dell'orbita se osservata a 1400 MHz. Altre Pulsar in sistemi binari in passato hanno mostrato fenomeni dello stesso tipo, ed alcuni modelli teorici sono stati presentati allo scopo di spiegare la presenza delle eclissi.

Presumibilmente queste Pulsar si trovano accoppiate nei loro sistemi binari a compagne che rilasciano materia nello spazio circostante, sotto forma di vento stellare o plasma altamente ionizzato. Le modalità dinamiche di questo rilascio di materia da parte della stella compagna non sono ancora del tutto chiare.

Una delle due ipotesi maggiormente accreditate descrive il fenomeno come prodotto dall'interazione che la radiazione emessa dalla Pulsar (in bande energetiche diverse da quella Radio) ha con la parte di superficie della stella compagna rivolta verso la Pulsar. Questa radiazione avrebbe l'effetto di riscaldare la superficie della compagna oltre la temperatura limite per il rilascio di materia dagli strati esterni della stella compagna, e darebbe luogo alla formazione di una nube di plasma che andrebbe a frapporsi tra la compagna e la Pulsar.

L'altra ipotesi prevede l'espansione della compagna (a causa della sua evoluzione o stimolata dalla energia fluente dalla Pulsar) fino e oltre il suo Lobo di Roche, innescando così il meccanismo di rilascio della materia.

La materia che fluisce dalla compagna e si frappone tra essa e la Pulsar interagisce poi con il segnale radio di quest'ultima, determinandone l'eclissamento la Pulsar si trova nel punto più lontano dell'orbita, rispetto alla linea di vista dell'osservatore.

Varie ipotesi sono state avanzate per spiegare il meccanismo fisico di interazione fra onde radio e plasma alla base delle eclissi mostrate da altri sistemi binari comprendenti una Pulsar: se ne conoscono attualmente 11, incluso quello di PSR 1740-5340. Peraltro solo per quattro di essi sono disponibili dati osservativi di qualità adeguata a descrivere il fenomeno. PSR 1740-5340 presenta le caratteristiche di osservabilità per essere un quinto esemplare di estremo interesse in questa ristretta famiglia di oggetti celesti.

Lo **scopo di questa tesi è** appunto **quello di testare la applicabilità dei vari proposti meccanismi fisici di eclisse al caso della PSR 1740-5340**, evidenziando in particolare quali parametri osservativi potrebbero risultare determinanti nella distinzione tra un meccanismo di assorbimento e un altro. Un vasto programma osservativo per questo sistema binario, in banda radio, ottica ed X, è stato avviato dal gruppo di lavoro entro cui questa Tesi si è sviluppata. In questa logica, il lavoro qui presentato mira anche ad **individuare quali osservazioni sarebbero maggiormente discriminanti fra i vari modelli**.

È stato dunque innanzitutto sviluppato un codice-Fortran capace di simulare gli effetti dei principali meccanismi sinora proposti di interazione fra radioonde e plasma sul segnale radio emesso da una Pulsar generica. Il codice in questione include ovviamente anche la geometria orbitale del sistema binario di cui si vogliono simulare le eclissi.

Nel *primo capitolo* della tesi vengono introdotte le Pulsar e ne vengono descritte le principali caratteristiche fisiche, con particolare attenzione alle Pulsar al millisecondo. L'accento viene posto sulle caratteristiche delle Pulsar facenti parte di sistemi binari in Ammassi Globulari.

Il *secondo capitolo* verte sulla fenomenologia dei sistemi binari ad eclissi noti e studiati prima della scoperta di PSR 1740-53, passando in rassegna gli studi fatti su queste Pulsar e le conclusioni ottenute dai diversi autori sulla dinamica dei sistemi e delle loro eclissi.

Il *terzo capitolo* prende in esame in modo più dettagliato, uno per uno, i meccanismi fisici finora ipotizzati quali possibili cause delle eclissi del segnale radio delle Pulsar da parte del vento stellare della compagna. In questo capitolo vengono anche descritte le conclusioni a cui sono pervenuti i vari autori applicando questi meccanismi alle eclissi dei sistemi binari più studiati.

Lo sviluppo del codice e le modalità del suo funzionamento sono l'argomento del *capitolo quarto*, in cui vengono anche presentate le simulazioni di prova eseguite con il codice sui sistemi più conosciuti descritti nel capitolo 2.

Nel *capitolo quinto* sarà descritto in dettaglio il sistema binario di PSR 1740-53 e verranno presentati i risultati ottenuti dalle simulazioni eseguite su di esso.

Infine il capitolo conclusivo sarà dedicato ad una veloce rassegna delle conclusioni alle quali si è giunti durante questo lavoro.

Capitolo 1

Pulsar: cosa e come

Una delle scoperte più importanti a livello astronomico è sicuramente quella fatta da un gruppo di astronomi di Cambridge nel 1967 ([49]). Essi stavano effettuando osservazioni del cielo con un nuovo radiotelescopio, per studiare l'effetto di '*scintillazione*' del mezzo interplanetario, quando si trovarono davanti ad un fatto nuovo: un segnale radio impulsivo, periodico e regolare.

Alcune caratteristiche di questo segnale fecero volare l'immaginazione dei ricercatori, che non esclusero di associare il fenomeno osservato con qualche civiltà extraterrestre che stesse tentando di comunicare con la terra. I primi nomi dati alle sorgenti del segnale furono infatti preceduti dalla sigla LGM, che sta per '*Little Green Man*' (Piccoli Omini Verdi). Ben presto però questa idea fu abbandonata in favore di una teoria più solida per spiegare le caratteristiche dello strano segnale. La teoria, che ormai è largamente accettata, interpreta queste sorgenti come Stelle di Neutroni in rapida rotazione su sè stesse (con frequenze di rotazione $\sim 0.1 \div 650$ Hz), e con campi magnetici abbastanza elevati ($10^8 \div 10^{13}$ G) da provocare la radiazione secondo un meccanismo che descriveremo in seguito. Le sorgenti presero il nome di PULSAR (PULSAting Radiosource) e denominate tramite il prefisso PSR seguito dalle coordinate equatoriali celesti. Attualmente le Pulsar note sono oltre 1300, di cui 47 in Ammassi Globulari. Queste sono distribuite secondo la tipologia di appartenenza in figura 1.1, mentre in figura 1.2 vediamo la distribuzione in

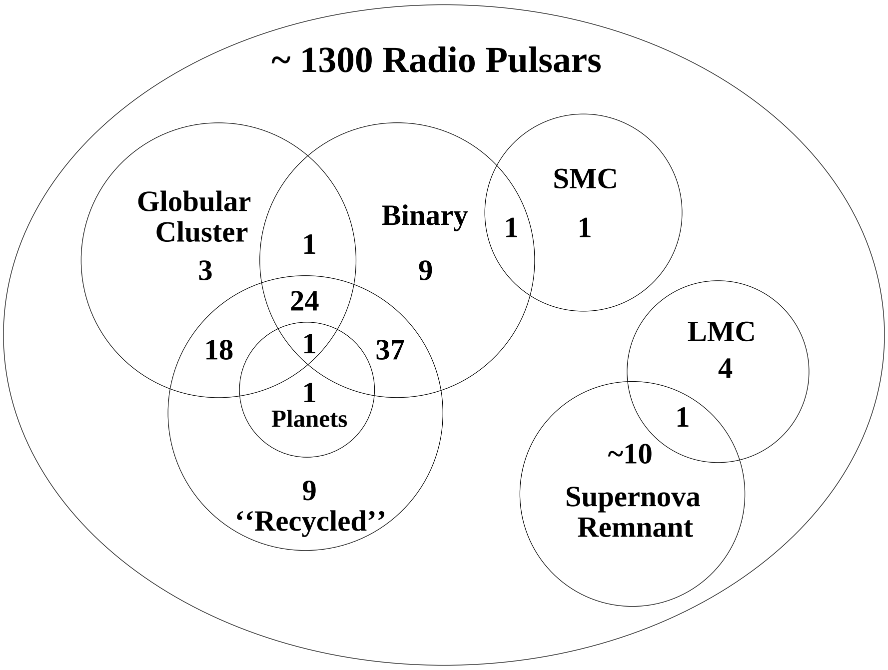


Figura 1.1: Divisione in genere e locazione delle Pulsar note. SMC e LMC indicano la piccola e la grande nube di magellano, rispettivamente ([69]).

coordinate galattiche.

1.1 Fenomenologia

Le Pulsar presentano caratteristiche peculiari, alcune delle quali però possono variare anche molto da oggetto ad oggetto. In generale, possiamo comunque individuare alcuni tratti generali che caratterizzano queste sorgenti:

1. Sono sorgenti molto deboli. Le densità di flusso misurate variano nel campione tra 0.1 e 5000 mJy (milli-Jansky, 1 mJy $\equiv 10^{-29}\,Wm^{-2}Hz^{-1}$) se osservate alla frequenza di 400 MHz;

2. Profili d'impulso sensibilmente differenti per forma ed intensità (in figura 1.3 possiamo vederne alcuni esempi). Il profilo d'impulso di una

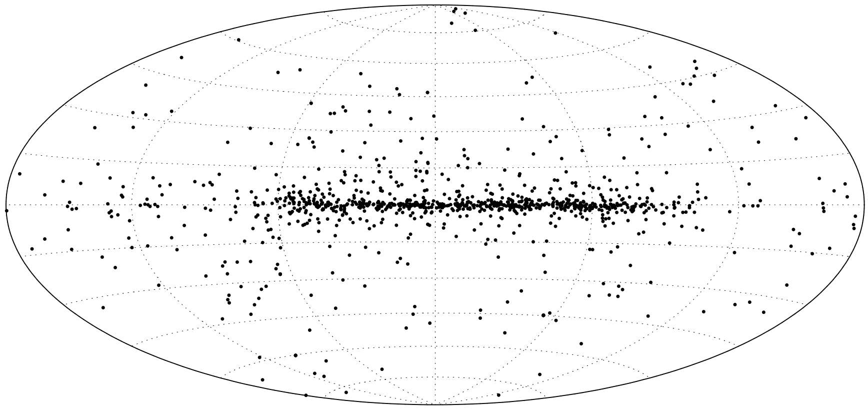


Figura 1.2: Distribuzione di 1026 Pulsar in coordinate galattiche. Il piano della galassia è la linea centrale orizzontale. Il punto centrale di tale linea è il centro galattico ([69]).

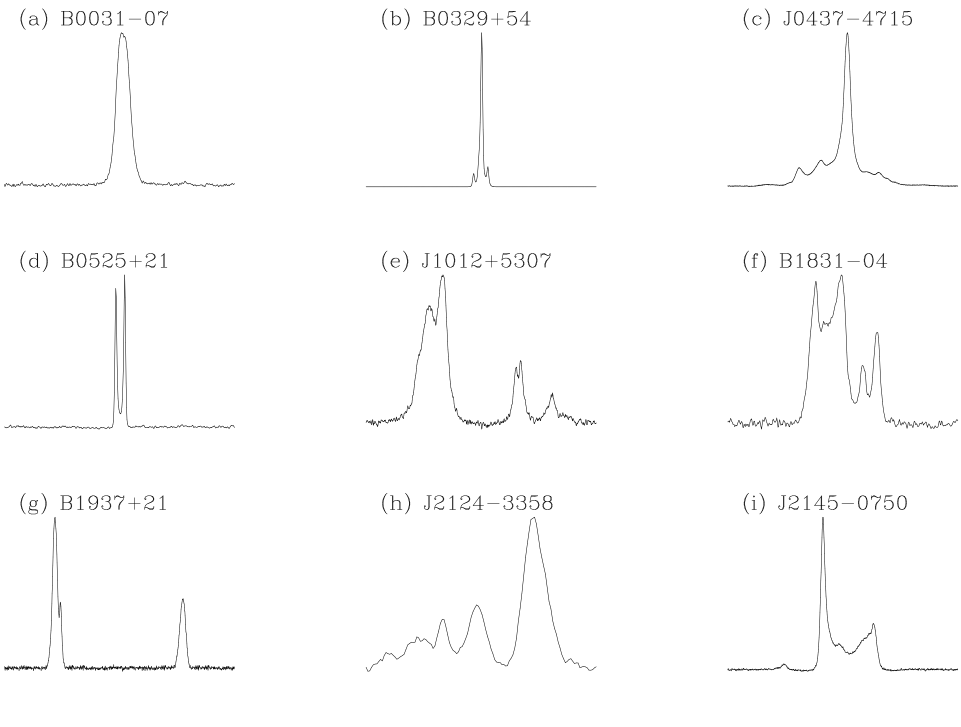


Figura 1.3: Vari profili di impulsi integrati.

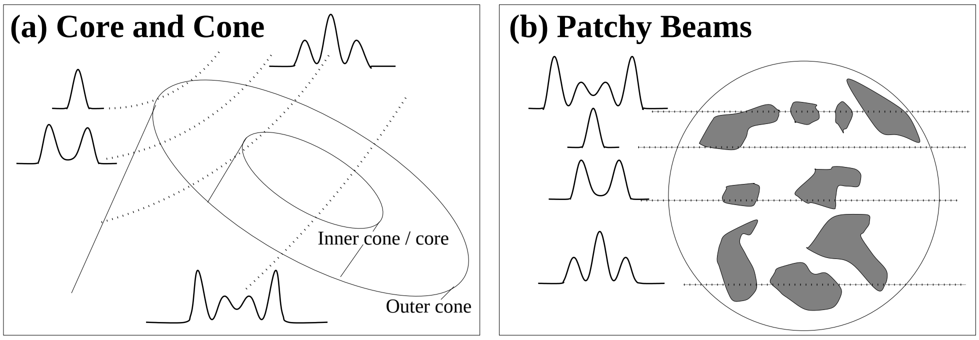


Figura 1.4: I due modelli per i sottoimpulsi. A sinistra il modello '*Core and Cone*', a destra il '*Patchy Beams*'.

Pulsar è stabile ad una certa frequenza, al punto da essere considerato una sorta di impronta digitale dell'emissione;

3. L'impulso presenta sovente varie componenti (figura 1.3), per spiegare la presenza delle quali vengono chiamati in causa due modelli tra loro contrastanti (figura 1.4): il modello *Core and Cone* (nucleo e cono), che descrive il cono di radiazione come il nucleo circondato da uno o più coni concentrici ([102]); il modello *Patchy Beams* (cono a macchie) descrive il fenomeno tramite una serie di regioni di emissione più o meno casualmente distribuite all'interno di un unico cono di emissione ([72] [48]). In entrambi i casi il periodico transito delle differenti regioni emittenti sotto la linea di vista determina le formazione di un impulso a più componenti;

4. L'indice spettrale dell'emissione di una Pulsar è molto ripido, normalmente compreso tra 1 e 3 ($S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$), con un valore medio valutato intorno ad $\alpha \sim 1.5$. Per la maggior parte delle Pulsar lo spettro si irripidisce a frequenze > 1 GHz; in rari casi esiste un picco tra 100 e 500 MHz, al di sotto del quale il flusso cresce con la frequenza. Tale andamento è probabilmente intrinseco al processo di emissione, piuttosto che legato all'assorbimento per Bremsstrahlung inverso nel gas circumstellare o ad effetti dissipativi del mezzo interstellare;

5. Forte polarizzazione lineare del segnale, in quanto osservato lungo una

linea del campo magnetico della Pulsar (vedere il modello di Rotatore Obliquo);

6. La luminosità delle Pulsar ha valori dell'ordine di $10^{20} \div 10^{24} watt$, troppo alta perchè la radiazione sia emessa tramite meccanismi incoerenti.

1.2 Fisica ed energetica dell'emissione delle Pulsar

Si è detto che la Pulsar costituiscono un sottogruppo nella famiglia delle Stelle di Neutroni. Ricordiamo che queste ultime costituiscono lo stadio finale della vita di stelle sufficientemente massive ($\sim 5 \div 20\, M_\odot$, dove $M_\odot$ indica un'unità di massa solare). La loro formazione si spiega nel contesto di eventi esplosivi (Supernova) che coinvolgono tutta la stella progenitrice (o gran parte di essa). Le Stelle di Neutroni risultano essere oggetti compatti che raggiungono densità medie dell'ordine di $\rho \geq 10^{14}\, gcm^{-3}$ entro un raggio di circa 10 km, che ricevono dal processo di formazione un aumento della velocità di rotazione (tipicamente i periodi alla nascita variano nell'intervallo $P_0 \sim 1 \div 10^{-3}\, sec$) e del campo magnetico (si creano momenti magnetici dell'ordine di $\mu \sim 10^{28} \div 10^{32}\, gauss\, cm^3$).

1.2.1 Il modello del rotatore obliquo

Sintetizziamo qui gli elementi di base del meccanismo di radiazione delle Pulsar, secondo il modello più accreditato, il *rotatore obliquo*.

Innanzitutto, consideriamo una Stella di Neutroni in rapida rotazione, e con un campo magnetico dipolare molto intenso (in genere valutato come $B \approx 10^{7.5} \div 10^{13}\, G$). Assumiamo inizialmente i due assi (asse magnetico e asse di rotazione) allineati tra loro, vedremo in seguito l'effetto dell'eventuale disallineamento. Rapida rotazione e campi magnetici elevati provocano la generazione di campi elettrici intensi all'interno della stella stessa, che soddisferanno l'equazione

$$\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}(\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{r}) \times \boldsymbol{B} = 0, \tag{1.1}$$

dove $\boldsymbol{\omega}$ è la velocità angolare della Stella di Neutroni, mentre $\boldsymbol{r}$ è la distanza dal suo centro (vedere figura 1.5). La 1.1 deriva dall'equazione di Ohm

$$\boldsymbol{J} = \sigma\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}(\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{r}) \times \boldsymbol{B}\right) \tag{1.2}$$

nell'ipotesi, sempre verificata nel caso di una Stella di Neutroni, che la conducibilità σ sia elevatissima.

Questi campi elettrici determinano naturalmente un cambiamento nella distribuzione di cariche ρ_e, le quali cercheranno un nuovo equilibrio seguendo la legge di Gauss:

$$\rho_e = \frac{1}{4\pi}\nabla \cdot \boldsymbol{E} = -\frac{1}{2\pi c}\boldsymbol{\omega} \cdot \boldsymbol{B}. \tag{1.3}$$

A questa distribuzione di cariche corrisponderà una densità numerica di carica $n_e = 7 \times 10^{-2} B_z P^{-1}$ *particelle*$/cm^3$, dove B_z è la componente di $\boldsymbol{B}$ lungo $\boldsymbol{\omega}$, e P il periodo di rotazione in secondi.

Le cariche, a causa della (1.3), saranno segregate. Troveremo perciò gli elettroni vicino ai poli della stella (dove $\boldsymbol{\omega} \cdot \boldsymbol{B} > 0$) e gli ioni positivi lungo il suo equatore. L'ordine di grandezza dei campi elettrici è:

$$|E| \cong |\frac{\omega R}{c} B| \approx \frac{2 \times 10^8}{P}\left(\frac{B}{10^{12}}\right) \quad \frac{volt}{cm} \tag{1.4}$$

con P in secondi e B in gauss.

Un campo elettrico così intenso provoca l'estrazione di elettroni e di ioni dalla superficie della stella,e si può dimostrare che il processo avviene con una maggiore efficienza ai poli. Si genera così una magnetosfera attorno alla Stella di Neutroni. Dopo una fase transitoria iniziale, durante la quale la regione si riempie di particelle cariche, nella magnetosfera interna si stabilisce un regime di co-rotazione (generato dalla elevatissima conducibilità σ del plasma) in cui le cariche si muovono solidalmente alla stella trascinate dalle linee di forza del campo magnetico. Questa co-rotazione di particelle persiste comunque

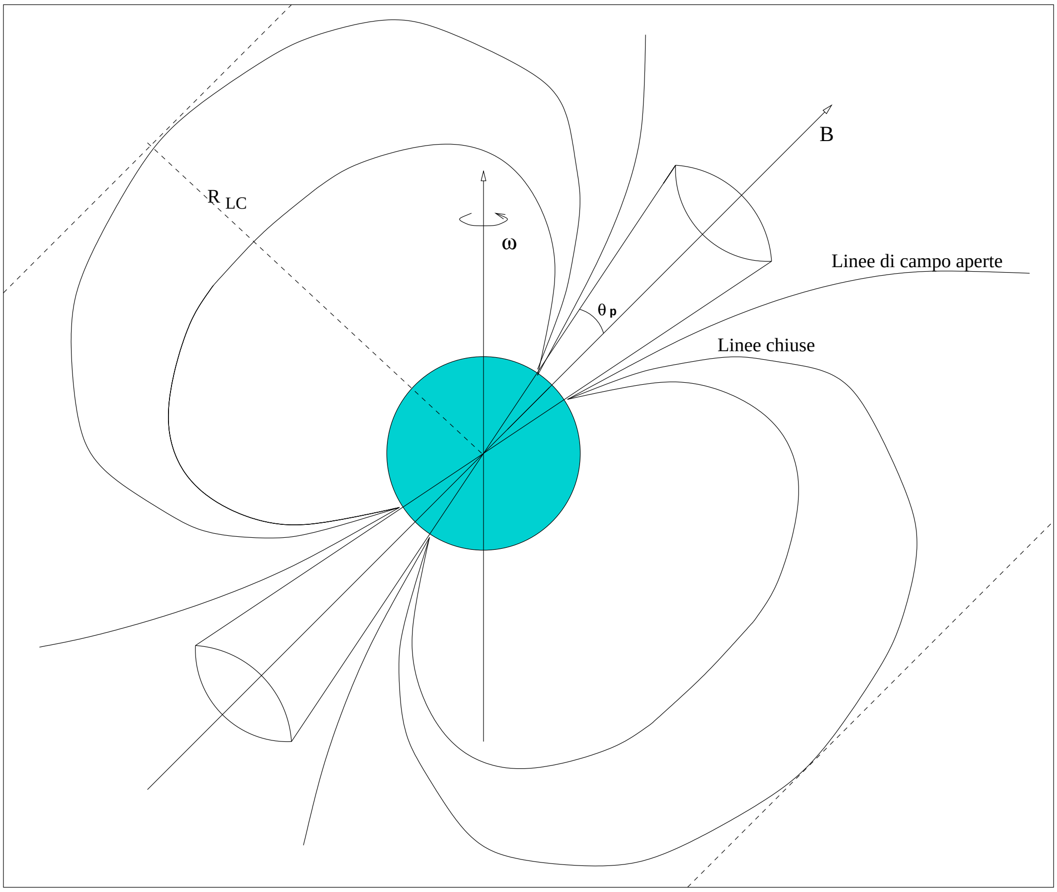


Figura 1.5: Schematizzazione del modello di rotatore obliquo per l'emissione pulsata delle Pulsar

soltanto entro una superficie cilindrica di raggio R_{LC} al di là della quale la velocità tangenziale sarebbe maggiore della velocità della luce c (R_{LC} sta appunto per raggio del *Light-Cylinder*, il cilindro-luce). Tale raggio è dato da:

$$R_{LC} = \frac{c}{\omega}. \tag{1.5}$$

Oltre questa superficie le linee di forza sono aperte, e la co-rotazione non è più possibile. Le particelle in moto lungo queste linee di forza saranno espulse verso lo spazio, e daranno origine alla radiazione della Pulsar. Si può stimare l'angolo critico θ_P entro il quale le linee di forza risultano aperte. Considerando la linea di forza tangente al cilindro-luce e ricavandone il corrispondente angolo di inclinazione, alla superficie della Stella di Neutroni troviamo (ricordando che per una linea di forza $\sin^2\theta/r = cost.$):

$$\frac{\sin^2\theta_P}{R} = \frac{\sin^2(90°)}{R_{LC}}, \tag{1.6}$$

da cui:

$$\sin^2\theta_P = \frac{R}{R_{LC}} = \frac{R\omega}{c}. \tag{1.7}$$

Questa è l'apertura del cono lungo il quale vengono 'emesse' le particelle cariche relativistiche che andranno a generare la radiazione da noi osservata.

Consideriamo ora un *rotatore obliquo* effettivo: assumiamo cioè che il campo magnetico non sia allineato con l'asse di rotazione della Stella di Neutroni. L'effetto è simile a quello di un faro: la regione di emissione ruoterà infatti con la Stella ed intersecherà solo periodicamente l'eventuale linea di vista di un osservatore. Il non allineamento degli assi complica la valutazione delle grandezza in gioco appena illustrata, ma i risultati rimangono sostanzialmente analoghi. Attualmente i meccanismi precisi di emissione non sono certi, molti modelli sono stati presentati per cercare di spiegare l'emissione delle Pulsar. In generale l'alta temperatura di brillanza delle Pulsar viene associata a processi collettivi di accelerazione di cariche in una regione sovrastante i poli magnetici della stella (modello del *Polar Gap*) o in una regione prossima al cilindro-luce (*Outer Gap*).

1.2.2 Energetica dell'emissione

Occupiamoci ora della energetica del processo di emissione radio. L'osservazione di un aumento progressivo del periodo di ripetizione degli impulsi suggerisce che sia la perdita di energia rotazionale (con conseguente rallentamento della Stella di Neutroni) ad alimentare il meccanismo di emissione nelle Pulsar.

Nel caso di un dipolo magnetico ruotante nel vuoto con un angolo α fra asse di rotazione e asse magnetico, la potenza emessa è:

$$W = \frac{2}{3}\frac{1}{c^3}\left(\frac{d^2\boldsymbol{m}}{dt^2}\right)^2 = \frac{2}{3}\frac{1}{c^3}\omega^4(\boldsymbol{m}_0\sin\alpha)^2 \tag{1.8}$$

dove $\boldsymbol{m}_0$ è il momento magnetico della Stella, $\boldsymbol{m}$ la sua componente sul piano equatoriale e α l'angolo tra gli assi magnetico e di rotazione. Se questa potenza viene irradiata a spese dell'energia cinetica della Stella possiamo scrivere:

$$\frac{2}{3}\frac{1}{c^3}\omega^4(\boldsymbol{m}_0 \sin\alpha)^2 = W = -\frac{dT}{dt} = -I\omega\dot{\omega} \tag{1.9}$$

in cui I è il momento d'inerzia della Stella e T la sua energia cinetica. Per valutare il rallentamento ricaviamo:

$$\dot{\omega} = -\frac{2}{3}\frac{1}{c^3}\omega^3\frac{(\boldsymbol{m}_0 \sin\alpha)^2}{I} \tag{1.10}$$

o altrimenti

$$P\dot{P} = -\frac{8\pi^2}{3c^3}\frac{(\boldsymbol{m}_0 \sin\alpha)^2}{I}. \tag{1.11}$$

Questo semplice modello di "dipolo magnetico nel vuoto" prevede un andamento del tipo $\dot{\omega} \propto \omega^n$ dove n viene chiamato *indice di frenamento*. Altri modelli indicano un andamento simile, ed in particolare ciò vale per il modello di rotatore obliquo presentato nel paragrafo precedente (con l'avvertenza di sostituire la dipendenza da $\sin\alpha$ con la dipendenza da $\cos\alpha$). Di conseguenza la misura di n risulta importante come test per i diversi modelli. Osservativamente n può essere ricavato tramite la:

$$n = \frac{\omega\ddot{\omega}}{\dot{\omega}^2}. \tag{1.12}$$

Occorre quindi la conoscenza di $\ddot{\omega}$, la cui misura è però difficoltosa ed è stata finora ottenuta solo per poche Pulsar, il ché ha sinora impedito di discriminare tra i vari modelli.

1.3 Grandezze fisiche derivate

Nel quadro della modellistica presentata, l'osservazione dell'andamento nel tempo del periodo di ripetizione degli impulsi permette di dedurre alcune interessanti grandezze fisiche relative alla Pulsar.

1.3.1 Distanza delle Pulsar

Diversamente dalla maggior parte degli oggetti astrofisici una stima qualitativa della distanza di una Pulsar può essere derivata da un effetto conosciuto come *dispersione dell'impulso*: il ritardo nei tempi di arrivo dell'impulso attraverso una banda di frequenza finita. La dispersione avviene perchè la velocità di gruppo della radiazione attraverso la componente ionizzata del mezzo interstellare è dipendente dalla frequenza: gli impulsi emessi a radiofrequenze più alte viaggiano più velocemente attraverso il mezzo interstellare, arrivando prima di quelle emesse a frequenze più basse. L'intervallo Δt tra i tempi di arrivo dell'impulso ad una frequenza alta ν_{alta} e ad una frequenza bassa ν_{bassa} è dato da:

$$\Delta t = 4150\, sec\ \times (\nu_{bassa}^{-2} - \nu_{alta}^{-2}) \times DM, \tag{1.13}$$

dove le frequenze sono espresse in MHz e la *misura di dispersione* DM ($cm^{-3}\ pc$) è la colonna di elettroni liberi (numero di elettroni lungo la linea di vista) integrata lungo la linea di vista:

$$DM = \int_0^d n_e\, dl. \tag{1.14}$$

Qui d è la distanza della Pulsar (in parsec) ed n_e la densità di elettroni liberi (cm^{-3}). Dalle precedenti equazioni è ovvio che dalla conoscenza del ritardo conosciamo la DM (Pulsar più lontane hanno colonne di elettroni più alte, e quindi DM più elevate) e quindi, da un modello di distribuzione galattica di densità di elettroni possiamo ricavarci la distanza della Pulsar.

Il modello di densità di elettroni è calibrato per una Pulsar a partire da stime della distanza indipendenti, che possono basarsi su tre principali metodi: assorbimento di idrogeno neutro, parallasse trigonometrico (misurato con interferometri o con tecniche concernenti i tempi di arrivo del segnale) e dall'associazione della Pulsar con altri oggetti di cui si conosce la distanza (resti di Supernova, Ammassi Globulari e Nubi di Magellano). Il modello tutt'ora utilizzato per la densità elettronica ([126]) permette di valutare le distanze con un'incertezza del 30% circa. Lo sviluppo di modelli sempre più raffinati è tutt'ora in atto.

1.3.2 Età delle Pulsar

Dalla conoscenza di P e di $\dot{P}$ si può fare una stima dell'età delle Pulsar. Se si assume una relazione come la (1.11) che connetta il periodo alla sua derivata il calcolo è immediato:

$$\dot{P} = \frac{dP}{dt} = aP^{-1} \tag{1.15}$$

e quindi:

$$\int_{P_0}^{P} PdP = a \int_0^{\tau} dt. \tag{1.16}$$

Se si suppone che le Pulsar siano nate con periodi piccoli rispetto a quelli misurati oggi, possiamo considerare $P_0 \approx 0$ ricavando una età (detta età caratteristica τ):

$$\tau \approx \frac{P^2}{2a} = \frac{P}{2\dot{P}} \tag{1.17}$$

misurabile sperimentalmente.

Più in generale l'età caratteristica relativa ad un modello di emissione è:

$$\tau = \frac{P}{(n-1)\dot{P}}, \tag{1.18}$$

dove n è l'indice di frenamento relativo al modello considerato.

1.3.3 Campo magnetico superficiale

Utilizzando ancora la (1.9), scrivendo però il momento magnetico in funzione del campo magnetico $\boldsymbol{B}$ e del raggio della Stella R, ed assumendo $\sin\alpha = 1$ possiamo determinare il campo magnetico alla superficie dalla conoscenza di P e $\dot{P}$:

$$B = \left(\frac{3c^3}{8\pi^2}\frac{I}{R^6}P\dot{P}\right)^{1/2}. \tag{1.19}$$

1.3.4 Il diagramma B-P

I valori del campo magnetico superficiale e del periodo (o equivalentemente P e $\dot{P}$) possono essere visualizzati su un piano cartesiano che viene considerato

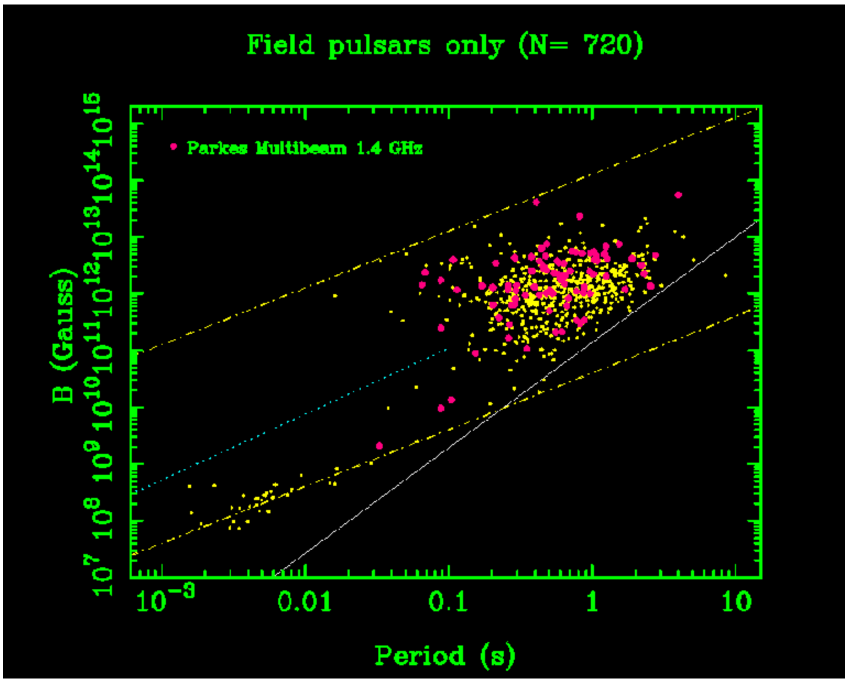


Figura 1.6: Diagramma B-P per le Pulsar. Si notano la *linea di morte* (tratteggiata, in grigio) e la *linea di accelerazione* (a puntini, in azzurro). Le linee a tratti e punti (in giallo) indicano invece la relazione $\tau = P/2\dot{P}$ per due età caratteristiche: il tempo di Hubble (10^{10} anni, in basso) e 10^3 anni, in alto.

l'equivalente per le Pulsar del diagramma Colore-Magnitudine per le stelle normali. Su di esso si può seguire l'evoluzione di una Pulsar, dalla sua nascita con periodo piccolo attraverso il rallentamento e progressivo spegnimento fino all'eventuale riciclaggio e riaccensione. Il diagramma è riportato in figura 1.6; in esso sono indicate 3 diverse linee il cui significato verrà esposto nella prossima sezione.

Molte delle Pulsar presenti in figura 1.6 sono cosiddette '*normali*', nel senso che i loro periodi di impulso P sono dell'ordine del secondo e rallentano con tassi $\dot{P} \approx 10^{-15}$ s/s, il che implica la presenza di campi magnetici dell'ordine di $10^{11} \div 10^{13}$ gauss. Una popolazione a parte è invece quella delle cosiddette *Pulsar al millisecondo*. Esse, riconoscibili nel diagramma B-P (figura 1.6) nella parte in basso a sinistra, hanno periodi tra pochi millisecondi e alcune decine di millisecondi, mentre i tassi di rallentamento sono $\dot{P} \leq 10^{-19}$ s/s (corrispondenti a campi magnetici $< 10^9$ gauss). La prima

Pulsar scoperta di questa categoria, la PSR B1937+21 ([6]), rimane tutt'ora quella con il periodo minore, $P = 1.558$ ms. Alcune importanti caratteristiche delle Pulsar al millisecondo sono qui elencate ([99]):

1. Periodi corti ($P < 10 \div 20$ ms);
2. Campi magnetici di intensità molto inferiore rispetto alla popolazione normale, compresi tra 10^7 e 10^9 G;
3. Alta frequenza di appartenenza a sistemi binari ($\geq 70\%$ contro $\sim$ 1% delle Pulsar ordinarie);
4. Una velocità tridimensionale media di $\sim$ 130 km/sec, circa quattro volte più lente delle normali Pulsar; gli oggetti isolati appaiono leggermente più lenti degli oggetti appartenenti a sistemi binari;
5. Direzione del moto arbitraria, a differenza delle Pulsar ordinarie le quali si allontanano dal disco Galattico. E' un chiaro segno di popolazione stellare vecchia.
6. Età caratteristiche τ_c molto elevate. In una decina di oggetti questa età supera addirittura il tempo di Hubble ($\sim 10^{10}$) anni;
7. Luminosità radio leggermente minori rispetto alle Pulsar ordinarie;
8. La larghezza d'impulso risulta in media circa il 21% dell'intero periodo (contro il 3% delle Pulsar ordinarie);
9. indice spettrale analogo a quello delle Pulsar ordinarie.

1.4 Storia di una Pulsar

Percorreremo in questo paragrafo la storia di una Pulsar, dalla sua nascita al suo spegnimento, fino alla sua eventuale riaccensione come Pulsar al millisecondo.

1.4.1 Pulsar nate da stelle singole

Le Pulsar sono Stelle di Neutroni e come tali nascono o a causa del collasso del nucleo di una stella evoluta, o a seguito del superamento della massa limite di Chandrasekar da parte di una nana bianca in accrescimento in un sistema binario. La conservazione del momento angolare durante il collasso porta la Stella di Neutroni ad elevati regimi rotazionali. Processi fisici ancora non del tutto chiari ([14] [121]) determinano nel contempo l'instaurarsi di campi magnetici intensi e quindi la nascente Stella di Neutroni, una volta liberatasi dalla materia circostante, può cominciare ad emettere come Radiopulsar.

Da una analisi dell'equazione (1.19 vediamo che finchè il campo magnetico si mantiene costante la Pulsar invecchia, aumentando il suo periodo e muovendosi sul diagramma B-P lungo una linea orizzontale verso destra. Questo spostamento prosegue fino a quando il campo magnetico ed il periodo sono in grado di sostenere il meccanismo di emissione radio. Lo spegnimento del meccanismo di emissione avviene quando la Pulsar oltrepassa una linea sul diagramma B-P, detta *death line* (linea della morte). Il posizionamento di questa linea sul diagramma dipende dal modello scelto per l'elettrodinamica della Pulsar, risulta perciò più corretto parlare di una *valle della morte* ([27]). Anche i risultati più recenti non si discostano comunque apprezzabilmente dalle prime stime ([110] [123]) che predicevano una dipendenza del tipo:

$$\frac{B}{10^{12}} P^{-2} = 0.2. \tag{1.20}$$

Si noti come la maggior parte delle Pulsar a noi note si addensi proprio nei pressi della linea di morte: questo è dovuto al fatto che il tratto orizzontale del diagramma è percorso velocemente dalla stella. Questo "invecchiamento precoce" è dovuto ai valori molto alti dei campi magnetici e molto bassi dei periodi delle Pulsar appena formate, che quindi secondo la (1.20) rallentano molto rapidamente.

Qualora il campo magnetico dovesse per qualche ragione decadere, l'invecchiamento avverrebbe a velocità anche maggiori; tuttora comunque non vi sono evidenze osservative che il campo magnetico decada sensibilmente entro un lasso di tempo di 100 Milioni di anni, tempo più che sufficiente affinchè una Pulsar oltrepassi la *linea della morte*.

1.4.2 Pulsar nate in sistemi binari

Le tabelle 1.2 e 1.3 riportano le caratteristiche dei sistemi di questo tipo noti nel Disco Galattico. Il modello per la nascita e l'evoluzione di una Pulsar è stato sviluppato negli anni da vari autori (si rimanda ai riferimenti [1],[37],[13],[114],[11]), ed è illustrato in figura 1.7. Il modello comincia considerando un sistema binario, nel quale si forma una Stella di Neutroni in seguito all'esplosione di Supernova della stella inizialmente più massiva, la quale quindi percorre la sua evoluzione più rapidamente della compagna. A questo punto il teorema del viriale ci dice che, se più di metà della massa presupernova è espulsa dal sistema durante l'esplosione, allora il sistema binario si spezza. I sistemi binari che sopravvivono, ricevono comunque una spinta impulsiva chiamata di *kick*. Vi è una alta probabilità che il sistema venga distrutto durante l'esplosione, e questo spiega il perchè del basso numero di Pulsar normali (non al millisecondo) in sistemi binari.

A questo punto, la Stella di Neutroni può essere osservata come Pulsar normale per circa 10^7 anni, durante i quali subirà un rallentamento nella rotazione, come abbiamo visto nel caso di una Pulsar nata da una stella singola; proprio come in quel caso essa si avvierà progressivamente verso lo spegnimento, che avverrà quando essa attraverserà la *linea di morte* sul diagramma B-P (figura 1.6).

Nei sistemi binari rimasti legati la vecchia Pulsar rallentata fino allo spegnimento può ricevere nuovo 'carburante' per riaccendere l'emissione radio. Questo accade se l'emissione della compagna la porta a perdere massa, ad esempio durante una fase di emissione di vento di plasma o in seguito ad una espansione della stella con conseguente riempimento del Lobo di Roche. La materia perduta dalla compagna può accrescere sulla Stella di Neutroni, cedendole momento angolare e provocandone quindi la riaccelerazione. Si può vedere sul diagramma B-P (figura 1.6) come, grazie alla riaccelerazione

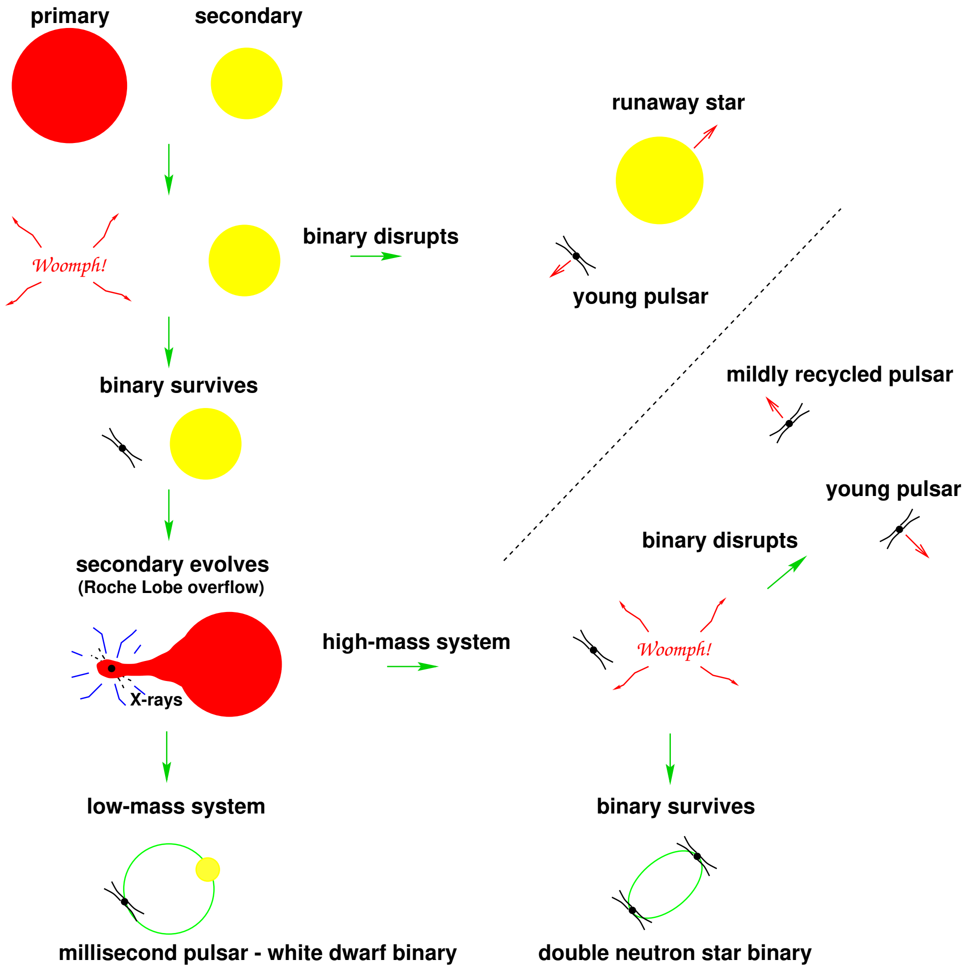


Figura 1.7: Scenario che mostra la nascita di vari tipi di Pulsar: isolate, binarie con Nane Bianche, binarie con Stelle di Neutroni, binarie con stelle di sequenza principale

la Stella di Neutroni possa riuscire a riattraversare la *linea di morte*, riaccendendosi come Pulsar. Una Pulsar riaccesa in questo modo viene definita come 'riciclata'. Durante la fase di accrescimento viene prodotta radiazione X dalla materia in caduta sulla Stella di Neutroni, ed il sistema può essere osservato come Sistema Binario X. La discontinuità dell'accrescimento sulla Stella di Neutroni può provocare dei periodici spegnimenti seguiti da repentine riaccensioni della radiazione X, e questo fenomeno classifica gli oggetti che lo subiscono come Transienti-X ([19]).

Nel caso in cui le compagne siano abbastanza massive (in sistemi detti

HMXB: High-Mass X-Binary) da esplodere a loro volta come Supernovae, una seconda Stella di Neutroni si formerà nel sistema binario (quando questo dovesse naturalmente sopravvivere alla seconda esplosione) ed il sistema diverrà un sistema a doppia Stella di Neutroni. Un esempio di questo tipo è la PSR B1913+16 (vedere [50]), in cui appunto la PSR B1913+16 sarebbe la vecchia Stella di Neutroni che ha accresciuto materia dalla compagna poi esplosa. Finora non si sono trovati sistemi nei quali anche la seconda Stella di Neutroni sia osservata come Pulsar. I motivi possono essere molti, tra i quali il fatto che la direzione del cono di radiazione della seconda pulsar possa non essere indirizzato verso di noi.

Se la compagna invece non dovesse possedere la massa necessaria all'evoluzione in supernova (nel qual caso il sistema è classificato LMXB: Low-Mass X-Binary), essa continuerà l'accrescimento per molto più tempo, eventualmente 'evaporando' tutto il suo involucro esterno mentre il nucleo si trasforma in una Nana Bianca. In questi sistemi la quantità di massa trasferita sulla Stella di Neutroni è molto più grande rispetto ai sistemi LMXB e quindi in questi sistemi la "riaccelerazione" può spingere l'oggetto compatto fino a regimi rotazionali rapidissimi, con $P < 10\,ms$. Quello che si genera è quindi un sistema binario formato da una Nana Bianca e da una Pulsar al millisecondo.

1.4.3 Dai sistemi LMXB alle Millisecond Pulsars

Descriviamo ora più in dettaglio il modello di recycling (riciclaggio) tramite il quale Pulsar vecchie ed ormai spente (che hanno superato la *linea di morte*), appartenenti a sistemi in cui la compagna è una stella poco massiva, possono essere riaccelerate fino a riaccendersi come Pulsar con periodi molto piccoli, dell'ordine di pochi millisecondi (appunto, *millisecond Pulsar*).

Torniamo un attimo indietro. Riepilogando tutte le tappe che una Stella di Neutroni deve superare per diventare una *millisecond Pulsar*. Queste fasi sono:

1. **fase di Ejector**

2. **fase di Propeller**
3. **Accrescimento**
4. **Riaccensione**
5. **Evaporazione**

Ejector

Questa fase è quella in cui la Stella di Neutroni appena formata emette come Pulsar normale. Essa dura finchè il rallentamento dovuto all'emissione non costringe la Stella di Neutroni ad oltrepassare la *linea di morte* sul diagramma B-P. In questa fase la materia circumstellare, che tenderebbe a cadere sulla Stella, viene tenuta a debita distanza dalla pressione esercitata dal vento di particelle e radiazione emesso dalla Pulsar.

Propeller

Quando il processo di emissione diviene meno energetico, la materia fluente dalla compagna non è più fermata dalla pressione della Pulsar e comincia a cadere verso la Stella di Neutroni. In questa fase però la velocità di rotazione della Stella è ancora maggiore rispetto a quella con la quale la materia le ruoterebbe attorno secondo orbite repulsive. Si crea quindi un processo per il quale la materia in caduta viene accelerata verso l'esterno, e la Stella di Neutroni continua a perdere momento angolare, rallentando.

Accrescimento

Quando la compagna comincia ad evolversi oltre il Lobo di Roche e ad espellere materia verso la Stella di Neutroni, quest'ultima riguadagna momento angolare accrescendo dal disco di materia che le si forma attorno. L'accelerazione prosegue fino a che la velocità della Pulsar non uguaglia quella delle particelle sul bordo interno del disco di accrescimento. Ne risulta così un periodo minimo oltre il quale la Stella non viene riaccelerata. Nel diagramma B-P la Stella di Neutroni si trova a questo punto sulla *linea di riaccelerazione*. Durante questa fase anche il campo magnetico decresce, secondo modalità non ancora chiare e tutt'ora oggetto di studio (per una recente rassegna si veda [28]). E' la fase in cui l'oggetto può essere osservato come LMXB.

Riaccensione

Quando l'accrescimento ha termine, i valori di B e P possono essere tali da porre la Stella di Neutroni di nuovo a sinistra della *linea di morte*. Allora essa si riattiva come Pulsar. Il periodo di rotazione molto rapido la classifica come *millisecond Pulsar*.

Evaporazione

Secondo il modello esposto, tutte le Pulsar al millisecondo dovrebbero trovarsi in sistemi binari. In realtà (vedere tabella 1.1) se ne conoscono 9 isolate. Per spiegare la presenza di questi oggetti è spesso invocata una ulteriore fase evolutiva definita di "evaporazione" della compagna nei sistemi in cui la radiazione della Pulsar determina una progressiva evaporazione della Nana Bianca fino alla sua totale scomparsa.

1.5 Pulsar negli Ammassi Globulari

Nella tabella 1.4 sono elencate le Pulsar finora scoperte negli Ammassi Globulari. La prima evidente differenza rispetto alla popolazione di Pulsar che troviamo nel disco della Galassia è il fatto che tutte queste sorgenti (al più con l'eccezione di una) sono Pulsar al Millisecondo. Ciò lascia intuire il ruolo fondamentale che deve avere avuto l'evoluzione in sistemi binari per questo tipo di oggetti. E non è perciò sorprendente che, tra le loro caratteristiche peculiari vi sia una incidenza di sistemi binari assai più alta che non tra le

Pulsar nel disco Galattico. Inoltre, questi sistemi binari hanno normalmente periodi orbitali più corti ($P_b \sim 0.07 \div 6\,giorni$, con soli due sistemi oltre i 10 *giorni*: PSR B1310+18 e PSR B1620-26) rispetto a quelli dei sistemi binari nel disco Galattico (P_b raggiunge e supera spesso i 10 *giorni*, e si trovano sistemi con periodi superiori al centinaio di giorni). Visto che la massa totale in questi sistemi (dominata dalla massa della pulsar) è usualmente sempre circa pari ad un paio di masse solari, come conseguenza dei più brevi periodi orbitali, anche le orbite sono più strette per i sistemi binari in Ammassi Globulari (semiasse maggiore proiettato $x \sim 0.04 \div 3\,secondi - luce$ contro $x \sim 1 \div 50\,secondi - luce$ per i sistemi nel disco Galattico).

Queste caratteristiche sono spiegabili in quanto la densità stellare in un Ammasso Globulare è molto più alta rispetto al disco Galattico. Questa alta densità stellare fa sì che eventuali Stelle di Neutroni possano con una certa facilità interagire con sistemi binari o stelle solitarie dell'Ammasso Globulare, dando vita a nuovi sistemi binari: la Stella di Neutroni può "catturare" gravitazionalmente un'altra stella costringendola ad orbitarle intorno, oppure può prendere il posto di una delle due stelle di un sistema binario con cui entra in interazione. Una volta entrata a far parte di un sistema binario, la stella di Neutroni (che, se isolata, non sarebbe mai più rinata come Pulsar) può venire "riciclata" secondo i meccanismi spiegati nel precedente paragrafo e riapparire quindi come Pulsar al Millisecondo. In pratica in seno ad un Ammasso Globulare una stella di Neutroni isolata vanta molte più probabilità di tornare a brillare come radiopulsar rispetto a quanto le succederebbe se fosse nel disco della Galassia.

Naturalmente, eventi interazioni gravitazionali simili a quelli su descritti possono anche portare al disgregamento di sistemi binari contenenti stelle di neutroni. Il tasso di formazione rimane comunque alto rispetto al piano Galattico, in cui le Pulsar isolate, come detto, molto difficilmente acquistano compagne durante la loro esistenza.

L'analisi della popolazione di Pulsar negli Ammassi Globulari è molto importante anche per lo studio dell'evoluzione e della dinamica degli Ammassi stessi. L'alto numero di Pulsar scoperte nell'ammasso Tucanae 47 è in accordo con il fatto che esso si trovi in una fase evolutiva chiamata *Core Collapse* (collasso del nucleo) nella quale la massa stellare di cui è composto tende a concentrarsi verso il centro, aumentando la densità stellare e quindi eventualmente il tasso di nascita di Pulsar al Millisecondo.

Si presume che l'ammasso supererà questa fase di collasso e tornerà in futuro ad espandersi: a quel punto anche il tasso di nascita delle Pulsar al Millisecondo dovrebbe rallentare. Attorno a questi argomenti permangono peraltro molte incertezze e lo studio della distribuzione delle Pulsar a Millisecondo in un Ammasso (distribuzione che dovrebbe essere più concentrata rispetto a quella delle stelle normali dell'ammasso, che sono nettamente meno massicce) permette appunto di indagare il profilo di densità dell'ammasso stesso e la profondità della sua buca di potenziale gravitazionale. Per una rassegna di questi argomenti si rimanda ai lavori di S.R. Kulkarni & S.B. Anderson ([61]), A. Lyne ([77]), F.A. Rasio, E.D. Pfahl & S. Rappaport ([106]) e F.A. Rasio, M. Fregeau & K.J. Joshi ([107]).

1.6 Perchè studiare le Pulsar al millisecondo?

Le Pulsar al millisecondo sono molto importanti in alcuni campi di studio. Essendo oggetti compatti relativistici, studiarne la struttura e conoscere i limiti a cui può arrivare un tale oggetto prima di disgregarsi sarebbe molto interessante. Per questo si sta cercando di trovare il Periodo minimo di rotazione di una Pulsar. La ipotetica esistenza di *Sub-millisecond Pulsars* (Pulsar con periodo minore al millisecondo) sembrerebbe assicurata dalla teoria, ma la mancata osservazione di tali oggetti mette qualche dubbio in merito, sebbene questo tipo di Pulsar sia comunque molto raro e di difficile osservazione ([99] [18]).

Anche lo studio degli Ammassi Globulari è fortemente legato alle Pulsar al millisecondo. La popolazione di Pulsar in un Ammasso, infatti, è correlata all'evoluzione dell'Ammasso stesso, e la conoscenza precisa del tipo di popolazione di un Ammasso può essere decisivo nella discriminazione tra vari modelli evolutivi di Ammassi Globulari ([61] [106] [107]).

Le Pulsar, in aggiunta, possono essere utilizzate per lo studio delle onde gravitazionali. Considerate tra i più precisi orologi esistenti, esse possono essere poste ad una estremità di un ipotetico braccio la cui altra estremità sia il baricentro del sistema solare. Il passaggio di un'onda gravitazionale provocherebbe così un cambiamento nella frequenza di rotazione osservata proporzionale all'ampiezza dell'onda. Già sono stati ottenuti preziosi risultati, ma anche in questo campo la ricerca non può considerarsi conclusa ([69]).

Name	P	$\log(\tau_c)$	$\log(B)$	d	v_t	Ref.
	ms			kpc	km/s	
J0030+0451	4.865	9.9	8.3	0.23	<65	[66]
J0711−6830	5.491	10.4	8.2	1.04	139	[10],[131]
J1024−0719	5.162	9.7	8.5	0.35	45	[10],[131]
J1730−2304	8.123	9.9	8.6	0.51	53	[67],[131]
J1744−1134	4.075	9.9	8.3	0.17	20	[10],[131]
B1937+21	1.558	8.4	8.6	9.65	22	[6],[55]
J2124−3358	4.931	9.9	8.4	0.25	67	[10],[131]
J2235+1506	59.767	10.0	9.4	1.15	98	[20]
J2322+2057	4.808	10.2	8.2	0.78	89	[93],[23]

Tabella 1.1: Parametri delle 9 Pulsar al millisecondo isolate (non appartenenti a sistemi binari) al momento conosciute nel disco Galattico. Vengono elencati Periodo di rotazione, l'età caratteristica τ_c in scala logaritmica ed il campo magnetico superficiale B, la distanza d e la velocità dedotta con valutazioni sul moto proprio o con altri metodi dove possibile. Riferimenti per ogni Pulsar rimandano a letteratura in merito.

Name	P	$\log(\tau_c)$	$\log(B)$	d	v_t	P_b	x	e	m_2	Ref.
	ms			kpc	km/s	days	s		$M_\odot$	
J1141−6545	393.898	6.2	12.1	3.20	?	0.20	1.86	0.17	1.0	[56]
B1259−63	47.762	5.5	11.5	4.60	?	1236.72	1296.58	0.87	10.0	[51],[52]
J1518+4904	40.935	10.3	9.0	0.70	27	8.63	20.04	0.25	1.3	[94],[95]
B1534+12	37.904	8.4	10.0	0.68	80	0.42	3.73	0.27	1.3	[138],[122]
J1740−3052	570.309	5.5	12.6	10.8	?	231.03	756.91	0.58	16	[87]
J1811−1736	104.182	8.9	10.1	5.94	?	18.77	34.78	0.83	0.7	[79]
B1820−11	279.828	6.5	11.8	6.26	?	357.76	200.67	0.79	0.7	[73],[98]
B1913+16	59.030	8.0	10.4	7.13	100	0.32	2.34	0.62	1.4	[124],[125]
B2303+46	1066.371	7.5	11.9	4.35	?	12.34	32.69	0.66	1.2	[74],[135]

Tabella 1.2: Parametri delle Pulsar binarie ad alta eccentricità del disco Galattico. Vengono elencati Periodo di rotazione, l'età caratteristica τ_c in scala logaritmica ed il campo magnetico superficiale B, la distanza d, la velocità dedotta con valutazioni sul moto proprio o con altri metodi dove possibile, il Periodo orbitale P_b, la proiezione del semiasse maggiore x in secondi luce, l'eccentricità e la massa della compagna m_2. Riferimenti per ogni Pulsar rimandano a letteratura in merito.

Name	P	$\log(\tau_c)$	$\log(B)$	d	v_t	P_b	x	e	m_2	Ref.
	ms			kpc	km/s	days	s		$M_\odot$	
J0034−0534	1.877	9.9	7.9	0.98	71	1.59	1.44	< 0.00002	0.1	[9]
J0218+4232	2.323	8.7	8.6	5.85	?	2.03	1.98	< 0.00002	0.2	[89]
J0437−4715	5.757	9.7	8.5	0.18	121	5.74	3.37	0.000019	0.1	[53]
J0613−0200	3.062	9.7	8.2	2.19	77	1.20	1.09	0.000007	0.1	[67],[131]
J0621+1002	28.854	10.1	9.0	1.88	?	8.31	12.03	0.0025	0.5	[24]
B0655+64	195.671	9.7	10.1	0.48	32	1.03	4.13	0.000008	0.7	[54],[134]
J0751+1807	3.479	9.8	8.2	2.02	?	0.26	0.40	> 0.0	0.1	[81]
B0820+02	864.873	8.1	11.5	1.43	35	1232.47	162.15	0.011868	0.2	[85],[134]
J1012+5307	5.256	9.8	8.4	0.52	102	0.60	0.58	< 0.0000008	0.1	[90],[65]
J1022+1001	16.453	9.8	8.9	0.60	> 50	7.81	16.77	0.000098	0.7	[24],[59]
J1045−4509	7.474	10.0	8.5	3.25	52	4.08	3.02	0.000024	0.2	[67],[131]
J1157−5114	43.589	9.7	9.4	1.88	?	3.51	14.29	0.00040	1.2	[33]
J1232−6501	88.282	9.2	9.9	10.00	?	1.86	1.61	0.00011	0.1	[26]
B1257+12	6.219	9.5	8.6	0.62	281		planetary system			[139],[140]
J1435−6100	9.348	9.8	8.7	3.25	?	1.35	6.18	0.00001	0.9	[26]
J1454−5846	45.249	9.0	9.8	3.32	?	12.42	26.52	0.0019	0.9	[26]
J1455−3330	7.987	9.9	8.5	0.74	100	76.17	32.36	0.000170	0.3	[67],[131]
J1603−7202	14.842	10.2	8.7	1.64	27	6.31	6.88	> 0.0	0.3	[68],[131]
J1640+2224	3.163	10.2	8.0	1.18	76	175.46	55.33	0.0008	0.3	[141]
J1643−1224	4.622	9.7	8.4	4.86	159	147.02	25.07	0.000506	0.1	[67],[131]
J1713+0747	4.570	10.0	8.3	0.89	27	67.83	32.34	0.000075	0.3	[38],[21]
J1757−5322	8.870	9.7	8.7	1.36	?	0.45	2.09	0.000004	0.6	[33]
B1800−27	334.415	8.5	10.9	3.62	?	406.78	58.94	0.000507	0.1	[51]
J1804−2717	9.343	9.5	8.8	1.17	?	11.13	7.28	0.000035	0.2	[68]
J1810−2005	32.822	9.6	9.3	4.04	?	15.01	11.98	0.000025	0.3	[26]
B1831−00	520.954	8.8	10.9	2.63	?	1.81	0.72	> 0.0	0.1	[32]
B1855+09	5.362	9.7	8.5	1.00	29.2	12.33	9.23	0.000022	0.2	[112],[55]
J1904+0412	71.095	10.1	9.4	4.01	?	14.93	9.63	0.00022	0.2	[26]
J1911−1114	3.626	0.0	0.0	1.59	183	2.72	1.76	> 0.0	0.1	[68],[131]
B1953+29	6.133	9.5	8.6	5.39	98	117.35	31.41	0.00033	0.2	[15],[141]
B1957+20	1.607	9.4	8.1	1.53	190	0.38	0.09	> 0.0	0.02	[42],[5]
J2019+2425	3.935	10.4	8.0	0.91	83	76.51	38.77	0.000111	0.3	[93],[96]
J2033+1734	5.949	9.9	8.4	1.38	?	56.31	20.16	0.00013	0.2	[108]
J2051−0827	4.509	9.7	8.4	1.28	14	0.10	0.05	> 0.0	0.03	[115],[131]
J2129−5721	3.726	9.5	8.4	2.55	56	6.63	3.50	> 0.0	0.1	[68],[131]
J2145−0750	16.052	10.3	8.6	0.50	38	6.84	10.16	0.000019	0.4	[9],[131]
J2229+2643	2.978	10.4	7.9	1.43	113	93.02	18.91	0.00026	0.1	[141]
J2317+1439	3.445	10.6	7.9	1.89	68	2.46	2.31	> 0.0	0.2	[20],[22]

Tabella 1.3: Parametri delle 38 Pulsar binarie a bassa eccentricità attualmente conosciute nel disco Galattico. Vengono elencati Periodo di rotazione, l'età caratteristica τ_c in scala logaritmica ed il campo magnetico superficiale B, la distanza d, la velocità dedotta con valutazioni sul moto proprio o con altri metodi dove possibile, il Periodo orbitale P_b, la proiezione del semiasse maggiore x in secondi luce, l'eccentricità e la massa della compagna m_2. Riferimenti per ogni Pulsar rimandano a letteratura in merito.

PSR	P (ms)	Cluster	d (kpc)	P_b (days)	x (s)	e	m_2 $M_\odot$	Ref.
J0023−7204C	5.757	47 Tuc	4.5					[25],[39]
J0024−7204D	5.358	47 Tuc	4.5					[25],[39]
J0024−7205E	3.536	47 Tuc	4.5	2.26	1.98	0.0003	0.2	[25],[39]
J0024−7204F	2.624	47 Tuc	4.5					[25],[39]
J0024−7204G	4.040	47 Tuc	4.5					[25],[39]
J0024−7204H	3.210	47 Tuc	4.5	2.36	2.15	0.07	0.2	[25],[39]
J0024−7204I	3.485	47 Tuc	4.5	0.23	0.04	< 0.001	0.01	[25],[39]
J0023−7203J	2.101	47 Tuc	4.5	0.12	0.04	< 0.0002	0.02	[25],[39]
J0024−7204L	4.346	47 Tuc	4.5					[25],[39]
J0023−7205M	3.677	47 Tuc	4.5					[25],[39]
J0024−7204N	3.054	47 Tuc	4.5					[25],[39]
J0024−7204O	2.643	47 Tuc	4.5	0.14	0.05	< 0.004	0.02	[25],[39]
J0024−72P	3.643	47 Tuc	4.5	0.14	0.04	> 0.0	0.02	[25]
J0024−7204Q	4.033	47 Tuc	4.5	1.19	1.46	0.00007	0.2	[25],[39]
J0024−72R	3.480	47 Tuc	4.5	0.066	0.033	> 0.0	0.03	[25]
J0024−72S	2.830	47 Tuc	4.5	1.20	0.77	> 0.0	0.09	[25],[40]
J0024−7204T	7.589	47 Tuc	4.5	1.13	1.34	0.0004		[25],[39]
J0024−7203U	4.343	47 Tuc	4.5	0.43	0.53	0.0002		[25],[39]
J0024−72V	4.810	47 Tuc	4.5	currently no orbital solution				[25]
J0024−72W	2.352	47 Tuc	4.5	0.11	0.24	> 0.0	0.15	[25]
B1310+18	33.163	M53	18.9	55.80	84.20	0.002	0.3	[60]
B1516+02A	5.554	M5	7.0					[4]
B1516+02B	7.947	M5	7.0	6.86	3.04	0.14		[4]
B1620−26	11.076	M4	1.8	91.44	64.81	0.03	0.3	[71],[129],[7],[130]
B1639+36A	10.378	M13	7.7					[60]
B1639+36B	3.528	M13	7.7	1.26	1.39	0.005	0.2	[60]
J1701−30	5.242	NGC6266	6.7	3.81	3.48	> 0.0	0.2	[30]
B1718−19	1004.037	NGC6342	7.0	0.26	0.35	> 0.0	0.1	[76]
J1740−53	3.650	NGC6397	2.2	1.35	1.66	> 0.0	0.2	[30]
B1744−24A	11.563	Terzan5	7.1	0.08	0.12	> 0.0	0.1	[75],[92]
J1748−2446C	8.436	Terzan5	7.1					[80]
B1745−20	288.603	NGC6440	5.8					[78]
B1802−07	23.101	NGC6539	3.1	2.62	3.92	0.21	0.3	[29],[128]
J1807−24	3.059	NGC6544	2.5	0.071	0.012	> 0.0	0.009	[103],[30]
B1820−30A	5.440	NGC6624	8.0					[12]
B1820−30B	378.596	NGC6624	8.0					[12],[78]
B1821−24	3.054	M28	5.5					[70]
J1910−59	3.266	NGC6752	3.9	0.865	1.27	> 0.0	0.19	[30]
J1910+0004	3.619	NGC6760	4.1	0.14	0.04	> 0.0	0.02	[31]
B2127+11A	110.665	M15	10.0					[137],[3]
B2127+11B	56.133	M15	10.0					[2],[3]
B2127+11C	30.529	M15	10.0	0.34	2.52	0.68	0.9	[2],[3]
B2127+11D	4.803	M15	10.0					[100],[3]
B2127+11E	4.651	M15	10.0					[100],[3]
B2127+11F	4.027	M15	10.0					[3]
B2127+11G	37.660	M15	10.0					[3]
B2127+11H	6.743	M15	10.0					[3]

Tabella 1.4: Parametri delle 47 Pulsar attualmente conosciute negli Ammassi Globulari. Vengono elencati Periodo di rotazione, il nome dell'Ammasso di appartenenza, la distanza d, il Periodo orbitale P_b (per le binarie), la proiezione del semiasse maggiore x in secondi luce, l'eccentricità e la massa della compagna m_2. Riferimenti per ogni Pulsar rimandano a letteratura in merito.

Capitolo 2

Fenomenologia delle Eclissi

Al momento esistono 11 Pulsar in sistemi binari a eclisse (vedere la tabella 2.1). In tutti i casi l'eclisse dura per un tempo più lungo di quello che ci si aspetterebbe sia (i) se l'eclisse fosse dovuta alla semplice interposizione fisica di una compagna di raggio corrispondente alle sue caratteristiche quale stella isolata, sia (ii) se la stella compagna nel sistema binario si fosse espansa fino a colmare il suo lobo di Roche. Da questo si deduce che è presente una continua emissione di massa dalla stella compagna che rifornisce sempre un volume più grande del lobo di Roche. La perdita di massa può essere dovuta a fuoriuscita dal lobo di Roche, al vento stellare, o ad una combinazione delle due cose; in qualche caso è forse indotta dal riscaldamento della stella compagna da parte della radiazione della Pulsar. A conferma di questo modello è stata osservata la presenza di materiale altamente ionizzato ai bordi dell'eclisse, testimoniata dagli aumenti nella misura di dispersione DM (Par. 1.3.1) del segnale. Tra le caratteristiche comuni alla maggior parte di questi sistemi troviamo orbite strette (da 2 a 10 ore, fa eccezione la PSR B1259-63) e stelle compagne leggere (da 0.02 a 0.15 $M_\odot$), unità di massa solare. Ancora, fa eccezione la PSR B1259-63. Notiamo inoltre come la maggioranza di questi sistemi sia collocata in seno ad Ammassi Globulari.

La presenza di un fenomeno come l'eclisse (parziale o completa) del segnale ci può permettere di studiare i meccanismi di emissione dalla radio

Pulsar (ad esempio la frazione di energia emessa nella banda delle onde radio rispetto a quella che accelera particelle relativistiche).

La presenza di eclissi aiuta inoltre a risolvere la dinamica orbitale del sistema binario comprendente la Radio Pulsar. Qui si puo' fare un paragone astrofisico con i sistemi di stelle binarie spettroscopiche ad eclissi. Nel caso di tali sistemi, dallo spostamento delle linee spettrali in banda ottica per le due stelle del sistema (causata dell'effetto Doppler orbitale: ad ogni istante una delle due stelle si sta muovendo verso la Terra e l'altra se ne sta allontanando) si può misurare la velocità orbitale "proiettata" delle due stelle, ($v_1 \sin i$ e $v_2 \sin i$, dove i è l'inclinazione del piano orbitale del sistema rispetto alla linea di vista. Note queste velocità è possibile ricavarsi le masse delle due stelle tramite la funzione di massa del sistema, a patto di conoscere l'inclinazione i. Quest'ultima a priori è ignota (a meno che si possa visualmente risolvere il sistema), ma può venire indotta sulla base della durata dei fenomeni di eclisse fra le due stelle del sistema.

Nome	Periodo della Pulsar (ms)	Periodo Orbitale (ore)	M_2 ($M_\odot$)	Ammasso Globulare	Referenze
B1957+20	1.61	9.2	0.03		[42][43][111][5]
B1744-24A	11.56	1.8	0.10	Terzan 5	[75][91][92]
B1718-19	1004.04	6.2	0.13	NGC 6342 (?)	[76][143][36]
J2051-0827	4.51	2.4	0.03		[115][116][117][118]
47 Tuc J	2.10	2.9	0.02	47 Tucanae	[25][39]
47 Tuc O	2.64	3.3	0.03	47 Tucanae	[25][39]
47 Tuc R	3.48	1.5	0.03	47 Tucanae	[25]
47 Tuc V	4.81	4.8	0.02	47 Tucanae	[25]
47 Tuc W	2.35	3.2	0.15	47 Tucanae	[25]
B1259-63	47.7	$2.7 \cdot 10^4$	>12		[52][51]
J1740-53	3.5	31.2	>0.18	NGC 6367	[30]

Tabella 2.1: Principali caratteristiche degli 11 sistemi binari a eclisse.

Nel caso dei sistemi binari ad eclisse contenenti una pulsar l'osservazione ottica della pulsar è difficilissima (o virtualmente impossibile). Spesso manca anche l'osservazione della compagna. Gli spostamenti orbitali della pulsar possono però essere dedotti dall'esame delle variazioni nei tempi di arrivo del segnale pulsato (questo metodo è anzi molto più preciso rispetto al calcolo delle velocità orbitali con il metodo spettroscopico tipico della astronomia in banda ottica). Si può pertanto risalire al periodo orbitale P_{orb} e, con opportune considerazioni sulla ampiezza delle variazioni dei tempi di arrivo delle pulsazione, alla separazione orbitale "proiettata" del sistema binario $a \sin i$. Una utile scrittura della funzione di massa della pulsar (che si ricava direttamente dalle semplici leggi newtoniane sulle orbite ellittiche) ha la seguente espressione:

$$f(m_{PSR}, m_2, i) = \left(\frac{2\pi}{P_{orb}}\right)^2 \frac{(a \sin i)^3}{G} = \frac{(m_2 \sin i)^3}{(m_2 + m_{PSR})^2} \qquad (2.1)$$

in cui G è la costante di gravitazione.

In assenza della funzione di massa per la stella compagna (ricavabile solo per i pochi sistemi in cui essa è visibile da Terra in banda ottica) si resta con tre parametri ignoti, $m_{PSR}, m_2, \sin i$. É però possibile supporre che la massa della Pulsar non si discosti troppo dal valore ottenuto nel caso delle 5 stelle di neutroni la cui massa è stata misurata sfruttando effetti relativistici: ($m_1 \sim 1.44\, M_\odot$). Con questa ipotesi, i parametri liberi scendono a due. Senza informazioni sull'inclinazione del sistema m_2 non è vincolabile e si può soltanto ottenere dalla funzione di massa un limite inferiore su di esso. Nel caso di sistemi ad eclisse si può fare qualche cosa di più, perchè non tutte le inclinazioni i sono permesse affinchè l'eclisse abbia luogo e quindi si possono porre vincoli molto più stringenti nella valutazione della massa della stella compagna.

Lo studio delle pulsar ad eclisse si presta a dare risposta ad alcune ulteriori domande. Ad esempio quelle concernenti l'interazione tra la Luminosità della Pulsar e la stella compagna con il suo vento stellare. Non è ancora ben chiaro se la Luminosità della Pulsar possa esercitare sufficiente pressione sul vento stellare emesso dalla compagna da riuscire a 'spazzare' dal vento la zona circostante la Pulsar, e con quale efficacia. Inoltre la radiazione emessa dalla Pulsar potrebbe esercitare una influenza determinante nel riscaldamento della superficie della stella compagna, creando i presupposti per il rilascio di materia sotto forma di vento stellare e per un eventuale evaporazione completa della compagna.

Questi sistemi, o sistemi simili a questi, costituiscono inoltre un anello fondamentale nella ipotizzata catena evolutiva tra sistemi binari X e Pulsar al millisecondo isolate, in quanto l'eventuale evaporazione completa della stella compagna del sistema binario dovuta alla perdita di massa potrebbe generare appunto Pulsar al millisecondo isolate. I tassi di perdita di massa stimati dalla dispersione e dall'attenuazione del segnale radio che attraversa la regione di materiale ionizzato suggeriscono in realtà che le stelle secondarie dei sistemi non possano evaporare completamente entro il tempo di Hubble, a meno che non ci sia una componente neutra del vento stellare attualmente non visibile. Un altro argomento di interesse legato a questi sistemi riguarda ad esempio la possibilità di formazione di pianeti dalla nube di materiale emesso dalle stelle secondarie.

Passiamo dunque ora in rassegna i sistemi noti più studiati presentando le loro caratteristiche.

2.1 PSR B1957+20

Il segnale dalla PSR 1957+20 fu inizialmente osservato nell'Ottobre del 1986, ma si dovette aspettare il 1988 per la conferma ([42]). Le osservazioni presentarono subito segni della presenza di una compagna in orbita attorno alla Pulsar, nonchè segni di una periodica eclissi tra le fasi orbitali 0.21 e 0.29 (calcolate dal nodo ascendente); la fase 0.25 corrisponde alla massima distanza della Pulsar dalla Terra ed al punto per il quale la compagna si frappone quasi completamente sulla linea di vista. La tabella 2.2 riporta le caratteristiche della Pulsar derivate dall'applicazione di un modello sui ritardi dei tempi di arrivo del segnale che si accorda con le osservazioni, almeno per le fasi orbitali lontane dalla zona di eclisse. Notiamo che il valore della derivata del periodo $\dot{P} = (1.61 \pm 0.09) \times 10^{-20}$ risultò essere il più piccolo fino ad allora osservato.

Parametro	Valore
Ascensione Retta (B1950)	$19^h57^m24^s.9926(5)$
Ascensione Retta (J2000)	$19^h59^m36^s.7729(5)$
Declinazione (B1950)	20°39'59".817(9)
Declinazione (J2000)	20°48'15".163(9)
Misura di Dispersione ($cm^{-3}pc$)	29.117(2)
Periodo (ms)	1.6074016836502(8)
Derivata del Periodo (10^{-20})	1.61 ± 0.09
Epoca (JD)	2,447,402.0700
Semiasse Maggiore proiettato (light ms)	0.0892267(15)
Periodo Orbitale (s)	33001.9167(4)
Eccentricità	$< 2 \times 10^{-5}$
Derivata del Periodo Orbitale	$(0.4 \pm 1.0) \times 10^{-10}$
Separazione Orbitale, a (cm)	1.7×10^{11}
Massa della compagna ($M_\odot$)	0.022
Luminosità del vento della Pulsar ($ergs\ s^{-1}$)	1.5×10^{35}
Densità energetica del vento della Pulsar a $R = a$ ($ergs\ cm^{-3}$)	14
Massima colonna di elettroni (cm^{-2})	4×10^{17}

Tabella 2.2: Parametri essenziali della PSR 1957+20 e del sistema binario di appartenenza. Per ogni dato viene indicato tra parentesi l'errore sull'ultima cifra del valore.

2.1.1 Caratteristiche delle eclissi

Fin dalle prime osservazioni venne riportato un aumento progressivo dei ritardi di arrivo del segnale (in figura 2.2 sono riportati i ritardi rispetto alla fase orbitale), subito prima e subito dopo l'eclisse, con il conseguente aumento della misura di dispersione di circa 0.017 $cm^{-3}pc$. I ritardi arrivano a valori di 400 μs in uscita dalla zona di eclisse nelle osservazioni fatte alla frequenza di 430 MHz, e si riscontra una netta asimmetria tra i ritardi in entrata nella zone di eclisse (fino a 100 μs). Fruchter et al. (1990, [43]) hanno osservato che la durata dell'eclisse è dipendente dalla frequenza di osservazione, e scala secondo una legge di potenza con esponente -0.41±0.09 per frequenze tra 318

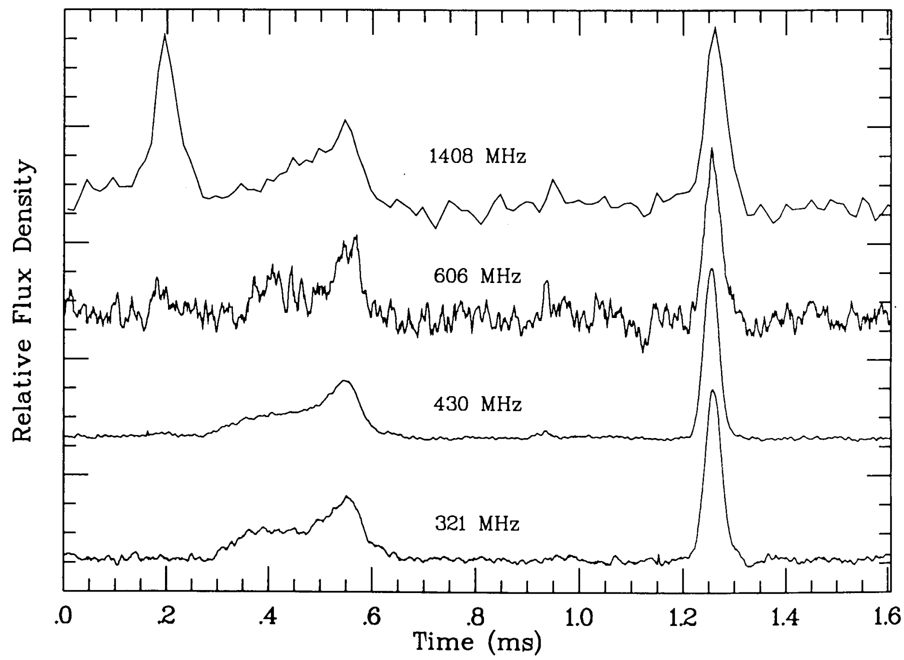


Figura 2.1: Profili d'impulso integrati per 4 diverse frequenze di osservazione ([43])

e 430 MHz. Anche i ritardi di arrivo del segnale hanno un andamento che dipende dalla frequenza, e fittando una legge di potenza si trova

$$\Delta t \propto \nu^{-1.8\pm0.2} \tag{2.2}$$

sempre tra le frequenze 318 e 430 MHz, che confermerebbe come causa dei ritardi la dispersione da gas ionizzato.

Da notare la sostanziale simmetria della durata dell'eclissi attorno alla fase 0.25 per le frequenze oltre 1 GHz, mentre le eclissi a frequenze inferiori mostrano una durata maggiore oltre il nodo ascendente. Questa differenza viene attribuita ([127]) al fatto che la nube di materiale assorbente presenta una 'coda' di materia che fluisce verso l'esterno e produce maggiore assorbimento in uscita dall'eclissi. A frequenze superiori al GHz l'eclissi sarebbe invece attribuibile ad effetti di *Pulse smearing* piuttosto che di assorbimento.

2.1.2 Caratteristiche del sistema

Il sistema di PSR 1957+20 consiste di una Stella di Neutroni la cui massa è assunta essere $m_1 \simeq 1.4M_\odot$, e di una compagna di massa $m_2 \simeq 0.022M_\odot$ separate da un raggio orbitale $a \approx 2.4R_\odot$ (unità di raggio Solare). La Pulsar risulta eclissata per circa il 10% dell'orbita, comportando una larghezza della zona di eclisse di circa $R_E \approx 0.75R_\odot$.

La presenza dell'eclisse suggerisce che il sistema si trovi ad orbitare sul piano della linea di vista, e che perciò $\sin i$ abbia un valore vicino all'unità, ponendo come limite superiore alla massa della compagna $m_2 < 0.04M_\odot$. La maggior parte del materiale oscurante sembra risiedere all'esterno del lobo di Roche della compagna ($R_L \approx 0.3R_\odot$), e deve quindi essere costantemente rifornito da un vento stellare emesso dalla compagna. L'asimmetria nei ritardi di arrivo del segnale sembra indicare la presenza di una coda cometaria nella nube di gas ionizzato espulso dalla compagna, coda forse formatasi a causa del moto orbitale attorno al centro di massa del sistema.

I valori misurati del Periodo e della sua derivata indicano un tasso di perdita di energia per rallentamento di rotazione della Pulsar (Par. 1.2.2) $\dot{E} = 4\pi^2 I\dot{P}P^{-3} \approx 40L_\odot$ (dove $L_\odot$ è la Luminosità bolometrica del sole), se si assume un momento di inerzia $I \approx 10^{45} g\ cm^2$.

Considerando un'emissione isotropica, il flusso di energia ad una distanza uguale al raggio orbitale sarebbe $40L_\odot/(4\pi a^2)$, valore altissimo che non soltanto potrebbe causare la produzione di vento stellare, ma addirittura scalda la superficie della compagna che guarda la Pulsar fino a qualche migliaio di gradi K, rendendola visibile nella banda ottica. La compagna è stata identificata otticamente nel 1992 ([44]) e la sua luminosità ottica suggerisce per essa un raggio $R_2 \approx 0.1 \div 0.15R_\odot$, in accordo con il modello che interpreta la compagna come una Nana degenere di Idrogeno di massa $m_2 \simeq 0.022M_\odot$. Questo confermerebbe anche che a fornire l'energia per il vento stellare eclissante sia la Pulsar e non la compagna.

Le osservazioni fatte in seguito da Arzoumanian et al. (1994, [5]) durante un arco di tempo di 5 anni mostrerebbero una dinamica del sistema legger-

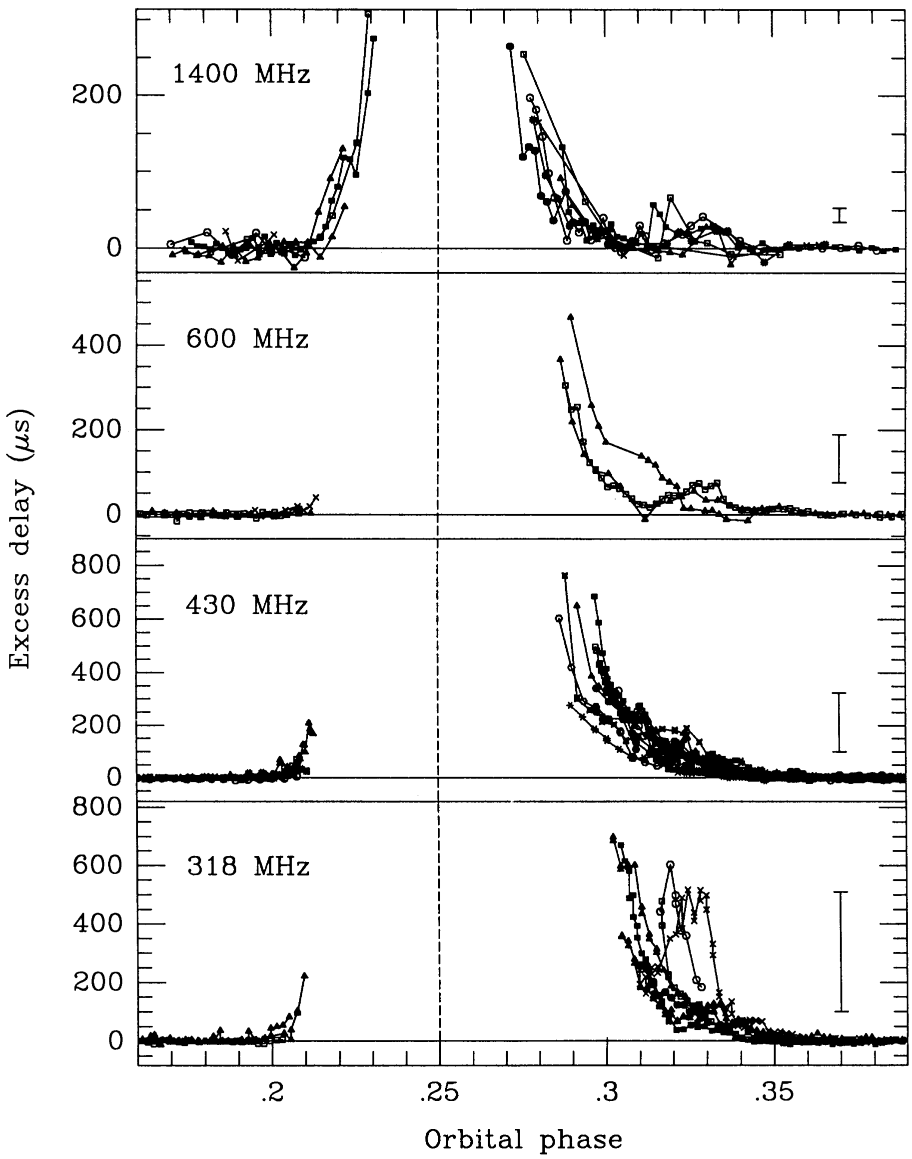


Figura 2.2: Ritardi di arrivo del segnale dopo aver eliminato i ritardo dovuti alla dispersione nel mezzo interstellare in modo da azzerare i ritardo lontano dall'eclisse. Da notare l'asimmetria nella durata e nell'intensità del fenomeno tra l'entrata in eclisse e l'uscita dall'eclisse almeno per le tre frequenze più basse. Le barre verticali sulla destra corrispondono ad un cambiamento di misura di dispersione di 0.01 ($cm^{-3}pc$).

mente diversa da quella supposta fino ad allora. I dati principali ottenuti da questa serie di osservazioni riguardano principalmente il periodo orbitale del sistema. Il periodo infatti avrebbe subito una variazione dell'ordine di $\Delta P_b/P_b = 1.6 \times 10^{-7}$, con un andamento quadratico nel tempo ed una derivata seconda del periodo $|\ddot{P}_b| < 6 \div 10^{-30}\ s^{-1}$. La derivata prima inoltre, precedentemente calcolata come negativa e grande, risulterebbe con le nuove osservazioni positiva.

Questo porta gli autori a proporre un nuovo schema dinamico del sistema, che subirebbe cambiamenti orbitali quasi ciclici dovuti alla natura della stella compagna, non più una stella degenere bensì una stella nana di sequenza principale convettiva e magneticamente attiva, il cui vento stellare non sia generato dall'irraggiamento della Pulsar e sia quindi generato dalla rotazione della stella stessa.

2.2 PSR B1744-24A

Questa Pulsar fu scoperta nel Novembre 1989 e confermata nel Gennaio 1990, durante delle osservazioni a 1500 MHz con il radiotelescopio da 64 metri di Parkes, in Australia. La Pulsar venne subito abbinata ad un sistema binario a causa della forte variazione del suo periodo apparente, ed inoltre venne subito sottolineato che il segnale non era osservabile per buona parte della fase orbitale a causa di una eclisse. La tabella 2.3 riassume le caratteristiche della Pulsar e del sistema binario di cui fa parte.

2.2.1 Caratteristiche delle eclissi

Vere e proprie eclissi o una sostanziale attenuazione del segnale vengono osservate a tutte le frequenze, centrate simmetricamente sulla fase 0.25 e abbastanza stabili lungo varie orbite. In figura 2.4 viene mostrata la variazione della densità di Flusso del segnale in funzione della fase orbitale e della frequenza, e risulta chiara la simmetria delle eclissi rispetto alle frequenze

Parametro	Valore
Ascensione Retta (B1950)	$17^h44^m57^s.6951(11)$
Ascensione Retta (J2000)	$17^h48^m02^s.2534(11)$
Declinazione (B1950)	-24°45'38".4(5)
Declinazione (J2000)	-24°46'37".7(5)
Misura di Dispersione ($cm^{-3}pc$)	242.14(1)
Periodo (ms)	11.56314838966(2)
Derivata del Periodo (10^{-21})	-19(2)
Epoca (JD)	48270.0000
Semiasse Maggiore proiettato (light ms)	0.11963(2)
Periodo Orbitale (s)	6535.82451(4)
Eccentricità	<0.0012
Derivata del Periodo Orbitale (10^{-12})	0(2)
Separazione Orbitale, a (cm)	5.9×10^{10}
Massa della compagna ($M_\odot$)	0.089
Massima colonna di elettroni (cm^{-2})	2×10^{18}

Tabella 2.3: Parametri essenziali della PSR 1744-24A e del sistema binario di appartenenza. Per ogni dato viene indicato tra parentesi l'errore sull'ultima cifra del valore.

di osservazione. La durata delle eclissi dipende dalla frequenza osservativa, $\Delta t \propto \nu^\beta$ con $\beta = -0.63 \pm 0.18$. Ad alte frequenze il segnale è percepibile lungo tutta l'orbita e la relazione durata-frequenza resta legata all' arbitrarietà sulla definizione dei bordi dell'eclisse, difficili da stabilire con esattezza. Il raggio della nube di materia eclissante è creduto essere dell'ordine di una separazione orbitale, $R_E \approx 0.9\ R_\odot \approx 5.9 \times 10^{10}$.

L'intensità del segnale cade drammaticamente in un intervallo di appena 10 minuti all'ingresso dell'eclisse, e riprende potenza in altrettanti minuti in uscita. Il fenomeno di allargamento dispersivo del segnale (vedi figura 2.3) potrebbe essere molto più importante alle basse frequenze, ma il segnale risulta troppo debole per essere osservato e l'effetto non può essere misurato esattamente.

In aggiunta alla scomparsa del segnale durante le eclissi la Pulsar scompare a volte interamente per periodi fino a 7 ore, e forse più a lungo. Queste scomparse anomale avvengono a tutte le frequenze e senza apparente rego-

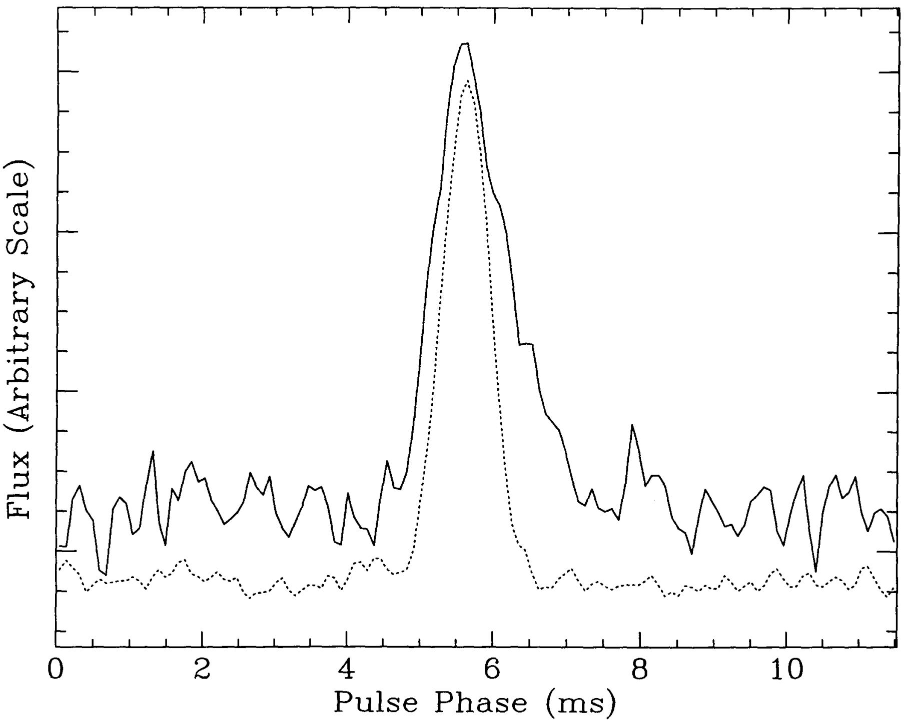


Figura 2.3: Profili d'impulsi medi per la PSR 1744-24A a 685 MHz (linea intera) e 1330 MHz (linea tratteggiata). Il profilo a 685 Mhz differisce da quello a 1330 a causa di allargamento da dispersione (un effetto simmetrico che allarga l'impulso di 490 μs) e di scattering (che produce una coda asimmetrica) ([92]).

larità. Molto probabilmente sono causate da nubi di materiale nel sistema lungo la linea di vista tra la Pulsar e l'osservatore, forse prodotte da intense irregolarità nel vento stellare della stella compagna. Durante la riapparizione del segnale da una di queste eclissi anomale sono stati osservati dei ritardi del segnale di $\sim$ 300 μs, dello stesso ordine di grandezza dei ritardi durante le eclissi normali, e ciò significherebbe che i due fenomeni possano essere prodotti dallo stesso meccanismo.

Un'altra possibilità è che le eclissi anomale siano prodotte da materiale in accrescimento sulla Pulsar, che provocherebbe il momentaneo spegnimento dell'irraggiamento radio producendo invece radiazione X. Attualmente le osservazioni nelle vicinanze del sistema non hanno rilevato emissione X associabile con il sistema.

2.2.2 Caratteristiche del sistema

Le osservazioni in ottico della stella compagna sono rese difficili dalla distanza del sistema ($\sim$ 7.1 kpc) dal sistema solare e dall'effetto di oscuramento causato dal gas e dalle polveri nella regione del centro Galattico; determinare la natura della compagna è comunque di estrema importanza nello studio dell'evoluzione del sistema di PSR 1744-24A. Due casi diversi possono essere al momento presi in considerazione: una stella di sequenza principale leggera ed una nana degenere.

Se la stella fosse ancora non degenere, di massa $m_2 \sim 0.089\ M_{\odot}$, allora sarebbe pienamente convettiva e rappresentabile con un indice politropico n= 3/2. Il raggio della stella sarebbe valutabile intorno a $R_c \approx 0.12\ R_{\odot}$. Il raggio del suo lobo di Roche può essere calcolato facilmente e risulta $R_L \approx 0.15\ R_{\odot}$. Una stella di sequenza principale farebbe fatica a riempire il suo lobo di Roche, ma le incertezze nei modelli di stelle così leggere permettono di ipotizzare il riempimento del lobo di Roche come richiesto da vari scenari evolutivi. E' altresì possibile che la radiazione della Pulsar possa alterare questo equilibrio. Le perduranti incertezze nel determinare l'efficienza con cui l'energia di irraggiamento della Pulsar può alterare l'equilibrio dei processi che avvengono sulla superficie della stella compagna non escludono che proprio la Pulsar possa far espandere la compagna oltre il lobo di Roche. In un sistema binario molto stretto, come sono i sistemi di cui ci stiamo occupando, l'energia di irraggiamento di una delle due stelle (nel nostro caso la Pulsar) può facilmente interagire con la superficie della stella compagna a causa della esigua separazione orbitale, riscaldando la superficie di quest'ultima fino ad alterarne lo stato evolutivo, portandola quindi ad espandersi anche oltre il proprio lobo di Roche generando così un processo di espulsione di materia dalla compagna. Questo processo, se perdura con alta efficenza può portare col tempo alla completa 'evaporazione' della compagna.

Se invece la stella fosse una nana degenere, il suo raggio potrebbe spaziare tra $R_c \approx 0.03\ R_{\odot}$ e $R_c \approx 0.07\ R_{\odot}$ a seconda della frazione di idrogeno nella sua composizione chimica. In entrambi i casi sembra impossibile che la

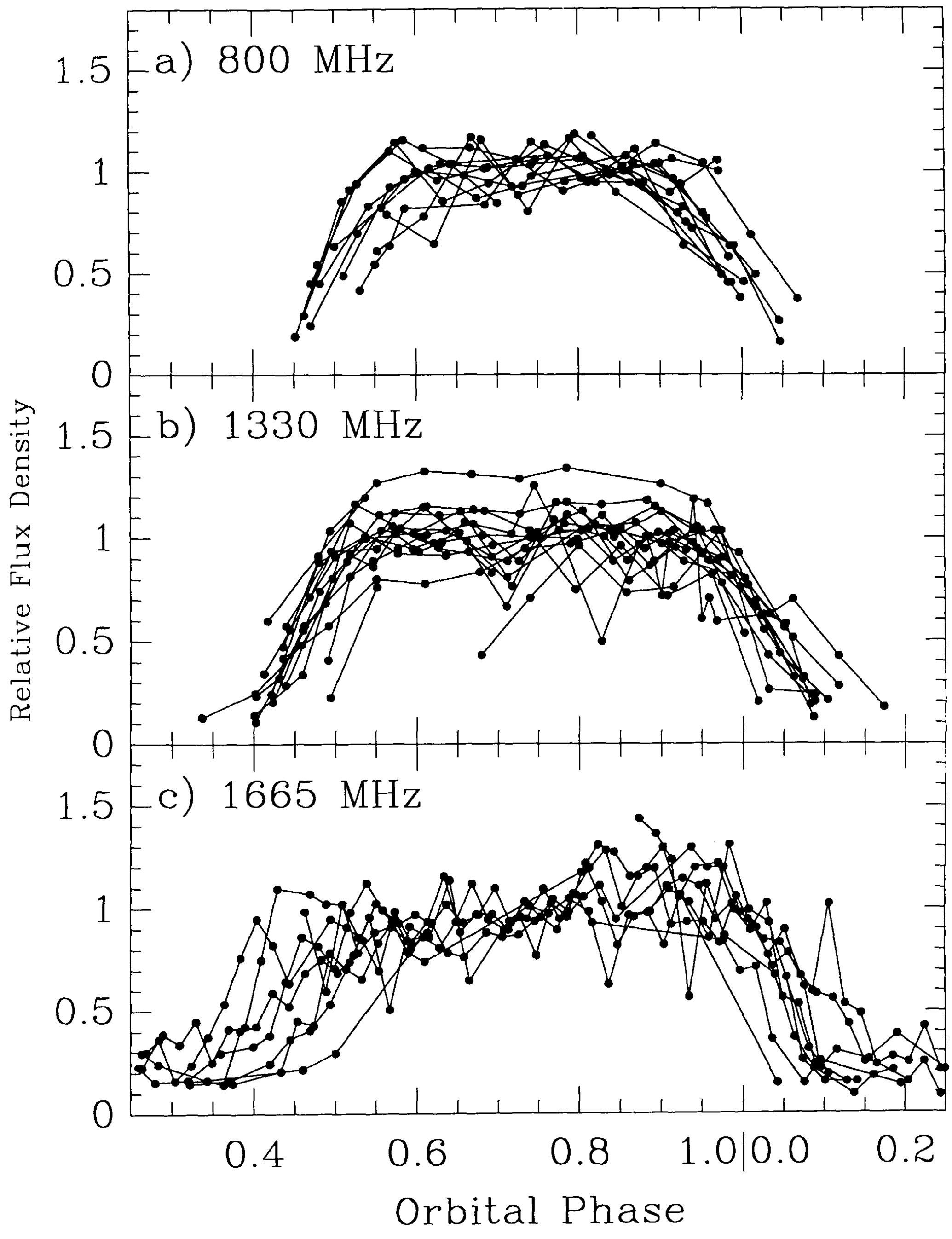


Figura 2.4: Intensità del segnale in funzione della fase orbitale. I dati sono calibrati in modo che il segnale medio fuori dall'eclisse rimanga costante di giorno in giorno. La scala orizzontale è spostata in modo da porre il centro dell'eclisse ai bordi del grafico ([92]).

compagna possa riempire il lobo di Roche, ed altrettanto impossibile che una normale stella di sequenza principale possa autonomamente evolversi in una nana così leggera entro il tempo di Hubble. Travaso di massa dalla compagna, inizialmente molto più massiva di quanto sia ora, sulla Stella di Neutroni potrebbe però spiegare (secondo uno scenario delineato nel paragrafo 1.4.3) l'attuale piccola massa della compagna e la sua natura di stella degenere.

2.3 PSR B1718-19

La Pulsar PSR 1718-19 fu scoperta nel 1990 durante osservazioni di Ammassi Globulari con l'attrezzatura osservativa di Jordell Bank, Manchester, ad una frequenza di 610 MHz. Altre misurazioni furono effettuate alle frequenze di 408 e 1660 MHz. Un semplice modello per la Pulsar ed il suo sistema è stato adattato ai dati osservativi riguardanti i tempi di arrivo del segnale, ed i parametri derivati sono indicati in tabella 2.4.

Parametro	Valore
Ascensione Retta (B1950)	$17^h18^m04^s.76 \pm 0.16$
Declinazione (B1950)	$-19°33'18" \pm 18$
Misura di Dispersione ($cm^{-3}pc$)	71.0 ± 0.2
Periodo (s)	$1.004037129 \pm 0.000000001$
Derivata del Periodo (10^{-15})	1.59 ± 0.02
Semiasse Maggiore proiettato (light ms)	352.6 ± 0.8
Periodo Orbitale (s)	22314.83 ± 0.02
Eccentricità	≤ 0.005
Massa della compagna ($M_\odot$)	≥ 0.12
Separazione Orbitale, a (cm)	$\sim 1.4 \times 10^{11}$
Densità di flusso a 408 MHz (mJy)	0.7
Densità di flusso a 606 MHz (mJy)	1.3
Densità di flusso a 1404 MHz (mJy)	0.36
Densità di flusso a 1660 MHz (mJy)	0.26
Età caratteristica τ_c (years)	1.0×10^7
Campo magnetico superficiale della Pulsar (gauss)	1.5×10^{12}

Tabella 2.4: Parametri essenziali della PSR 1718-19 e del sistema binario di appartenenza.

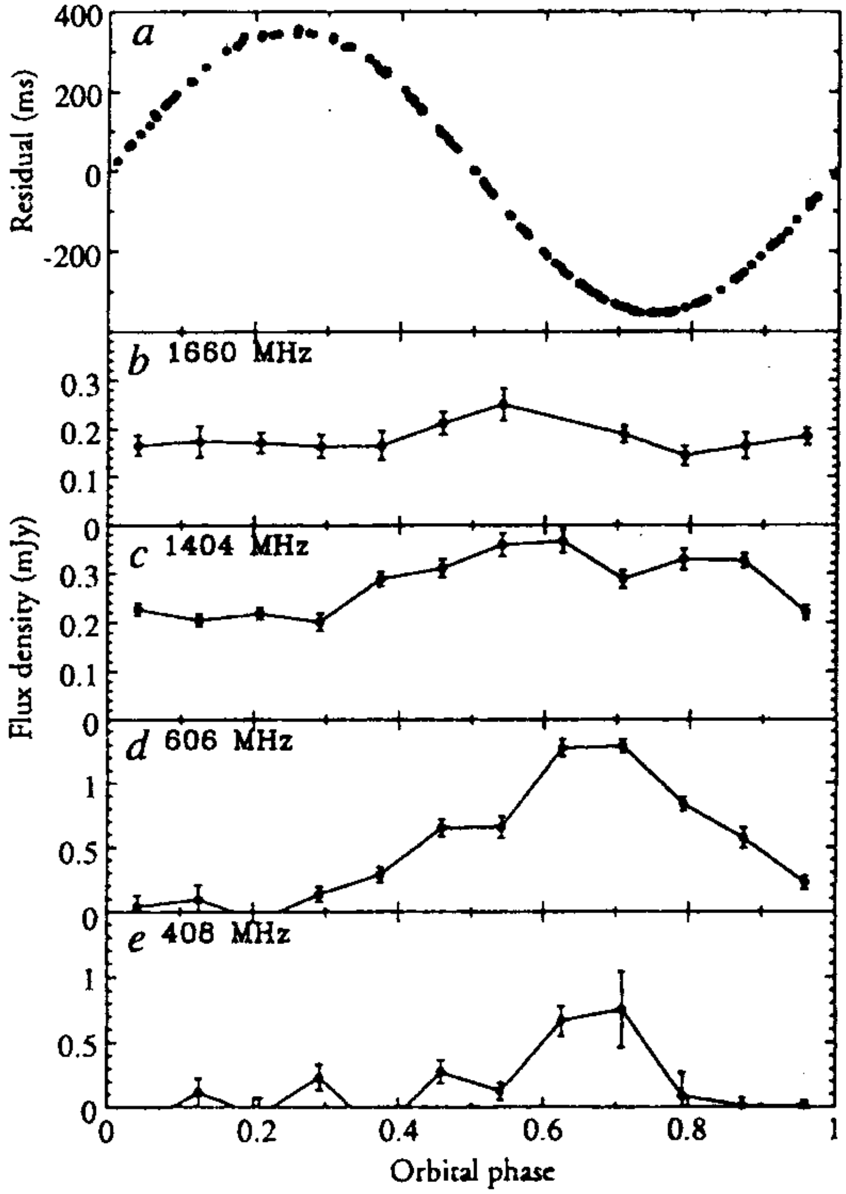


Figura 2.5: PSR 1718-19 - a) Ritardi di arrivo del segnale, attenuti assumendo un semplice modello per l'orbita (lo stesso utilizzato per ottenere i dati in tabella 2.4), in funzione della fase orbitale. Il ritardo o l'anticipo nell'arrivo degli impulsi può essere visto seguendo l'orbita della Pulsar intorno alla compagna. La fase 0.25 indica il punto in cui la Pulsar è più lontana dalla Terra, mentre la fase 0.75 indica il punto in cui la Pulsar è più lontana. b-e) Densità di flusso mediata nel tempo in funzione della fase orbitale alle frequenze di 1660, 1404, 606 e 408 Mhz.

2.3.1 Caratteristiche delle eclissi

Durante il corso delle osservazioni divenne chiaro che la densità di flusso della Pulsar variava lungo l'orbita, probabilmente a causa di una eclisse parziale. La forma delle eclissi è stata determinata osservativamente alle frequenze di 408, 606, 1404 e 1660 MHz, come riportato in figura 2.5, dopo aver mediato le osservazioni di varie orbite. Il tipo di eclisse parziale alle alte frequenze, in cui si vede il segnale attraverso tutta l'orbita ma con intensità massima solo intorno alla fase 0.75 (cioè quando la Pulsar è più vicina alla Terra), porta a pensare che le eclissi siano causate da rifrazione, diffusione o assorbimento da materia ionizzata all'interno del sistema binario.

2.3.2 Caratteristiche del sistema

Il materiale eclissante non sembra essere prodotto dal riempimento del Lobo di Roche da parte della compagna, il cui raggio $R_c \approx 0.12\ R_\odot$ risulterebbe troppo piccolo rispetto a quello del Lobo di Roche $R_c \approx 0.3\ R_\odot$, sia che essa venga assunta come stella di sequenza principale sia che essa venga considerata una nana bianca degenere. Il meccanismo di emissione del vento stellare sarebbe quindi imputabile al riscaldamento della superficie della compagna da parte della radiazione della Pulsar. Sebbene l'energia trasferita dalla Pulsar alla compagna sembri essere vari ordini di grandezza inferiore al valore richiesto per innescare un simile processo, dalle osservazioni appare chiaro che il riempimento del Lobo di Roche stia avvenendo, e che questo sia causato dalla radiazione della Pulsar.

Lo scenario evolutivo del sistema è di difficile interpretazione. Le osservazioni sembrano compatibili con l'appartenenza di PSR 1718-19 all' Ammasso Globulare NGC6342. Il problema è che il processo di formazione stellare e quindi di formazione di stelle di neutroni è cessato nell'Ammasso molto prima di 10 Myr, età stimata della Pulsar. Essa deve quindi essere nata con un processo di tipo cataclismico posteriore e casuale, come lo scontro tra una stella di neutroni più vecchia ed una stella di sequenza principale, con trasferimento di materia verso la stella di neutroni ed una considerevole perdita di massa dal sistema. Un 'alternativa è che la stella di neutroni si sia formata in effetti recentemente, in seguito al collasso di una nana bianca a causa di accrescimento di massa da una stella compagna in un sistema binario.

Se invece PSR 1718-19 non facesse parte dell'Ammasso (le osservazioni lasciano aperta anche questa possibilità), allora la stella di neutroni si sarebbe formata secondo il processo classico: in un sistema binario composto da due stelle di 15 e 2 masse solari, la più massiva si è evoluta fino ad esplodere in supernova lasciando la stella di neutroni in rotazione attorno alla compagna, e la neonata Pulsar causerebbe la perdita di massa della compagna con la sua radiazione.

Ulteriori osservazioni ed analisi potrebbero facilitare la selezione del modello evolutivo del sistema, che al momento risulta difficile ([143],[36]).

2.4 PSR J2051-0827

Parametro	Valore
Ascensione Retta (J2000)	$20^h51^m07^s.5118(10)$
Declinazione (J2000)	-08°27'37".78(4)
Misura di Dispersione ($cm^{-3}pc$)	20.741(8)
Periodo (ms)	4.50864174335(2)
Derivata del Periodo (10^{-20})	1.3(1)
Semiasse Maggiore proiettato (light s)	0.045086(10)
Periodo Orbitale (giorni)	0.099110266(4)
Derivata del Periodo Orbitale $\lvert\dot{P}_b\rvert$	$\leq 25 \times 10^{-12}$
Eccentricità	$< 3 \times 10^{-4}$
Massa della compagna ($M_\odot$)	≥ 0.027
Separazione Orbitale, a ($M_\odot$)	1.0

Tabella 2.5: Parametri essenziali della PSR 2051-19 e del sistema binario di appartenenza. Per ogni dato viene indicato tra parentesi l'errore sull'ultima cifra del valore.

PSR 2051-0827 fu scoperta con il radiotelescopio di 64 metri di Parkes (Australia) durante una ricerca di Pulsar negli anni 1994-1996. Le primissime osservazioni dopo la scoperta resero chiara l'appartenenza della Pulsar ad un sistema binario molto stretto con orbita circolare: il periodo orbitale del sistema risultò essere il secondo più corto per sistemi binari dopo quello di PSR 1744-24A, il più corto per binarie fuori da Ammassi Globulari.

2.4.1 Caratteristiche delle eclissi

La durata dell'eclisse a 436 MHz è circa il 10% del periodo orbitale, implicando un raggio per la regione di eclissi intorno alla compagna $R_E \sim 0.3\,R_\odot \approx 2 \times 10^8$ cm; il raggio del Lobo di Roche viene invece calcolato come $R_L \sim 0.13\,R_\odot$. Se ne deduce che anche in questo caso il materiale eclissante si estende ben oltre il Lobo di Roche.

In figura 2.6a è graficata l'intensità del segnale rispetto alla fase per una frequenza di 660 MHz. Si nota la larghezza dell'eclisse cha a basse frequenze risulta simile a quella di PSR 1957+20; nell'avvicinarsi all'eclisse l'impulso diminuisce di intensità ma non si allarga, mostrando che il meccanismo di eclisse non può essere attribuito a dispersione del segnale ma ad assorbimento o al massimo alla diffusione ad angoli grandi. Le osservazioni a 1.4 GHz mostrano che il segnale non è assorbito in modo evidente, e la Pulsar viene vista lungo tutta la durata dell'eclisse (figura 2.6c e 2.6d).

Altre osservazioni a 2 GHz durante la fase in cui a basse frequenze si presenta l'eclisse mostrano un aumento nella densità della colonna di elettroni (rispecchiando il dato in figura 2.6d per 1.4 MHz) che però risulta molto variabile da orbita a orbita, implicando un materiale ionizzato con fluttuazioni di densità abbastanza intense.

2.4.2 Caratteristiche del sistema

Il sistema di PSR 2051-0827 è molto simile a quello di PSR 1957+20: una Pulsar al millisecondo in orbita con una compagna poco massiva. La velocità trasversa del sistema, calcolata da osservazioni del moto proprio e della misura di dispersione, risulta appena 30 $km\ s^{-1}$ ed è troppo piccola per essere

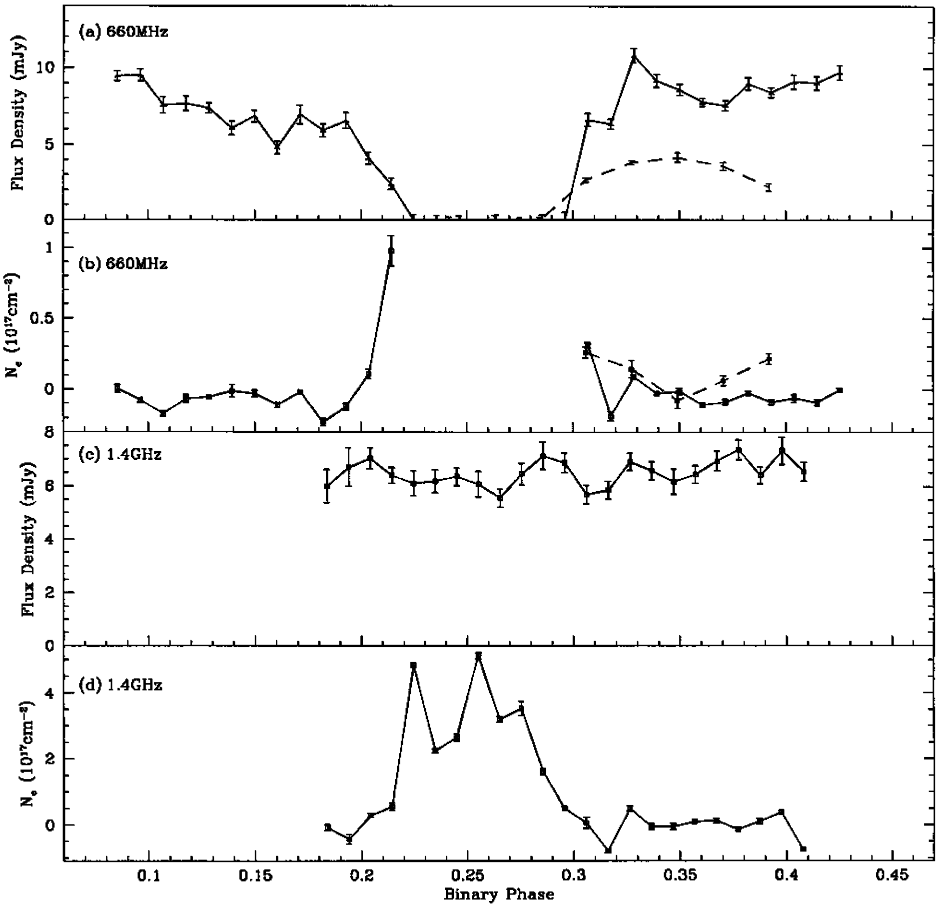


Figura 2.6: Caratteristiche dell'eclisse a 660 MHz e 1.4 GHz in funzione della fase. (a) Densità di flusso a 660 MHz. Notare la lenta diminuzione dell'intensità durante l'entrata in eclisse ed il rapido innalzamento all'uscita. (b) Variazioni della densità nella colonna di elettroni, sempre a 660 MHZ. (c) Densità di flusso a 1.4 GHz, osservata durante tutta l'eclisse. (d) La corrispondente densità della colonna di elettroni. ([115])

spiegata dal normale schema evolutivo che da sistemi binari X poco massivi (LMXB) porta a binarie radio poco massive o a Pulsar al millisecondo isolate. Sistemi come gli LMXB infatti possono difficilmente produrre binarie con le caratteristiche orbitali della PSR 2051-0827 e con velocità trasverse minori di 50 $km\ s^{-1}$: infatti al momento dell'esplosione di supernova un grande ammontare di momento viene rimosso dal sistema durante la formazione della Stella di Neutroni ed il sistema binario riceve un colpo di rinculo, e a sistemi binari più stretti corrisponde un guadagno maggiore di velocità di rinculo; mentre l'elevata velocità di PSR 1957+20 (220 $km\ s^{-1}$, [5]) è consistente con questo scenario, la bassa velocità di PSR J2051-0827 indica che probabilmente non si è formata in questo modo. Una spiegazione potrebbe essere che inizialmente il sistema fosse più largo e massivo, a metà strada tra un LMXB ed un HMXB (binarie X massive). Questo potrebbe spiegare la bassa velocità trasversale della Pulsar, inoltre il trasferimento di massa dalla compagna avrebbe nel tempo portato il sistema a diminuire la separazione orbitale. Se la massa iniziale della compagna si fosse trovata nell'intervallo $2 \div 4\ M_{\odot}$, ci sarebbe stata abbastanza massa per provocare l'esplosione di supernova della stella primaria del sistema progenitore, senza imprimere una elevata velocità la sistema binario. Inoltre si sarebbe avuta la corretta frazione tra le masse per un eventuale restringimento dell'orbita ed abbastanza tempo perchè la Stella di Neutroni potesse accelerare la sua velocità di rotazione fino agli attuali 4.5 ms ([117]).

La compagna è stata osservata in ottico ([116],[118]) ed stato trovato che la sua magnitudine è variabile con la fase orbitale. Essa aumenta quando la faccia della stella che guarda la Pulsar nel sistema binario è girata verso l'osservatore, mentre diminuisce quando la stessa faccia è girata dalla parte opposta. Questo indicherebbe chiaramente che la compagna è colpita dalla radiazione di vento stellare della Pulsar e ne viene riscaldata. Tale riscaldamento è causa del vento stellare della compagna che genera a sua volta il materiale ionizzato che eclissa il segnale radio della Pulsar.

Il sistema si presenta quindi come un possibile candidato per una futura evaporazione completa della compagna che lascerebbe una Pulsar al millisecondo solitaria. Il processo di evaporazione sembra però troppo lento per produrre tale scenario, e forse il decadimento gravitazionale dell'orbita del sistema (che è molto stretto) potrebbe essere una più probabile causa della sua distruzione.

2.5 L'Ammasso 47 Tucanae e le sue binarie

47 Tucanae è attualmente l'Ammasso Globulare più minuziosamente osservato nella ricerca di Pulsar. Negli gli anni novanta questa ricerca ha dato notevoli frutti, e al momento ben 20 Pulsar al millisecondo sono state scoperte in 47 Tuc, delle quali 13 appartenenti a sistemi binari. Attualmente solo per 15 di queste esistono misure esatte dei parametri della Pulsar e dell'eventuale sistema binario ([39]). 47 Tucanae risulta contenere una buona popolazione di Pulsar binarie ad eclisse, con caratteristiche anche diverse, che potrebbero essere di grande aiuto nel capire i meccanismi fisici alla base delle eclissi e il posizionamento di questi sistemi all'interno della catena evolutiva delle Pulsar.

La Pulsar 47 Tuc J risulta essere eclissata dalla sua compagna per circa un quarto della sua orbita alle frequenze di 428 e 600 MHz, mentre rimane visibile per tutta la durata dell'orbita se osservata a 1.5 GHz. 47 Tuc O, al contrario, viene eclissata per il 10-15% dell'orbita anche a 1.5 GHz.

Vi sono altri 3 sistemi simili in 47 Tuc, con periodi orbitali minori di 4 ore e con compagne di massa $\sim 0.03\ M_\odot$: 47 Tuc P, R e I. Di queste, soltanto 47 Tuc R ha mostrato una eclissi, durata circa il 25% dell'orbita, mentre 47 Tuc P ed I vengono osservate durante tutto il moto orbitale a 1.5 GHz.

Infine, 47 Tuc V mostra anch'essa delle eclissi apparenti, ma i parametri del sistema non sono ancora determinati esattamente per cui risulta difficile caratterizzarne le eclissi. 47 Tuc W, con una compagna di massa $\sim 0.15\ M_\odot$ ha mostrato di essere eclissata solo durante la prima osservazione, quando è stata scoperta, mentre in seguito non ha più mostrato assenze o cadute d'intensità del segnale.

A causa dei dati ancora incerti su queste Pulsar, non è possibile caratterizzare i sistemi e le loro eclissi, il loro studio quindi potrà svilupparsi solo dopo altre sessioni di osservazione.

2.6 PSR B1259-63

Durante osservazioni del piano Galattico meridionale, nel 1989 furono scoperte 46 nuove Pulsar ([52],[51]). Di particolare interesse risultò essere PSR 1259-63, che ha il periodo più corto tra quelle scoperte durante l'esperimento, e risulta essere un sistema contenente oltre alla Pulsar una stella compagna massiva. In tabella 2.6 sono elencati i parametri che caratterizzano la Pulsar ed il suo sistema, determinati dopo averli adattati alle osservazioni tramite un particolare modello di sistema binario con compagna massiva.

Parametro	Valore
Ascensione Retta (B1950)	$12^h59^m38^s.25$
Ascensione Retta (J2000)	$13^h02^m47^s.72 \pm 0^s.03$
Declinazione (B1950)	-63°34'01".8
Declinazione (J2000)	-63°50'08".5±0".2
Misura di Dispersione ($cm^{-3}pc$)	146.7 ± 0.2
Distanza della Pulsar (kpc)	2.3
Periodo (ms)	47.76219 ± 5
Derivata del Periodo (10^{-14})	2
Semiasse Maggiore proiettato (light ms)	3450 ± 1000
Periodo Orbitale (giorni)	2150 ± 100
Eccentricità	0.967 ± 0.017
Massa della compagna ($M_\odot$)	12
Densità di flusso a 430 MHz (mJy)	< 1.0
Densità di flusso a 660 MHz (mJy)	4 ± 1
Densità di flusso a 1520 MHz (mJy)	4.6 ± 0.3

Tabella 2.6: Parametri essenziali della PSR 1259-63 e del sistema binario di appartenenza.

Rispetto a tutti i casi precedenti, in cui avevamo sistemi binari composti da una Pulsar e da una compagna di piccola massa, PSR 1259-63 è uno dei rari sistemi contenente una Pulsar in compagnia di una stella non degenere massiva, ed è il sistema con la maggiore eccentricità tra tutti quelli contenenti una Stella di Neutroni. Alcuni fatti osservativi possono essere spiegati facilmente tenendo conto dell'eccentricità del sistema, soprattutto la mancanza totale di segnale intorno al periastro a 430 MHz e la caduta in intensità dello stesso a 660 e 1520 MHz. sono associati al transito della Pulsar vicino alla sua compagna massiva, una stella Be, dotata di alta velocità rotazionale e di un disco di materia espulsa localizzato nel piano equatoriale.

Le eclissi sono sicuramente causate dal vento stellare della stella compagna, più che dalla sua atmosfera soltanto, data la loro lunga durata. L'esistenza di queste eclissi porta a pensare che molte Pulsar potrebbero rimanere sostanzialmente non osservabili perchè 'coperte' da compagne massive che ne impediscono l'irraggiamento radio verso l'osservatore. Anche PSR 1259-63 sarebbe rimasta probabilmente inosservata se si fossero utilizzate soltanto frequenze < 1 GHz.

La natura evolutiva del sistema può essere spiegata in vari modi. La stella avrebbe subito trasferimento di massa dall'altra stella (l'attuale Pulsar) che si trovava nello stadio di gigante prima dell'esplosione di supernova. L'esplosione (i parametri del sistema lascia aperte le possibilità di esplosione simmetrica ed asimmetrica) ha in seguito lasciato una Stella di Neutroni in orbita molto eccentrica intorno alla compagna diventata massiva.

Il sistema risulta uno strumento molto interessante per lo studio dei legami evolutivi tra i sistemi binari X comprendenti stelle massive e le Pulsar riciclate (Par. 1.4.2). L'evoluzione sembra portare verso una circolarizzazione dell'orbita, che porterebbe molto probabilmente il sistema ad emettere in X in modo transiente. Se invece dovesse il sistema evitare la circolarizzazione, esso si porterebbe verso la distruzione con esplosione della compagna massiva e la formazione di un'altra Pulsar non riciclata e quindi rotazionalmente più lenta della prima.

Capitolo 3

Meccanismi di Eclisse

In questo capitolo sarà presentata la teoria che analizza i vari processi fisici che potrebbero intervenire per assorbire in parte o completamente il segnale radio emesso dalle Pulsar in sistemi binari come quelli da noi descritti nel Capitolo 2. Rivedremo sostanzialmente ciò che fino ad ora è stato proposto in letteratura, ponendo l'accento in particolare sui processi maggiormente invocati sul piano teorico e che coinvolgano il minor numero di parametri liberi.

La scoperta della prima Pulsar a eclissi, la PSR 1957+20 ([42]), seguita poi dalla PSR 1744-24A ([75]) ha dato inizio ad un filone di studio teso ad indagare l'origine del temporaneo assorbimento del segnale radio durante il ciclo orbitale della Pulsar. Fu infatti subito chiaro che una eclissi di tipo classico (dovuta alla semplice interposizione della stella compagna lungo la linea di vista) non poteva funzionare per spiegare le caratteristiche osservate di questi fenomeni (descritte nel precedente capitolo), e in particolare la frazione di fase orbitale coperta dall'eclissi e la sua dipendenza dalla frequenza osservativa. Una soluzione al problema ipotizza che *l'assorbimento del segnale radio avvenga entro una nube di plasma fortemente ionizzato che viene rilasciato dalla stella compagna sotto forma di vento stellare*, situazione schematizzata in figura 3.1. La pressione di radiazione della Pulsar riesce a spazzare solo una certa porzione di spazio dal plasma fluente dalla compagna, formando una cavità intorno alla Pulsar libera dal vento stellare ([64]). La geometria (vedere figura 3.2) ed i parametri fisici della nube di plasma risultante, combinati con linee di vista variabili lungo la traiettoria orbitale della Pulsar determinano il ciclico ripetersi dell'assorbimento del segnale radio. Nei prossimi paragrafi discuteremo quali meccanismi possono effettivamente agire nella nube di plasma, e in particolare quelli che sono stati invocati per spiegare le eclissi in PSR 1957+20 ([42]), PSR 1744-24A ([75]) e in altri sistemi di questo tipo conosciuti.

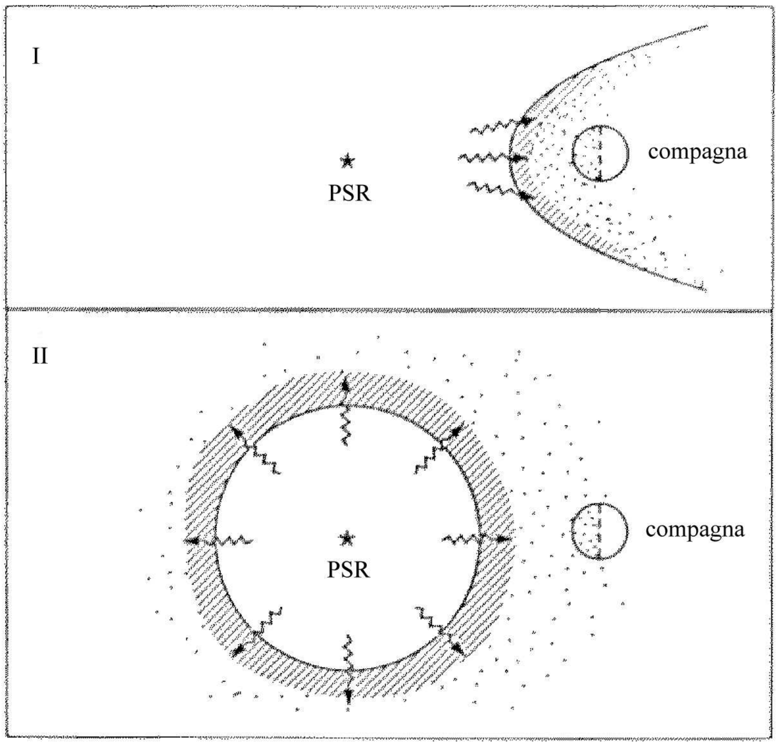


Figura 3.1: Configurazione tipica di cavità formate dalla pressione di radiazione della Pulsar sul vento stellare della compagna (I cavità aperta, II cavità chiusa).

3.1 I Meccanismi proposti

Nei prossimi paragrafi esaminiamo in dettaglio i meccanismi fino ad ora proposti per spiegare l'eclissi del segnale radio di una Pulsar quando esso in-

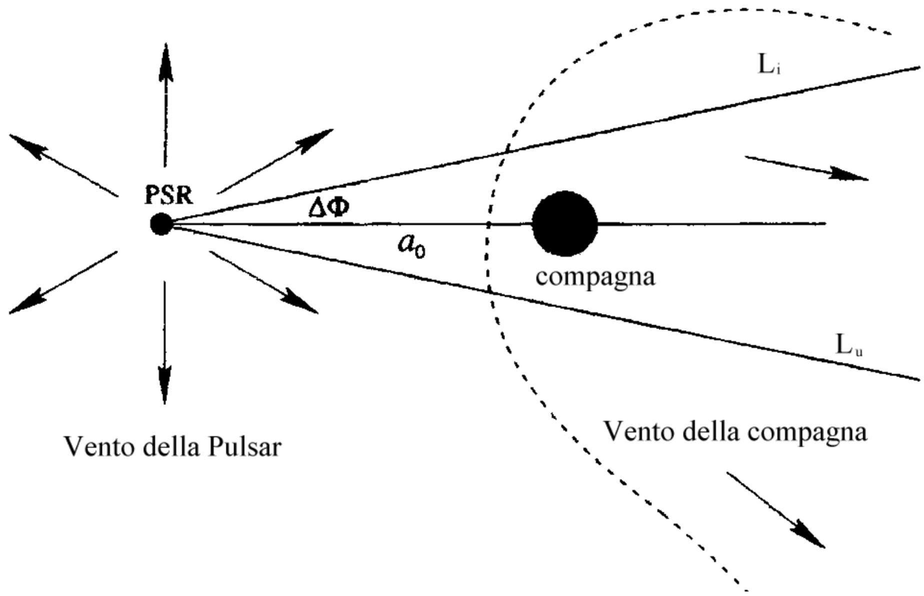


Figura 3.2: Rappresentazione schematica di una Pulsar binaria a eclisse. La linea tratteggiata indica la discontinuità di contatto tra i venti della Pulsar e della compagna, $L_i e L_u$ sono le linee di vista rispettivamente all'ingresso ed all'uscita dall'eclissi. La separazione Pulsar-compagna è rappresentata da a_0.

teragisce col plasma emesso dalla stella compagna nel sistema binario. Essi includono l'assorbimento alla frequenza di plasma chiamato *plasma frequency cutoff*, la rifrazione, il fenomeno del *Pulse Smearing*, l'assorbimento di *free-free* e i decadimenti dovuti a interazioni non-lineari. In tutti i casi si è supposto trascurabile il contributo di processi dovuti alla magnetizzazione del plasma.

3.1.1 Assorbimento alla frequenza di plasma

Questo processo, ben noto in radioastronomia e nel campo delle radiodiffusioni (ad esempio esso ha luogo nelle ionosfera terrestre, determinando una variazione diurna nella copertura geografica del segnale radio emesso da una stazione di trasmissione) è dovuto alla completa riflessione che le radio-onde possono subire nell'attraversamento di un gas ionizzato. Esiste in particolare una frequenza caratteristica, detta *frequenza di plasma* ν_{pe}, che definisce una soglia al di sotto della quale la trasmissione delle radio-onde e' inibita. Questa frequenza caratteristica è funzione della densità volumetrica di elettroni n_e presenti nel gas. In particolare, normalizzando ad una densità di 10^6 elettroni per cm^{-3}, la frequenza di plasma vale:

$$\nu_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}} = 9.3\ MHz\ \left(\frac{n_e}{10^6 cm^{-3}}\right)^{1/2}, \tag{3.1}$$

dove e è la carica di un elettrone, mentre m_e la sua massa.

Pro e contro osservativi

Questo meccanismo fu proposto inizialmente quale possibile spiegazione per la produzione di eclissi nel sistema di PSR 1957+20 ([97], [58]). In realtà la durata variabile delle eclissi al variare della frequenza di osservazione è incompatible con un meccanismo a soglia come quello connesso con l'assorbimento alla frequenza di plasma.

Inoltre la valutazione della densità di elettroni al bordo della zona di eclisse (resa possibile dall'esame dei ritardi di arrivo del segnale o da variazioni della misura di dispersione: vedi paragrafi seguenti) indica valori tipici dell'ordine di ($n_e \sim 10^7 \div 10^8 cm^{-3}$), implicando una frequenza di plasma $\nu_{pe} \leq 100$ MHz. Essa e' chiaramente inferiore alle tipiche radiofrequenze a cui le eclissi si osservano: 300 $\longrightarrow$ 2000 MHz. Servirebbero densità elettroniche ai bordi di eclisse almeno due ordini di grandezza più elevate per invocare questo meccanismo: $n_e \sim 10^9 \div 10^{10} cm^{-3}$, ([45]).

Una alternativa consiste nel supporre che la nube di plasma abbia dei bordi netti e che ci sia quindi una sorta di "gradino" nel profilo di densità del plasma (e di conseguenza nella variazione radiale dai valori della frequenza di plasma). Una simile *discontinuità di contatto* potrebbe essere imputabile ad effetti di accumulo del gas dovuti ad esempio alla pressione di radiazione della Pulsar. Il segnale radio verrebbe quindi completamente riflesso da questa sorta di "muro", ove la densità elettronica risulterebbe molto più elevata rispetto a quella del resto della nube di plasma. Una stima della densità di plasma in questo caso può essere ottenuta imponendo l'equilibrio delle pressioni (pressione di radiazione della Pulsar e pressione del vento stellare della compagna) al bordo dell'eclisse, ovvero in corrispondenza al "muro" di plasma riflettente. L'instaurarsi di questo equilibrio produrrebbe in effetti densità dell'ordine di $10^{10}cm^{-3}$, compatibili con l'ipotesi dell'applicazione di una riflessione totale del segnale radio secondo la 3.1.

Anche l'eventuale esistenza di questa "discontinuità di contatto" nel vento di plasma emesso dalla pulsar è comunque soggetta a forti vincoli osservativi, connessi principalmente al cosiddetto *tempo scala di evaporazione* della stella compagna. Tale evaporazione (che condurrebbe alla formazione delle millisecond pulsar isolate) avviene a causa dell'interazione del flusso energetico della pulsar con la superficie stellare. Ciò determina un riscaldamento ed una lenta evaporazione del gas dalla superficie stessa, sotto forma di vento stellare. Ovviamente il tempo scala di evaporazione τ_{evap} dipende dal tasso di emissione di materia da parte della stella compagna, il quale a sua volta si riflette sulla densità elettronica della nube di plasma che determina l'eclissi del segnale della radiopulsar. Un valore del tempo scala di evaporazione può essere quindi calcolato con la densità elettronica ricavata assumendo valido il modello di *cutoff*. Nel caso di PSR 1957+20 esso risulta essere dell'ordine di $\tau_{evap} \simeq 10^7$. Si tratta di un tempo scala molto breve (rispetto alla tipica durata di vita delle pulsar al millisecondo, $\approx 1 - 10$ Gyr), e ciò renderebbe l'osservazione di questi sistemi improbabile. Inoltre, osservazioni di *Timing* del sistema binario contenente PSR 1957+20 ([43]) portano invece a stimare che il reale valore di τ_{evap} sia sicuramente maggiore.

3.1.2 Rifrazione e ritardo di arrivo dei segnali

Riferendoci alla trattazione fatta da Thomson et al. ([127]), vediamo a grandi linee l'ottica di un raggio che passa attraverso un plasma. Faremo alcune ipotesi sul mezzo per ridurre la teoria al caso specifico:

1. Assumiamo una densità elettronica variabile con la posizione in modo regolare, senza le fluttuazioni stocastiche proprie del mezzo interstel-

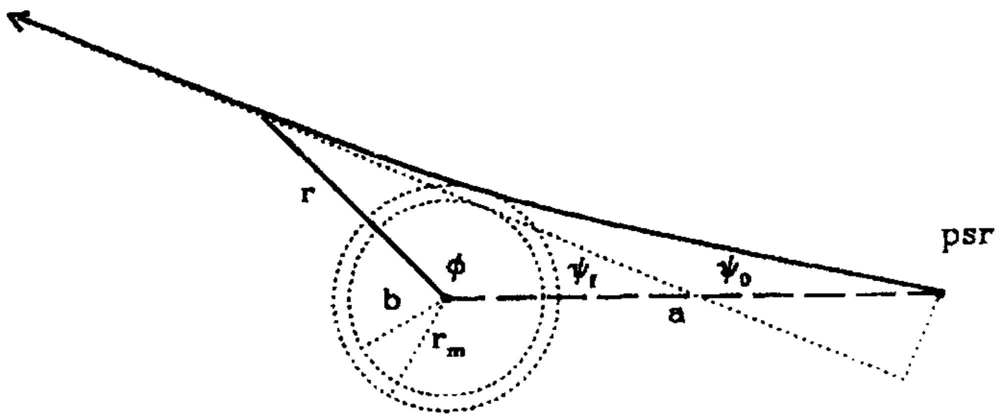


Figura 3.3: Rifrazione del raggio radio di una Pulsar in una nube di plasma centrata sulla stella compagna. Qui PSR denota la Pulsar ed a è la separazione orbitale. Quando la densità del plasma diminuisce con la distanza r dal centro della compagna, il raggio è deflesso verso l'esterno; b è il parametro d'impatto, r_m è la separazione minima tra la traiettoria effettiva del raggio e la compagna; infine $\psi_0(\psi_f)$ è l'angolo tra la direzione iniziale (finale) del raggio e la linea dei centri.

lare, per descrivere il vento stellare della compagna similmente alla ionosfera.

2. Assumiamo altresì che la densità diminuisca con l'aumentare della distanza dalla compagna e che gli angoli di deflessione siano piccoli.

3. Il plasma viene considerato non magnetizzato, e vengono ignorati effetti sulla polarizzazione.

4. La geometria ottica risulta una buona approssimazione per il problema, e possiamo escludere effetti diffrattivi intensi. Infatti anche qualora l'oggetto occultante si comportasse come se avesse un bordo definito (come la Luna), allora il moto orbitale porterebbe a scoprire delle zone di Fresnel ad un tasso $\sim 2\pi(a/\lambda)^{1/2}P_b^{-1} \sim 10Hz$ (assumendo valori orbitali tipici: vedere Capitolo 2), molto più rapido di quanto in genere i tempi di arrivo e le intensità del segnale sono saggiati.

Sotto queste condizioni, il moto degli impulsi radio attraverso il plasma può essere descritto da equazioni di Hamilton: ([16]):

$$\dot{\boldsymbol{k}} = -\nabla\Omega \qquad\qquad \dot{\boldsymbol{r}} = \frac{\partial\Omega}{\partial\boldsymbol{k}}, \tag{3.2}$$

nelle quali la relazione di dispersione $\omega = \Omega(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{k}) = (\omega_{Pe}^2 + c^2 k)^{1/2}$ funge da Hamiltoniana e dove $\boldsymbol{r}$ è la distanza dal centro della nube di plasma, $\boldsymbol{k}$ è il numero d'onda del raggio, ω_{Pe} la frequenza di plasma. Facciamo presente che nel caso di mezzo dispersivo possiamo calcolarci anche la Lagrangiana per le traiettorie dei raggi ([62]):

$$L = -\omega_{Pe}(\boldsymbol{r}) \left(1 - \frac{\dot{\boldsymbol{r}}^2}{c^2}\right)^{1/2}. \tag{3.3}$$

Utilizzando le equazioni di Lagrange possiamo trovare le equazioni del raggio, che risultano avere una forma simile alla dinamica Newtoniana:

$$\frac{d^2\boldsymbol{r}}{dt^2} = -\nabla\boldsymbol{\Phi}, \tag{3.4}$$

con il potenziale dato da $\boldsymbol{\Phi}(\boldsymbol{r}) = c^2\omega_{Pe}^2/2\omega^2$. Da notare la similitudine di questo formalismo con quello delle lenti gravitazionali, con la differenza che i raggi sono in questo caso rifratti da zone ad alta densità, e che deve essere utilizzata la velocità di gruppo in quanto le lenti al plasma sono dispersive a differenza di quelle gravitazionali.

A questo punto modelliamo la densità di plasma come sfericamente simmetrica (vedere figura 3.3), col centro coincidente con la compagna posta ad una distanza a dalla Pulsar. Introduciamo un angolo polare ϕ ed una distanza dal centro r. Per il momento consideriamo che l'orbita sia complanare con la linea di vista. In questo modello si trovano subito due integrali a partire dalla 3.4: la conservazione del momento angolare

$$r^2\frac{d\phi}{dt} = bc; \tag{3.5}$$

e la conservazione dell'energia che ci dà il moto radiale

$$\left(\frac{du}{d\phi}\right)^2 + u^2 = n_r^2; \tag{3.6}$$

in queste equazioni abbiamo inserito b come parametro d'impatto, definito come distanza rispetto alla compagna alla quale transiterebbe il raggio imperturbato che, emesso dalla Pulsar, raggiunge l'osservatore. Ovviamente b è funzione della fase orbitale del sistema binario; risulterebbe b=0 nel caso in caso Pulsar-Compagna-Osservatore giacessero lungo una medesima linea. La variabile u rappresenta la coordinata radiale inversa ed è definita come $u = b/r$, mentre n_r è l'indice rifrattivo di gruppo per cui vale $n_r^2 = 1 - 2\Phi/c^2 = v_{gr}^2/c^2$. Con v_{gr} indichiamo la velocità di gruppo.

Per l'analisi di una possibile eclissi troviamo interessante come quantità la direzione del raggio, calcolata come angolo ψ tra la tangente asintotica alla direzione del raggio stessa e la linea dei centri (ancora, vedere figura 3.3):

$$\psi = \tan^{-1}\left(\frac{\tan\phi + (rd\phi/dr)}{\tan\phi(rd\phi/dr) - 1}\right). \tag{3.7}$$

Questo angolo, seguendo il percorso del raggio attraverso la nube di plasma, aumenta dal valore minimo di $\psi_0 = \sin^{-1}(b/a)$ quando il raggio è ancora considerato fuori dall'influenza del plasma (quindi ancora imperturbato) fino al valore asintotico ψ_f quando il raggio è uscito pienamente dalla zona di eclisse. E' quindi ψ_f che determina la direzione finale del raggio. La dipendenza $\psi_f = \psi_f(\psi_0)$, d'altra parte, implica che quando i raggi passano attraverso le lenti al plasma, essi vengono magnificati di un fattore

$$M = \left|\frac{d\psi_0}{d\psi_f}\right|. \tag{3.8}$$

L'equazione dell'energia (3.6) può essere utilizzata per trovare la deflessione netta del raggio, che risulta:

$$\Delta\psi = \psi_f - \psi_0 = \pi - 2\int_0^{u_m} \frac{du}{(n_r^2 - u^2)^{1/2}}, \tag{3.9}$$

dove u_m è la coordinata radiale inversa riferita alla distanza minima r_m fisicamente raggiunta dal raggio rispetto alla compagna. Al ridursi del parametro d'impatto b (a causa del moto orbitale), la deflessione aumenta, e così può esistere un parametro d'impatto minimo (e quindi una deflessione critica del raggio $\psi_f \to \psi_{f,c}$) al di sotto del quale l'impulso non può essere osservato. Tale situazione corrisponde naturalmente ad una eclisse.

Come appare in figura 3.4, per deflessioni maggiori di $\psi_{f,c}$ due raggi emessi da una sorgente puntiforme possono incrociarsi; un osservatore eventualmente posto nel ponto d'incrocio vedrebbe due o più immagini della sorgente. Il punto, la linea o la superficie in cui ciò avviene è detta *caustica* [46].

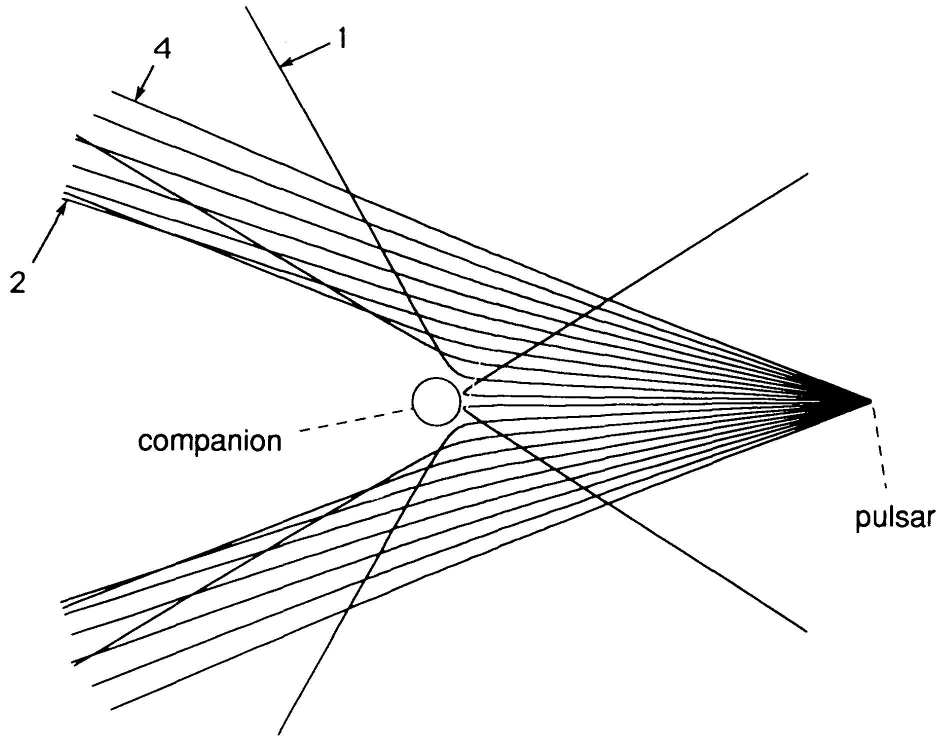


Figura 3.4: Traiettorie di raggi in caso di caustica. I raggi indicati come 1,2 e 4 sono un raggio fortemente deviato, un raggio debolmente deviato e uno senza deviazioni di traiettoria. Si nota come i raggi tendano ad incrociarsi tra loro formando punti caustici, e la zona d'ombra formatasi dietro la stella compagna

Tale caustica può essere localizzata considerando che nel punto di incrocio di due o più raggi si osserva una considerevole magnificazione del segnale. La caustica si forma cioè dove la magnificazione tende a divergere, dove quindi (vedere eq. 1.9):

$$\frac{d\Delta\psi}{d\psi_0} = -1. \tag{3.10}$$

In realtà vedremo nel successivo paragrafo come le condizioni per la formazione di una caustica siano fortemente improbabili per i normali parametri dei sistemi binari ad eclisse finora studiati e quindi una eclissi dovuta a rifrazione è scarsamente attendibile.

Di grande interesse per la nostra analisi è viceversa il calcolo dei ritardi (rispetto ad un sistema imperturbato) nei tempi di arrivo degli impulsi, ritardi dovuti appunto alla rifrazione. Tali ritardi sono infatti facilmente misurabili dalle osservazioni. Nelle nostre approssimazioni il ritardo può essere trovato integrando l'equazione 3.5 lungo il raggio e correggendo per la deflessione (figura 3.3):

$$\Delta t = \frac{1}{bc} \int r^2 d\phi - \frac{1}{c}[a \cos \psi_f - r \cos(\phi + \psi_f)]. \tag{3.11}$$

Questa espressione include due termini: il ritardo geometrico dovuto all'aumento del percorso ottico ed il ritardo di gruppo dovuto al fatto che il raggio in realtà attraversa un mezzo diverso dal vuoto. Questi due contributi possono essere separati conoscendo la lunghezza d'arco totale del raggio, che determina il tempo di propagazione di un impulso a frequenza infinita: dall'equazione (3.5) si trova $l_{arc} = b^{-1} \int n_r r^2 d\phi$. I due contributi al ritardo separati avranno la forma:

$$\Delta t_{gr} = \frac{1}{bc} \int (1 - n_r) r^2 d\phi \tag{3.12}$$

$$\Delta t_{geom} = \frac{1}{bc} \int n_r r^2 d\phi - \frac{1}{c}[a \cos \psi_f - r \cos(\phi + \psi_f)]. \tag{3.13}$$

A questo punto conviene ricordare l'assunzione fatta all'inizio: ovvero che i raggi sono diffusi solo a piccoli angoli. Quando la deflessione è sufficientemente piccola,ci viene in aiuto la teoria degli urti fra particelle di Landau ([63]). Egli risolve il problema della diffusione di particelle che attraversano potenziali centrali e trova un'alternativa all'utilizzo dell'equazione 3.9 per calcolare la deflessione totale $\Delta\psi$. Tale equazione, ridotta al caso di raggi di luce incidenti, prende la forma:

$$\Delta\psi = -\frac{2b}{c^2} \int_b^\infty \frac{dr}{(r^2 - b^2)^{1/2}} \frac{d\Phi}{dr} = -b \int_b^\infty \frac{dr}{(r^2 - b^2)^{1/2}} \frac{d}{dr} \left(\frac{\omega_{Pe}^2}{\omega^2} \right). \tag{3.14}$$

Allo stesso modo anche il ritardo può essere calcolato integrando il potenziale $\boldsymbol{\Phi}(\boldsymbol{r})$ sul percorso imperturbato:

$$\Delta t_{gr} = \frac{2}{c^3}\int_b^\infty \frac{r\ dr}{(r^2-b^2)^{1/2}}\Phi = \frac{1}{c}\int_b^\infty \frac{r\ dr}{(r^2-b^2)^{1/2}}\frac{\omega_{Pe}^2}{\omega^2}. \tag{3.15}$$

Il ritardo geometrico viene valutato tramite semplici accorgimenti trigonometrici e sarà approssimativamente dato da:

$$\Delta t_{geom} = \frac{a}{2c}\cos\psi_0(\Delta\psi)^2, \tag{3.16}$$

Passando ora alla magnificazione, possiamo trovarne la sua scrittura sotto le nostre condizioni come:

$$M^{-1} = 1 - ab^2\cos\psi_0\int_b^\infty \frac{dr}{(r^2-b^2)^{1/2}}\frac{d}{dr}\left[\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(\frac{\omega_{Pe}^2}{\omega^2}\right)\right]. \tag{3.17}$$

Nelle condizioni in cui ci siamo messi (piccole deflessioni angolari), ci aspettiamo che la separazione minima r_m al punto di contatto sia prossima al parametro d'impatto b. Al punto di contatto avremo in particolare che $du/d\phi = 0$, $d\phi/dr \to \infty$ e l'equazione 3.6 ci dà l'indice di rifrazione in funzione di r_m: $b/r_m = n_r(r_m)$. Da questo (ricordando che $n_r^2 = 1 - 2\Phi/c^2$) calcoliamo che la densità di plasma massima raggiunta al punto di contatto è molto inferiore a quella necessaria per inibire la propagazione di un segnale di frequenza ω:

$$\frac{\omega_{Pe}^2(r_m)}{2\omega^2} = \frac{2\pi e^2}{m_e\omega^2}n_e(r_m) \simeq \left(\frac{r_m}{b}-1\right) \ll 1. \tag{3.18}$$

Possiamo calcolarci l'angolo di diffusione, il ritardo di gruppo e la magnificazione dei raggi specializzandoci al caso di una distribuzione di densità del tipo $n_e(r) = n_0(r_0/r)^\beta$. Portando avanti il calcolo degli integrali 3.14, 3.15 e 3.17, si ottiene:

$$\Delta\psi \simeq \frac{4\pi e^2}{m_e\omega^2}n_e(b)\beta\left(\frac{\pi}{2\beta+1}\right)^{1/2} \tag{3.19}$$

$$\Delta t_{gr} \simeq \frac{b}{c}\frac{4\pi e^2}{m_e\omega^2}n_e(b)\left(\frac{\pi}{2\beta-3}\right)^{1/2} \tag{3.20}$$

$$M = \frac{b}{b - \beta a \cos\psi_0 \Delta\psi}. \tag{3.21}$$

Abbiamo ora in mano gli strumenti che ci servono per l'analisi di questo meccanismo.

Pro e contro

Il modello di eclissi dovuto alla rifrazione del segnale (e dunque alla formazione di caustiche e quindi di zone d'ombra per l'osservatore) ha il pregio di contenere una dipendenza esplicita dalla frequenza di osservazione (vedi le ultime equazioni del precedente paragrafo) e di predire quindi durate variabili dell'eclissi a diverse frequenze (ciò che usualmente si osserva).

Questo meccanismo si espone però alle medesime due obiezioni già sollevate nel caso del meccanismo di riflessione del segnale alla frequenza di plasma (che può essere fisicamente riguardato come un caso particolare del fenomeno della Rifrazione): (i) l'elevata densità predetta nella nube di plasma (di solito un paio di ordini di grandezza maggiore di quella misurata con il calcolo dei ritardi nel tempi di arrivo degli impulsi al bordo dell'eclisse); (ii) i corti tempi di evaporazione stimati sulla base delle densità previste nel vento stellare (ciò che rende l'osservabilità dei sistemi poco probabile).

Inoltre questo modello non riesce a riprodurre contemporaneamente la dipendenza della durata dell'eclisse dalla frequenza e la densità di colonna degli elettroni (numero di elettroni lungo la linea di vista) in corrispondenza ai bordi dell'eclisse. Ad esempio nel caso di PSR 1957+20, se ammettiamo che la dipendenza della durata dell'eclisse dalla frequenza ([111]) sia consistente con una eclissi rifrattiva, allora assumendo una distribuzione di densità del tipo $n_e(r) = n_0(r_0/r)^\beta$ avremo bisogno di $\beta \simeq 4$ per ottenere una caustica. Per una eclisse il cui raggio è 5×10^{10} alla frequenza di 318 MHz, ciò implica dei ritardi di circa 55 ms nei tempi di arrivo degli impulsi nella fasi di ingresso ed uscita dal'eclisse. Questo valore è $\sim$ 250 volte maggiore dei ritardi registrati. Il percorso inverso (utilizzo dei ritardi osservati per risalire al valore di β richiesto) porta alla valutazione di $\beta \sim 55$, e questo comporterebbe un raggio dell'eclisse $R_E \leq 2 \times 10^9$ e quindi una durata di circa 1 minuto, nettamente inferiore a quanto misurato. Il caso di PSR 1744-24A è simile, non avendo il plasma la densità necessaria a deflettere il raggio fuori dalla linea di vista ([127]).

3.1.3 *Pulse Smearing*: Allargamento del segnale pulsato

Strettamente connesso al problema dei ritardi di arrivo degli impulsi, è quello dell'allargamento degli impulsi medesimi. Tale problematica viene presa in considerazione da Thompson et al. ([127]) e da Rasio et al. ([105]). Questi ultimi fanno un ragionamento utile alla valutazione della densità necessaria (nel plasma) a produrre un effetto significativo di allargamento. Tale effetto diventa effettivamente importante qualora il *cambiamento nel ritardo di arrivo degli impulsi* $\delta \Delta t_a$ *durante il tempo di integrazione del segnale* t_i *divenga comparabile con la larghezza intrinseca dell'impulso stesso* t_p. In tale situazione, il segnale impulsivo integrato (che si ottiene sommando i dati assumendo un periodo costante, con un procedimento detto di *folding*) tende ad essere sparpagliato su una frazione di periodo rotazionale più larga rispetto alla frazione originaria. Al crescere dell'effetto, la componente impulsiva tende anzi praticamente a cancellarsi. Si determina così una *eclissi del segnale pulsato, mentre il flusso radio nel continuo continua a raggiungere l'osservatore.*

Ora, utilizzando una versione della equazione per il calcolo dei ritardi leggermente semplificata rispetto a quelle presentate nel paragrafo precedente (essa tiene conto solo dell'effetto dispersivo del mezzo e quindi della sola variazione della velocità di gruppo con la frequenza), possiamo andare a calcolarci l'entità di questo "cambiamento di ritardo".

Data la misura di dispersione come $DM \sim r n_e(r)$ (vedere paragrafo 1.3.1), durante un tempo di integrazione t_i essa subirà un cambiamento dovuto a moto orbitale valutabile come $\delta DM \approx (\partial DM/\partial r)\delta r_i$, dove $\delta r_i \sim$

$2\pi a t_i / P_{orb}$. Ricordando la 3.20:

$$\Delta t_a = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \frac{DM}{\nu_{obs}^2}, \tag{3.22}$$

in cui ovviamente ν_{obs} è la frequenza di osservazione; da questa otteniamo la

$$\delta \Delta t_a = \frac{e^2 a t_i}{m_e c \nu_{obs}^2 P_{orb}} \frac{\partial DM}{\partial r}. \tag{3.23}$$

Pro e contro

Nella 3.23 si è valutato l'allargamento della componente impulsiva prodotto dal moto orbitale della sorgente emittente combinato con una distribuzione n_e di densità elettronica nel plasma interposto che sia *stazionaria* nel tempo. Notiamo che l'allargamento dipende da t_i; agendo quindi su questo parametro si può limitare la nocività del fenomeno, ma ciò a discapito della qualità del segnale integrato, che ovviamente migliora aumentando il tempo di osservazione t_i.

Analogo effetto di smearing "dispersivo" si produce se la misura di dispersione DM varia durante una osservazione di lunghezza t_i a seguito di mutamenti intrinseci nel profilo di densità del plasma oscurante. Fenomeni di tale natura possono essere presenti in quei sistemi in cui il flusso energetico emesso dalla pulsar interagisce fortemente con il plasma della stella compagna, determinando fenomeni non stazionari di emissione di un vento stellare dalla sua superficie. Questi fenomeni possono causare una evaporazione di gas non radialmente simmetrica dalla stella compagna, e shock nel vento stellare o alla sua superficie di interazione con il mezzo interstellare o nella zona di contatto con il flusso energetico della pulsar. Tutto ciò può determinare addensamenti stocastici di gas e quindi variazioni di DM non regolari lungo la fase orbitale, che a loro volto possono indurre eclissi del segnale pulsato fortemente variabili nel tempo.

Esiste un metodo diretto per testare se il *Pulse Smearing* può davvero essere responsabile del fenomeno di eclissi e consiste nel condurre osservazioni contemporanee (alla stessa frequenza) sia nel Continuo (ad esempio con un radio-Interferometro) sia alla ricerca del segnale pulsato. Una eventuale detezione nel Continuo in corrispondenza ad una eclissi del segnale impulsivo sarebbe una stringente conferma della applicabilità di questo meccanismo. Esso, essendo dipendente dalla frequenza, si presta in linea di principio a riprodurre anche durate delle eclissi variabili appunto con la frequenza di osservazione.

In ogni caso, le formule presentate nel precedente paragrafo svolgono un ruolo diagnostico essenziale riguardo la distribuzione di densità del gas ionizzato nelle regioni ai bordi dell'eclisse, dove ritardi nell'arrivo degli impulsi sono sempre osservati. In particolare dall'analisi di eventuali asimmetrie nella distribuzione dei ritardi rispetto alla fase centrale dell'eclisse si può indurre l'esistenza e la consistenza di *code* di plasma che si dipartono dalla superficie della stella compagna. Il formarsi di tali strutture di tipo "cometario" è infatti probabile, alla luce degli effetti combinati della velocità di evaporazione del gas dalla compagna, della velocità orbitale e delle forze di Coriolis (vedi figura 3.5). Se il gas che si accumula in queste code non è troppo denso, esso potrebbe determinare solo dei ritardi nei tempi di arrivo degli impulsi, lasciando a ragioni più dense della nube di plasma (ed eventualmente a qualche altro meccanismo fisico) il compito di provocare l'eclissi vera e propria nel Continuo (cioè un autentico assorbimento del segnale).

3.1.4 Assorbimento Free-Free

L'assorbimento *Free-Free* (o Bremsstrahlung inverso) è uno dei fenomeni più studiati come candidati a eclissare il segnale di Pulsar binarie.

Un gas ionizzato può emettere notoriamente per Bremsstrahlung. Tale emissione proviene da elettroni accelerati nel campo coulombiano dei nuclei con cui si trovano mescolati. Viene chiamata anche emissione *free-free* perchè nel processo gli elettroni passano da uno stato libero ad un altro stato libero ad energia minore. Il processo inverso (assorbimento *free-free*) si presta in linea di principio ad essere considerato la causa dell'oscuramento del segnale radio in sistemi contenenti una pulsar binaria ad eclisse.

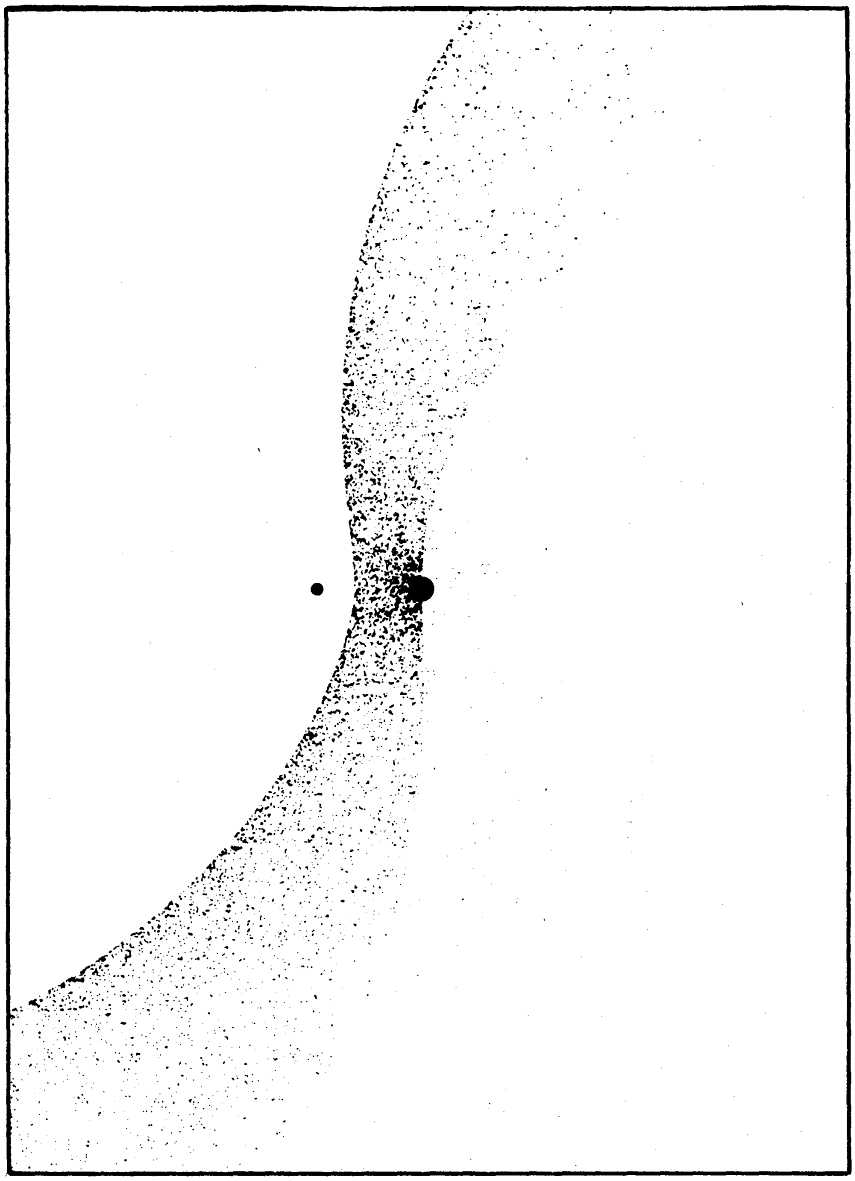


Figura 3.5: Possibile geometria del sistema binario di PSR 1744-24A. É visualizzata una proiezione sul piano orbitale del sistema, con rotazione orbitale in senso antiorario. Il gas viene estratto dalla parte di superficie della stella compagna (punto nero grande sulla destra) più soggetta al riscaldamento dovuto alla radiazione della Pulsar (punto piccolo sulla sinistra, non in scala). Un delicato bilanciamento tra gravità, forze di Coriolis e pressione esercitata dalla radiazione della Pulsar determina la forma del flusso di gas.

Il processo elementare di emissione *free-free* descrive la collisione con parametro di impatto b tra un elettrone che viaggia a velocità $\boldsymbol{v}$ ed uno ione di carica Ze. Consideriamo la situazione semplificata in cui il percorso dell'elettrone venga deviato durante il processo al massimo di angoli piccoli.

Il processo provoca l'emissione di energia elettromagnetica con una potenza definita dalla legge di Larmor ([109]):

$$\frac{dW}{dt} = \frac{2}{3} \frac{e^6 Z^2}{c^3 m_e^2 r^4}, \tag{3.24}$$

dove r è la distanza tra l'elettrone e lo ione. Considerando la forte dipendenza dalla distanza, il processo è efficace soltanto a distanze dell'ordine del parametro d'impatto b, ed ha una durata (detta *tempo si collisione*) $\tau \sim b/v$. L'energia irradiata durante tutta la durata del processo è perciò:

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^6 Z^2}{c^3 m_e^2} \left(\frac{1}{b^3 v} \right). \tag{3.25}$$

Per calcolare la distribuzione spettrale (quindi in funzione della frequenza) dell'energia emessa occorre tenere presente la forma della trasformata di Fourier di una funzione $f(t)$:

$$F(\nu) = \int f(t) e^{-2\pi i \nu t} dt. \tag{3.26}$$

L'esponenziale nell'integrale oscilla rapidamente per $\nu\tau \gg 1$ e l'integrale svanisce, mentre per $\nu\tau \ll 1$ l'esponenziale vale ~ 1. Possiamo allora adottare una approssimazione in cui la distribuzione spettrale dell'energia sia sostanzialmente piatta fino ad una frequenza $\nu_{max} = 1/\tau = v/b$ e svanisca per valori della frequenza superiori a ν_{max}. Abbiamo, sotto questa assunzione,

$$\frac{dW}{d\nu} = \frac{2}{3} \frac{e^6 Z^2}{c^3 m_e^2} \left(\frac{1}{b^2 v^2} \right). \tag{3.27}$$

Vogliamo ora calcolarci lo spettro totale per un processo che coinvolga un certo numero di ioni con densità n_i ed un certo numero di elettroni con densità n_e e con velocità fissata $\boldsymbol{v}$. Il flusso di elettroni incidenti per unità di superficie per unità di tempo su un singolo ione è $n_e \boldsymbol{v}$. L'unità di superficie significativa per il processo è $2\pi b\, db$, centrata sullo ione. L'energia totale emessa per unità di tempo, per unità di volume e per unità di frequenza (emissività) è quindi

$$\frac{dW}{d\nu\, dV\, dt} = 2\pi n_e n_i v \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{dW}{d\nu} b\, db = \frac{4\pi}{3} \frac{e^6}{m_e^2 c^3} \frac{1}{v} n_i n_e Z^2 \ln\left(\frac{b_{max}}{b_{min}}\right); \quad (3.28)$$

L'estremo inferiore b_{min} viene valutato considerando che nell'approssimazione per piccoli angoli la velocità degli elettroni può avere al massimo variazioni dell'ordine di v, perciò $\Delta v/v \leq 1$. Questo ci dà

$$\Delta v = a\tau = \frac{Ze^2}{m_e b^2} \times \frac{b}{v} \leq v \implies b \geq \frac{Ze^2}{m_e v^2}, \quad (3.29)$$

mentre l'estremo superiore deriva dal fatto che al processo contribuiscono soltanto gli elettroni con parametro d'impatto corrispondente ad una frequenza di taglio $\nu_{max} \geq \nu$, perciò $b \leq v/\nu$.

Nella realtà dovrebbero essere considerate alcune correzioni quantistiche alle formule precedenti, che sono state fin qui ricavate classicamente. Queste correzioni vengono inserite tramite un fattore g_{ff}, detto fattore di Gaunt, che va a sostituire il logaritmo nella (3.28). Questo fattore è stato calcolato e tabulato per un grande numero di casi ([109],[120]).

Consideriamo ora elettroni con distribuzione Maxwelliana delle velocità. Il numero di elettroni per unità di volume con velocità compresa tra v e $v+dv$ è $n_e(v) = n_e f(v) dv$, dove la funzione di distribuzione $f(v)$ è:

$$f(v) = 4\pi \left(\frac{m_e}{2\pi k_b T}\right) e^{-\frac{m_e v^2}{2k_b T}} v^2 dv. \quad (3.30)$$

L'emissività specifica ad una certa temperatura T si trova perciò sostituendo nella (3.28) n_e con $n_e(v)$ ed integrando su tutte le velocità. Bisogna tenere presente comunque che gli elettroni devono per forza avere energia cinetica superiore all'energia dei fotoni che emettono; si trova così un estremo inferiore per la velocità ($v_{min} = \sqrt{2h\nu/m_e}$) che semplifica il calcolo dell'integrale:

$$\frac{dW(T,\nu)}{d\nu\, dV\, dt} = \int_{v_{min}}^{\infty} \frac{dW}{d\nu\, dV\, dt} f(v) dv =$$

$$= 6.6 \times 10^{-38} e^{-\frac{h\nu}{k_b T}} \frac{n_e n_i Z^2}{T^{1/2}} \overline{g_{ff}}\, erg\, cm^{-3}\, s^{-1}\, Hz^{-1}. \qquad (3.32)$$

Ora, la legge di Kirchhoff sul trasporto radiativo implica l'esistenza di un coefficiente di assorbimento associato al coefficiente di emissione, correlati tramite la

$$J_{ff}(T,\nu) = \kappa_{ff}(T,\nu) B(T,\nu), \qquad (3.33)$$

dove $B(T,\nu)$ è la brillanza emessa da un corpo nero e

$$4\pi J_{ff}(T,\nu) = \frac{dW(T,\nu)}{d\nu\, dV\, dt}; \qquad (3.34)$$

si può ora ricavare il coefficiente di assorbimento per un processo di Bremsstrahlung:

$$\kappa_{ff}(T,\nu) = \frac{1}{4\pi} 6.6 \times 10^{-38} \frac{n_e n_i Z^2}{T^{1/2}} \overline{g_{ff}} \frac{c^2}{2h\nu^3} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{k_b T}}\right)\, cm^{-1}. \qquad (3.35)$$

La banda di frequenza di maggior interesse ai fini di questa tesi è quella radio, in cui $h\nu/k_b T \ll 1$, inoltre il mezzo assorbente è formato essenzialmente da idrogeno o elio ionizzati per i quali la densità di ioni positivi eguaglia la densità di elettroni e $Z = 1$; la (3.35) è perciò approssimabile ([120]) e prende la forma:

$$\kappa_{ff}(T,\nu) = 0.173 \left\{ 1 + 0.13 \log\left(\frac{T^{3/2}}{Z\nu}\right) \right\} \frac{n_e^2}{T^{3/2}\nu^2}\, cm^{-1}, \qquad (3.36)$$

da cui si trova la profondità ottica integrando lungo la linea di vista:

$$\Sigma = \int dl \kappa_{ff}(T,\nu). \qquad (3.37)$$

Questa formula è stata applicata da Rasio & al. ([104],[105]) allo studio delle eclissi nei sistemi di PSR 1957+20 e PSR 1744-24A, ed è stata implementata nel codice di simulazione descritto nel capitolo 4.

Pro e contro

Il modello di assorbimento *Free-Free* è stato fra i primi ad essere preso in considerazione (vedere ad esempio [136]). Esso fornisce una naturale spiegazione

([17]) per la dipendenza della durata delle eclissi dalla frequenza osservativa (vedere formula 3.36) e rende conto del fatto che talune eclissi sono totali a basse radiofrequenze ($\approx 300 - 500$ MHz), mentre si osserva solo una diminuzione della intensità del segnale (cioè una eclissi parziale) a frequenze più elevate (tipicamente dell'ordine del GigaHertz).

Anche le tipiche densità di elettroni necessarie per produrre il fenomeno $n_e \sim 10^6 \div 10^7 cm^{-3}$, sono in generale in buon accordo con quanto è misurato grazie ai ritardi di arrivo degli impulsi alle fasi di ingresso e uscita dall'eclissi.

Il problema maggiore che incontra questo meccanismo di assorbimento concerne invece la sua forte dipendenza (notare ancora la formula 3.35) dalla temperatura elettronica del plasma. L'assorbimento di *Free-Free*, alle densità elettroniche succitate, diventa efficace solo in presenza di un vento sostanzialmente isotermo e molto freddo ($T \leq 10^4 K$). Tali condizioni sono molto difficili da ottenere nei sistemi binari da noi analizzati. Da un lato è vero che il gas evaporato dalla superficie stellare a temperature dell'ordine dei $5000 \div 10000$ K (desunte analizzando gli spettri ottici delle stelle compagne, quando, in due o tre casi, e' stato possibile identificarle) si potrebbe raffreddare per espansione. Risulta però difficile pensare che la radiazione della Pulsar poi non lo scalderebbe immediatamente oltre la soglia di inefficacia del meccanismo *Free-Free* ([45], [104], [105], [127]). L'ipotesi di vento stellare freddo, che ha permesso ad alcuni autori (per esempio si veda [104]) di spiegare le eclissi di PSR 1957+20, è quindi da prendere con la dovuta cautela.

Assumendo viceversa che il vento sia caldo (come è stato supposto in [17] nel caso di PSR 1718-19), si incontra il problema connesso alla necessità di imporre elevate densità elettroniche al plasma fluente dalla stessa compagna, densità che renderebbero però il contributo del *Free-Free* all'assorbimento trascurabile rispetto a quello di meccanismi refrattivi e/o rispetto alla riflessione alla frequenza di plasma.

3.1.5 Meccanismi di assorbimento non-lineari

I meccanismi che saranno discussi di seguito sono strettamente correlati all'interazione non lineare di onde elettromagnetiche con altre onde elettromagnetiche e/o con fluttuazioni elettrostatiche del plasma (onde di Langmuir, la cui quantizzazione chiamiamo plasmone). Tali interazioni possono portare alla perdita di fotoni dal fascio di radiazione incidente sul plasma, sia a causa dell'effettiva isotropizzazione della radiazione stessa sia a causa della scomparsa di fotoni per effetto di un qualche decadimento. I meccanismi che risultano più importanti in questa classe sono dunque appunto il decadimento e la diffusione delle onde elettromagnetiche. Caratteristica comune di tali fenomeni è che essi sono processi *indotti*, e cioè le probabilità dei processi (i tassi di reazione) sono proporzionali al numero di onde che prendono parte al processo stesso, così che i tassi di reazione ne possono essere grandemente aumentati.

Come già accennato, di tutti i processi di questo tipo che possono avvenire in situazioni come quelle presenti nelle Pulsar binarie, prenderemo in considerazione in questa Tesi soltanto quelli che non risentono (se non in parte e comunque indirettamente) della presenza del campo magnetico, rifacendoci in particolare alla trattazione di Gedalin & Eichler ([45]).

L'interazione tra fotoni e plasmoni può essere in generale descritta tramite la così detta *equazione cinetica per le onde* (a tale proposito, si veda [132], [133] e [101]). In generale si utilizza la regola di dividere l'equazione corrispondente in due parti: la prima riguarda l'interazione delle onde elettromagnetiche con particelle, tipicamente elettroni e/o ioni, cioè un processo del tipo

$$t + e(i) \leftrightarrow t + e(i) \quad (1a);$$

la seconda ha a che fare con l'interazione delle onde elettromagnetiche con onde dello stesso o di diverso tipo, secondo gli schemi:

$$t \leftrightarrow t + l \quad (1b)$$

$$t \leftrightarrow l + l \quad (2b)$$

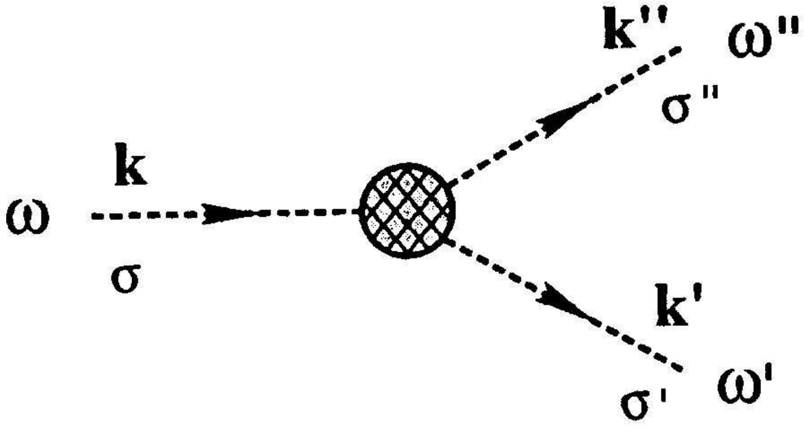


Figura 3.6: Interazione a tre onde. I modi delle onde sono rappresentati da σ, σ' e σ''. La figura mostra un processo di decadimento, cioè l'onda σ (con frequenza ω e vettore d'onda $\boldsymbol{k}$) decade in σ' (con ω' e $\boldsymbol{k}'$) e σ'' (con ω'' e $\boldsymbol{k}''$). Tale processo può essere equalmente rappresentato anche come emissione dell'onda σ'' quale risultato dell'interazione a tre onde.

$$t \leftrightarrow t + t \quad (3b).$$

In Appendice A è descritto il ragionamento che permette di verificare come il primo tipo di interazione, cioè lo scattering indotto di onde su ioni od elettroni (1a), fornisca in realtà un contributo trascurabile alla diffusione di fotoni nelle situazioni di interesse per questa Tesi.

Processi del tipo 1b, 2b, 3b vengono definiti in generale "*processi a tre onde*". Essi infatti coinvolgono un'onda elettromagnetica trasversa (t) che interagisce con un'altra onda elettromagnetica trasversa più un plasmone (longitudinale, l), oppure con due plasmoni oppure con due altre onde trasverse. Tutto ciò (vedere figura 3.6) può equalmente essere descritto come decadimento risonante dell'onda elettromagnetica in altre due onde. In principio, tutti e tre i processi 1b, 2b, 3b, possono avvenire e avere come risultato l'azzeramento della radiazione elettromagnetica sulla nostra linea di vista. In realtà, come mostrato in [45], solo il primo di questi risulta importante nelle condizioni fisiche dei sistemi qui in esame, ed è dunque proprio su questo che ci focalizzeremo nel seguito.

Risulta utile descrivere la distribuzione (e la diffusione) di onde trasversali in termini del cosiddetto *numero di fotoni* $dN_{\boldsymbol{k}}$ definito come

$$dN_{\boldsymbol{k}} = \frac{W_k}{2\hbar\omega_k} \tag{3.42}$$

ove W_k è la densità spettrale di energia, connessa alla densità totale di energia dall'integrazione su tutti i vettori d'onda:

$$W = \int W_k d\boldsymbol{k}. \tag{3.43}$$

La dinamica del *numero di fotoni* è in generale descritta dall'equazione cinetica per le onde trasversali che, una volta specializzata al caso di interesse (2a), assume la forma per primo proposta nel 1970 da Tsytovich:

$$\frac{dN_{\boldsymbol{k}}}{dt} = \frac{\partial N_{\boldsymbol{k}}}{\partial t} + \boldsymbol{v_g}\frac{\partial N_{\boldsymbol{k}}}{\partial \boldsymbol{r}} = \tag{3.44}$$

$$= \int \frac{d\boldsymbol{k}_l d\boldsymbol{k}_1}{(2\pi)^6} Q(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{k}_1, \boldsymbol{k}_l)(N_{\boldsymbol{k}}N_{\boldsymbol{k}_1} + N_{\boldsymbol{k}}N_{\boldsymbol{k}_l} - N_{\boldsymbol{k}_1}N_{\boldsymbol{k}_l}) +$$

$$+ \int \frac{d\boldsymbol{k}_l d\boldsymbol{k}_1}{(2\pi)^6} Q(\boldsymbol{k}_1, \boldsymbol{k}, \boldsymbol{k}_l)(N_{\boldsymbol{k}}N_{\boldsymbol{k}_1} + N_{\boldsymbol{k}_1}N_{\boldsymbol{k}_l} - N_{\boldsymbol{k}}N_{\boldsymbol{k}_l}),$$

dove

$$Q(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{k}_1, \boldsymbol{k}_l) = \delta(\omega - \omega_1 - \omega_l)\delta(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}_1 - \boldsymbol{k}_l)\frac{\hbar e^2 (2\pi)^6 \omega_p k_1^2}{16\pi m_e^2 \omega\omega_1}\left(1 + \frac{(\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}_1)^2}{k^2 k_1^2}\right)$$

Qui $\boldsymbol{k}, \boldsymbol{k}_1, \boldsymbol{k}_l$ sono i vettori d'onda dell'onda elettromagnetica incidente, dell'onda elettromagnetica uscente e del plasmone, $\omega, \omega_1, \omega_l$ le rispettive frequenze angolari, ω_p la frequenza di plasma degli elettroni e $\boldsymbol{v_g}$ la velocità di gruppo delle onde elettromagnetiche.

É evidente dal secondo membro come la 3.44 assuma le sembianze di una equazione di diffusione per il *numero di fotoni*. Inoltre, esaminando l'integrando al terzo membro, vediamo come l'efficacia di ogni singola specifica interazione $t \to t + l$ dipenda dal numero di onde negli stati finali, cioè rispettivamente dal *numero di fotoni* $dN_{\boldsymbol{k}_1}$ uscenti (che possiamo anche, in modo del tutto equivalente, definire fotoni *decaduti*) e dal numero di plasmoni $dN_{\boldsymbol{k}_l}$. Questa caratteristica riflette il fatto che si tratta di un processo *stimolato* connesso alla statistica di Bose-Einstein cui soggiacciono i fotoni.

Naturalmente il tasso complessivo di realizzazione del processo (2a) dipende dalla sommatoria (ossia in questo caso l'integrale al terzo membro) su tutti i possibili stati finali $\boldsymbol{k}_1$ e $\boldsymbol{k}_l$.

Notiamo inoltre che il primo addendo nell'equazione 3.44 descrive il processo diretto (decadimento di un'onda elettromagnetica in un'altra elettromagnetica e in un plasmone: $t \to t + l$), mentre il secondo termine descrive la coalescenza di un plasmone e di un'onda elettromagnetica in un'onda elettromagnetica: $t \leftarrow t + l$.

Nel seguito utilizzeremo la 3.44 per analizzare separatamente due diverse situazioni fisiche.

caso 2a-I Si suppone che nel plasma il numero di plasmoni sia trascurabile e quindi il processo (2a) viene stimolato essenzialmente da fotoni. In tal caso esso assume il nome di **emissione indotta di plasmoni**, ovvero il nome equivalente di **decadimento indotto di fotoni**.

caso 2a-II Si suppone che l'interazione (2a) avvenga in un plasma turbolento e quindi abbastanza ricco di plasmoni in modo che essi possano stimolare il processo (2a). Nel qual caso il fenomeno viene definito **diffusione di Raman stimolata**.

Le profondità ottiche dei due processi, per parametri tipici delle pulsar ad eclisse, sono ricavati nel prossimi due paragrafi.

Decadimento indotto di fotoni

Calcoliamo la profondità ottica del processo di decadimento di fotoni stimolato dai fotoni dell'ambiente. In questo caso siamo in assenza di plasmoni e quindi solo i primi dei 3 addendi negli integrandi della equazione 3.44 risultano non nulli, cioè i termini $N_{\boldsymbol{k}}$ e $N_{\boldsymbol{k}_1}$. Osservando che $v_g = c$ e che $(1/c)\partial/\partial t = \partial/\partial l$, dove l è la distanza lungo la linea di propagazione del cono di radiazione (la linea di vista), possiamo ridurre l'equazione 3.44 alla forma seguente:

$$\frac{1}{N_{\boldsymbol{k}}}\frac{dN_{\boldsymbol{k}}}{dl} = \tag{3.48}$$

$$= \frac{\hbar e^2 \omega_p \omega^2}{2m_e^2 c^4} \int_0^\pi d\theta \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin(\theta)(1+\cos^2\theta)[N(\omega+\omega_p,\theta) - N(\omega-\omega_p,\theta)],$$

dove si è tenuto conto che per le tipiche frequenze di osservazione radio, vale $\omega_p \ll \omega, \omega_1$ e che $\omega l \approx \omega p$. Detto in particolare θ l'angolo tra il vettore d'onda incidente $\boldsymbol{k}$ e il vettore d'onda diffusa $\boldsymbol{k}_1$, si è anche assunto $k_1 \approx 2\omega \sin^2(\theta/2)/c$.

Nel seguito approssimeremo per semplicità la dipendenza angolare dello spettro fotonico nell'integrando come $N(\theta) = costante$ per angoli $\theta < \theta_0$. Tale assunzione ci permette di utilizzare la disuguaglianza $\omega_p \ll \omega$ per svolgere un'espansione di Taylor:

$$N(\omega \pm \omega_p) \approx N(\omega) \pm \frac{dN}{d\omega}\omega_p \tag{3.50}$$

e il tutto sarà ricondotto quindi a:

$$\frac{1}{N_{\boldsymbol{k}}}\frac{dN_{\boldsymbol{k}}}{dl} = \frac{\hbar e^2 \omega_p^2 \omega^2}{2m_e^2 c^4}\frac{dN(\omega)}{d\omega} \int_0^{\theta_0} d\theta \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin(\theta)(1+\cos^2\theta) \tag{3.51}$$

Ora, al fine di calcolare la profondità ottica $Sigma$ del plasma, notiamo che essa è semplicemente riguardabile come:

$$\Sigma = \int dl \frac{1}{N_{\boldsymbol{k}}}\frac{dN_{\boldsymbol{k}}}{dl}. \tag{3.52}$$

Per risolvere in modo elegante l'integrale 3.52, vediamo di specificare ulteriormente il sistema che stiamo studiando. Innanzitutto abbiamo un cono di fotoni di ampiezza θ_0 che incide su un campo elettromagnetico che possiamo supporre isotropo. Infatti se il processo in questione è attivo, deve esistere una sostanziosa frazione di radiazione completamente riflessa che isotropizzerà il campo. Si può anche calcolare che la variazione in frequenza della radiazione, prima e dopo il processo, è trascurabile e quindi non è irragionevole assumere che la radiazione incidente (proveniente dalla pulsar) interagisce con un campo di radiazione isotropo da essa stessa creato e mantenuto. In questo caso il numero di fotoni nell'ambiente (il plasma) sarà determinato dal principio di conservazione dell'energia, ed avremo quindi il *numero di fotoni* totale nel campo isotropico N_{campo} deve essere uguale al *numero di fotoni* totale N_{cono} nel cono di radiazione pulsata emesso dalla pulsar. Di conseguenza: $N_{campo} \times 4\pi \approx N_{cono} \times \Omega_0$, dove Ω_0 è l'angolo solido riempito dalla radiazione pulsata. A sua volta, N_{cono} è correlato alla densità di flusso della radiazione I_ν (misurata in Jansky, $1Jy = 10^{-26}\,W\,m^{-2}\,Hz^{-1}$) tramite la relazione

$$I_\nu = \frac{\nu^2}{c^2}(h\nu N_{cono}\Omega_0). \tag{3.53}$$

Ipotizzando ulteriormente che lo spettro emesso sia del tipo $I_\nu = \nu^{-\alpha}$ (ciò che è in prima approssimazione vero per quasi tutte le pulsar conosciute) si può allora riesprimere il prodotto

$$\omega^2 \frac{dN(\omega)}{d\omega} = -\frac{I_\nu}{\omega^2}(\alpha + 3)$$

. Esplicitando inoltre la dipendenza della frequenza di plasma ω_p dalla densità di elettroni n nel mezzo si ricava la seguente forma per la profondità ottica cercata:

$$\Sigma = 5 \times \int dl\, n\sigma_T \frac{I_\nu}{\nu^2 m_e}. \tag{3.55}$$

ove $\sigma_T = 8\pi e^4/3m_e^2 c^4$ è la sezione d'urto ordinaria di Thomson.

Nel codice di simulazione descritto nel Capitolo 4 è stata dunque implementata questa scrittura per la profondità ottica relativa al processo di decadimento indotto di fotoni.

Diffusione di Raman Stimolata

Per semplificare l'equazione cinetica 3.44 conviene considerare che la radiazione corrispondente a N_1 sia essenzialmente la medesima radiazione della pulsar, ma isotropizzata; in questo caso vale ovviamente $N_1 \ll N$. Nell'equazione 3.44 risulterà allora importante soltanto il termine proporzionale al numero di fotoni N nel raggio emesso dalla pulsar e quello proporzionale al numero di plasmoni. Ripetendo le assunzioni del precedente paragrafo, possiamo allora scrivere l'equazione per la diffusione di Raman stimolata nel modo seguente:

$$\frac{1}{N_{\boldsymbol{k}}}\frac{dN_{\boldsymbol{k}}}{dl} = -\frac{\hbar e^2 \omega_p}{4m_e^2 c^4}\int_{\theta_{min}}^{\pi} d\theta\, \sin\theta(1+\cos^2\theta){k_l}^2 N_l, \tag{3.56}$$

dove, come nel caso precedente, si è appunto tenuto conto che $\omega_l \approx \omega_p \ll \omega, \omega_1$ e che $k_1 \approx 2\omega \sin(\theta/2)/c$.

Rispetto al caso precedente, la situazione è qui molto più complessa perchè bisogna tenere conto del ruolo stimolante dei plasmoni dell'ambiente ed esso a sua volta dipende dalle modalità con cui i plasmoni stessi crescono nel plasma, probabilmente pilotati dall'azione energetica del fascio di radiazione della pulsar.

Le incertezze sulle caratteristiche del gas di plasmoni si riflettono ad esempio sulla determinazione dei limiti di integrazione nella equazione 3.56. θ_{min} è infatti definito proprio a partire dallo spettro dei plasmoni. Semplificando le cose (per una discussione dettagliata, vedere [133], [142], [47], [113]), si assume che i plasmoni si trovino eccitati in stati con numeri d'onda compresi in $k_0 < k_l < r_D^{-1}$, dove $k_0 = 3\omega_p/c$ viene calcolato dalla risonanza tra i plasmoni e gli elettroni/ioni del vento relativistico della Pulsar, mentre r_D è il raggio di Debye ($r_D = v_T/\omega_p$). I limiti sull'angolo di diffusione θ (e quindi limiti di integrazione della 3.56) saranno quindi:

$$\frac{3\omega_p}{2\omega} < \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) < \frac{\omega_p c}{2\omega v_T}. \tag{3.57}$$

In tale intervallo di valori del numero d'onda, ($k_0 < k_l < r_D^{-1}$) lo spettro di energia dei plasmoni dovrebbe seguire un'andamento di tipo Kolmogorov:

$$W_k = 4\pi k^2 N_k \hbar\omega_p = W_0 \frac{1}{k_0}\left(\frac{k_0}{k}\right)^{5/2}, \tag{3.58}$$

dal quale si ottiene la densità totale di energia di turbolenza:

$$W_{tot} = \int_{k_0}^{r_D^{-1}} W_k\, dk \approx \frac{2\,W_0}{3}. \tag{3.59}$$

Uguagliando questa quantità all'energia rinchiusa nei plasmoni a causa del cosiddetto *collasso di Langmuir* (vedere [142], [47], [113]):

$$W \approx nT(k_0 r_D)^2 \left(\frac{m_i}{m_e}\right) \tag{3.60}$$

si ottiene la normalizzazione dello spettro W_0

$$W_0 = (3/2)nT(k_0 r_D)^2 \left(\frac{m_i}{m_e}\right). \tag{3.61}$$

Una volta definita la profondità ottica tramite la 3.52, si può sfruttare la 3.58 per riesprimere N_l nella 3.56 in termini di W_0, k_0, ω_p. Utilizzando poi la 3.61, potremo scrivere

$$\Sigma = \frac{e^2}{16\pi m_e^2 c^4} \int dl \int_{\theta_{min}}^{\pi} \frac{d\theta \sin\theta(1+\cos^2\theta)}{(2\omega/c)^{5/2}(\theta/2)} W_0 k_0^{3/2} \tag{3.62}$$

ricavando così il risultato cercato nella forma:

$$\Sigma \approx \sqrt{3} \times \int dl \frac{\omega_p}{4\pi^2 c} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \left(\frac{KT}{m_e c^2}\right)^2 \left(\frac{m_i}{m_e}\right) \tag{3.63}$$

Questa è la profondità ottica ottenuta da Gedalin & Eichler ([45]) e che è stata inserita nel codice di simulazione descritto nel Capitolo 4.

Pro e contro

L'alta temperatura di brillanza connessa con la emissione coerente di onde radio dalle pulsar ($T_b \approx 10^{20} \div 10^{30}$ rende altamente probabili fenomeni di diffusione stimolata nel plasma emesso dalla stella compagna. A questi valori di (T_b il *numero fotonico di occupazione* assume infatti valori elevati $|dN_{\boldsymbol{k}}| = kT_b/h\nu \approx 10^{20} \div 10^{30}$, accrescendo notevolmente la disponibilità di "stati finali" per i fotoni, che è un requisito basilare perchè si producano un significativo tasso di interazioni *stimolate*.

Un secondo argomento in favore di tale scenario riguarda la peculiare anisotropia della emissione dalle pulsar, che avviene usualmente entro un cono sottendente un ridotto angolo solido. Tale diffusione quasi 'a raggio' facilita le interazioni non-lineari delle onde radio con le onde di densità del plasma (plasmoni) e anzi può in opportune condizioni determinare una rapida crescita nel numero stesso di plasmoni.

Per queste ragioni di fisica di base moltissimi autori hanno indagato processi di diffusione indotta nel plasma per spiegare le eclissi ([34], [45], [82], [83], [88], [127]).

Quando, dalle considerazioni qualitative si passa a quelle quantitative, tentando di applicare i diversi meccanismi a sistemi effettivamente osservati, le difficoltà e le incertezze insite nei calcoli teorici divengono notevoli. Ciononostante, il fenomeno di *diffusione Raman stimolata* appare come molto probabile [127] per spiegare la fenomenologia in PSR 1744-23A. Notiamo che, a differenza del caso del *decadimento indotto di fotoni* (guardare l'equazione 3.55), la profondità ottica per *diffusione Raman stimolata* (in equazione 3.63) dipende esplicitamente dalla temperatura elettronica del plasma T, mentre non dipende dalla intensità del campo di radiazione incidente. Il fenomeno di *decadimento indotto di fotoni* appare perciò favorito rispetto all'altro in sistemi (come PSR 1957+20, [45]) laddove l'intensità del campo radiativo emesso dalla pulsar è più elevata, a parità di distanza dalla sorgente. La dipendenza esplicita dal campo radiativo incidente, fa peraltro sì che il *decadimento indotto di fotoni* predica una dipendenza della durata delle eclissi dalla frequenza che appare molto più ripida di quanto osservato.

3.2 Altri meccanismi proposti

Come abbiamo spiegato all'inizio, in questa Tesi abbiamo posto l'accento sui processi fisici più sovente indicati in letteratura quali responsabili del fenomeno delle eclissi del segnale di una pulsar in un sistema binario. Essi sono anche quelli soggetti al minor numero di parametri liberi e di incertezze teoriche. Per completezza, qui accenniamo ad una serie di altri meccanismi che sono stati talora invocati per rendere conto delle peculiarità di taluni sistemi eclissanti. Ciò che li distingue da quelli già esaminati è essenzialmente il ruolo energeticamente significativo del campo magnetico all'interno del plasma emesso dalla stella compagna.

Un modello che riesce a spiegare alcune caratteristiche delle eclissi osservate in Pulsar PSR 2051-0827 ([119], [57]), è l'assorbimento alle frequenze di sincro-ciclotrone e relative armoniche. Peraltro per essere efficiente questo processo richiede un elevato campo magnetico nel plasma ($B > 2 \times 10^{-3} T$) e una temperatura elettronica decisamente elevata ($T \geq 10^8 K$), condizioni la cui sussistenza permane molto dubbia ([127]).

Sono state anche svolte indagini teoriche concernenti lo svilupparsi di interazioni non-lineari nel plasma in presenza di campo magnetico ([82]). In particolare si è presa in esame la possibilità che onde acustiche a bassa frequenza possano prendere parte al processo di interazione con i fotoni emessi dalla pulsar (trattazione dettagliata in [83]), analizzando il caso di un plasma non isotermo, in cui cioè la temperatura degli elettroni è diversa da quella degli ioni. Tale differenza si esplica in due diversi scenari ($T_e < T_i$ e $T_e > T_i$), e gli autori trovano possibile la diffusione da onde acustiche elettroniche mentre scartano la possibilità che essa avvenga da onde acustiche ioniche dato il loro basso tasso di crescita.

Capitolo 4

Sviluppo e Test del Codice

Nel quadro degli studi avviati dopo la scoperta della Pulsar PSR 1740-53 e del suo sistema binario, si è sviluppato un codice-Fortran che potesse simulare vari meccanismi fisici in grado di causare il periodico oscuramento del segnale della Pulsar. Il listato del codice, `simeclipse.f`, è reperibile in Appendice B.2. Nella prima parte di questo Capitolo 4 si procederà invece alla descrizione generale del suddetto codice. La sua applicazione alla Pulsar PSR 1740-53 verrà poi discussa nel Capitolo 5.

Naturalmente il codice è stato scritto seguendo, ogniqualvolta fosse possibile, un criterio di massima generalità. Esso è dunque applicabile alla maggior parte dei sistemi binari ad eclisse fino ad oggi scoperti. Nella seconda parte di questo Capitolo 4 saranno pertanto illustrati i risultati ottenuti su alcune delle Pulsar binarie ad eclisse presentate nel Capitolo 2.

L'analisi di tali risultati e la loro comparazione con i dati e le analisi teoriche reperibili in letteratura costituisce in effetti una valida verifica dell'abilità del codice nel simulare fenomeni di eclisse del segnale radio pulsato.

4.1 La struttura del codice

In accordo con le ipotesi introdotte nel Capitolo 3, il sistema binario composto da una Pulsar e una Stella Compagna viene approssimato con una geometria sferica; in pratica si modella la nube di plasma agente sul segnale radio della Pulsar come una sfera di gas con centro sulla stella Compagna. Quest'ultima si suppone descrivere un'orbita circolare attorno alla Pulsar: tale approssimazione risulta ottima stanti le piccolissime eccentricità riscontrate in quasi tutti i sistemi al momento noti (fa eccezione PSR 1259-63, con eccentricità ~ 1). Il plasma viene modellato con una funzione di densità che diminuisce monotonicamente dal centro della compagna secondo una legge di potenza,

$$n_e(r) = n_e(r_E) \left(\frac{r_E}{r} \right)^{\beta} , \tag{4.1}$$

dove r_E è il raggio della zona di eclisse (determinabile osservativamente, unitamente alla densità di plasma $n_e(r_E)$ in sua corrispondenza), mentre l'esponente β determina la pendenza della funzione ed è a priori un parametro nelle simulazioni. Anche per la temperatura del plasma si assume un andamento dello stesso tipo:

$$T_e(r) \propto n_e(r)^{\Gamma-1} = T_e(r_E) \left(\frac{r_E}{r} \right)^{\beta(\Gamma-1)} , \tag{4.2}$$

dove l'indice politropico Γ caratterizza il comportamento del plasma ed è legato (tramite i valori dei calori specifici a pressione e a volume costante) alla natura fisico-chimica del plasma stesso (e quindi della stella compagna che lo genera). Due casi estremi sono comunque in generale esplorati: $\Gamma = 1$, appropriato per un vento isotermo, e $\Gamma = 5/3$, corrispondente invece ad un vento in raffreddamento adiabatico.

Sia il problema del calcolo della profondità ottica della regione eclissante (a diverse fasi orbitali e a diverse radiofrequenze), sia il problema del calcolo dei ritardi indotti nel segnale pulsato risultano notevolmente semplificati adottando una descrizione geometrica del tipo rappresentato in figura 4.1. In questa scelta delle coordinate, l'angolo α indica l'inclinazione della linea di vista rispetto al piano orbitale del sistema binario (convenzionalmente vie-

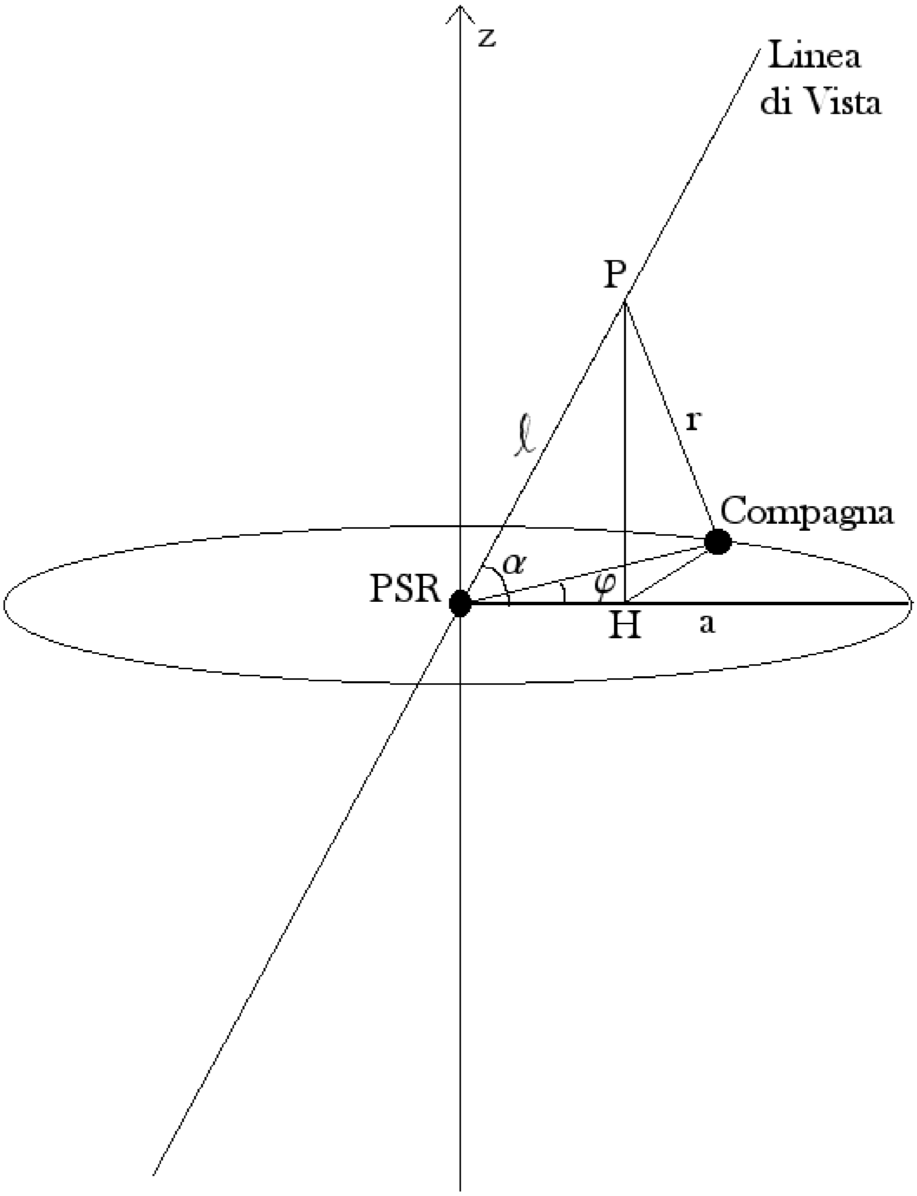


Figura 4.1: Geometria utilizzata per i parametri del codice. La linea di vista è inclinata di un angolo α sul piano orbitale, il movimento della compagna avviene in senso antiorario sull'orbita di raggio a ed è descritto dall'angolo φ. Un raggio propagato lungo la linea di vista incontra l'eventuale assorbimento nel punto generico P sulla linea di vista, punto che dista r dalla stella compagna ed l dalla Pulsar.

ne più sovente utilizzato l'angolo $i = 90 - \alpha$, ma per maggiore chiarezza ci si riferisce qui semplicemente ad α). L'angolo φ è invece l'angolo di fase orbitale, il quale determina il cambiamento della posizione della stella compagna rispetto alla linea di vista ($\varphi = 0$ quando la compagna è alla minima distanza dalla Terra) durante un'orbita; un algoritmo iterativo farà variare quest'angolo in modo appunto da simulare il movimento orbitale della stella compagna attorno alla Pulsar.

La coordinata l varia lungo la linea di vista dalla Pulsar verso l'osservatore ed è quindi in generale lungo essa che si sommano i contributi all'assorbimento od al ritardo dei segnali prodotti dalla pulsar. Con le assunzioni fatte per la distribuzione di densità e temperatura del plasma assorbente, tali contributi dipendono essenzialmente dalla coordinata radiale r calcolata a partire dalla posizione della stella compagna. La relazione fra l e r si può agevolmente ricavare esaminando la figura 4.1 e risulta essere:

$$r = \sqrt{a^2 + l^2 - 2l\, a \cos\alpha \cos\varphi} \tag{4.3}$$

Tutte le lunghezze in gioco sono state adimensionalizzate, dividendole per il valore della separazione orbitale, che è la lunghezza-scala di maggior rilievo nei sistemi binari. Posto $x = l/a$, la distanza del generico punto P dalla stella compagna assume dunque la forma:

$$d_P = r/a = \sqrt{1 + x^2 - 2x \cos\alpha \cos\varphi} \tag{4.4}$$

Tutti i processi fisici trattati nel Capitolo 3 sono stati introdotti nel codice secondo la formulazione colà sviluppata: in pratica qui riepiloghiamo le formule cui abbiamo fatto riferimento per il calcolo delle opacità e/o dei ritardi nei tempi di arrivo del segnale radio pulsato.

1. **Plasma-frequency cut-off**

$$\nu_{pe} = 9.3 \left(\frac{n_e}{10^6 cm^{-3}}\right)^{1/2} \; MHz, \tag{4.5}$$

che può essere invertita per trovare la densità necessaria perchè il meccanismo si inneschi. Supponendo quindi che la frequenza di osservazione sia uguale alla frequenza di plasma, abbiamo:

$$n_e = (\nu_{obs} \times 107.52688 \times 10^{-6})^2 cm^{-3} \tag{4.6}$$

2. **Assorbimento di Free-Free**

$$\Sigma = \int 0.173 \left\{ 1 + 0.13 \log \left(\frac{T^{3/2}}{Z\nu} \right) \right\} \frac{n_e^2}{T^{3/2}\nu^2} dl \tag{4.7}$$

3. **Diffusione di Raman Stimolata**

$$\Sigma = \sqrt{3} \times \int dl \frac{\omega_{pe}}{4\pi^2 c} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \left(\frac{KT}{m_e c^2} \right)^2 \left(\frac{m_i}{m_e} \right) \tag{4.8}$$

4. **Decadimento Indotto di fotoni**

$$\Sigma = 5 \times \int dl \, n_e \sigma_T \frac{I_\nu}{\nu^2 m_e}. \tag{4.9}$$

5. **Ritardo di arrivo del segnale**

$$\Delta t = \Delta t_{gr} + \Delta t_{geom} \tag{4.10}$$

dove, dalle 3.20, 3.14 e 3.16 abbiamo:

$$\Delta t_{gr} = \frac{b}{c} \frac{4\pi e^2}{m_e \omega^2} n_e(b) \left(\frac{\pi}{2\beta - 3} \right)^{1/2}, \tag{4.11}$$

$$\Delta t_{geom} = \frac{8\pi^3 a e^4}{m_e^2 \omega^4 c} n_e^2 \left(\frac{b^2}{2\beta + 1} \right) \cos \psi_0 \tag{4.12}$$

6. **Pulse Smearing**

$$\delta \Delta t_a = \frac{e^2 a t_i}{m_e c \nu_{obs}^2 P_{orb}} \frac{\partial DM}{\partial r}. \tag{4.13}$$

dove $\Sigma, \sigma_T, I_\nu, Z, b, \psi_0$ sono rispettivamente l' opacità relativa al dato meccanismo di assorbimento, la sezione d'urto di Thomson ($\sigma_T = 8\pi e^4/3m_e^2c^4$), la Densità di Flusso alla frequenza ν, il numero di protoni contenuti in un nucleo ionizzato di idrogeno o elio (elementi che costituiscono il plasma assorbente), il parametro d'impatto del raggio incidente sulla stella compagna e l'angolo formato da questo raggio e la linea dei centri delle due stelle prima di essere rifratto (per una discussione dettagliata si veda il Capitolo 3).

Per ognuno dei meccanismi considerati, il codice calcola l'opacità totale $\tau(\nu, \varphi)$ del plasma interposto fra la Pulsar e l'osservatore ad una data frequenza ν e per ogni fase orbitaleφ. Da ciò viene poi derivata la densità di flusso tramite la legge esponenziale:

$$I(\nu, \varphi) = I_0(\nu) \exp(-\Sigma(\nu, \varphi)) \tag{4.14}$$

supponendo uno spettro per il segnale emesso del tipo:

$$I_0(\nu) = I_{psr} \nu^{-\gamma}. \tag{4.15}$$

e I_{psr} è la normalizzazione dello spettro per la pulsar specificata.

La simulazione del fenomeno di eclisse viene contemporaneamente condotta a quattro diverse frequenze osservative (scelte dall'utente) in modo da poter comparare i risultati più facilmente.

Riassumiamo qui sotto quali sono i parametri che sono richiesti dal codice in ingresso:

1. *Densità di Flusso osservata a 1400 MHz*: la densità di flusso osservata a Terra alla frequenza di 1400 MHz $I_{earth}(\nu)$ supponendo che essa non sia assorbita. Questo valore serve a normalizzare il risultato, tenendo conto eventualmente di parziale assorbimento anche fuori dall'eclisse.

2. *Indice spettrale γ della Densità di Flusso*: valutato quando possibile dalle osservazioni a diverse frequenze, normalizza la Densità di Flusso inserita precedentemente (relativa a 1400 MHz) alle diverse frequenze richieste dall'utente durante le simulazioni

3. *Distanza del sistema dalla Terra*: questo parametro serve a calcolarsi la Densità di Flusso alla superficie della Pulsar $I_0(\nu)$, valore necessario perchè l'assorbimento avviene ad una distanza dell'ordine della separazione orbitale dalla Pulsar, e il valore della Densità di Flusso incidente sulla nube di materia eclissante è necessario per la simulazione di alcuni

meccanismi (per esempio il Decadimento indotto di Fotoni). La Densità di Flusso è supposta decrescere al solito col quadrato della distanza dalla Pulsar $I(\nu, d) = I_0(\nu)/d^2$.

4. *Separazione orbitale del sistema*: è uno dei parametri orbitali necessari per determinare e riprodurre nelle simulazioni la geometria del sistema.

5. *Raggio della zona di eclisse*: è il parametro che definisce le dimensioni della nube di materia eclissante. Nel codice è utilizzato principalmente per normalizzare i valori di temperatura e densità in modo da riprodurre eclissi di durata comparabile alle osservazioni.

6. *Periodo Orbitale*: è la durata di un'orbita della Pulsar intorno alla compagna (e viceversa), ed è necessario nel calcolo dell'allargamento dell'impulso a causa della dispersione (Pulse Smearing).

7. *Fase in cui è centrata l'eclisse*: necessaria a fissare la geometria del sistema. Questa fase è normalmente 0.25, punto in cui la compagna è nel punto più vicino alla Terra (e quindi frapposta fra osservatore e Pulsar).

8. *Quattro frequenze di osservazione*: vengono richieste dal codice quattro diverse frequenze di osservazione per le quali si intende effettuare le simulazioni. Questo accorgimento semplifica l'analisi dei risultati.

9. *Inclinazione orbiale*: parametro necessario alla definizione della geometria del modello che si intende simulare. Essa, tramite la funzione di massa (Capitolo 2) e il semiasse maggiore proiettato fissa in realtà quasi tutti gli altri parametri geometrici.

10. *Temperatura al bordo dell'eclisse e indice politropico*: quest'ultimo definisce il tipo di raffreddamento del vento (indice politropico 1$\rightarrow$ vento a temperatura costante; indice politropico 5/3$\rightarrow$ vento a raffreddamento adiabatico).

11. *Densità al bordo dell'eclisse e indice* β della legge di potenza con cui la densità cala radialmente.

12. *Primo estremo di integrazione* x_1 (in unità di separazione orbitale): questo parametro individua la distanza dalla Pulsar alla quale il plasma comincia ad interagire efficacemente con la radiazione da essa emessa. A distanze minori la densità di Flusso diminuisce secondo la normale legge del quadrato della distanza. Il primo estremo di integrazione può essere interpretato come raggio della cavità che la radiazione della Pulsar crea intorno a quest'ultima spazzando il vento fluente dalla compagna.

13. *Secondo estremo di integrazione* x_1 (in unità di raggio d'eclisse): definisce la distanza alla quale il plasma cessa di interagire con il segnale della Pulsar. Normalmente oltre i 4-5 raggi d'eclisse la densità del plasma è talmente bassa da essere considerata ininfluente. Oltre la distanza definita da questo parametro la Densità di Flusso riprende a diminuire secondo la legge del quadrato della distanza.

Siccome i parametri richiesti dal codice in generale variano a seconda del processo fisico da simulare, si è proceduto all'approntamento di un menù a scelta multipla che indirizzasse il codice e quindi l'utente verso un processo particolare, procedendo così di fatto alla simulazione separata di ogni processo.

I parametri finora descritti possono essere divisi in due categorie: (i) i parametri osservabili (o deducibili da osservazioni) i quali, una volta assegnata una certa binaria ad eclisse, rimangono identici in ogni simulazione (essi sono i primi 7 parametri della lista sopra riportata) ed (ii) i parametri fisici ignoti che possono variare da una simulazione all'altra e che caratterizzano il modello fisico adottato. Si è proceduto quindi alla creazione di un sottoprogramma per l'inserimento dei parametri 'fissi' (`psrdata.f`, vedere Appendice B.1) che crea un file di dati poi riutilizzato dal codice principale. Gli altri parametri vengono invece inseriti all'interno del codice principale durante l'esecuzione della specifica simulazione.

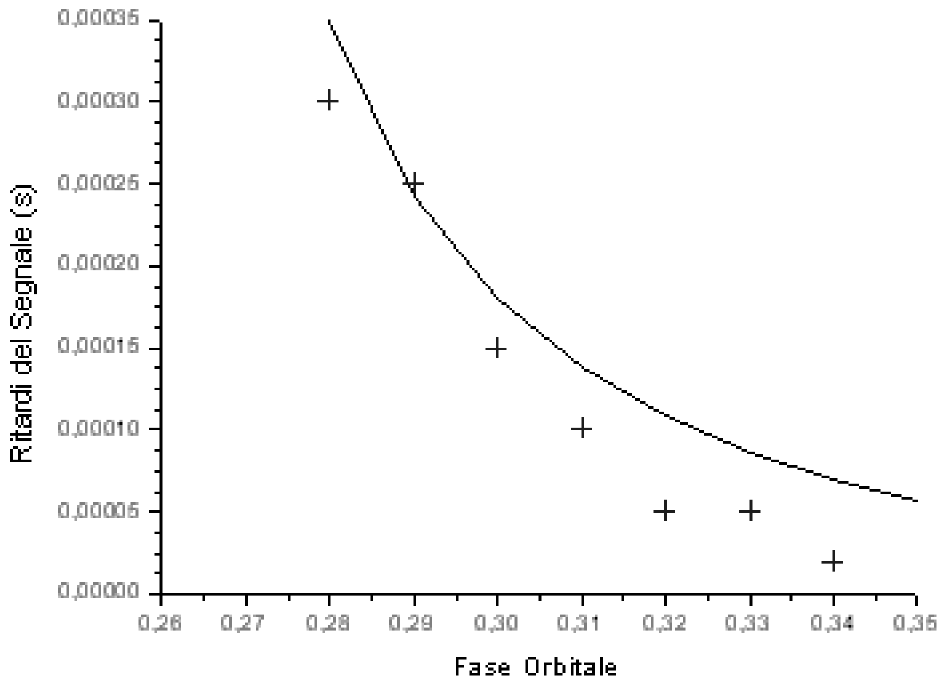
In uscita il codice produce, alla fine della simulazione, due file di dati. Uno contiene i parametri inseriti durante la simulazione e che non erano contenuti nel file dei parametri 'fissi' (densità, temperatura, inclinazione del sistema....), mentre nell'altro file vengono elencati i risultati veri e propri della simulazione: in due diverse colonne vengono riportate la fase orbitale ed il relativo valore della quantità calcolata (densità di flusso, ritardi del segnale, allargamento dell'impulso). I dati nell'ultimo file sono in formato ASCII e quindi facilmente graficabili tramite un qualunque programma con questa funzionalità per una analisi visuale dei risultati ed un confronto con le osservazioni presenti in letteratura.

4.2 Risultati delle prove di verifica

I risultati in questo capitolo sono stati ottenuti applicando il codice di simulazione sui sistemi binari ad eclisse, tra quelli descritti nel Capitolo 2, dei quali fossero reperibili in letteratura precisi dati osservativi e soprattutto grafici di densità di flusso o ritardi di arrivo del segnale risolti in fase, in modo da poter meglio analizzare i grafici da noi ottenuti per confronto. Per il modello fisico della stella compagna di questi sistemi si è utilizzato uno standard che considera la legge di potenza della distribuzione di densità del plasma con esponente $\beta = 2$, ed il vento in raffreddamento adiabatico, che corrisponde ad un indice politropico $\Gamma = 5/3$.

4.2.1 PSR 1957+20

Il sistema di PSR 1957+20 rappresenta il caso di eclisse più generale e semplice, poichè presenta caratteristiche di sostanziale simmetricità delle eclissi sia sulla scala di un'orbita sia sulla scala di varie orbite. In realtà i ritardi si presentano invece asimmetrici, ma ciò e' attribuito ad una "coda" di materiale rilasciato dalla compagna che noi non potevamo simulare in questo codice, che tratta la nube assorbente in simmetria sferica. La mancanza in letteratura di grafici con densità di flusso rispetto alla fase rende difficile l'analisi dei risultati teorici, analisi che risulta però effettuabile sui ritardi del segnale. Questo è il sistema fino ad oggi più studiato, e ci permette di ve-



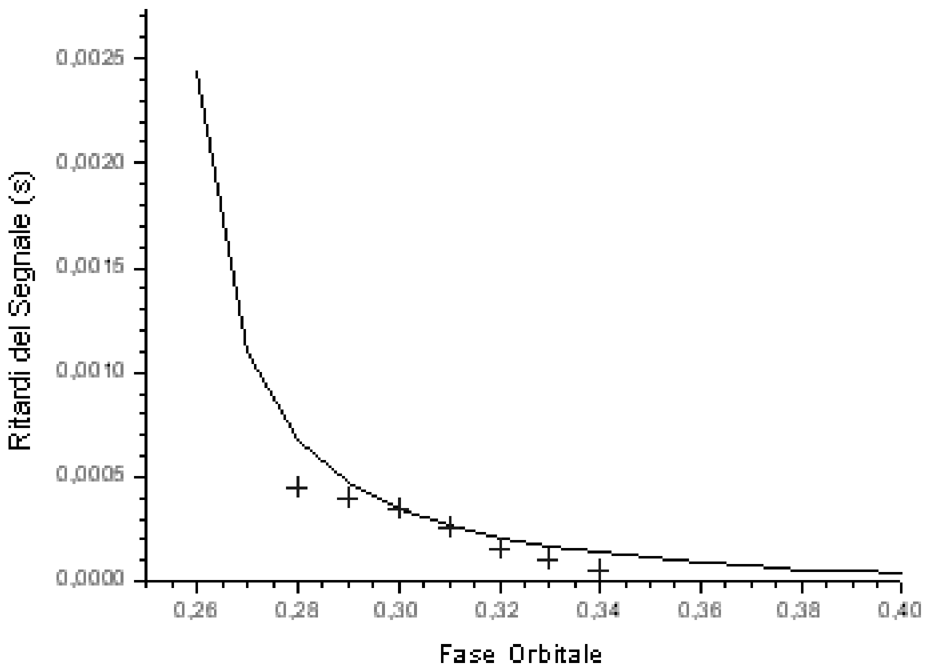


Figura 4.2: PSR 1957+20 - Ritardi di arrivo del segnale vicino all'uscita dell'eclisse, alle frequenze di 430 MHz (in basso) e 600 MHz (in alto). Ai risultati teorici sono sovrapposti dati osservativi dedotti dalla figura 2.2.

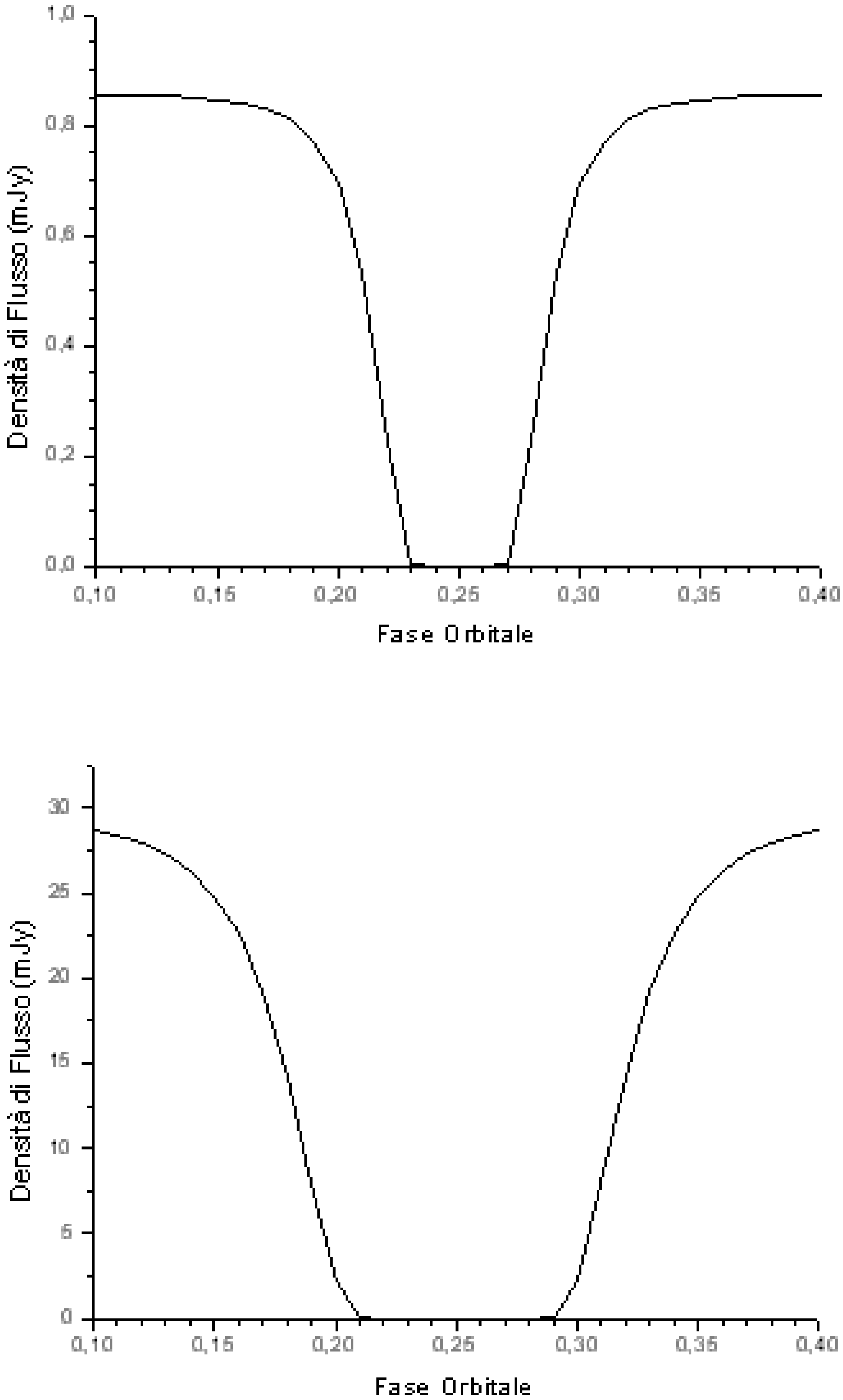


Figura 4.3: PSR 1957+20 - Densità di flusso del segnale in funzione della fase orbitale a due diverse frequenze: 430 MHz (in basso) e 1400 MHz (in alto), ottenute simulando un assorbimento per Free-Free.

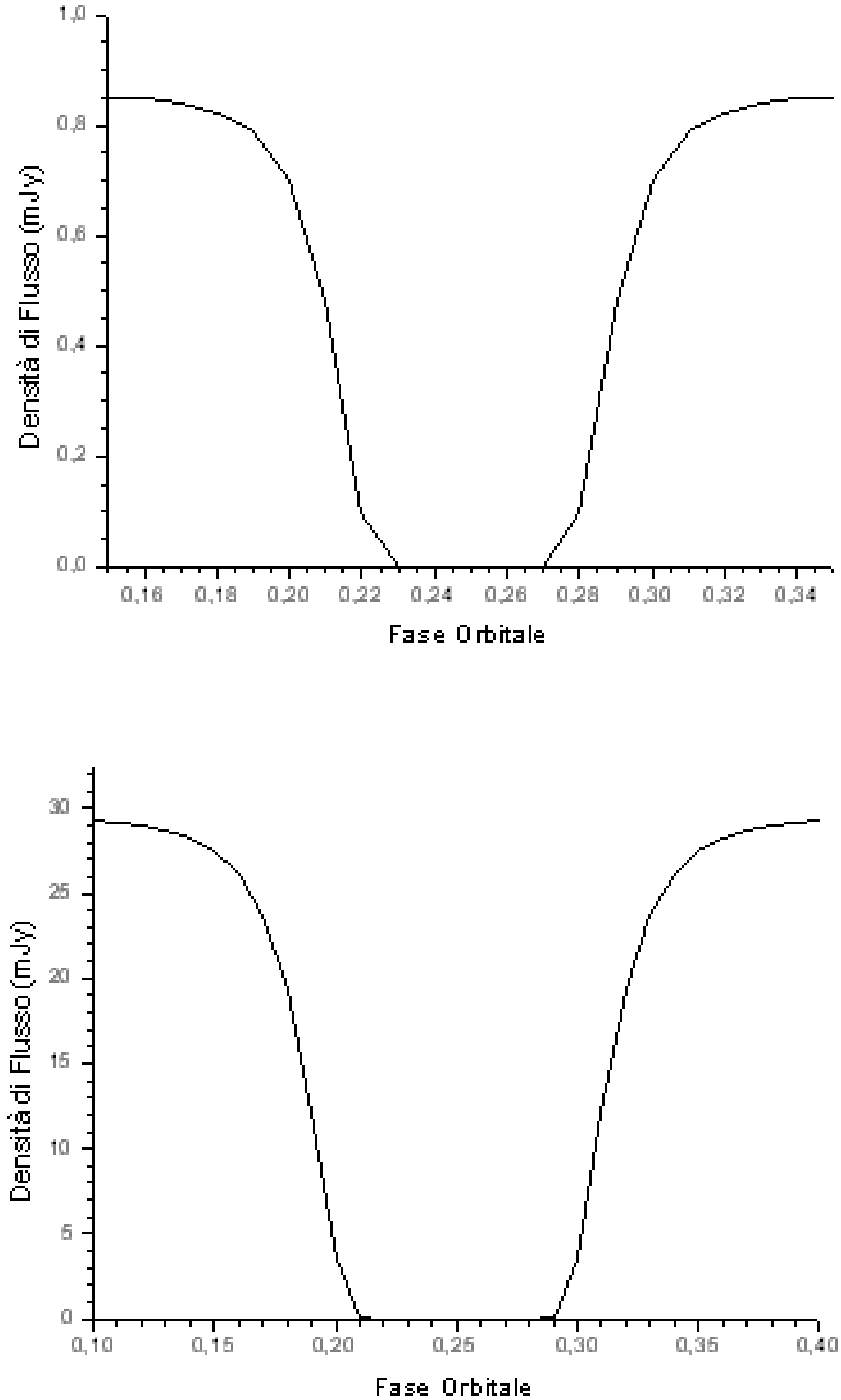


Figura 4.4: PSR 1957+20 - Densità di flusso del segnale in funzione della fase orbitale a due diverse frequenze: 430 MHz (in basso) e 1400 MHz (in alto), ottenute simulando una diffusione di Raman.

rificare l'efficacia del codice tramite confronto con risultati ottenuti da altri autori.

Rasio et al. ([104]) hanno applicato al sistema un modello di assorbimento per Free-Free. Essi deducono il valore della densità modellando i ritardi al bordo dell'eclisse; quindi supponendo che il riproduca la durata dell'eclisse a 430 MHz, deducono anche la temperatura. Dall'analisi dei ritardi trovano una densità al bordo dell'eclisse di $n_e(R_E) = 0.47 \times 10^6 cm^{-3}$ e dalla supposta opacità una temperatura $T_e(R_E) = 450K$.

Inserendo nel codice gli stessi parametri si ottengono i risultati riportati nelle figure 4.2 e 4.3. Sia i ritardi del segnale a fasi immediatamente seguenti l'uscita dall'eclisse, sia la durata dell'eclisse dedotta dall'andamento della Densità di Flusso rispetto alla fase corrispondono ai dati osservativi (si veda la figura 2.2 per i ritardi, mentre la durata dell'eclisse a diverse frequenze è riportata da Ryba & Taylor [111]). Come già affermato da Rasio et al., anche la dipendenza della durata dell'eclisse dalla frequenza è riprodotta da questo modello con buona fedeltà.

Del sistema di PSR 1957+20 si occupano anche Gedalin & Eichler ([45]), che propongono quale meccanismi di assorbimento il Decadimento indotto di Fotoni e la Diffusione di Raman. Gli autori indicano la Diffusione di Raman quale processo, tra i due presi in considerazione, che meglio riproduce i dati osservativi. Come verifica della buona simulazione del processo tramite il codice sono stati immessi i parametri $n_e(R_E) = 0.47 \times 10^6 cm^{-3}$ (come nel caso precedente, in modo da mantenere buono il modello sui ritardi) e $T_e(R_E) = 3 \times 10^7 K$. I risultati di questa simulazioni sono riportati in figura 4.4, ed indicano una buona riproduzione della durata dell'eclisse se confrontati con i dati osservativi (Ryba & Taylor ([111]).

4.2.2 PSR 1744-24A

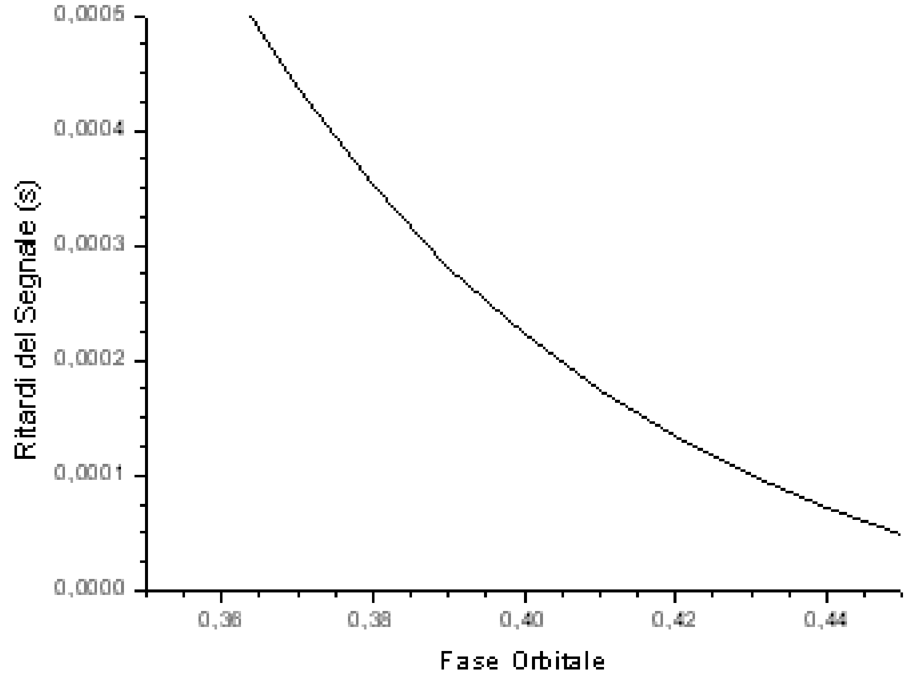
Anche il sistema di PSR 1744-24A si offre come valida occasione di verifica per i risultati del codice, in letteratura è possibile reperire dei buoni grafici che riportano la densità di flusso osservata in funzione della fase orbitale.

Dati sui ritardi di arrivo del segnale non sono invece stati reperibili in una forma consona al confronto: ci dedicheremo quindi all'analisi dei processi di assorbimento in grado di riprodurre le curve osservative (figura 2.4).

Il meccanismo di assorbimento per Free-Free è stato utilizzato come modello per spiegare le eclissi di questo sistema da Rasio et al. ([105]). Gli autori questa volta, a differenza che nel caso precedente, deducono prima la temperatura del plasma, supponendolo in raffreddamento adiabatico, poi derivano la densità simulando la durata dell'eclisse ed infine dalla densità ricavano i supposti ritardi di arrivo del segnale, il tutto ad una frequenza di 1400 MHz. Inserendo nel codice i parametri dedotti dagli autori si ottengono i risultati riportati in figura 4.5. Nella parte superiore della figura si può ricavare un ritardo del segnale alla fase 0.4 (uscita dall'eclisse, corrispondente al bordo della nube di plasma) $\Delta t \approx 200\mu s$, in accordo con i risultati di Rasio et al., mentre nella parte inferiore è mostrato l'andamento della Densità di Flusso con la fase. A quest'ultimo grafico sono stati sovrapposti dati osservativi dedotti dalla figura 2.4, e si può vedere la buona riproduzione delle osservazioni con questo modello. I parametri utilizzati sono $T_e(R_E) = 600K$ ed $n_e(R_E) = 3 \times 10^6 cm^{-3}$.

PSR 1744-24A si presta anche ad un'altra verifica della buona simulazione dei processi di Decadimento indotto di Fotoni e Diffusione di Raman. Risultati ottenuti dall'applicazione di questi meccanismi da parte di Gedalin & Eichler ([45]) indicano una certa difficoltà nel riprodurre le eclissi osservate tramite Decadimento di Fotoni, a causa della forte dipendenza dalla frequenza della opacità ottica corrispondente a questo tipo di assorbimento. Questo tipo di risultato è stato ottenuto anche dalle nostre simulazioni, come si può vedere in figura 4.6, che riporta il tentativo di riprodurre i dati osservativi (figura 2.4). E' chiaro come a basse frequenze il meccanismo tende ad assorbire eccessivamente il segnale, malgrado la buona riproduzione delle osservazioni a frequenze più alte. Questi risultati sono stati ottenuti inserendo nel codice parametri simili a quelli suggeriti dagli autori, in particolare $n_e(R_E) = 10^7 cm^{-3}$.

La diffusione di Raman, come affermato da Gedalin & Eichler, è invece



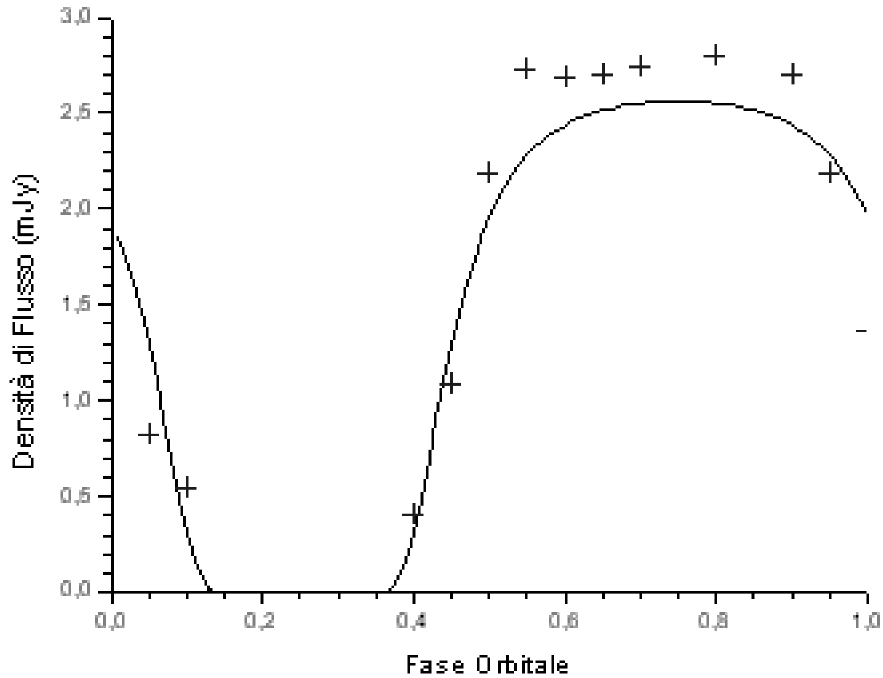
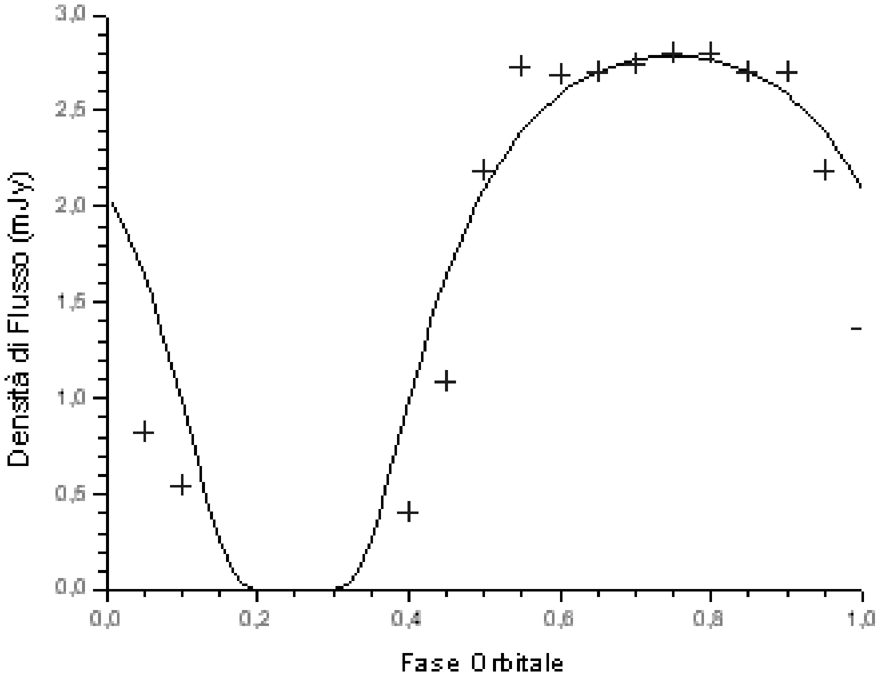


Figura 4.5: PSR 1744-24A - Densità di flusso del segnale in funzione della fase orbitale alla frequenza di 1400 MHz (al centro), e ritardi di arrivo del segnale sempre per la stessa frequenza di osservazione, entrambi ottenuti con i parametri suggeriti da Rasio et al. ([105]) e discussi nel testo.



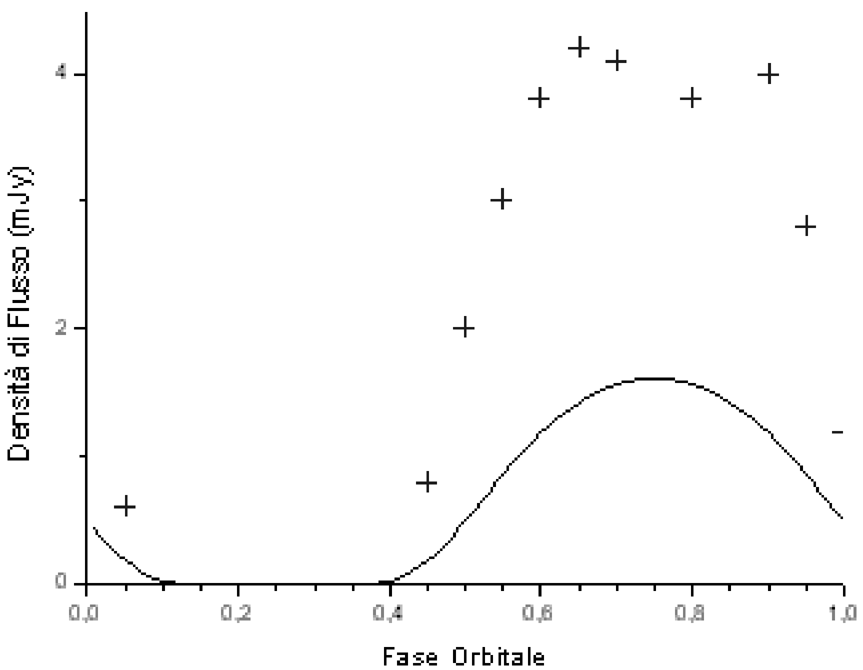


Figura 4.6: PSR 1744-24A - Densità di flusso del segnale in funzione della fase orbitale a due diverse frequenze: 800 MHz (in basso), 1330 MHz (in alto), ottenute simulando un decadimento indotto di fotoni. Per una discussione dei parametri si rimanda al testo.

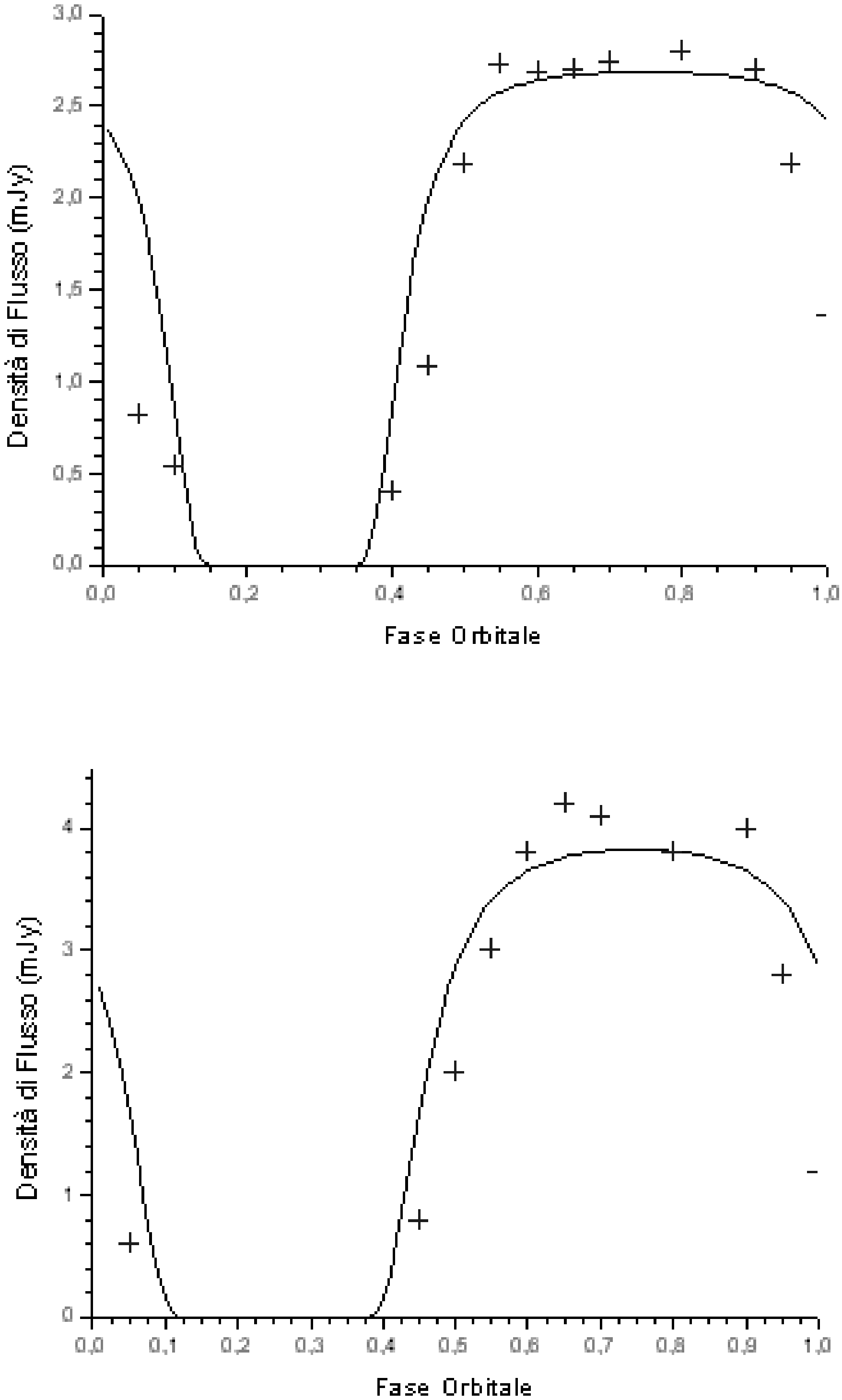


Figura 4.7: PSR 1744-24A - Densità di flusso del segnale in funzione della fase orbitale a due diverse frequenze: 800 MHz (in basso) e 1330 MHz (in alto), ottenute simulando una diffusione di Raman. I parametri utilizzati sono quelli discussi nel testo.

capace di causare eclissi simili a quelle osservate, e le nostre simulazioni si accordano bene con quanto asserito dagli autori. Risultati corrispondenti a $n_e(R_E) = 3 \times 10^6 cm^{-3}$ (con questo valore si mantiene valida la simulazione fatta dei ritardi di arrivo del segnale) e $T_e(R_E) = 3 \times 10^6 K$ sono riportati in figura 4.7, in cui si può apprezzare la buona riproduzione dei dati osservativi.

4.2.3 PSR 1718-19

Le eclissi che presenta questo sistema sono state oggetto di simulazione da parte di Burderi & King, in un articolo ([17]) che ha tra l'altro fornito l'idea di base per lo sviluppo del codice. Nell'articolo citato gli autori mostrano i risultati delle simulazioni da loro effettuate modellando l'oscuramento tramite assorbimento di Free-Free, supponendo che il plasma si trovi ad una temperatura costante $T_e(r_E) = 10^7\,K$ e con una densità al bordo dell'eclisse $n_e(R_E) = 1.8 \times 10^9 cm^{-3}$. Essi trovano che la migliore riproduzione dei dati osservativi (figura 2.5) avvenga introducendo un'inclinazione del sistema di 35°. Le simulazioni da noi effettuate con il nostro codice sembrano dare risultati generalmente in buon accordo con quanto affermato dagli autori (fa eccezione l'andamento della Densità di Flusso a 408 MHz), come si può evincere confrontando le figure 4.8 e 4.9 con quelle mostrate nell'articolo citato.

4.3 Discussione

In questo capitolo sono stati presentati i risultati ottenuti durante alcune simulazioni di prova. I sistemi di PSR 1957+20, PSR 1744-24A e PSR 1718-19 si sono rivelati adatti ad analizzare il comportamento dei vari meccanismi simulati in funzione dei parametri liberi introdotti nel codice. *In tutti i casi per i quali è stato possibile rinvenire in letteratura i dati osservativi risolti in fase, il codice sviluppato in questa Tesi ha confermato i risultati presentati da altri autori* che hanno studiato in passato le varie sorgenti.

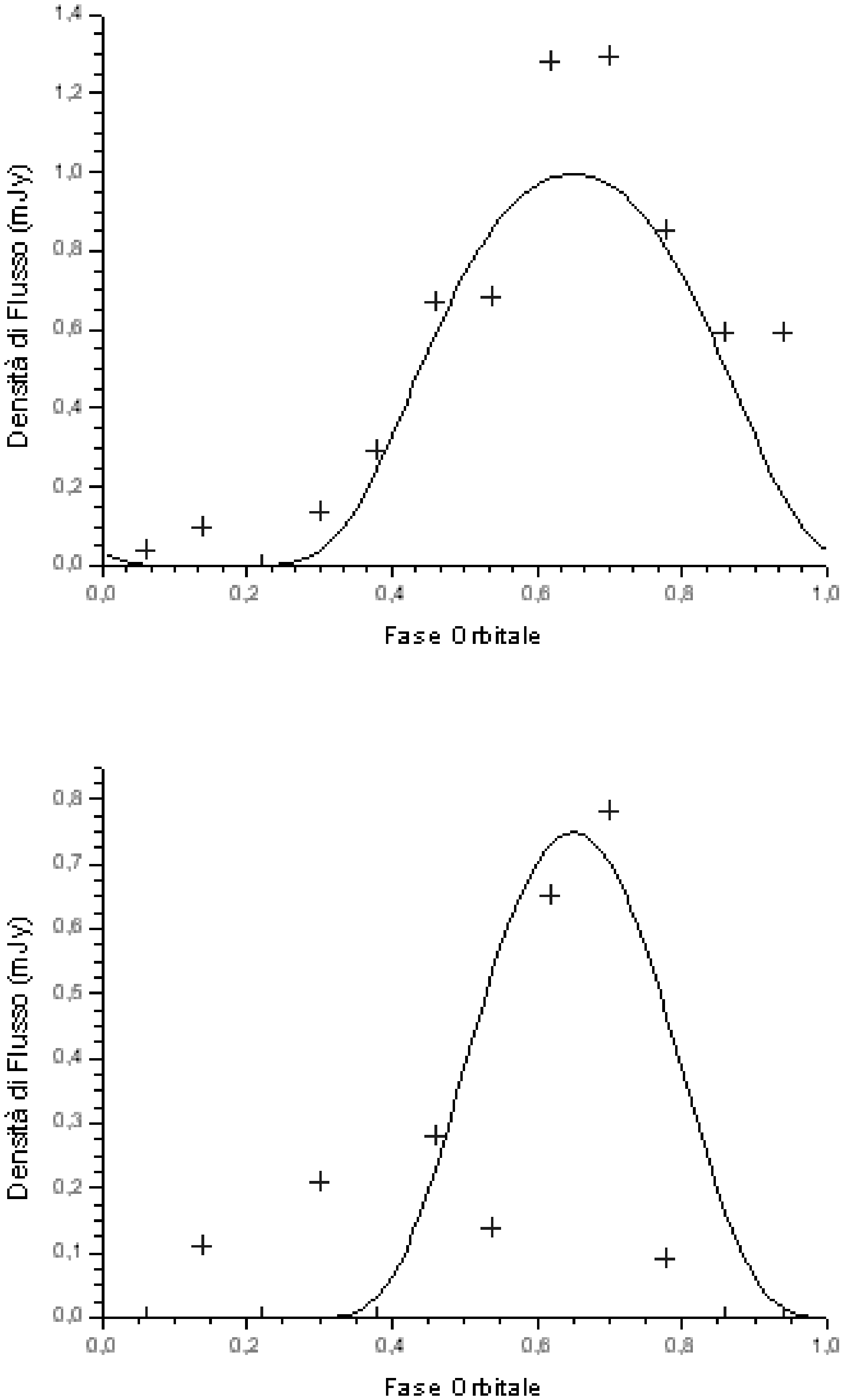


Figura 4.8: PSR 1718-19 - Densità di flusso del segnale in funzione della fase orbitale a due diverse frequenze: 408 MHz (in basso), 606 MHz (in alto), ottenute simulando assorbimento di Free-Free con i parametri discussi nel testo.

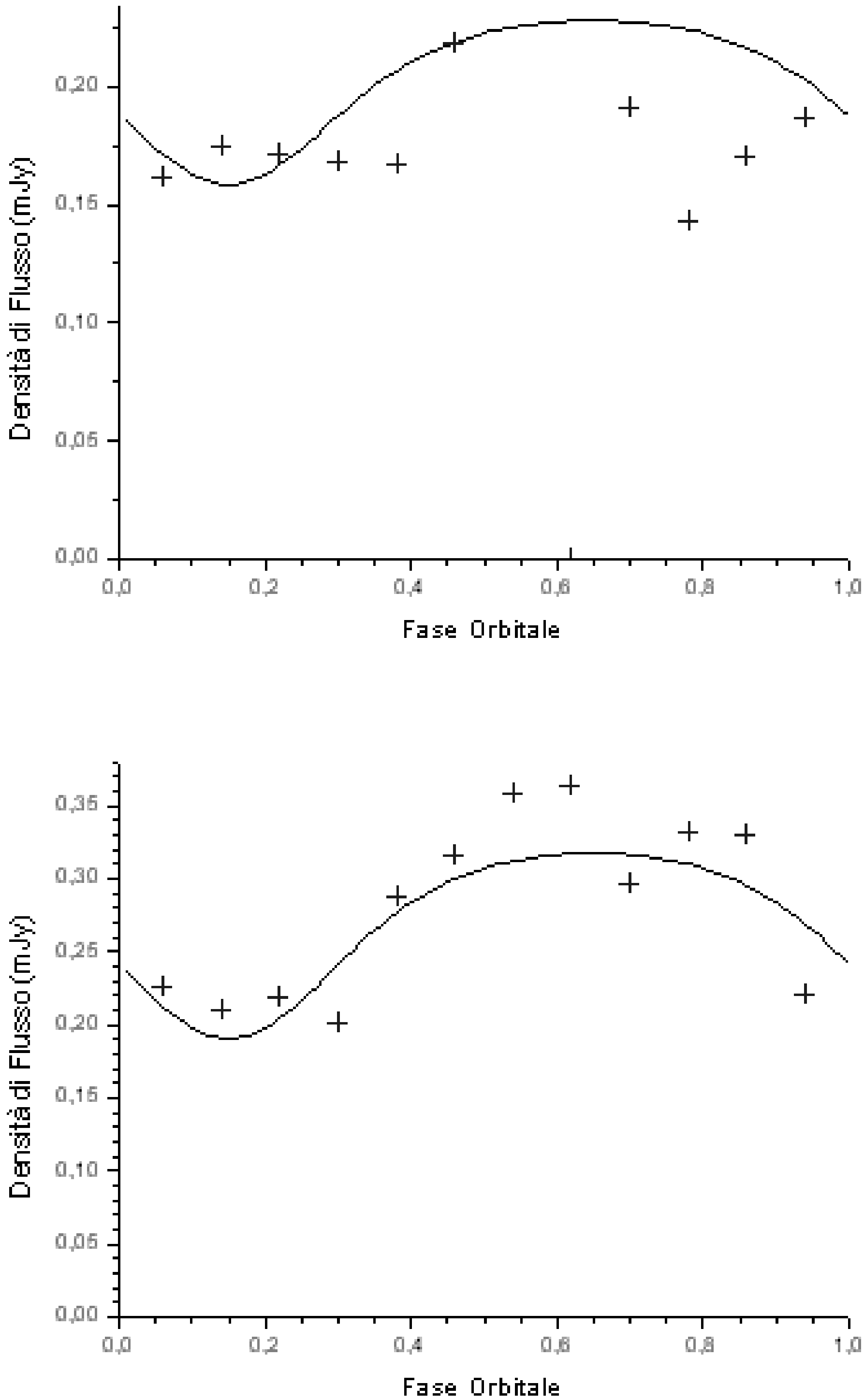


Figura 4.9: PSR 1718-19 - Densità di flusso del segnale in funzione della fase orbitale a due diverse frequenze: 1660 MHz (in basso), 1404 MHz (in alto), ottenute simulando assorbimento di Free-Free con i parametri discussi nel testo.

Ciò giustifica l'uso di questi codice per fare previsioni sul sistema binario contenente la pulsar eclissante PSR 1740-5340. Questo sarà dunque il soggetto del prossimo Capitolo finale. Nell'effettuare i confronti con i risualtati ottenuti per altre pulsar, questo Capitolo 4 ha permesso nel contempo di mostrare come *nella pratica osservativa*, a seconda del processo d'assorbimento assunto, possono essere dedotte diverse informazioni utilissime sul sistema, come la temperatura e la densità del plasma. Queste informazioni possono da un lato costituire un test osservativo (da compiersi magari ad altre lunghezze d'onda) per discriminare fra i meccanismi proposti e d'altro canto si prestano ad una discussione circa l'evoluzione del sistema binario e della Pulsar in esso contenuta (Capitoli 1 e 2).

Capitolo 5

Il sistema di PSR1740-53

In questo capitolo viene presentata la Pulsar PSR 1740-53 ed il sistema binario di cui fa parte, ed in seguito vengono descritti i risultati ottenuti dalle simulazioni eseguite su questo sistema con l'intento di valutare come molti parametri orbitali e fisici del sistema possano influire sulla natura delle eclissi che esso presenta. Alla luce di tali risultati, si individueranno anche quali particolari osservazioni sarebbe opportuno compiere per discernere fra le varie possibilità che verranno presentate.

5.1 Quello che sappiamo dalle osservazioni del sistema binario contenente PSR 1740-53

La scoperta di PSR 1740-53 fu fatta nella primavera del 2000 durante una ricerca di Pulsar in Ammassi Globulari, effettuata alla frequenza di 1.4 GHz con il radiotelescopio di 64 metri di Parkes, Australia ([30]). Essa si trova nell'Ammasso Globulare NGC 6397, uno tra i principali candidati per le ricerche di Pulsar, a causa della sua alta densità e del fatto che molto probabilmente si trova in una fase di collasso del nucleo, caratteristiche che, come si è visto (paragrafo 1.5), comportano un aumento del tasso di formazione di Pulsar e soprattutto di Pulsar al millisecondo.

Osservazioni successive nell'arco di una dozzina di mesi hanno permesso di determinare accuratamente il periodo e le caratteristiche orbitali della Pulsar, come sono elencate nella tabella 5.1. É stato altresì possibile determinare la posizione dell'oggetto in seno all'ammasso Globulare, osservazione utilissima per eventuali indagini a lunghezze d'onda ottiche o dei raggi X.

Tra il 20 ed il 28 Luglio del 2000 la Pulsar è stata osservata in 26 occasioni, ma la si è potuta vedere solo in metà di esse; nonostante questo, le osservazioni ottenute durante la sessione di Luglio hanno permesso di determinare i parametri elencati in tabella 5.1. Quando la densità di flusso osservata è stata messa su un grafico in funzione della fase orbitale (figura 5.1) è stato subito chiaro che la Pulsar risulta non visibile per circa il 40% dell'orbita, tra le fasi 0.05 e 0.45, individuando quindi un processo di eclissi centrato sulla fase 0.25, quando cioè la stella compagna si trova nel punto dell'orbita più vicino alla Terra e si interpone presumibilmente tra la Pulsar e l'osservatore. Come nei casi dei sistemi descritti nel Capitolo 2, a causa della considerevole durata dell'eclissi, il fenomeno non è spiegabile con la semplice interposizione della compagna sulla linea di vista; si deduce perciò che ad oscurare il segnale proveniente dalla Pulsar sia una nube di materiale altamente ionizzato emesso dalla compagna.

In realtà le eclissi del sistema di PSR 1740-53 presentano caratteristiche che rendono l'analisi osservazionale del sistema tanto interessante, quanto lunga e laboriosa. In primo luogo va sottolineata la notevole irregolarità nei ritardi di arrivo del segnale, che, anche al bordo dell'eclisse, variano sostanzialmente da eclisse ad eclisse. Ciò rende necessario ripetere la stessa osservazione molte volte per ricavare almeno un profilo medio del comportamento dei ritardi al variare della fase orbitale. Anche la stessa durata dell'eclisse non risulta per nulla stabile: è raro che una eclisse duri come quella precedente.

Ancora più curioso il comportamento registrato a fasi in cui, a priori, non si dovrebbero verificare fenomeni particolari, ossia a quelle fasi in cui la pulsar è più vicina alla Terra rispetto alla stella compagna (fasi da 0.6 o 0.9) . Ebbene, in figura 5.2 sono visualizzati ad esempio i ritardi di arrivo del segnale osservati durante una sessione osservativa posteriore alla scoperta. Si

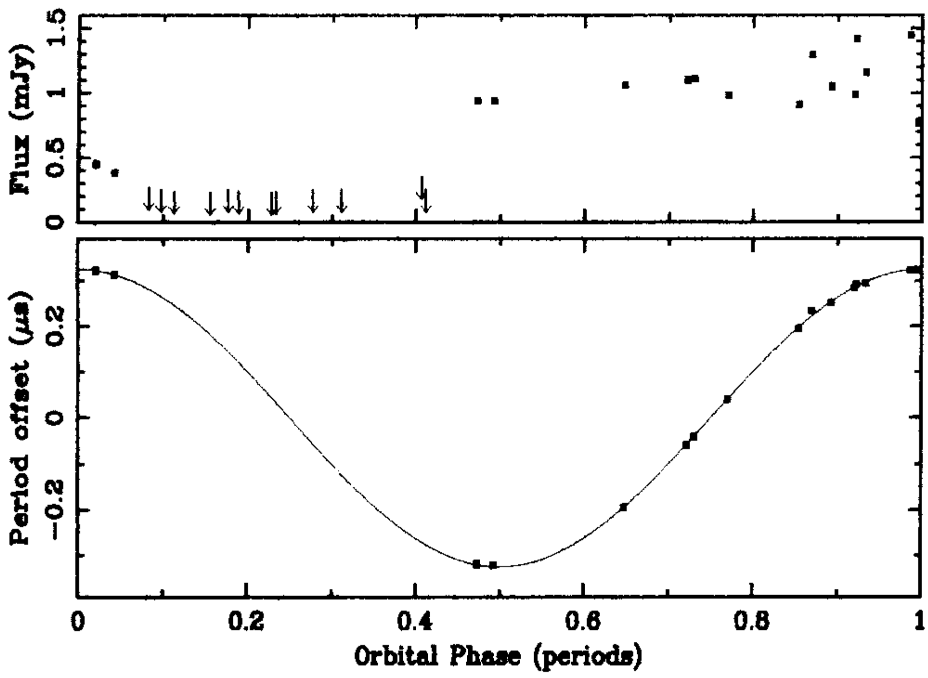


Figura 5.1: PSR 1740-53 - (In Basso) Spostamenti nel periodo apparente dell'impulso dal valore medio di 3.650330 ms, corretti al baricentro del Sistema Solare. Questo andamento costituisce una tipica segnatura di un moto orbitale avente eccentricità trascurabile - (In Alto) Valori di Flusso osservati lungo il periodo orbitale; le frecce indicano limiti superiori per le osservazioni in cui la Pulsar non era visibile ([30]).

può notare come, *anche a fasi orbitali molto distanti dall'eclisse, il segnale presenti dei picchi di notevole ritardo nei tempi di arrivo degli impulsi*, fino a qualche millisecondo, nonostante il modello orbitale del sistema sia stato già tenuto in considerazione, e siano perciò assenti ritardi dovuti al moto orbitale.

Alla luce di tutto ciò, al momento le osservazioni ci dicono con ottima accuratezza i parametri orbitali e posizionali del sistema:

Periodo di rotazione

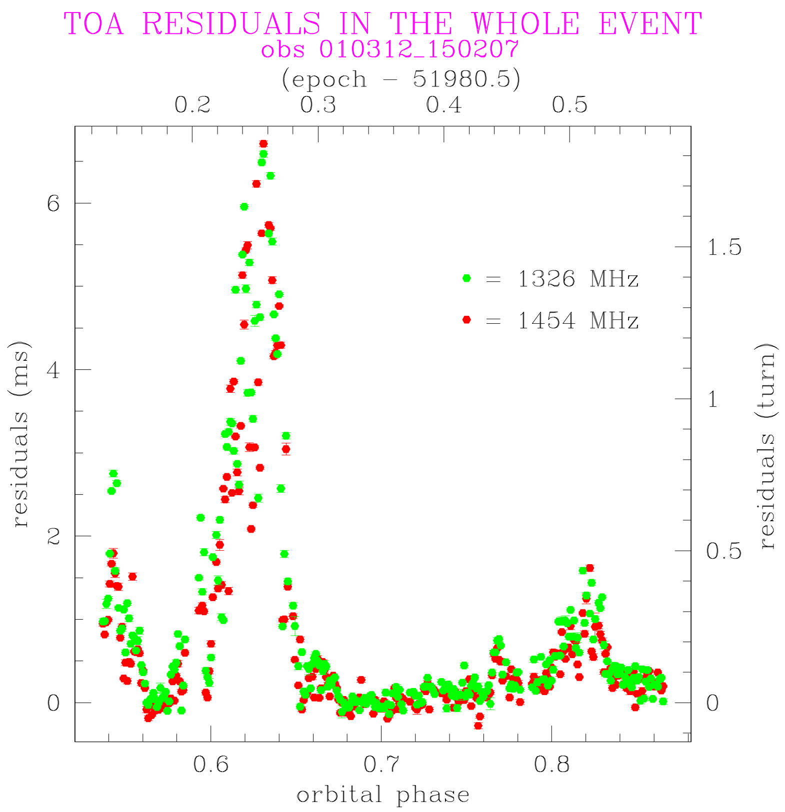


Figura 5.2: Valori dei ritardi di arrivo del segnale in punti dell'orbita lontani dall'eclisse (dalla fase 0.52 alla fase 0.88). La doppia scala in ordinata rappresenta i valori in millisecondi (a destra) e in *rotazioni*, cioè unità di periodo della Pulsar (a sinistra). Da notare l'intensità del picco, che si avvicina a due intere rotazioni della stella di neutroni; un tale ritardo indica la presenza di grande dispersione del segnale.

Periodo orbitale

Semiasse maggiore dell'orbita della Pulsar

Funzione di massa

Posizione della pulsar nell'Ammasso Globulare.

Il fatto che la pulsar si trovi in un Ammasso Globulare, ci permette di conoscerne anche la sua distanza con buona accuratezza:

Distanza della pulsar

mentre, per quanto riguarda le caratteristiche del segnale radio, possiamo al momento conoscere solo

Stima della densità di flusso (mediata sulla fase) a 1400 MHz

Fasi approssimate di ingresso ed uscita dalla eclisse a 1400 MHz

Ritardo di arrivo del segnale pulsato ai bordi della eclisse: da figure analoghe alla 5.2, per fasi centrate attorno a 0.4÷0.5, si può stimare un valore di $\sim 1\ ms$ per tali ritardi.

PSR J1740-53		
Distanza	6.798×10^{21} cm	2.2 Kpc
Periodo	3.6503298 ms	
Epoca	51615.658 JD	
DM	71.8 $\mathrm{cm}^{-3}\mathrm{pc}$	
Periodo Orbitale	116994.24 s	1.3541 giorni
Densità di Flusso	1.0 mJy	
Funzione di Massa	0.0027 $M_\odot$	
Semiasse proiettato ($a \sin i$)	1.66 secondi-luce	
Fase di entrata in eclisse	0.05	
Fase di uscita dall'eclisse	0.45	
Ritardi del segnale	$\sim$1 ms	

Tabella 5.1: Parametri della Pulsar 1740-53 e del suo sistema binario ottenuti dai dati osservativi. I valori della Densità di Flusso, delle fasi di entrata ed uscita dall'eclisse e dei Ritardi di arrivo del segnale *al bordo dell'eclisse* sono relativi ad osservazioni a 1400 MHz.

Questi sono i quindi i vincoli osservativi con cui ci confronteremo nel seguito del Capitolo.

5.2 Il modello generale di sistema ad eclisse esplorato

Non è ancora chiaro come si origini, nei sistemi binari ed eclissi comprendenti una pulsar, l'emissione del materiale ionizzato oscurante il segnale (pulsato e/o nel continuo radio) della radiosorgente: è possibile che la compagna si sia evoluta fino a riempire e forse travalicare il suo Lobo di Roche, oppure che essa venga riscaldata da radiazione proveniente dalla Pulsar stessa, il che innescherebbe l'evaporazione di un vento stellare.

Alla luce delle presenti incertezze concernenti i risultati osservativi ed in vista di nuove osservazioni dedicate a questo oggetto (una prima serie di esse è in corso proprio durante la scrittura di questa tesi) in questo lavoro ci si è dunque posti nel contesto di un modello molto generale che può essere utilizzato in prima approssimazione per descrivere le tipologie su descritte.

Il modello che al momento sembra possibile ipotizzare per spiegare sia l'irregolarità dei ritardi del segnale sia la variabilità e l'estensione della durata dell'eclisse **assume che la Pulsar si trovi in orbita all'interno di un vasto inviluppo di gas che circonda la stella compagna**. Esso è forse il risultato di una atmosfera stellare che si è espansa per effetto dell'azione energetica della Pulsar o forse è conseguenza dell'emissione di un vento stellare dalla compagna (anche esso presumibilmente indotto dall'energia rilasciata dalla Pulsar) . Le irregolarità nella densità del citato inviluppo, probabilmente provocate dal passaggio della Pulsar attraverso di esso, determinerebbero gli aumenti nei ritardi di arrivo del segnale anche in fasi normalmente lontane dall'eclisse (come rappresentato in figura 5.2, ove si notano forti ritardi a fase $\approx 0.6 \div 0.65$) nonchè la variabilità e l'irregolarità nella durata della eclissi stessa.

Entro il quadro su esposto, restano ancora numerose possibilità circa la natura della stella compagna della Pulsar. Per questo **nelle simulazioni** del paragrafo seguente saranno **analizzate quattro diverse configurazioni possibili per il sistema, ognuna corrispondente ad un diverso tipo**

di compagna.

Esse sono costruite a partire dalla funzione di massa del sistema (che è osservata, vedere la tabella 5.1), supponendo la pulsar di massa pari a 1.4 $M_{\odot}$. Ciò corrisponde a quanto osservato nei 5 sistemi binari relativistici finora conosciuti formati da due stelle di neutroni, nei quali gli effetti della Relatività Generale hanno permesso di misurare la massa delle due stelle (una delle quali è una Pulsar) con notevole accuratezza. Assumendo diversi valori di massa per la compagna (e conseguentemente differenti inclinazioni orbitali del sistema) e differenti tipologie per essa (o stella governata dall'equazione di stato di un gas elettronico degenere o stella ove vige l'equazione di stato dei gas perfetti), si sono costruiti 4 sistemi binari di riferimento, i cui restanti parametri orbitali (la Separazione Orbitale, il Raggio della zona eclissante, ed il Raggio del Lobo di Roche), nonchè fisici (il Raggio della compagna) sono fissati dalle altre grandezze.

Le quattro prescelte tipologie di stella compagna sono:

WD1 Nana degenere di idrogeno, con inclinazione orbitale di 90° [d'ora in poi, in ossequio alla denominazione astrofisica di nana bianca (*white dwarf*), per tale stella useremo la sigla WD1]. Questo tipo di stella compagna è quello più frequentemente osservato nei sistemi binari (non ad eclisse) contenenti una Pulsar al Millisecondo. Può originarsi secondo diversi cammini evolutivi quando la stella compagna della stella di neutroni, lascia la sequenza principale trasformandosi in una stella gigante. In seguito il trasferimento di massa da questa stella evoluta verso la stella di neutroni la "ricicla", ritrasformandola in pulsar (vedere Capitolo 1);

WD2 Nana degenere massiccia costituita di Ossigeno-Neon-Magnesio, con inclinazione orbitale di 25°. Queste stelle si originano nello scenario di "recycling" (vedere Capitolo 1) quando il trasferimento di massa verso la stella di neutroni ha luogo mentre la stella compagna, evoluta fuori dalla sequenza principale, percorre il cosiddetto ramo asintotico delle stelle giganti;

MS1 Stella di sequenza principale leggera ($M \sim 0.2 M_{\odot}$), con inclinazione orbitale di 72°. Questo valore di massa corrisponde dunque all'ipotesi di un sistema orbitale poco inclinato;

MS2 Stella di sequenza principale più massiva ($M \sim 0.8 M_{\odot}$), con inclinazione 20°. Questo valore della massa è stato scelto perchè costituisce il massimo compatibile con la massa di una stella di sequenza principale contenuta in un ammasso globulare come NGC 6397.

I parametri orbitali e fisici ottenuti per ogni scelta della stella compagna sono elencati in tabella 5.2. Come si può vedere dai parametri orbitali ottenuti per ognuna di queste configurazioni (tabella 5.2), il raggio della nube di materia eclissante R_E risulta in tutti i casi ben maggiore della separazione orbitale del sistema. Questo tende a confermare il modello innanzi proposto di una Pulsar orbitante all'interno della nube di plasma rilasciato dalla stella compagna. Il valore del raggio della nube di materia R_E è stato calcolato a partire dalla supposta fase orbitale in cui la Pulsar riemerge dall'eclisse (dalla figura 5.1 si deduce una fase di 0.45). La corda sottesa sulla circonferenza dell'orbita dall'angolo tra questa fase e la fase corrispondente al centro dell'eclisse (0.25) è la distanza cercata.

Ai fini di una completa modellizzazione del sistema è necessario assumere un profilo di densità e di temperatura. La funzione di distribuzione della densità del plasma è stata modellata ipotizzando che la massa espulsa dalla compagna fluisca ad un tasso costante $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v_f$, dove v_f è la velocità di fuga *dal sistema* in quanto la materia deve essere in grado di lasciare non soltanto la compagna, ma la binaria stessa. Questa ipotesi ci porta a fissare l'esponente della funzione di distribuzione della densità elettronica nel plasma a 2, in quanto $4\pi r_E^2 \rho(r_E) v_f = 4\pi r^2 \rho(r) v_f \Rightarrow \rho(r) = \rho(r_E)(r_E/r)^2$.

Per quanto riguarda la temperatura del plasma, l'indice politropico è stato scelto secondo le due opzioni comunemente esplorate in letteratura:

(i) raffreddamento del vento in modo adiabatico con l'aumentare della distanza dalla compagna, quindi $\Gamma = 5/3$ secondo le convenzioni introdotte nel Capitolo 4. Ciò corrisponde all'ipotesi di un vento che, a

Nana degenere di idrogeno (WD1)		
Inclinazione	$90°$	
Massa	3.582×10^{32} g	$0.018\ M_\odot$
Separazione Orbitale	4.48×10^{11} cm	$6.4\ R_\odot$
Raggio	1.392×10^{9} cm	$0.02\ R_\odot$
Raggio R-L	7.5×10^{10} cm	$1\ R_\odot$
Raggio Eclisse	5.26×10^{11} cm	$7.5\ R_\odot$
Nana degenere di O-Ne-Mg (WD2)		
Inclinazione	$25°$	
Massa	9.95×10^{32} g	$0.5\ M_\odot$
Separazione Orbitale	4.5×10^{11} cm	$6.5\ R_\odot$
Raggio	2.78×10^{9} cm	$0.04\ R_\odot$
Raggio R-L	1.3×10^{11} cm	$1.9\ R_\odot$
Raggio Eclisse	5.3×10^{11} cm	$7.6\ R_\odot$
Stella di sequenza principale leggera (MS1)		
Inclinazione	$72°$	
Massa	3.98×10^{32} g	$0.2\ M_\odot$
Separazione Orbitale	4.29×10^{11} cm	$6.16\ R_\odot$
Raggio	1.5×10^{10} cm	$0.22\ R_\odot$
Raggio R-L	9.7×10^{10} cm	$1.4\ R_\odot$
Raggio Eclisse	5×10^{11} cm	$7.2\ R_\odot$
Stella di sequenza principale massiva (MS2)		
Inclinazione	$20°$	
Massa	1.592×10^{33} g	$0.8\ M_\odot$
Separazione Orbitale	4.076×10^{11} cm	$5.86\ R_\odot$
Raggio	6.612×10^{10} cm	$0.95\ R_\odot$
Raggio R-L	1.36×10^{11} cm	$1.95\ R_\odot$
Raggio Eclisse	4.79×10^{11} cm	$6.89\ R_\odot$

Tabella 5.2: I quattro diversi casi di possibile compagna presi in considerazione (WD1, Nana Degenere composta prevalentemente di idrogeno; WD2, Nana Degenere composta prevalentemente di ossigeno-neon-magnesio; MS1, Stella di sequenza principale poco massiva; MS2, Stella di sequenza principale massiva, eventualmente espansa): i parametri orbitali del sistema che risentono della scelta della compagna sono stati suddivisi di conseguenza. Notiamo come in tutti i casi esplorati, le stelle stiano ben all'interno del proprio Lobo di Roche.

partire dalla superficie della stella compagna, viene accelerato da qualche meccanismo fino (o oltre) alla velocità di fuga e, una volta raggiunta la velocità di regime, comincia a raffreddarsi isentropicamente a seguito della sua espansione.

(ii) vento isotermo (quindi $\Gamma = 1$). Questo caso riflette una situazione in cui la materia rilasciata dalla compagna viene riscaldata ad un tasso uguale a quello con cui si raffredderebbe. Un ovvio candidato per cedere al vento l'energia necessaria a non far calare la sua temperatura è la Pulsar stessa, con il suo flusso di particelle relativistiche e di radiazione elettromagnetica.

Notiamo infine che per la normalizzazione della densità di flusso della Pulsar si è tenuto conto del fatto che anche quando viene a trovarsi fuori dalla zona di eclisse essa si muove comunque, molto probabilmente, all'interno dell'inviluppo della compagna, come è suggerito dal manifestarsi di ritardi di arrivo del segnale pulsato anche a fasi in cui la Pulsar si trova geometricamente interposta fra la Terra e la stella compagna. Il segnale dunque viene probabilmente assorbito e/o disperso (con minore efficacia) anche fuori dalla zona di eclisse, e il codice riproduce questo fenomeno. E' stata perciò introdotta una normalizzazione della densità di flusso maggiore di quella osservata, variante tra 1.1 e 1.8 mJy a seconda della configurazione e del processo di assorbimento simulato, valori compatibili con quello osservato. Le spettro assunto è del tipo a legge di potenza con un indice uguale a 2, in accordo con il valore medio degli spettri delle pulsar al Millisecondo osservate.

5.3 Esito delle simulazioni

Come abbiamo visto nel primo paragrafo di questo Capitolo, i dati osservativi riguardanti il sistema di PSR 1740-53 sono tutt'ora scarsi: nuove osservazioni sono al momento in corso per avere maggiori informazioni sul sistema e soprattutto sul tipo di eclisse che vi ha luogo. Le simulazioni sono state eseguite in vista di queste nuove osservazioni e dei dati che esse potranno fornire.

Abbiamo visto nei capitoli 2 e 4 quanto sia importante fare osservazioni del sistema a frequenze diverse, per potere ricavare informazioni sul tipo di processo fisico che causa l'eclisse, sull'inclinazione del sistema binario e quindi sul tipo di stella compagna. Attualmente i dati in nostro possesso riguardano come detto soltanto osservazioni intorno alla frequenza di 1400 MHz, mentre le osservazioni in corso durante la scrittura di questa Tesi (Giugno 2001) sono effettuate a 2300 MHz.

Le simulazioni sono dunque state eseguite a due diverse frequenze: 1400 e 2300 MHz. La logica di questo lavoro di simulazione si può riassumere così: *note le caratteristiche di base delle eclissi a 1400 MHz, si sono individuati i parametri fisici (o le combinazioni di parametri fisici) che*, per ogni diverso meccanismo fra quelli presentati nel Capitolo 3, *potessero generare il tipo di eclissi osservato. Con quei medesimi parametri si sono simulate le eclissi a 2300 MHz*, comparando i risultati fra di loro, *alla ricerca di predizioni discriminanti fra i vari meccanismi esaminati*. Per ognuno di essi, sulla base dei parametri derivati dalle simulazioni, si è infine cercato di porre dei vincoli sulla natura fisica della compagna.

I risultati delle simulazioni sono elencati nelle tabelle 5.3, 5.4 e 5.5, suddivisi per configurazione del sistema. Cominciamo dunque ora a discutere i vari meccanismi oggetto delle simulazioni; cercheremo di verificare se essi siano compatibili con le osservazioni oggi disponibili sul sistema contenente la PSR 1740-5340 e, caso per caso, analizzeremo quali siano le osservazioni future più utili per escluderne o confermarne la applicabilità.

5.3.1 Cut-off alla Frequenza di Plasma

Questo meccanismo non dipende dalla particolare geometria o configurazione scelta, ne' dalla scelta del profilo di temperatura, ma soltanto dalla densità del plasma e dalla frequenza alla quale si osserva il sistema. La prima cosa che possiamo notare da un'analisi della tabella 5.3, è in particolare come il meccanismo di assorbimento per *Plasma-frequency Cut-off* necessiti, per essere innescato, di densità molto alte.

RISULTATI DELLE SIMULAZIONI DI MECCANISMI INDIPENDENTI DALLA TEMPERATURA							
WD1	Eclisse a 1400 MHz			Eclisse a 2300 MHz			
Processo	Densità (cm^{-3})	$\dot{M}$ ($M_{\odot}/anno$)	Ritardi(1)	Ritardi(2)	Ritardi(3)	Durata	Eclisse
Cut-off	2.18×10^{10}	3.6×10^{-8}	156 sec	155 sec	78 sec	23%	poco probabile
Dec. Fotoni	5×10^{8}	8.3×10^{-10}	175 ms	2 sec	43 ms	10%	poco probabile
Smearing orbitale	10^{7}	1.66×10^{-11}	2.8 μs	—	1 μs	—	poco probabile
Smearing da DM	10^{7}	1.66×10^{-11}	3.2 ms	3.3 ms	0.7 ms	10%	probabile
WD2	Eclisse a 1400 MHz			Eclisse a 2300 MHz			
Processo	Densità (cm^{-3})	$\dot{M}$ ($M_{\odot}/anno$)	Ritardi(1)	Ritardi(2)	Ritardi(3)	Durata	Eclisse
Cut-off	2.18×10^{10}	4.4×10^{-8}	169 sec	100 sec	87 sec	23%	poco probabile
Dec. Fotoni	3×10^{8}	6.12×10^{-11}	40 ms	—	7.5 ms	non eclissata	poco probabile
Smearing orbitale	5×10^{7}	1.02×10^{-10}	2.4 μs	—	0.9 μs	—	poco probabile
Smearing da DM	5×10^{7}	1.02×10^{-10}	3.2 ms	3.4 ms	0.7 ms	10%	probabile
MS1	Eclisse a 1400 MHz			Eclisse a 2300 MHz			
Processo	Densità (cm^{-3})	$\dot{M}$ ($M_{\odot}/anno$)	Ritardi(1)	Ritardi(2)	Ritardi(3)	Durata	Eclisse
Cut-off	2.18×10^{10}	1.07×10^{-10}	163 sec	143 sec	81 sec	23%	poco probabile
Dec. Fotoni	7×10^{8}	3.43×10^{-12}	0.3 sec	2.4 sec	60 ms	6%	poco probabile
Smearing orbitale	10^{7}	4.9×10^{-14}	2.4 μs	—	0.9 μs	—	poco probabile
Smearing da DM	10^{7}	4.9×10^{-14}	3 ms	3.14 ms	0.7 ms	10%	probabile
MS2	Eclisse a 1400 MHz			Eclisse a 2300 MHz			
Processo	Densità (cm^{-3})	$\dot{M}$ ($M_{\odot}/anno$)	Ritardi(1)	Ritardi(2)	Ritardi(3)	Durata	Eclisse
Cut-off	2.18×10^{10}	9.81×10^{-9}	151 sec	88 sec	78 sec	23%	poco probabile
Dec. Fotoni	4×10^{8}	1.8×10^{-10}	57 ms	—	9.5 ms	non eclissata	poco probabile
Smearing orbitale	5×10^{7}	2.25×10^{-11}	1.4 μs	—	0.5 μs	—	poco probabile
Smearing da DM	5×10^{7}	2.25×10^{-11}	3.5 ms	3.6 ms	0.8 ms	10%	probabile

Tabella 5.3: La tabella riassume i risultati ottenuti con le simulazioni sul sistema di PSR 1740-53 nelle quattro diverse configurazioni assunte come prova. Densità indica il valore al bordo dell'eclisse a 1400 MHz; Ritardi(1) sono i valori dei ritardi al bordo dell'eclisse a 1400 MHz, Ritardi(2) quelli attesi al bordo dell'eclisse a 2300 MHz, Ritardi(3) quelli attesi a 2300 MHz intorno al bordo dell'eclisse a 1400 MHz; per i due casi di *Pulse Smearing* i ritardi sono da considerarsi come allargamento dell'impulso. La Durata è espressa in percentuale di orbita.

RISULTATI DELLE SIMULAZIONI CON UN VENTO IN RAFFREDDAMENTO ADIABATICO										
WD1	Eclisse a 1400 MHz						Eclisse a 2300 MHz			
Processo	Densità (cm^{-3})	T(R_E) (K)	T(R_{RL}) (K)	T(R_c) (K)	$\dot{M}$ ($M_\odot/anno$)	Ritardi(1)	Ritardi(2)	Ritardi(3)	Durata	Eclisse
Free Free	5×10^6	6.5×10^3	8.4×10^4	1.8×10^7	8.3×10^{-12}	850 μs	1.4 ms	314 μs	30%	poco probabile
Free Free	10^7	1.8×10^4	2.3×10^5	4.9×10^7	1.66×10^{-11}	1.7 ms	2.8 ms	0.6 ms	30%	probabile
Free Free	5×10^7	1.5×10^5	1.9×10^6	4×10^8	8.3×10^{-11}	9 ms	14 ms	3 ms	30%	poco probabile
Raman	5×10^6	8×10^5	10^7	2.2×10^9	8.3×10^{-12}	850 μs	1 ms	314 μs	32%	poco probabile
Raman	10^7	4.7×10^5	6.1×10^6	1.3×10^9	1.66×10^{-11}	1.7 ms	2.2 ms	0.6 ms	32%	probabile
Raman	5×10^7	1.4×10^5	1.8×10^6	3.8×10^8	8.3×10^{-11}	9 ms	11 ms	3 ms	32%	poco probabile
WD2	Eclisse a 1400 MHz						Eclisse a 2300 MHz			
Processo	Densità (cm^{-3})	T(R_E) (K)	T(R_{RL}) (K)	T(R_c) (K)	$\dot{M}$ ($M_\odot/anno$)	Ritardi(1)	Ritardi(2)	Ritardi(3)	Durata	Eclisse
Free Free	10^7	8×10^3	5.2×10^4	8.8×10^6	2.04×10^{-11}	322 μs	1 ms	110 μs	10%	poco probabile
Free Free	5×10^7	8.5×10^4	5.5×10^5	9.3×10^7	1.02×10^{-10}	2.3 ms	5.8 ms	650 μs	10%	probabile
Free Free	10^8	2.3×10^5	1.5×10^6	2.5×10^8	2.04×10^{-10}	6.4 ms	12 ms	1.5 ms	10%	poco probabile
Raman	10^7	8.5×10^5	5.5×10^6	9.3×10^8	2.04×10^{-11}	322 μs	950 μs	110 μs	16%	poco probabile
Raman	5×10^7	2.5×10^5	1.6×10^6	2.7×10^8	1.02×10^{-10}	2.3 ms	4.9 ms	650 μs	16%	probabile
Raman	10^8	1.5×10^5	9.7×10^5	2.7×10^8	2.04×10^{-10}	6.4 ms	10 ms	1.5 ms	16%	poco probabile
MS1	Eclisse a 1400 MHz						Eclisse a 2300 MHz			
Processo	Densità (cm^{-3})	T(R_E) (K)	T(R_{RL}) (K)	T(R_c) (K)	$\dot{M}$ ($M_\odot/anno$)	Ritardi(1)	Ritardi(2)	Ritardi(3)	Durata	Eclisse
Free Free	5×10^6	6×10^3	5.3×10^4	6.4×10^5	2.45×10^{-14}	720 μs	1.2 ms	266 μs	30%	poco probabile
Free Free	10^7	1.5×10^4	1.3×10^5	1.6×10^6	4.9×10^{-14}	1.5 ms	2.3 ms	0.5 ms	30%	probabile
Free Free	5×10^7	1.7×10^5	1.5×10^6	1.8×10^7	2.45×10^{-13}	8 ms	12 ms	2.7 ms	30%	poco probabile
Raman	5×10^6	8.5×10^5	7.5×10^6	9×10^7	2.45×10^{-14}	720 μs	900 μs	266 μs	32%	poco probabile
Raman	10^7	5×10^5	4.4×10^6	5.3×10^7	4.9×10^{-14}	1.5 ms	1.9 ms	0.5 ms	32%	probabile
Raman	5×10^7	1.5×10^5	1.3×10^6	1.6×10^7	2.45×10^{-13}	8 ms	9.5 ms	2.7 ms	32%	poco probabile
MS2	Eclisse a 1400 MHz						Eclisse a 2300 MHz			
Processo	Densità (cm^{-3})	T(R_E) (K)	T(R_{RL}) (K)	T(R_c) (K)	$\dot{M}$ ($M_\odot/anno$)	Ritardi(1)	Ritardi(2)	Ritardi(3)	Durata	Eclisse
Free Free	10^7	6.6×10^3	3.5×10^4	9×10^4	4.5×10^{-12}	200 μs	—	67 μs	non eclissata	poco probabile
Free Free	5×10^7	7.2×10^4	3.8×10^5	10^6	2.25×10^{-11}	1.6 ms	—	0.4 ms	non eclissata	probabile
Free Free	10^8	2×10^5	10^6	2.8×10^6	4.5×10^{-11}	4.8 ms	—	1 ms	non eclissata	probabile
Raman	10^7	10^6	5.4×10^6	1.4×10^7	4.5×10^{-12}	200 μs	645 μs	67 μs	10%	poco probabile
Raman	5×10^7	3×10^5	1.6×10^6	4.2×10^6	2.25×10^{-11}	1.6 ms	3.3 ms	0.4 ms	10%	probabile
Raman	10^8	1.8×10^5	9.6×10^5	2.5×10^6	4.5×10^{-11}	4.8 ms	7ms	1 ms	10%	probabile

Tabella 5.4: La tabella riassume i risultati ottenuti con le simulazioni sul sistema di PSR 1740-53 nelle quattro diverse configurazioni assunte come prova, considerando un vento in reffreddamento adiabatico. Densità e T(R_E) indicano i valori al bordo dell'eclisse, T(R_{RL}) è la temperatura al raggio del Lobo di Roche mentre T(R_c) è la temperatura calcolata al raggio della compagna; Ritardi(1) sono i valori dei ritardi al bordo dell'eclisse a 1400 MHz, Ritardi(2) quelli attesi al bordo dell'eclisse a 2300 MHz, Ritardi(3) quelli attesi a 2300 MHz intorno al bordo dell'eclisse a 1400 MHz; la Durata è espressa in percentuale di orbita.

RISULTATI DELLE SIMULAZIONI PER UN VENTO ISOTERMO								
WD1	Eclisse a 1400 MHz				Eclisse a 2300 MHz			
Processo	Densità (cm^{-3})	Temperatura (K)	$\dot{M}$ ($M_\odot/anno$)	Ritardi(1)	Ritardi(2)	Ritardi(3)	Durata	Eclisse
Free Free	6.1×10^6	10^4	10^{-11}	1 ms	1 ms	380 μs	34%	probabile
Free Free	3×10^7	10^5	4.9×10^{-11}	5.3 ms	5.2 ms	1.9 ms	34%	probabile
Free Free	1.5×10^8	10^6	2.5×10^{-10}	35 ms	27 ms	10 ms	34%	poco probabile
Raman	9.74×10^7	10^5	1.6×10^{-10}	20 ms	45 ms	6.6	26%	poco probabile
Raman	10^7	5.5×10^5	1.66×10^{-11}	1.7 ms	4.5 ms	0.6 ms	26%	probabile
Raman	4.5×10^6	10^6	7.5×10^{-12}	770 μs	2 ms	280 μs	26%	poco probabile
WD2	Eclisse a 1400 MHz				Eclisse a 2300 MHz			
Processo	Densità (cm^{-3})	Temperatura (K)	$\dot{M}$ ($M_\odot/anno$)	Ritardi(1)	Ritardi(2)	Ritardi(3)	Durata	Eclisse
Free Free	1.25×10^7	10^4	2.5×10^{-11}	413 μs	0.9 ms	140 μs	22%	poco probabile
Free Free	6×10^7	10^5	1.2×10^{-10}	3 ms	4.5 ms	810 μs	22%	probabile
Free Free	3×10^8	10^6	6.1×10^{-10}	40 ms	27 ms	7.5 ms	22%	poco probabile
Raman	1.8×10^8	10^5	3.7×10^{-10}	16 ms	—	3.4 ms	non eclissata	poco probabile
Raman	5×10^7	2.6×10^5	1.02×10^{-10}	2.3 ms	—	650 μs	non eclissata	probabile
Raman	8.3×10^6	10^6	1.7×10^{-11}	260 μs	—	91 μs	non eclissata	poco probabile
MS1	Eclisse a 1400 MHz				Eclisse a 2300 MHz			
Processo	Densità (cm^{-3})	Temperatura (K)	$\dot{M}$ ($M_\odot/anno$)	Ritardi(1)	Ritardi(2)	Ritardi(3)	Durata	Eclisse
Free Free	6.5×10^6	10^4	3.2×10^{-14}	0.9 ms	0.9 ms	0.3 ms	34%	poco probabile
Free Free	3.16×10^7	10^5	1.5×10^{-13}	4.8 ms	4.6 ms	1.9 ms	34%	probabile
Free Free	1.6×10^8	10^6	7.8×10^{-13}	31 ms	24 ms	9.7 ms	34%	poco probabile
Raman	10^8	10^5	4.9×10^{-13}	17 ms	37 ms	5.3 ms	26%	poco probabile
Raman	10^7	5.9×10^5	4.9×10^{-14}	1.5 ms	3.5 ms	0.5 ms	26%	probabile
Raman	4.95×10^6	10^6	2.45×10^{-14}	0.7 ms	1.8 ms	0.3 ms	26%	poco probabile
MS2	Eclisse a 1400 MHz				Eclisse a 2300 MHz			
Processo	Densità (cm^{-3})	Temperatura (K)	$\dot{M}$ ($M_\odot/anno$)	Ritardi(1)	Ritardi(2)	Ritardi(3)	Durata	Eclisse
Free Free	1.43×10^7	10^4	6.4×10^{-12}	300 μs	780 μs	98 μs	16%	poco probabile
Free Free	7×10^7	10^5	3.2×10^{-11}	2.7 ms	4 ms	0.65 ms	16%	probabile
Free Free	3.52×10^8	10^6	1.6×10^{-10}	45 ms	27 ms	7.6 ms	16%	poco probabile
Raman	2.15×10^8	10^5	9.6×10^{-11}	18 ms	—	3.3 ms	non eclissata	poco probabile
Raman	5×10^7	3×10^5	2.25×10^{-11}	1.6 ms	—	0.4 ms	non eclissata	probabile
Raman	10^7	10^6	7.5×10^{-12}	200 μs	—	67 μs	non eclissata	poco probabile

Tabella 5.5: La tabella riassume i risultati ottenuti con le simulazioni sul sistema di PSR 1740-53 nelle quattro diverse configurazioni assunte come prova, considerando un vento isotermo. Densità e Temperatura indicano i valori al bordo dell'eclisse; Ritardi(1) sono i valori dei ritardi al bordo dell'eclisse a 1400 MHz, Ritardi(2) quelli attesi al bordo dell'eclisse a 2300 MHz, Ritardi(3) quelli attesi a 2300 MHz intorno al bordo dell'eclisse a 1400 MHz; la Durata è espressa in percentuale di orbita.

Perchè il segnale venga oscurato a 1400 MHz è necessaria una densità elettronica $n_e \approx 2.18 \times 10^{10} cm^{-3}$, mentre per una eclisse a 2300 MHz il valore aumenta fino a $n_e \approx 5.9 \times 10^{10} cm^{-3}$. Conoscendo il Raggio della zona di eclisse R_E a 1400 MHz e la funzione di distribuzione della densità, si può ricavare il Raggio della zona eclissante a 2300 MHz, e quindi la durata dell'eclisse a questa frequenza. Per tutte le configurazioni, la durata dell'eclisse a 2300 MHz risulta essere circa il 23-24% del periodo orbitale.

In ragione delle elevate densità del plasma necessarie per innescarlo, questo meccanismo incontra d'altro canto grossi problemi quando si esaminano i ritardi di arrivo del segnale compatibili con quelle densità. Ne risultano (vedere sempre la Tabella 5.3) ritardi dell'ordine di $\sim$ 150 sec, $4-5$ ordini di grandezza maggiori dei risultati osservativi. Questo induce a scartare il *Plasma-frequency Cut-off* quale causa delle eclissi nel modello qui adottato e rende scarsamente appetibile anche il fenomeno della rifrazione del segnale, che si basa sulla esistenza di densità non troppo dissimili da quella relativa alla "frequenza di plasma".

Osservazioni suggerite

L'incompatibilità dei ritardi osservati a 1400 MHz con quelli predetti da questo meccanismo di riflessione del segnale è già, come dicevamo sopra, un risultato osservativo che tende ad escludere questo fenomeno quale causa delle eclissi nel caso di PSR 1740-5340.

Si potrebbe però invocare una scappatoia teorica, supponendo che la riflessione abbia luogo in coincidenza con una superficie di discontinuità nel mezzo, dove la densità sale bruscamente. In tale caso, gli unici ritardi osservabili potrebbero essere quelli dovuti ad un tenue plasma che circonda la superficie di discontinuità.

L'indipendenza dalla radiofrequenza dell'Assorbimento alla frequenza di plasma (ovviamente una volta che la frequenza di osservazione è inferiore alla frequenza di plasma del materiale riflettente) permette peraltro un facile test osservativo anche di questo tipo di configurazione geometrica più sofisticata.

Misurando il flusso al variare della fase a 2 (o, nel caso peggiore, a 3) radiofrequenze è possibile porre vincoli severissimi, e/o praticamente escludere l'applicabilità di questo meccanismo.

5.3.2 Decadimento Indotto di Fotoni

L'assorbimento per Decadimento indotto di Fotoni non sembra molto più promettente del meccanismo summenzionato. Anche in questo caso non sussiste una dipendenza esplicita dal profilo di temperatura del plasma, mentre il meccanismo dipende fortemente dalla intensità del flusso di radiazione incidente e, meno sensibilmente, dalla densità del plasma.

Stante la larga separazione orbitale del sistema, la densità di energia emessa dalla pulsar (che cala con il quadrato della distanza da essa) non è elevatissima alla superficie di eclisse e servono dunque valori della densità piuttosto elevati per rendere efficace il Decadimento Indotto di Fotoni: i risultati indicano (guardare sempre la tabella 5.3) che, per riprodurre una eclissi per il 40% dell'orbita a 1400 MHz, è necessaria una densità tra $2 \times 10^8 cm^{-3}$ e $7 \times 10^8 cm^{-3}$ al bordo dell'eclisse. Tali densità provocherebbero al bordo dell'eclisse ritardi del segnale tra 40 e 300 ms, valori ancora troppo alti rispetto a quelli osservati.

Osservazioni suggerite

In linea di principio, alti valori dei ritardi nei tempi di arrivo del segnale pulsato potrebbero effettivamente sussistere e non essere osservati perchè il segnale pulsato sarebbe completamente appiattito da tali ritardi, pari a decine di volte il periodo di ripetizione del segnale pulsato della pulsar. In questo caso, ci si aspetterebbe però un *ingresso nell'eclissi che avvenisse prima per il segnale pulsato e solo in seguito per il segnale nel continuo radio.* Questa predizione potrebbe venire agevolmente testata nel caso di PSR 1740-5340. Infatti l'orbita di questo sistema è molto più larga di quella di analoghi sistemi eclissanti e le fasi di ingresso/uscita dalle eclissi sono significativamente

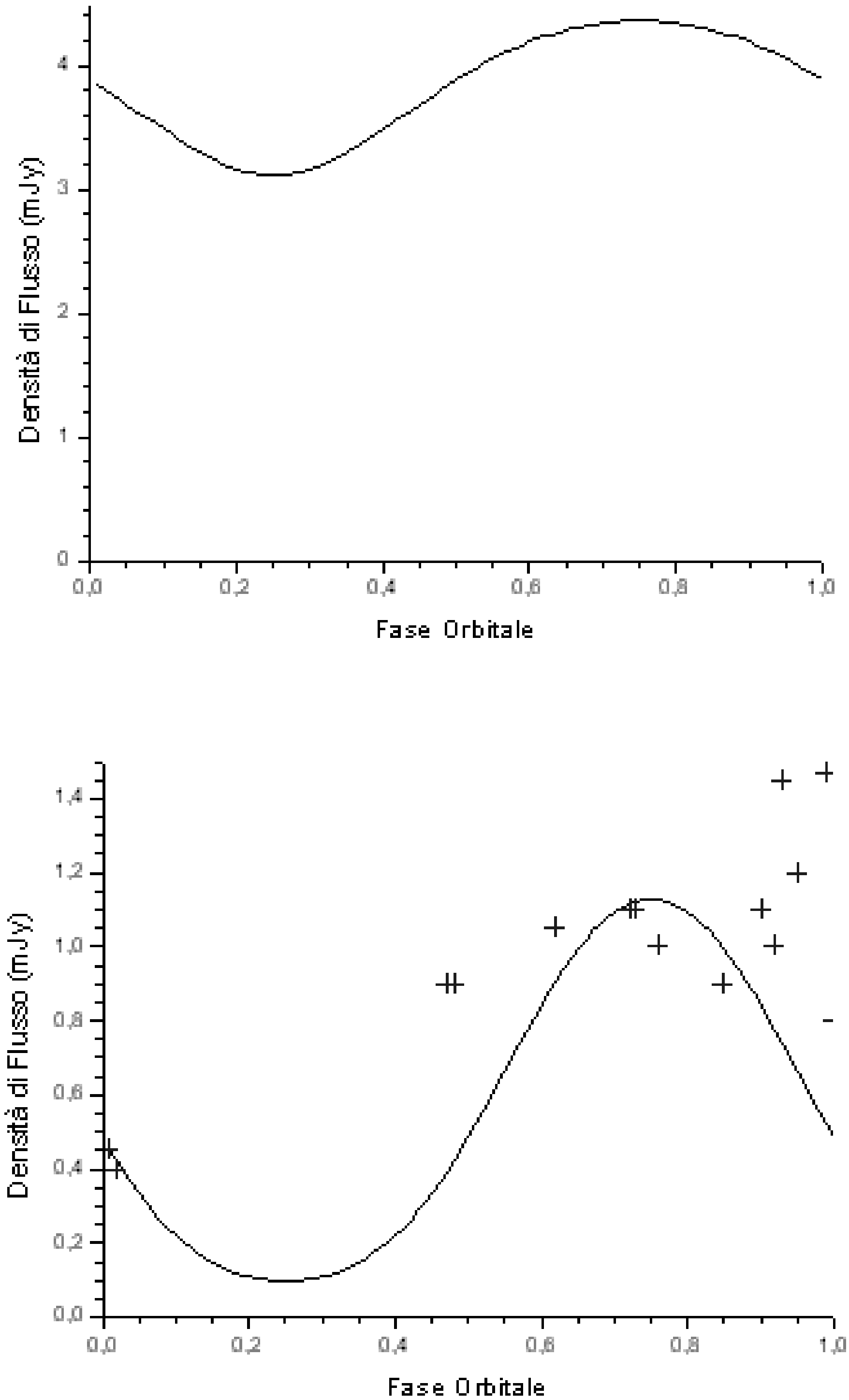


Figura 5.3: PSR 1740-53 - Densità di flusso del segnale in funzione della fase orbitale a due diverse frequenze: 1400 MHz (in basso) e 2300 MHz (in alto), ottenute simulando un assorbimento per Decadimento di Fotoni. Questa simulazione corrisponde ad una configurazione di tipo MS1 con $n_e(R_E) = 2 \times 10^8 cm^{-3}$. A 2300 MHz la Densità di Flusso rimane sempre al di sopra di un terzo del suo valore di picco; ciò non consente di classificare questa simulazione come eclissante a 2300 MHz

più lunghe. Ciò dovrebbe permettere di collezionare dati con la risoluzione temporale necessaria per determinare se l'inizio delle eclissi nel continuo avviene significativamente in ritardo rispetto all'eclissi del segnale pulsato (e l'eventuale opposto per l'uscita dalle eclissi). Simile osservazione richiede l'utilizzo contemporaneo di due radiotelescopi operanti alla stessa frequenza, uno dei quali collezioni misure nel continuo (costruendo una mappa della emissione radio, centrata sulla posizione della pulsar: un Radiointerferometro è quindi la scelta migliore), mentre l'altro compie le osservazioni usuali sul segnale pulsato.

È altresì interessante notare come questo processo produca una forte dipendenza inversa della durata dell'eclissi (anche del solo segnale pulsato) dalla frequenza di osservazione. Ciò è evidente per tutti e 4 i casi considerati, ma risulta magnificato in 2 di essi (WD2 e MS2) in cui a 2300 MHz non è prevista alcuna eclissi come si vede ad esempio nella figura 5.3: ciò costituisce ovviamente un'altro stringente test osservativo per questo modello.

5.3.3 *Smearing* del segnale pulsato

Il tipo di *Smearing* considerato nel capitolo 3 è dovuto alla variazione della misura di DM, durante il moto orbitale, all'interno di un intervallo temporale di osservazione. Un fenomeno di questo tipo risulta indubbiamente inefficace (vedere i valori di allargamento del segnale in tabella 5.3) a causa del lungo periodo orbitale del sistema di PSR 1740-53 paragonato ai normali tempi di integrazione dei dati osservativi.

Osservazioni come quelle riportate in figura 5.2 inducono a sospettare che una improvvisa crescita dei ritardi di origine dispersiva nei tempi di arrivo del segnale possano di per se determinare la mancata osservazione dello stesso per una frazione dell'orbita. Considerando il profilo di densità assunto, il calcolo dei valori di DM a diverse fasi orbitali è immediato e nella tabella 5.3 sono riportati i risultati dell'allargamento del segnale in termini di "ritardi" attesi a varie posizioni orbitali e per le due frequenze. Come si evince, al momento, e coi dati disponibili, questo meccanismo non si può escludere come causa delle eclissi.

Osservazioni suggerite

I ritardi dispersivi presentano una tipica dipendenza dalla frequenza come ν^{-2}, e quindi, in linea di principio, si dovrebbe poter misurare un diversa durata delle eclissi a frequenze diverse. Nella pratica, questa osservazione può non essere agevole, in quanto decidere se il segnale pulsato è osservato o meno può risultare complicato quando i ritardi attesi crescono a valori superiori ad un periodo di ripetizione. La strada migliore per verificare la plausibilità di questo meccanismo di eclisse è quindi analoga a quella già discussa per il meccanismo di Decadimento Indotto di Fotoni, ossia osservazioni contemporanee, alla stessa frequenza, sia nel Continuo sia del segnale pulsato. In questo caso la osservazione è persino più semplice: nel Continuo la pulsar dovrebbe infatti essere visibile a tutte le fasi, anche quando il segnale pulsato si eclissa.

5.3.4 Diffusione di Raman e Assorbimento Free-Free

I risultati riportati in tabella 5.4 e 5.5 per i meccanismi di Assorbimento Free-Free e Diffusione di Raman hanno molte caratteristiche in comune: pertanto li discutiamo qui congiuntamente. Da notare il fatto che per queste due modalità di assorbimento, le opacità del plasma dipendono da due parametri: densità e temperatura e quindi ovviamente anche dal profilo prescelto per quest'ultima. Iniziamo quindi ad esaminare la prima possibilità

Vento Adiabatico

Anche una volta fissato il profilo di temperatura, una stessa opacità ad una data fase orbitale (ad esempio alla fase 0.05 e 0.45, dove a 1400 MHz, si registrano entrata ed uscita dall'eclisse per PSR 1740-5340) è ottenibile tramite infinite combinazioni dei due parametri, temperatura e densità. Nella figura

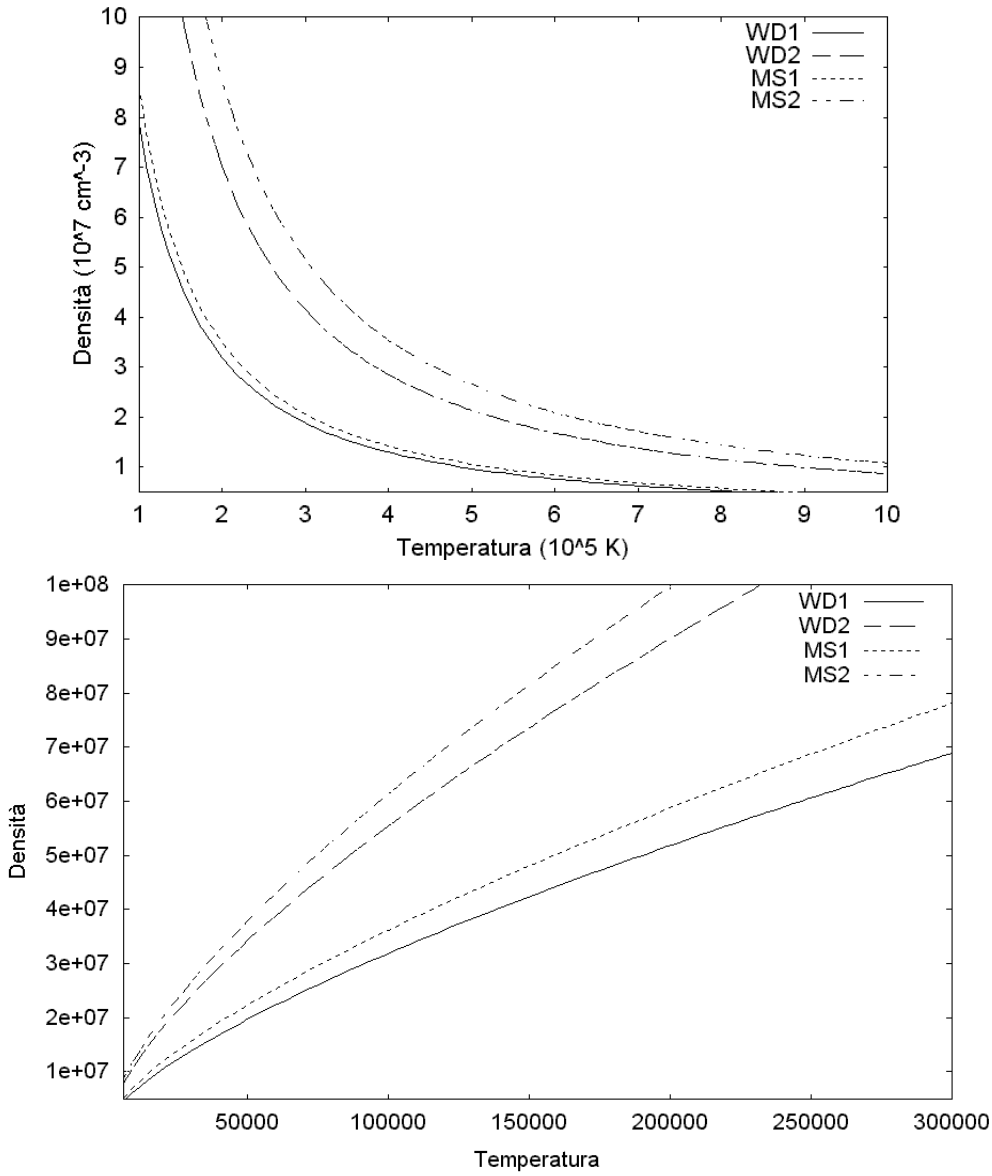


Figura 5.4: Funzioni Densità-Temperatura per la Diffusione di Raman (in alto) e per l'assorbimento di Free-Free (in basso). Le coppie di valori di densità e temperatura appartenenti ad una di queste funzioni permettono di ottenere una eclisse del 40% a 1400 MHz tra le fasi 0.05 e 0.45 con una data configurazione del sistema (sono riportate le funzioni relative alle configurazioni di prova di tabella 5.4).

5.4 sono rappresentati gli andamenti della relazione fra questi due parametri per i vari tipi di stella compagna esplorati. Si nota come in generale, le stelle più massive (WD2 e MS2) richiedano temperature un po' più elevate (a parità di densità) rispetto alle stelle più leggere (MS1 e MS2) per produrre eclissi, sia secondo il meccanismo di Free-Free, sia secondo quello di Diffusione Raman. Naturalmente non tutte le possibili coppie di valori sono fisicamente consistenti con il sistema che stiamo studiando.

Ci siamo quindi focalizzati su 3 casi significativi scegliendo valori della densità al bordo dell'eclisse prossimi a quello desunto dalle osservazioni dei ritardi nei tempi di arrivo del segnale pulsato. Assumendo ritardi di $\sim 1-2$ ms, l'ordine di grandezza della densità è $n_E \approx 1 \div 5 \times 10^7 cm^{-3}$.

Un esame della tabella 5.4 mostra come una distinzione tra Assorbimento Free-Free e Diffusione di Raman sia problematica: I due meccanismi si differenziano, una volta fissate la geometria del sistema e la densità del plasma, solo in base **(I)** ad una leggera differenza nella durata delle eclissi a frequenze maggiori (differenza più pronunciata nei casi di piccola inclinazione del sistema, in tal caso l'assorbimento di Free-Free non sarebbe in grado di produrre eclissi) e in base **(II)** al valore della temperatura del plasma.

Tale temperatura risulta più bassa (almeno di un ordine di grandezza, vedi tabella 5.4) per l'assorbimento Free-Free quando la densità al bordo dell'eclisse è attorno a $10^7 \div 10^8$ cm^{-3}, mentre è comparabile fra i due meccanismi quando la densità raggiunge i valori di prova maggiori ($n_E \approx 5 \times 10^7$ cm^{-3} per le configurazioni a inclinazione maggiore, WD1 e MS1; $n_E \approx 10^8$ cm^{-3} per le restanti due configurazioni).

In realtà l'andamento della temperatura con la distanza dalla stella compagna è motivo di notevoli dubbi circa l'adozione di questi meccanismi di eclissi nel caso di un vento adiabatico. Notiamo infatti che la temperatura necessaria a produrre eclisse al raggio d'eclisse R_E determina temperature alla superficie della compagna notevolmente elevate (guardare la relativa colonna T(R_c) nella tabella 5.4). Ciò è tanto più evidente nel caso di compagna degenere, in cui queste temperature risultano di quasi due ordini di grandezza maggiori rispetto alle temperature superficiali delle compagne di sequenza principale. Ciò è spiegabile ricordando che il raggio di una stella degenere, a parità di massa, è molto più piccolo in confronto alle stelle di sequenza principale. Per sostenere le temperature richieste da questi processi di assorbimento, la superficie delle stelle degeneri, trovandosi a maggiore distanza dal bordo dell'eclisse, necessita di valori molto più alti di temperatura. Ma anche le temperature superficiali relative ai casi MS1 e MS2 rimangono sostanzialmente maggiori di quanto fisicamente ed osservativamente accettabile.

D'altro canto, si può ipotizzare che l'espansione adiabatica del gas (e il connesso raffreddamento) abbia luogo solo dopo che il gas emesso dalla compagna abbia raggiunto una certa distanza caratteristica dalla compagna stessa. Se ciò fosse vero, i risultati qui ottenuti sarebbero sostanzialmente immutati ai fini della predizione di eclissi e ritardi (la zona che determina queste osservabili è quella più esterna dell'inviluppo oscurante, dove il modello adiabatico sarebbe ancora valido), ma l'estrapolazione della temperatura dovrebbe fermarsi appunto a quella distanza caratteristica. Una possibilità è ad esempio che l'espansione divenga adiabatica solo oltre il Lobo di Roche della stella compagna, quando la materia esce dal campo gravitazionale della stella originale. In tal caso, le temperature massime dovrebbero essere calcolate proprio al Lobo di Roche e i valori presentati in tabella ($\approx 10^6$ K) sono in questo caso decisamente più plausibili.

Vento Isotermo

Tenendo conto delle precedenti considerazioni, si è quindi studiato un modello di vento isotermo, esaminando 3 casi, relativi a temperature di 10^4, 10^5 e 10^6 K, un intervallo di valori che dovrebbe contenere tutti i casi fisicamente accettabili.

Notiamo che entrambi i modelli sono in grado di riprodurre a 1400 MHz delle eclissi di durata e con i ritardi pari a quelli misurati. Le densità del plasma al bordo della eclisse a 1400 MHz che meglio riproducono i valori osservati ($\leq 10^7$ cm^{-3}) sono ottenute in diverse condizioni di temperatura per i due fenomeni: attorno a $10^{4.5}$ per il meccanismo do Free-Free, ad una temperatura circa 10 volte maggiore per la Diffusione Raman. Entrambe queste temperature sembrano compatibili con l'ipotesi di un vento isotermo dapprima rilasciato da una stella compagna surriscaldata ad una temperatura di $5 \times 10^3 \rightarrow 10^4$ e poi accelerato fino ad una velocità superiore a quella di fuga dall'interazione con il flusso energetico della pulsar. Ricordiamo che un vento in moto alla velocità di fuga da un sistema binario del tipo in esame, possiede temperature cinetiche dell'ordine di $\sim 10^5 - 10^6$ K. In ragione di queste considerazioni, **i due meccanismi di Free-Free e di Diffusione Raman, nel quadro di un modello di vento isotermo, sembrano i più promettenti per spiegare le eclissi a 1400 MHz nel sistema di PSR 1740-5340**.

Osservazioni suggerite

Come già discusso, i due meccanismi capaci di riprodurre le eclissi a 1400 MHz (Assorbimento di Free-Free e Diffusione di Raman) sono quasi indistinguibili disponendo soltanto di osservazioni a 1400 MHz, mentre presentano alcune differenze apprezzabili quando si abbiano a disposizione anche eventuali osservazioni a 2300 MHz.

Un trend seguito da tutte le diverse configurazioni per un vento in espansione adiabatica indica che la Diffusione di Raman riesce a produrre eclissi di maggiore durata rispetto all'assorbimento di Free-Free a frequenze più alte, comportando di conseguenza una leggera diminuzione dei ritardi misurati al bordo delle eclissi. Qualora, ad esempio, la Pulsar non risultasse oscurata durante la sua orbita se osservata a 2300 MHz, si verrebbe indirizzati a scegliere la configurazione MS2 con meccanismo oscurante l'assorbimento di Free-Free, come è anche rappresentato nella figura 5.5. La distinzione tra i meccanismi si fa più difficile con l'aumentare dell'inclinazione. Nel caso delle configurazioni MS1 e WD1 si nota infatti una grande similitudine tra i risultati delle simulazioni per le eclissi a 2300 MHz.

Nel caso di vento isotermo (in questo studio mostrato più confacente

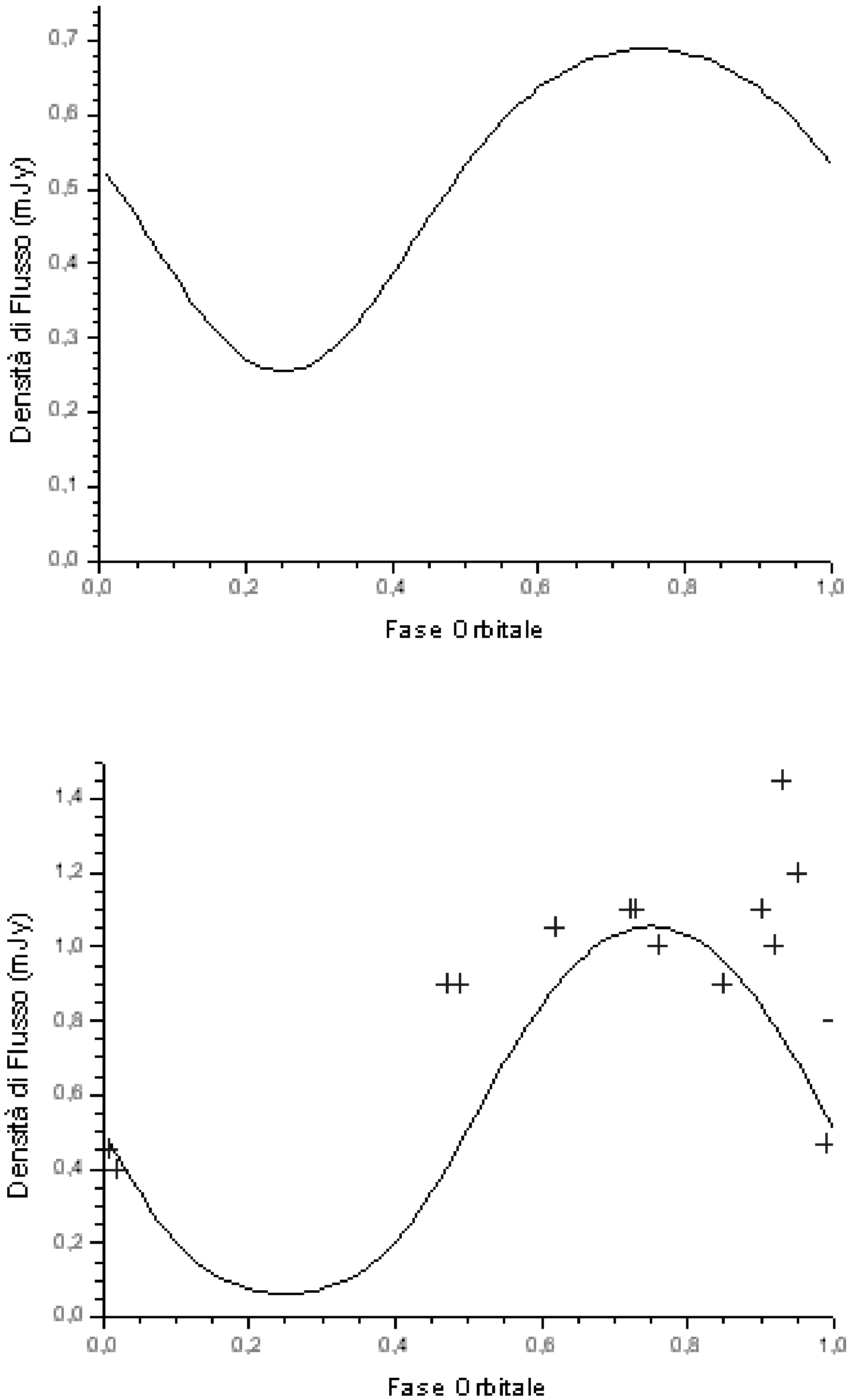
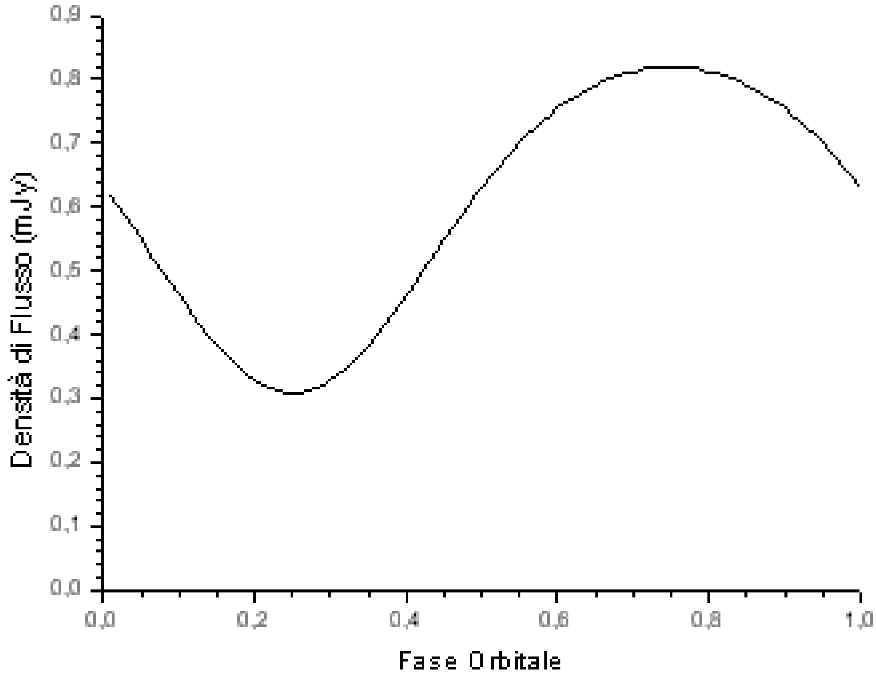


Figura 5.5: PSR 1740-53 - Densità di flusso del segnale in funzione della fase orbitale a due diverse frequenze: 1400 MHz (in basso) e 2300 MHz (in alto), ottenute simulando un assorbimento di Free-Free con un vento in raffreddamento adiabatico. Questa simulazione corrisponde ad una configurazione di tipo MS2 con $n_e(R_E) = 10^7 cm^{-3}$ e $T(R_E) = 6.6 \times 10^3 K$. L'opacità del mezzo, a 2300 MHz, non raggiunge mai il valore 1; non si può perciò parlare, in questo caso, di effettivo eclissamento della Pulsar.

a riprodurre le eclissi a 1400 MHz), soffermandoci sui casi in cui i ritardi a 1400 MHz sono dell'ordine di quelli osservati ($1-2$ ms), vediamo che il trend nella durata delle eclissi a 2300 MHz è opposto, con le eclissi dovute a Diffusione Raman più corte di quelle imputabili a Free-Free. In particolare (vedere figura 5.6) notiamo che per i due casi di stelle massicce (WD2 e MS2), la Diffusione Raman non prevede la esistenza di eclisse a 2300 MHz. Questo lascia in principio aperta la possibilità di una selezione fra i due fenomeni grazie ad una comparazione delle osservazioni alle due frequenze esaminate.

Però, alla luce delle notevoli irregolarità riscontrate nelle eclissi della PSR 1740-5340 fra una orbita e la successiva, probabilmente una autentica *discriminazione fra i due meccanismi* qui esaminati (solo sottilmente diversi nei loro effetti) *sarà possibile soltanto in caso di osservazione contemporanea a due frequenze delle fasi di entrata e di uscita dall'eclisse*, un tipo di osservazione che viene dunque fortemente caldeggiata da questo lavoro di Tesi.

Una volta stabilito il principale fenomeno cui le eclissi possono essere imputate, osservazioni Radio a frequenze diverse potrebbero aiutare a raffinare il profilo di densità della nube di materia oscurante. Come si vede chiaramente dalla tabella 5.4, eclissi a frequenze maggiori richiedono densità maggiori per essere prodotte. Ora, a seconda dell'andamento della durata delle eclissi o del valore dei ritardi ai bordi delle stesse in funzione della frequenza, si possono porre vincoli all'andamento più o meno piatto della funzione di distribuzione della densità. A titolo di esempio, applicando la diffusione di Raman nel caso WD2 (vedi figura 5.7) sulla base delle osservazioni a 1400 MHz ci si aspetterebbe, a 2300 MHz, una eclisse per il 16% dell'orbita con valori dei ritardi al bordo dell'eclisse di circa 5 ms. Un'eventuale lieve maggiore durata dell'eclisse indicherebbe che il plasma si troverebbe alla densità necessaria all'eclisse a 2300 MHz ad una distanza maggiore dalla compagna rispetto al modello qui adottato, e ciò indurrebbe ad assumere un andamento della densità più ripido di quello adottato nelle simulazioni qui eseguite.



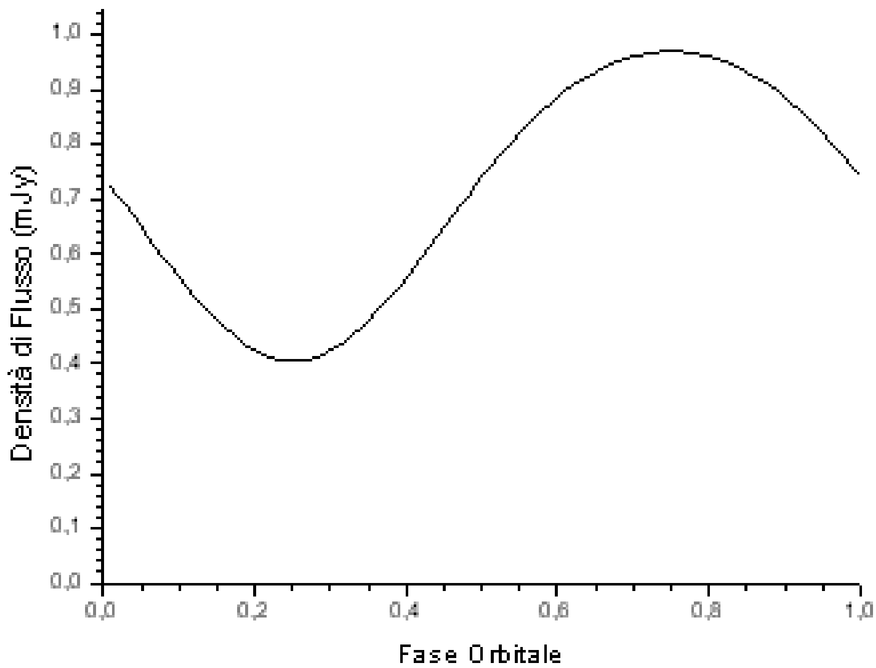
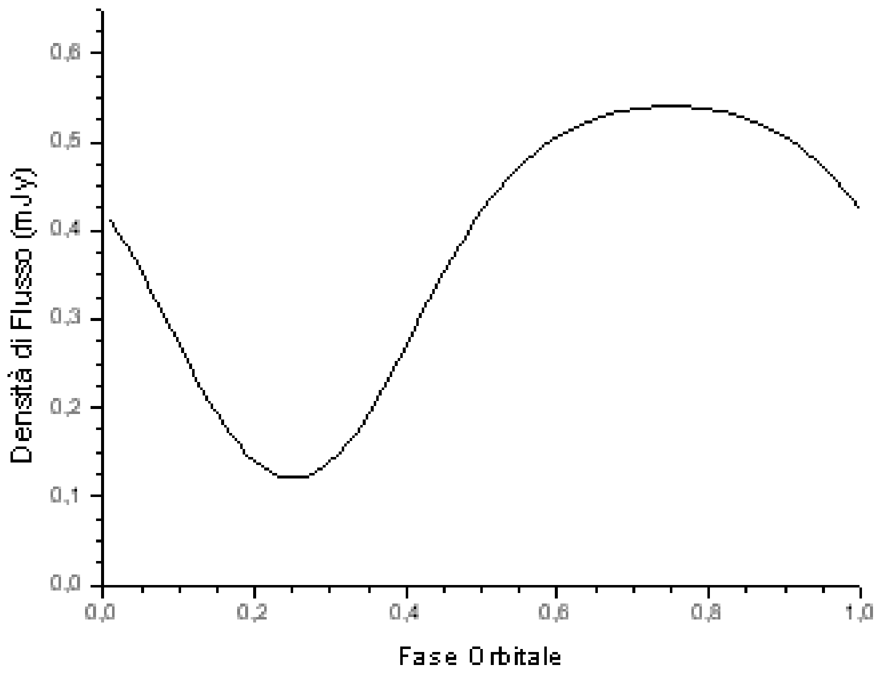


Figura 5.6: PSR 1740-53 - Densità di Flusso in funzione della fase orbitale ottenuta simulando un assorbimento di Free-Free a 2300 MHz con un vento isotermo per due diverse configurazioni di prova: WD2 (in alto) con $T(R_E) = 2.6 \times 10^5$; MS2 (in basso) con $T(R_E) = 2.6 \times 10^5$. La densità utilizzata è $n_e(R_E) = 5 \times 10^7$, valore per il quale si hanno ritardi del segnale al bordo dell'eclisse confrontabili con i dati osservativi (vedere tabella 5.4 e figura 5.2). La Densità di Flusso non raggiunge mai un terzo del valore di picco, l'assorbimento perciò non viene considerato eclisse effettiva.



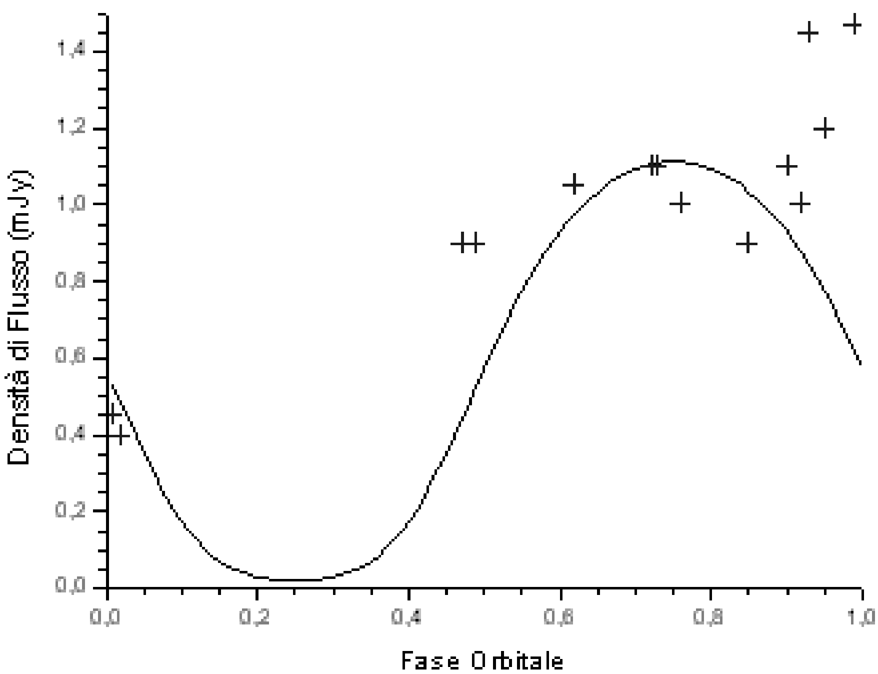


Figura 5.7: PSR 1740-53 - Densità di flusso del segnale in funzione della fase orbitale a due diverse frequenze: 1400 MHz (in basso) e 2300 MHz (in alto), ottenute simulando un assorbimento per Diffusione di Raman con un vento in raffreddamento adiabatico. Questa simulazione corrisponde ad una configurazione di tipo WD2 con $n_e(R_E) = 10^7 cm^{-3}$ e $T(R_E) = 2.5 \times 10^5 K$. L'eclisse a 2300 MHz è stata valutata efficace quando l'opacità ha raggiunto un valore unitario, quando cioè la Densità di Flusso si è abbassata a circa un terzo del suo valore di picco. Questo accade intorno alla fase 0.33.

5.4 Altre osservazioni suggerite

Come si è veduto, i possibili scenari che potrebbero descrivere il sistema di PSR 1740-5340 sono almeno due (con i rispettivi sottocasi di stella leggera di massa attorno a $\sim 0.2 M_{\odot}$ o di stella più massiccia): (i) la pulsar si trova in un sistema binario con una stella degenere, cioè una nana bianca, o (ii) con una stella di sequenza principale.

Il caso di **compagna degenere** (modelli WD1 e WD2) rientrerebbe meglio nella casistica degli analoghi sistemi conosciuti e in particolare porterebbe ad accostare la PSR 1740-5340 alla PSR 1744-24A, che pure presenta una larga frazione del periodo orbitale coperta da eclissi e molte irregolarità nella durata e nelle modalità delle eclissi medesime. In questa modellizzazione, la compagna è ben all'interno del proprio Lobo di Roche e il flusso di materia emesso può essere interpretato come il prodotto del riscaldamento della superficie da parte della radiazione emessa dalla Pulsar. L'elevata separazione orbitale del sistema ($\approx 6 R_{\odot}$ da confrontare con $\approx 0.8 R_{\odot}$ per il caso di PSR 1744-24A) rende peraltro di difficile interpretazione tale scenario, perchè non è chiaro se l'effetto del flusso di energia della Pulsar a tale distanza possa essere ancora sufficiente a determinare il rilascio di materia dalla superficie della compagna degenere.

L'ipotesi di una **stella di sequenza principale**, specialmente se abbastanza massiccia (caso MS2), permetterebbe di ovviare al problema succitato visto che essa presenterebbe una superficie più di 100 volte superiore (rispetto ad una nana bianca) al flusso di radiazione della Pulsar. Inoltre la sua superficie si troverebbe molto più vicina al Lobo di Roche e la sua velocità di fuga risulterebbe più bassa rispetto a quella richiesta per sfuggire ad una nana bianca. Effetti di dilatazione degli strati superficiali della stella spiegherebbero le eclissi ed il loro presentarsi variegato. Non è implausibile pensare che una Pulsar in moto all'interno dell'inviluppo esterno di tale stella potrebbe produrre shock nel plasma od altri fenomeni di accumulo locale e temporaneo del materiale ionizzato, producendo così ritardi dispersivi nell'arrivo degli impulsi anche a fasi orbitali dove la Pulsar è più vicina alla

Terra. Le maggiori controindicazioni per questo modello MS2 derivano dalla bassa probabilità che un sistema con una funzione di massa pari a $0.0027 M_\odot$ contenga una stella di massa $\approx 0.8 M_\odot$. Ciò infatti richiede una inclinazione del piano orbitale $\approx 20^o$ che *a priori* è scarsamente probabile. La mediana per la probabilità di inclinazione rispetto alla linea di vista è infatti $i = 60^o$ ed esiste meno del 10% di probabilità di angoli di inclinazione orbitale $\leq 20^o$.

Come notiamo delle tabelle 5.4 e 5.5 non è facile riuscire a determinare quale delle due ipotesi sia vera sulla base della sola osservazione in radio del fenomeno delle eclissi. Processi fisici di assorbimento differenti applicati a configurazione diverse possono fornire risultati analoghi anche combinando osservazioni a molte frequenze: si veda ad esempio il caso di una eclissi dovuta a Diffusione Raman in un sistema con una nana bianca leggera (WD1, riga 4 della tabella 5.5) rispetto al caso di una eclissi dovuta ad assorbimento Free-Free in una stella di sequenza principale massiccia (MS2, riga 3 della tabella 5.5). Vediamo che ritardi e durata delle eclissi, sia a 1400 MHz, sia a 2300 MHz sono in tutto comparabili ed anche la densità al raggio di eclisse nei due casi differisce meno delle possibili incertezze nei risultati osservativi dei ritardi. L'unico parametro che risulta decisamente diverso nei due casi è la temperatura del plasma (10^5 K nel primo caso, 10^6 K nel secondo), tale parametro è però anche il più difficile da determinarsi sulla base di sole osservazioni del segnale radio pulsato. Nei prossimi paragrafi, suggeriamo pertanto osservazioni alternative ad altre lunghezze d'onda, che potrebbero aiutare a risolvere le ambiguità nella natura del sistema.

Osservazioni Ottiche

Importantissime informazioni addizionali sulla temperatura del plasma alla superficie della compagna si potrebbero ricavare sulla base di osservazioni ottiche. Infatti, dalla brillantezza osservata in diverse bande spettrali della stella, si può ricavare il valore della sua temperatura efficace, e, visto che si conosce la distanza del sistema, si può calcolare direttamente anche il valore della luminosità effettiva rilasciata. Questo di per se' permetterebbe di calcolare in prima approssimazione la superficie emittente e quindi forse di stabilire se si ha a che fare con una stella degenere o con una stella di sequenza principale (di dimensioni sicuramente superiori).

Ma si potrebbe fare anche di più. Confrontando con i valori osservati, la temperatura e la luminosità attese per una stella di una delle due classi succitate si potrebbe stimare l'entità del surriscaldamento subìto dalla stella a causa di fattori esterni. Sottraendo l'energia necessaria per produrre questo riscaldamento della superficie dal valore della energia totale rilasciata dalla Pulsar (che dipende dal periodo di rotazione e dal valore del campo magnetico superficiale: vedere Capitolo 1), si indurrebbe la quantità di energia che la pulsar mette a disposizione per l'emissione del vento da parte della compagna. Da questa stima energetica si potrebbe allora stabilire se la pulsar stia evaporando la stella compagna, o se invece il meccanismo di emissione della materia sia dovuto principalmente alla evoluzione della compagna stessa (in uscita dalla sequenza principale) o eventualmente a fenomeni mareali nel sistema binario.

In tale prospettiva è stato già avviato un programma di identificazione ottica della compagna di PSR 1740-53, utilizzando immagini Ultraviolette ottenute con il Telescopio Spaziale Hubble. L'osservazione (impossibile da Terra) è purtroppo al limite delle capacità anche di tale strumento e in effetti nessuna di tali identificazioni ottiche è stata finora compiuta per la compagna di pulsar binarie in ammassi globulari. Per incrementate le capacità di identificazione si può però sfruttare l'attesa modulazione della luminosità in banda ottica con periodo uguale al periodo Orbitale del sistema: infatti il riscaldamento dovuto alla radiazione della Pulsar non sarebbe uniforme sulla superficie della compagna, ma coinvolgerebbe principalmente l'emisfero che essa presenta in direzione della pulsar. Il ciclico passare di tale emisfero sotto la linea di vista, determinerebbe un variazione periodica nel flusso ricevuto. Tale fenomenologia è stata già evidenziata in un paio di sistemi di pulsar binarie ad eclisse nel campo galattico.

Osservazioni in banda X

Anche le osservazioni nella banda X potrebbero fornire informazioni utili alla soluzione del sistema. Alcune Pulsar al millisecondo sono state identificate anche come sorgenti X, e a volte esse presentano anche nella banda X delle pulsazioni del segnale con periodo simile a quello mostrato in Radio. Di là dallo studio dei meccanismi che presiedono a questa emissione X, la sua detezione potrebbe aiutare anche nella identificazione della compagna della pulsar a millisecondo nella banda ottica. Le incertezze posizionali nel ambiente affollato di stelle di un globular cluster costituiscono il principale ostacolo per tale identificazione.

L'eventuale associazione della PSR 1740-53 con una sorgente X permetterebbe di compiere stime incrociate della sua posizione con quella di altre sorgenti nel campo di vista del rivelatore di raggi X e da ciò possibilmente stringere le dimensioni del cerchio di errore in cui cercare la controparte ottica della compagna.

Le osservazioni in banda X potrebbero anche testare l'interazione della Pulsar con la materia rilasciata dalla compagna. Una forte interazione della radiazione emessa dalla Pulsar con la materia che fluisce verso di essa potrebbe produrre shock nel gas che determina l'assorbimento del segnale radio. Dalla eventuale luminosità e spettro in banda X di questo shock si potrebbero dedurre direttamente alcune delle proprietà del vento stellare stesso.

Appendice A

Diffusione Indotta di Onde su Particelle

Per la diffusione di un onda trasversale da parte di elettroni(ioni) $t + e(i) \leftrightarrow t + e(i)$ vale la seguente forma della equazione cinetica per i fotoni [45]:

$$\frac{dN_{\boldsymbol{k}}}{dt} = \frac{\partial N_{\boldsymbol{k}}}{\partial t} + \boldsymbol{v_g}\frac{\partial N_{\boldsymbol{k}}}{\partial \boldsymbol{r}} = \tag{A.1}$$

$$= \sum_s \int \frac{d\boldsymbol{k}_1 d\boldsymbol{p}}{(2\pi)^6}\hbar(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}_1)\frac{\partial f_s}{\partial \boldsymbol{p}}\delta[\omega - \omega_1 - \boldsymbol{v}(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}_1)]N_{\boldsymbol{k}}N_{\boldsymbol{k_1}}P_s(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{k}_1),$$

dove abbiamo assunto la velocità di gruppo $\boldsymbol{v_g} \approx c\boldsymbol{k}/k$; s indica il tipo di particella in interazione (i - ioni; e - elettroni) e f_s è la funzione di distribuzione della particella di tipo s, che è assunta Maxwelliana:

$$f_s = (2\pi m_s T_s)^{-3/2} \exp\left(-\frac{p^2}{2m_s T_s}\right). \tag{A.3}$$

Le altre grandezze sono definite come nel paragrafo 3.1.4. Dalla funzione δ possiamo ricavare le velocità di risonanza v_{res} delle particelle secondo la $v_{res} = (\omega - \omega_1)/|\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}_1|$; inoltre le probabilità dei processi P_s possono essere date nella seguente forma approssimata (vedere [132]):

$$P_e = \frac{(2\pi)^3 e^4}{2\omega\omega_1 m_e^2}\left(1 + \frac{(\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}_1)^2}{k^2 k_1^2}\right)\left|\frac{\varepsilon_i(\omega_-, \boldsymbol{k}_-)}{\varepsilon(\omega_-, \boldsymbol{k}_-)}\right|^2, \tag{A.4}$$

$$P_i = \frac{(2\pi)^3 e^4}{2\omega\omega_1 m_e^2}\left(1 + \frac{(\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}_1)^2}{k^2 k_1^2}\right)\left|\frac{\varepsilon_e(\omega_-, \boldsymbol{k}_-) - 1}{\varepsilon(\omega_-, \boldsymbol{k}_-)}\right|^2, \tag{A.5}$$

nelle quali $\omega_- = \omega - \omega_1$, $\boldsymbol{k}_- = \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}_1$ e le permittività dielettriche sono definite come segue:

$$\varepsilon_s(\omega, \boldsymbol{k}) = 1 - \omega_{ps}^2 \int d\boldsymbol{p} \frac{f_s}{(\omega + i\epsilon - \boldsymbol{k}\boldsymbol{v})^2}, \tag{A.6}$$

$$\varepsilon = \varepsili_i + \varepsilon_e - 1, \quad \epsilon \to +0, \quad \omega_{ps}^2 = 4\pi q_s^2 n/m_s = \omega_{pe}^2(m_e/m_s). \tag{A.7}$$

ove ω_{pe} è la frequenza di plasma degli elettroni.

In queste formule è stato implicitamente assunto che esse includano solo i valori $\omega_-, \boldsymbol{k}_-$ lontani dalla risonanza $\Re(\varepsilon) = 0$, cosicchè la singolarità al denominatore nelle equazioni di probabilità (A.4,A.5) non dia contributo all'equazione.

Prendiamo ora in considerazione le tipiche condizioni delle osservazioni radio dei sistemi binari ad eclisse dei quale ci occupiamo in questa Tesi. Vale quindi $\omega, \omega_1 \gg \omega_p$, in quanto le frequenze di osservazione sono sempre molto maggiori della frequenza di plasma. Detto in particolare θ l'angolo tra il vettore d'onda incidente $\boldsymbol{k}$ e il vettore d'onda diffusa $\boldsymbol{k}_1$, possiamo valutare le velocità di risonanza delle particelle come

$$v_{res} \approx \frac{\omega_-}{2k\sin^2(\theta/2)} \approx c\frac{\Delta\omega}{2\omega\sin^2(\theta/2)}. \tag{A.8}$$

La velocità di risonanza di una particella risulta dunque molto più grande della sua velocità termica v_T, se è valida cioè la seguente disequazione:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} > \frac{v_T}{c}\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right). \tag{A.9}$$

In tal caso l'integrale contiene fattori esponenzialmente piccoli tipo $e^{(-v^2/2v_T^2)}$, che rendono di nuovo l'integrale della diffusione molto piccolo. Immaginiamo invece ora che la A.9 sia falsa. Segue che

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} < \frac{v_T}{c} \ll 1 \tag{A.10}$$

e dunque lo spazio delle fasi nell'integrale della diffusione risulterà ridottissimo e tale sarà pertanto anche il suo contributo alla diffusione stessa e quindi all'eclisse del segnale.

La conclusione di queste considerazioni è quindi che la *diffusione indotta delle onde elettromagnetiche sulle particelle non contribuisce all'opacità del plasma in modo sostanzioso alle lunghezze d'onda delle tipiche osservazioni radio di pulsar.*

Il risultato è ben diverso se si decide di includere il contributo dei poli delle probabilità P_e e P_i. Ciò implica formalmente che $\Re(\varepsilon) = 0$ e corrisponde fisicamente all'ipotesi di interazione con un plasmone di vettore d'onda $\boldsymbol{k}_l$ e $\omega_l = \omega_p$. Quindi la risonanza contenuta nella funzione δ dell'integrale della diffusione (A.1) ha in questo caso luogo in corrispondenza a

$$\omega = \omega_1 + \omega_p, \qquad \boldsymbol{k} = \boldsymbol{k}_1 + \boldsymbol{k}_l. \tag{A.11}$$

Si può allora mostrare ([132]) che il grosso contributo dei poli nella funzione di probabilità riesce a bilanciare il piccolo esponenziale derivante dalla funzione δ, rendendo significativo il contributo dell'interazione a 3 onde $t \to t+l$ nel determinare l'opacità del plasma. Alla luce di queste considerazioni, Tsytovich nel 1970 ha ricavato l'equazione cinetica 3.44 relativa all'interazione $t \to t + l$.

Appendice B

Listati dei codici-Fortran

B.1 PSRDATA.F

```
      program PSRDATA

      implicit none

!*************************************************************************
!     PSRDATA - This program collects data for the
!     pulsar system and writes them on psr.dat
!     You can then change the filename after the
!     pulsar and use it as you wish.
!*************************************************************************

!      Variables

      real*8 dist,stdist,rcomp,porb,iearth,alpha,recl,phecl

!      Data collection

      write(6,*)'Input the observed radio flux intensity (mJy) at 1400 M
     .hz'
      read(5,*) iearth
      write(6,*)'Input the radio flux spectral index'
      read(5,*) alpha
```

```
      write(6,*)'Input the sistem distance from Earth (cm)'
      read(5,*) dist
      write(6,*)'Input the system''s orbital separation (cm)'
      read(5,*) stdist
      write(6,*)'Input the companion''s radius (cm)'
      read(5,*) rcomp
      write(6,*)'Input the eclipse radius (cm) at 1400 Mhz'
      read(5,*) recl
      write(6,*)'Input the orbital period (sec)'
      read(5,*) porb
      write(6,*)'Input the phase at witch the eclipse is centered'
      read(5,*) phecl

!      File creation and data writing

      open(unit=21,file='psr.dat',status='new')
      write(21,*) iearth,alpha,dist,stdist,rcomp,recl,porb,phecl
      close(21)

!      End of program PSRDATA

      end
```

B.2 SIMECLIPSE.F

```
      program SIMECLIPSE2

      implicit none

!*********************************************************************
!      SIMECLIPSE - This program simulates various eclipse mechanisms
!      for binary pulsar systems. It also supports time delays analisys
!      and can be used to test different models for these systems.
!      Output are datafiles that can then be plotted with a plotting
!      software of your choice, gnuplot is a fine one.
!      You need datafiles with system's orbital parameters. Use PSRDATA
!      to create them.
!*********************************************************************
```

```
!*********************************************************************
!      Variables
!*********************************************************************

!            General

      real*8 iearth,alpha,dist,stdist,rcomp,recl,porb,te,gamma,beta,ne,
     .       inc,ni(4),phecl,theta(10000),phase(10000),qtheta,a,sumeven,
     .       b,sumodd,sum,integ(10000),modul(10000),norm,flux(10000),
     .       dist2,pi,h,l,me,e,c,rot,hp,pimp

      integer s,m,npoints,nsteps,i,j,k

      character*60 filename(4)

!            Plasma Frequency Cut-Off

      real*8 obsfre

!            Free Free Absorption

      real*8 kff1,kff2,ff

      external ff

!            Raman Scattering

      real*8 krm,rm,mi,kb,krm1

      external rm

!            Photon Decay

      real*8 kph,ph

      external ph

!            Time Delays (Refraction)
```

```
      real*8 del1,del2,delay(10000),delmin

!            Pulse Smearing

      real*8 smr(10000),ti,ddm(10000),smrmin,ddmmin

!      Constants

      pi=3.14159265359
      rot=6.6524616d-25
      me=9.1095d-28
      mi=1.6726485d-24
      e=4.8032d-10
      c=2.99792458d10
      kb=1.3807d-16
      krm1=221.7326282d9
      hp=6.62d-27

!***********************************************************************
!      Process Selection
!***********************************************************************

      open(unit=21,file='psr.dat',status='old')
      read(21,*) iearth,alpha,dist,stdist,rcomp,recl,porb,phecl
      close(21)
      write(6,*)
      write(6,*)'Input 4 observing frequencies (MHz)'
      write(6,*)'1:'
      read(5,*) ni(1)
      write(6,*)'2:'
      read(5,*) ni(2)
      write(6,*)'3:'
      read(5,*) ni(3)
      write(6,*)'4:'
      read(5,*) ni(4)
      ni(1)=ni(1)*1.d6
      ni(2)=ni(2)*1.d6
      ni(3)=ni(3)*1.d6
```

```
      ni(4)=ni(4)*1.d6
      write(6,*)
10    write(6,*)'Select the process to simulate:'
      write(6,*)' '
      write(6,*)'1) Plasma Frequency Cut-Off'
      write(6,*)'2) Free-Free Absorption'
      write(6,*)'3) Raman Scattering'
      write(6,*)'4) Induced Photon Decay'
      write(6,*)'5) Time Delays Analisys (Refraction)'
      write(6,*)'6) Pulse Smearing and Dispersion Measure Analisys'
      write(6,*)'0)   - END PROGRAM -'
      read(5,*) s
      if (s.eq.1) then
            goto 100
      elseif (s.eq.2) then
            goto 250
      elseif (s.eq.3) then
            goto 300
      elseif (s.eq.4) then
            goto 400
      elseif (s.eq.5) then
            goto 500
      elseif (s.eq.6) then
            goto 600
      elseif (s.eq.0) then
            goto 700
      endif

!************************************************************************
!      Plasma Frequency Cut-Off
!************************************************************************

100   open(unit=21,file='cutoff.dat',status='new')
      do j=1,4
            obsfre=ni(j)/1.d6
            ne=(obsfre*107.52688)**2
            write(6,*)'You need an electron density of at least'
            write(6,*) ne,'cm-3'
            write(6,*)'to produce a Plasma Cut-Off absorption eclipse at'
```

```
            write(6,*) obsfre,'MHz'
            write(21,*) obsfre, ne
      enddo
      close(21)
      read(5,*)
      goto 10


!*********************************************************************
!      Free-Free Absorption
!*********************************************************************

!            Data Collection

250   write(6,*)'Input the wind temperature at eclipse radius (K)'
      read(5,*) te
      write(6,*)'Input the wind temperature polytropic index'
      read(5,*) gamma
      write(6,*)'Input the wind electron number density at eclipse radiu
     .s'
      read(5,*) ne
      write(6,*)'Input the density power law index'
      read(5,*) beta
      write(6,*)'Input the system inclination'
      read(5,*) inc
      write(6,*)'Input the first integration extreme (in units of orbita
     .l separation)'
      read(5,*) a
      write(6,*)'Input the second integration extreme (number of eclipse
     . radii)'
      read(5,*) b
      open(unit=21,file='ff2data.dat',status='new')
      write(21,*) te,gamma,ne,beta,inc,a,b,ni(1),ni(2),ni(3),ni(4)
      close(21)

!            Computation

      m=100000
      filename(1)='2ff_1.dat'
```

```
      filename(2)='2ff_2.dat'
      filename(3)='2ff_3.dat'
      filename(4)='2ff_4.dat'
      b=1+b*recl/stdist
      norm=iearth*1404d6**alpha*dist**2
      inc=(90-inc)*2*pi/360.
      do j=1,4
            kff1=0.173*stdist*ne**2*(recl/stdist)**
     .(0.5*beta*(7-3*gamma))/(te**1.5*ni(j)**2)
            kff2=te**1.5*(recl/stdist)**(1.5*beta*(gamma-1))/ni(j)
            npoints=100
            nsteps=npoints
            open(unit=21,file=filename(j),status='new')
            do i=1,nsteps
                  theta(i)=2*pi*I/npoints-phecl*2*pi
                  phase(i)=1.0*i/npoints
                  qtheta=theta(i)
                  h=(b-a)/(2*m)
                  sumeven=0
                  do k=1,(m-1)
                        l=a+h*2*k
                        sumeven=sumeven+ff(l,beta,gamma,qtheta,inc,kff2
     .)
                  enddo
                  sumodd=0
                  do k=1,m
                        l=a+h*(2*k-1)
                        sumodd=sumodd+ff(l,beta,gamma,qtheta,inc,kff2)
                  enddo
                  sum=h*(ff(a,beta,gamma,qtheta,inc,kff2)+ff(b,beta,
     .gamma,qtheta,inc,kff2)+2*sumeven+4*sumodd)/3.
                  integ(i)=sum
                  modul(i)=kff1*integ(i)
                  flux(i)=norm*exp(-modul(i))
                  dist2=dist-2.5*recl
                  flux(i)=flux(i)/(ni(j)**alpha*dist2**2)
                  write(21,*) phase(i), flux(i)
            enddo
            close(21)
```

```
      enddo
      goto 10

!**********************************************************************
!      Raman Scattering
!**********************************************************************

!            Data Collection

300   write(6,*)'Input the wind temperature at eclipse radius (K)'
      read(5,*) te
      write(6,*)'Input the wind temperature polytropic index'
      read(5,*) gamma
      write(6,*)'Input the wind electron number density at eclipse radiu
     .s'
      read(5,*) ne
      write(6,*)'Input the density power law index'
      read(5,*) beta
      write(6,*)'Input the system inclination'
      read(5,*) inc
      write(6,*)'Input the first integration extreme (in units of orbita
     .l separation)'
      read(5,*) a
      write(6,*)'Input the second integration extreme (number of eclipse
     . radii)'
      read(5,*) b
      open(unit=21,file='rmdata.dat',status='new')
      write(21,*) te,gamma,ne,beta,inc,a,b,ni(1),ni(2),ni(3),ni(4)
      close(21)

!            Computation

      m=100000
      filename(1)='rm_1.dat'
      filename(2)='rm_2.dat'
      filename(3)='rm_3.dat'
      filename(4)='rm_4.dat'
      b=1+b*recl/stdist
      norm=iearth*1404d6**alpha*dist**2
```

```
      inc=(90-inc)*2*pi/360.
      do j=1,4
            krm=krm1*kb**2*mi*ne**1.5*te**2*recl**(beta*(2*gamma-0.5))
     .*stdist**(1-beta*(2*gamma-0.5))/(c**5*ni(j)**2*me**3)
            npoints=100
            nsteps=npoints
            open(unit=21,file=filename(j),status='new')
            do i=1,nsteps
                  theta(i)=2*pi*I/npoints-phecl*2*pi
                  phase(i)=1.0*i/npoints
                  qtheta=theta(i)
                  h=(b-a)/(2*m)
                  sumeven=0
                  do k=1,(m-1)
                        l=a+h*2*k
                        sumeven=sumeven+rm(l,beta,gamma,qtheta,inc)
                  enddo
                  sumodd=0
                  do k=1,m
                        l=a+h*(2*k-1)
                        sumodd=sumodd+rm(l,beta,gamma,qtheta,inc)
                  enddo
                  sum=h*(rm(a,beta,gamma,qtheta,inc)+
     .rm(b,beta,gamma,qtheta,inc)+2*sumeven+4*sumodd)/3.
                  integ(i)=sum
                  modul(i)=krm*integ(i)
                  flux(i)=norm*exp(-modul(i))
                  dist2=dist-2.5*recl
                  flux(i)=flux(i)/(ni(j)**alpha*dist2**2)
                  write(21,*) phase(i), flux(i)
            enddo
            close(21)
      enddo
      goto 10

!***********************************************************************
!       Induced Photon Decay
!***********************************************************************
```

```
!           Data Collection

400   write(6,*)'Input the wind electron number density at eclipse radiu
     .s'
      read(5,*) ne
      write(6,*)'Input the density power law index'
      read(5,*) beta
      write(6,*)'Input the system inclination'
      read(5,*) inc
      write(6,*)'Input the first integration extreme (in units of orbita
     .l separation)'
      read(5,*) a
      write(6,*)'Input the second integration extreme (number of eclipse
     . radii)'
      read(5,*) b
      open(unit=21,file='phdata.dat',status='new')
      write(21,*) ne,beta,inc,a,b,ni(1),ni(2),ni(3),ni(4)
      close(21)

!           Computation

      m=100000
      filename(1)='ph_1.dat'
      filename(2)='ph_2.dat'
      filename(3)='ph_3.dat'
      filename(4)='ph_4.dat'
      b=1+b*recl/stdist
      norm=iearth*1404d6**alpha*dist**2
      inc=(90-inc)*2*pi/360.
      do j=1,4
            kph=rot*norm*ne*(recl**beta)*(stdist**(-beta-1))
     .*(1.d-26)/(me*(ni(j)**(alpha+2)))
            npoints=100
            nsteps=npoints
            open(unit=21,file=filename(j),status='new')
            do i=1,nsteps
                  theta(i)=2*pi*I/npoints-phecl*2*pi
                  phase(i)=1.0*i/npoints
                  qtheta=theta(i)
```

```
                  h=(b-a)/(2*m)
                  sumeven=0
                  do k=1,(m-1)
                        l=a+h*2*k
                        sumeven=sumeven+ph(l,beta,qtheta,inc)
                  enddo
                  sumodd=0
                  do k=1,m
                        l=a+h*(2*k-1)
                        sumodd=sumodd+ph(l,beta,qtheta,inc)
                  enddo
                  sum=h*(ph(a,beta,qtheta,inc)+ph(b,beta,qtheta,inc)+2*
     .sumeven+4*sumodd)/3.
                  integ(i)=sum
                  modul(i)=kph*integ(i)
                  flux(i)=norm*exp(-modul(i))
                  dist2=dist-2.5*recl
                  flux(i)=flux(i)/(ni(j)**alpha*dist2**2)
                  write(21,*) phase(i), flux(i)
            enddo
            close(21)
      enddo
      goto 10

!*************************************************************************
!      Time Delays Analisys
!*************************************************************************

!            Data Collection

500   write(6,*)'Input the wind electron number density at eclipse radiu
     .s'
      read(5,*) ne
      write(6,*)'Input the density power law index'
      read(5,*) beta
      write(6,*)'Input the system inclination'
      read(5,*) inc
      open(unit=21,file='deldata.dat',status='new')
      write(21,*) ne,beta,inc,ni(1),ni(2),ni(3),ni(4)
```

```
      close(21)

!            Computation

      delmin=100000
      filename(1)='del_1.dat'
      filename(2)='del_2.dat'
      filename(3)='del_3.dat'
      filename(4)='del_4.dat'
      inc=(90-inc)*2*pi/360.
      do j=1,4
            npoints=100
            nsteps=npoints
            open(unit=21,file=filename(j),status='new')
            do i=1,nsteps
                  theta(i)=2*pi*I/npoints-phecl*2*pi
                  phase(i)=1.0*i/npoints
                  qtheta=theta(i)
                  if (dcos(qtheta).lt.0) then
                        pimp=1
                  elseif (dcos(qtheta).ge.0) then
                        pimp=dsqrt(1-(dcos(qtheta)*dcos(inc))**2)
                  endif
                  pimp=stdist*pimp
                  del1=(e**2*pimp*ne*recl**beta)/(4*dsqrt(pi*(2*beta-3))
     .*c*me*ni(j)**2*pimp**beta)
                  del2=(stdist*dcos(qtheta)*ne**2*recl**(2*beta)*beta**2
     .*e**4)/(4*c*me**2*pi*ni(j)**4*pimp**(2*beta)*(2*beta+1))
                  delay(i)=del1+del2
                  if (delay(i).lt.delmin) then
                        delmin=delay(i)
                  endif
            enddo
            do i=1,nsteps
                  delay(i)=8.75*(delay(i)-delmin)
                  write(21,*) phase(i), delay(i)
            enddo
            close(21)
      enddo
```

```
      goto 10

!**********************************************************************
!      Pulse Smearing and Dispersion Measure Analisys
!**********************************************************************

!      Data Collection

600   write(6,*)'Input the wind electron number density at eclipse radiu
     .s'
      read(5,*) ne
      write(6,*)'Input the density power law index'
      read(5,*) beta
      write(6,*)'Input the system inclination'
      read(5,*) inc
      write(6,*)'Input your integration time (sec)'
      read(5,*) ti
      open(unit=21,file='smdata.dat',status='new')
      write(21,*) ne,beta,inc,ti,ni(1),ni(2),ni(3),ni(4)
      close(21)

!            Computation

      smrmin=100000
      ddmmin=100000
      filename(1)='sm_1.dat'
      filename(2)='sm_2.dat'
      filename(3)='sm_3.dat'
      filename(4)='sm_4.dat'
      inc=(90-inc)*2*pi/360.
      do j=1,4
            npoints=100
            nsteps=npoints
            open(unit=21,file=filename(j),status='new')
            do i=1,nsteps
                  theta(i)=2*pi*I/npoints-phecl*2*pi
                  phase(i)=1.0*i/npoints
                  qtheta=theta(i)
                  if (dcos(qtheta).lt.0) then
```

```
                  pimp=1
             elseif (dcos(qtheta).ge.0) then
                  pimp=dsqrt(1-(dcos(qtheta)*dcos(inc))**2)
             endif
             pimp=stdist*pimp
             smr(i)=(ne*(recl**beta)*stdist*ti*(e**2))/
     .(me*c*(ni(j)**2)*porb*(pimp**beta))
             ddm(i)=(ne*recl**beta*stdist*ti*2*pi)*0.32d-18/(porb*
     .pimp**beta)
             if (smr(i).lt.smrmin) then
                  smrmin=smr(i)
             endif
             if (ddm(i).lt.ddmmin) then
                  ddmmin=ddm(i)
             endif
        enddo
        do i=1,nsteps
             smr(i)=smr(i)-smrmin
             ddm(i)=ddm(i)-ddmmin
             write(21,*) phase(i), smr(i), ddm(i)
        enddo
        close(21)
      enddo
      goto 10

!**************************************************************************
!      END OF PROGRAM
!**************************************************************************

700      end

!**************************************************************************
!      External Functions
!**************************************************************************

      real*8 function ff(x,y,z,w,w2,t)
            real*8 x,y,z,t,w,w2
            ff=(1+0.13*dlog10(t*(x**2+1-2*x*dcos(w)*dcos(w2))**(1.5*y*(1
     .-z))))*(x**2+1-2*x*dcos(w)*dcos(w2))**(0.5*y*(3*z-7))
```

```
      return
   end

   real*8 function rm(x,y,z,t,w)
      real*8 x,y,z,t,w
      rm=(x**2+1-2*x*dcos(w)*dcos(t))**(-0.5*y*(2*z-0.5))
      return
   end

   real*8 function ph(x,y,z,t)
      real*8 x,y,z,t
      ph=x**(-2)*(x**2+1-2*x*dcos(z)*dcos(t))**(-y/2.)
      return
   end

   real*8 function del(x,y,z,t)
      real*8 x,y,z,t
      del=(x-dcos(z)*dcos(t))*(x**2+1-2*x*dcos(z)*dcos(t))**((-1-y
  .)/2.)
      return
   end
```

Conclusioni

Questa tesi ha avuto lo scopo di studiare quali meccanismi fisici, fra quelli finora noti, meglio si prestano a spiegare le eclissi osservate in un sistema binario da poco scoperto, costituito da una Pulsar al Millisecondo, PSR 1740-5340, e da una stella compagna di natura al momento ancora non definita.

Queste eclissi non possono essere dovute alla semplice interposizione fisica della compagna lungo la linea di vista verso la Pulsar, ma richiedono che il segnale radio venga assorbito e/o diffuso nella sua interazione con il plasma ionizzato emesso, probabilmente sotto forma di vento stellare, dalla stella compagna.

Si è quindi innanzitutto proceduto a sviluppare un codice di simulazione numerica che fosse in grado di calcolare gli effetti dei principali meccanismi fisici finora proposti (descritti nel Capitolo 3) sul segnale emesso da una Pulsar in un generico sistema binario.

Si è poi verificato (Capitolo 4) che tale codice risulta riprodurre adeguatamente i risultati ottenuti da altri autori su alcune Pulsar binarie ad eclisse scoperte negli anni '80 e '90, le cui caratteristiche osservative sono state presentate nel Capitolo 2.

Si sono quindi riassunti (prima parte del Capitolo 5) i risultati delle osservazioni finora compiute 1400 MHz sulla Pulsar PSR 1740-5340. Le osservazioni sono state finora effettuate solo a 1400 MHz. In vista di una campagna osservativa appena avviata a radiofrequenze più elevate (2300 MHz) la simulazioni sul sistema di PSR 1740-5340 sono state condotte con il duplice obiettivo **(i)** di individuare quali meccanismi fisici probabilmente non sono applicabili per spiegare le eclissi a 1400 MHz e **(ii)** e quale tipo di osservazioni sarà più utile compiere per discriminare fra i meccanismi rimanenti e per comprendere la natura della stella compagna.

I risultati di questa indagine sono riportati nella seconda parte del Capitolo 5: in particolare, i meccanismi fisici risultati poco efficaci nel riprodurre le caratteristiche delle eclissi osservate a 1400 MHz nel sistema di PSR 1740-5340 sono:

- Il meccanismo di **assorbimento alla frequenza di plasma**. Esso non è compatibile con i ritardi nei tempi di arrivo del segnale pulsato osservati ai bordi dell'eclisse a 1400 MHz, necessitando di alte densità per essere innescato. Modelli invocanti l'esistenza di una discontinuità nel profilo di densità del plasma (cioè una regione di elevatissima densità circondata da un plasma molto più tenue) possono essere a loro volta testati e falsificati da *osservazioni del flusso ricevuto a radio frequenze diverse* da 1400 MHz: in questo meccanismo non è infatti prevista alcuna dipendenza della durata delle eclissi dalla frequenza osservativa.

- L'assorbimento per **Decadimento Indotto di Fotoni**. Pure esso richiede densità del plasma elevate per poter comportando, come nel caso precedente, un innalzamento dei ritardi deti tempi di arrivo degli impulsi oltre valori compatibili con le osservazioni finora effettuate. Un ulteriore test efficace per falsificare l'applicabilità di questo meccanismo consiste nella *l'osservazione contemporanea della Pulsar con due diversi strumenti che ricevano l'uno il segnale radio pulsato* (eventualmente oscurato dalla dispersione creata dai ritardi), *e l'altro il segnale radio nel continuo.* Se il Decadimento di Fotoni agisce nel sistema, le nostre simulazioni mostrano che la durata dell'eclisse del segnale pulsato dovrebbe essere significativamente piú lunga della durata dell'eclisse del segnale nel contino.

- Il meccanismo di **Pulse Smearing dovuto al moto orbitale** non può essere responsabile per le eclissi, visto che il sistema di PSR 1740-5340 è piuttosto largo e, nel tempo di una integrazione, il valore della misura di dispersione cambia relativamente poco. D'altro canto, le forti irregolarità riscontrate nel posizionamento delle fasi di inizio e termine delle eclissi, lasciano aperta la possibilità che fluttuazioni temporanee e localizzate della densità del plasma, possano fare aumentare la dispersione lungo la linea di vista oltre i valori compatibili con una osservazione del fenomeno effettuata con procedure standard. Questo effetto infatti, producendo un consistente incremento nei ritardi di arrivo del segnale, provocherebbe un allargamento dell'impulso fino ad impedirne il riconoscimento e quindi la ricezione. Le simulazioni indicano che un fenomeno di questo tipo non sia a priori da scartare. Da un lato, questa tesi suggerisce di *effettuare una analisi delle osservazioni utilizzando valori della misura di dispersione variabili lungo l'orbita* e, d'altro canto, caldeggia una *osservazione contemporanea di questo oggetto sia a livello del segnale pulsato, sia a livello del continuo radio.* Se questo modello è applicabile, la Pulsar continuerebbe infatti ad essere visibile nel continuo lungo tutta l'orbita.

Altri meccanismi sembrano invece riprodurre in maniera soddisfacente le caratteristiche osservate delle eclissi di PSR 1740-5340. In particolare:

- I meccanismi di **Assorbimento per Free-Free** e di **Diffusione di Raman**. Essi possono predire efficacemente sia la durata dell'eclisse a 1400 MHz, sia i valori dei ritardi al bordo della stessa. D'altro canto questi due meccanismi risultano tra di loro difficilmente distinguibili, presentando leggere differenze soltanto nei profili di temperatura necessari al loro innesco e nella fenomenologia delle eclissi a frequenza maggiori, dove mostrano durate diverse e valori dei ritardi all'uscita (e all'entrata) lievemente differenti. A causa delle forti irregolarità delle eclissi del sistema di PSR 1740-5340 *solo osservazioni contemporanee del sistema a due radiofreqeunze diverse* potrebbero dunque forse rimuovere la degenerazione fra i due meccanismi. Le simulazioni effettuate hanno pure mostrato che, nel quadro di questi meccanismi, un **modello di vento di materia emessa dalla compagna a temperatura costante (isotermo) si fa prediligere rispetto ad un vento in raffreddamento adiabiatico**, richiedendo condizioni fisiche meno estreme.

I risultati delle simulazioni mostrano anche come sia difficoltoso discernere la natura fisica della stella compagna della Pulsar (una stella di sequenza principale od una stella degenere?) basandosi su sole osservazioni radio. *Di particolare utilità risulterebbero* perciò *osservazioni in banda ottica della stella compagna.* Comparando la sua temperatura superficiale con la luminosità irraggiata si potrebbero porre vincoli al raggio del corpo celeste e quindi alla sua natura (le stelle degeneri risultano di raggio significativamente più piccolo delle stelle di sequenza principale). L'identificazione ottica della stella compagna permetterebbe anche di valutare l'efficacia della radiazione emessa dalla Pulsar nel riscaldamento degli strati superficiali della compagna e di testare così quei modelli che predicono che la Pulsar sia in grado evaporare la compagna stessa.

Altre importanti informazioni sul sistema potrebbero esserci fornite da *osservazioni nella banda X.* Questo tipo di osservazioni potrebbe da un lato aiutare l'identificazione in ottico della compagna, dall'altro fornire dettagli sulla interazione della Pulsar con la materia circostante, e quindi ulteriori informazioni sulle caratteristiche del plasma eclissante.

Bibliografia

[1] Alpar M.A., Cheng A.F., Ruderman M.A. & Shaham J., 1982, Nature, 300, 728.

[2] Anderson S.B., Gorham P.W., Kulkarni S.R., Prince T.A. & Wolszczan A., 1990, Nature, 346, 42.

[3] Anderson S.B., 1992, A Study of Recycled Pulsars in Globuler Clusters, PhD thesis, (California Institute of Technology).

[4] Anderson S.B., Wolszczan A., Kulkarni S.R. & Prince T.A., 1997, ApJ., 482, 870.

[5] Arzoumanian Z., Fruchter A.S. & Taylor J.H., 1994, ApJ., 426, L85.

[6] Backer D.C., Kulkarni S.R., Heiles C., Davis M.M. & Goss W.M., 1982, Nature, 300, 615.

[7] Backer D.C.,Foster R.F. & Sallmen, S., 1993, 365, 817.

[8] Bailes M. et al., 1994, ApJ, 425, 312.

[9] Bailes M., Harrison P.A., Lorimer D.R., Johnston S., Lyne A.G., Manchester R.N., D'Amico N., Nicastro L., Tauris T.M. & Robinson C., 1994, ApJ., 425, L41.

[10] Bailes M., Johston S., Bell J.F., Lorimer D.R., Stappers B.W., Manchester R.N., Lyne A.G., D'Amico N. & Gaensler B.M., 1997, ApJ., 481, 386.

[11] Battacharya D. and van den Heuvel E.P.J., 1991, Phys.Rep., 203, 1.

[12] Biggs J.D., bailes M., Lyne A.G., Goss W.M. & Fruchter A.S., 1994, MNRAS, 267, 125.

[13] Bisnovatyi-Kogan G.S. & Komberg, B.V., 1974, Sov. Astron., 18, 217.

[14] Blandford R.D., Applegate J.H. & Hernquist L., 1983, MNRAS, 204, 1025.

[15] Boriakoff V., Buccheri R. & Fauci F., 1983, Nature, 304, 417.

[16] Budden K.G., 1985, The Propagation of Radio Waves (Cambridge: Cambridge Univ. Press).

[17] Burderi L. & King A.R., 1994, ApJ, 430, L57.

[18] Burderi L., D'Antona F., Menna M.T., Stella L., Possenti A., D'Amico N., Burgay M., Di Salvo T., Iaria R., Robba N.R. & Campana S., 2001, in press, astro-ph 0104170.

[19] Burgay M., 2000, Ricerca di Pulsazioni Radio in Sorgenti X-Transienti, Tesi di Laurea, Dipartimento di Astronomia dell'Università di Bologna.

[20] Camilo F., Nice D.J. & Taylor J.H., 1993, ApJ., 412, L37.

[21] Camilo F., Foster R.S., Wolszczan A., 1994, ApJ., 437, L39.

[22] Camilo F., 1995, A Search for Millisecond Pulsars, PhD thesis, (Princeton University)

[23] Camilo F., Nice D.J. & Taylor J.H., 1996, ApJ., 461, 812.

[24] Camilo F., Nice D.J., Shrauer J.A. & Taylor J.H., 1996, ApJ., 469, 819.

[25] Camilo F., Lorimer D.R:, Freire P., Lyne A.G. & Manchester R.N., 2000, ApJ., 535, 975.

[26] Camilo F., Lyne A.G., Manchester R.N., Bell J.F., Stairs I.H., D'Amico N., Kaspi V.M:, Possenti A:, Crawford F. & McKay N.P.F., 2001, ApJ., 548, L187.

[27] Chen K. & Ruderman R., 1993, Apj, 402, 264.

[28] Colpi M., Possenti A., Popov S. & Pizzolato F., 2000, astro-ph0012394.

[29] D'Amico N., Bailes M., Lyne A.G., Manchester R.N., Johnston S., Fruchter A.S. & Goss W.M., 1993, MNRAS, 260, L7.

[30] D'amico N., Lyne A.G., Manchester R.N., Possenti A., Camilo F., 2001, ApJ, 548L, 171D.

[31] Deich W.T.S., Middleditch J., ANderson S.B., Kulkarni S.R., Prince T.A. & Wolszczan A., 1993, ApJ., 410, L95.

[32] Dewey R.J., Maguire C.M., Rawley L.A., Stokes G.H. & Taylor J.H., 1986, Nature, 322, 712.

[33] Edwards R. & Bailes M., 2000, ApJ., 547, L37.

[34] Eichler D., 1991, ApJ, 370, L47.

[35] Emmering R.T. & London R.A., 1990, ApJ, 363, 589.

[36] Ergma E., Sarna M.J. & Giersz M., A&A., 307, 768.

[37] Flannery B.P. & van den Heuvel E.P.J., 1975, A&A., 39, 61.

[38] Foster R.S., Wolszczan A. & Camilo F., 1993, ApJ., 410, L91.

[39] Freire P., Camilo F., Lorimer D.R., Lyne A.G., Manchester R.N: & D'Amico N., 2000, MNRAS, in press.

[40] Freire P., Kramer M. & Lyne A.G., 2001, Nature, 333, 237.

[41] Fruchter A.S., Gunn J.E., Lauer T.R. & Dressler A., 1988, Nature, 334, 686.

[42] Fruchter A.S., Stinebring D.R., & Taylor J.H. 1988, Nature, 333,237.

[43] Fruchter A.S., Berman G., Bower G., Convery M., Goss W.M., Hankins T.H., Klein J.R., Nice D.J., Ryba M.F., Stinebring D.R., Taylor J.H:, Thorsett S.E. & Weisberg J.M., 1990, ApJ., 351, 642.

[44] Fruchter A.S. & Goss W.M., 1992, Apj, 384, L47.

[45] Gedalin M. & Eichler D., 1993, ApJ, 406, 629.

[46] Goddman J.J., Romani R.W., Blandford R.D. & Narayan R., 1987, MNRAS, 229, 73G.

[47] GoldmanM., 1984, Rev.Mod.Phys., 56, 709.

[48] Han J.L., Manchester R.N., 2001, MNRAS, 320, L35.

[49] Hewish A., Bell J.S., Pilkington J.D.H., Scott P.F. & Collins R.A., 1968, Nature, 217, 709.

[50] Hulse R.A. & Taylor J.H., 1975, ApJ, 195, L51.

[51] Johnston S., Lyne A.G., Manchester R.N., Kniffen D.A., D'Amico N., Lim J. & Alsworth M., 1992, MNRAS, 255, 401.

[52] Johnston S., Manchester R.N., Lyne A.G., Bailes M., Kaspi V.M., Quiao Guojun & D'Amico N., 1992, ApJ., 387, L37.

[53] Johnston S., Lorimer D.R., Harrison P.A., Bailes M., Lyne A.G., Bell J.F., Kaspi V.M., Manchester R.N., D'Amico N., Nicastro L. & Jin Shengzhen, 1993, Nature, 361, 613.

[54] Jones A.W. & Lyne A.G., 1988, MNRAS, 232, 473.

[55] Kaspi V.M., Taylor J.H. & Ryba M., 1994, ApJ, 428, 713.

[56] Kaspi V.M., Lyne A.G., Manchester R.N., Crawford F., Camilo F., Bell J.F., D'Amico N., Stairs I.H:, McKay N.P.F., Morris D.J. & Possenti A., 2000, ApJ., 534, 321.

[57] Khechinasvili D.G., Melikidze G.I. & Januz A.G., 2000, ApJ, 541, 335K.

[58] Kluźniak W., Ruderman M., Shaham J. & Tavani M., 1988, Nature, 334, 225.

[59] Kramer M., Xilouris K.M., Camilo F., Nice D., Lange C., Backer D.C. & Doroshenko O., 1999, ApJ., 520, 324.

[60] Kulkarni S.R., Anderson S.B., Prince T.A. & Wolszczan A., 1991, Nature, 349, 47.

[61] Kulkarni S.R. & Anderson S.B., 1996, in Dynamical Evolution of Star Clusters - Confrontation of Theory and Observations, IAU Simposium 174, volume 174, 181.

[62] Landau L.D. & Lifshitz E.M., 1975, The Classical Theory of Fields (New York: Pergamon).

[63] Landau L.D. & Lifshitz E.M., 1976, Mechanics (New York: Pergamon).

[64] Lipunov V.M., Nazin S.N., Osminkin E.Yu. & Prokhorov M.E., 1994, A&A, 282,61.

[65] Lange C., Camilo F., Wex N., Kramer M., Backer D.C., Lyne A.G. & Doroshenko O., 2001, MNRAS, in press.

[66] Lommen A.N., Zepka A., Backer D.C., McLaughlin M.A., Cordes J.M., Arzpumanian Z. & Xilouris K., 2001, ApJ., 545, 1007.

[67] Lorimer D.R., Nicastro L., Lyne A.G., Bailes M., Manchester R.N., Johnston S., Bell J.F., D'Amico N. & Harrison P.A., 1995, ApJ., 439, 933.

[68] Lorimer D.R., Lyne A.G., Bailes M., Manchester R.N., D'Amico N., Stappers B.W., Johnston S. & Camilo F., 1996, MNRAS, 283, 1383.

[69] Lorimer D.R., 2001, Living Reviews in Relativity, in press, astro-ph 0104388.

[70] Lyne A.G., Brinklow A., Middleditch J., Kulkarni S.R.,Backer D.C. & Clifton T.R., 1987, Nature, 328, 399

[71] Lyne A.G., Biggs J.D., Brinklow A., Ashworth M. & McKenna J., 1988, Nature, 332, 45.

[72] Lyne A.G. & Manchester R.N., 1988, MNRAS, 234, 477.

[73] Lyne A.G., McKenna J., 1989, Nature, 340, 367.

[74] Lyne A.G., Bailes M., 1990, MANRAS, 246, 15P.

[75] Lyne A.G., Manchester R.N., D'Amico N., Stavely-Smith L., Johnson L., Lim S., Fruchter A.S., Goss W.M. & Frail D., 1990, Nature, 347, 650.

[76] Lyne A.G., Biggs J.D., Harrison P.A. & Bailes M., 1993, Nature, 361, 47.

[77] Lyne A.G., 1995, in Millisecond Pulsars: A Decade Of Surprise, Astronomy Society of the Pacific Conference, 72, 35.

[78] Lyne A.G., Manchester R.N. & D'Amico N., 1996, ApJ., 460, L41.

[79] Lyne A.G., Camilo F., Manchester R.N., Bell J.F., Kaspi V.M., D'Amico N., McKay N.P.F., Crawford F., Morris D.J., Sheppard D.C. & Stairs I.H., 2000, MNRAS, 312, 698.

[80] Lyne A.G., Mankelow S.H., Bell J.F. & Manchester R.N., 2000, MNRAS, 316, 491.

[81] Lundgren S.C., Zepka A.F. & Cordes J.M., 1995, ApJ., 453, 419.

[82] Luo Q. & Melrose D.B., 1995, Publ. Astron. Soc. Aust., 12, 71.

[83] Luo Q. & Melrose D.B., 1995, ApJ, 452, 346.

[84] Luo Q. & Chian A.C.L., 1997, MNRAS, 289, 52.

[85] Manchester R.N., Newton L.M., Cooke D.J. & Lyne, A.G., 1980, ApJ., 236, L25.

[86] Manchester R.N., Lyne A.G., Robinson C., D'Amico N., Bailes M. & Lim J., 1991, Nature, 352,219.

[87] Manchester R.N., Lyne A.G., Camilo F., Kaspi V.M., Stairs I.H., Crawford F., Morris D.J., Bell J.F. & D'Amico N., 2000, in Kramer M., Wex N. & Wielebinski R., cds., Pulsar Astronomy 2000 and Beyond, 49.

[88] Melrose D.B., 1994, J. Plasma Physics, 40, 139.

[89] Navarro J., de Bruyn G., Frail D., Kulkarni S.R. & Lyne A.G., 1995, ApJ., 455, L55.

[90] Nicastro L., Lyne A.G., Lorimer D.R., Harrison P.A., Bailes M. & Skidmore B.D., 1995, MNRAS, 273, L68.

[91] Nice D.J., Thorsett S.E., Taylor J.H. & Fruchter A.S., 1990, ApJ, 361, L61.

[92] Nice D.J. & Thorsett S.E.,1992, ApJ, 397, 249.

[93] Nice D.J. & Taylor J.H., 1995, ApJ., 441, 429.

[94] Nice D.J., Sayer R.W. & Taylor J.H., 1996, ApJ., 466, L87.

[95] Nice D.J., Sayer R.W. & Taylor J.H., 1999, in Arzoumanian Z., van der Hooft F. and van der Heuvel E.P.J., cds., Pulsar Timing, General Relativity, and the Internal Structure of Neutron Stars (North Holland, Amsterdam)

[96] Nice D.J., Splaver E.M. & Stairs I.H., 2001, ApJ., 549, 516.

[97] Phinney E.S., Evans C.R., Blandford R.D. & Kulkarni S.R., 1988, Nature, 333, 832.

[98] Phinney E.S. & Verbunt F., 1991, MNRAS, 248, 21P.

[99] Possenti A., 1999, Evolution of Binary Systems and Population Synthesis of Millisecond and Sub-millisecond Pulsars, PhD Thesys, Dipartimento di Astronomia dell'Università Bologna.

[100] Prince T.A., Anderson S.B., Kulkarni S.R. & Wolszczan A., 1991, ApJ., 374, L41.

[101] Pustovalov V.V. & Silin V.P., 1975, in Theory of Plasmas (Proc. Lebedev Physics Institute 61)(New York: Consultant Bureau).

[102] Rankin J.M., 1983, ApJ., 274, 333.

[103] RansomS.M., Greenhill L., Herrstein J.R., Manchester R.N., Camilo F., Eichenberry S.S. & Lyne A.G., 2001, ApJ., 546, L25.

[104] Rasio F.A., Shapiro S.L. & Teukolsky S.A., 1989, ApJ, 342, 934.

[105] Rasio F.A., Shapiro S.L. & Teukolsky S.A., 1991, A&A, 241, L25.

[106] Rasio F.A., Pfahl E.D. & Rappaport S., 2000, ApJ., 532L, 47R.

[107] Rasio F.A., Fregeau J.M. & Joshi K.J., 2001, in press, astro-ph 0103001.

[108] Ray P.S., Thorsett S.E., Jenet F.A., van Kerkwijk M.H., Kulkarni S.R., Prince T.A., Sandhu J.S. & Nice D.J., 1996, ApJ., 470, 1103.

[109] Rybiki G.R. & Lightman A.P., 1979, in Radiative Processes in Astrophysics (Wiley, New York).

[110] Ruderman M. & Sutherland P., 1975, 196, 51.

[111] Ryba M.F. & Taylor J.H., 1991, ApJ., 380, 557.

[112] Segelstein D.J., Rawley L.A., Stinebring D.R., Fruchter A.S. & Taylor J.H., 1986, Nature, 322, 714

[113] Shapiro V.D. & Shevchenko V.I., 1984, in Basic Plasma Physics, Vol.2 (Dordrecht: North Holland).

[114] Smarr L.L. & Blandford R., 1976, ApJ., 207, 574.

[115] Stappers B.W., Bailes M., Lyne A.G., Manchester R.N., D'Amico N., Tauris T.M., Lorimer D.R., Johnston S. & Sandhu J.S., 1996, 465, L119.

[116] Stappers B.W., Bessel M.S. & Bailes M., 1996, ApJ., 473, L119.

[117] Stappers B.W., Bailes M., Manchester R.N., Sandhu J.S. & Toscano, M., 1998, ApJ., 499, L183.

[118] Stappers B.W., van Kerkwijk M.H., Lane B. & Kulkarni R., 1999, ApJ, 510, L45.

[119] Stappers B.W., Bailes M., Lyne A.G., Camilo F., Manchester R.N., Sandhu J., Toscano M. & Bell J.F., 2001, MNRAS, 321, 576S.

[120] Spitzer L., 1978, Physical Processes in Interstellar Medium (New York: Wiley).

[121] Srinivasan G. & Bhattacharya D., 1987, in IAU Symp. 125: The Origin and Evolution of Neutron Stars, 125, 109.

[122] Stairs I.H., Arzoumanian Z., Camilo F., Lyne A.G., Nice D.J., Taylor J.H., Thorsett S.E. & Wolszczan A., 1998, ApJ., 505, 352.

[123] Sturrok P.A., 1971, ApJ, 164, 529.

[124] Taylor J.H. & Weisberg J.M., 1982, ApJ., 253, 908.

[125] Taylor J.H. & Weisberg J.M., 1989, ApJ., 345, 434.

[126] Taylor J.H. & Cordes J.M., 1993, ApJ., 411, 674.

[127] Thompson C., Blandford R.D., Evans C.R. & Phinney E.S., 1994, ApJ, 422, 304.

[128] Thorsett S.E., Arzoumanian Z., McKinnon M.M. & Taylor J.H.,1993, ApJ., 405, L29.

[129] Thorsett S.E., Arzoumanian Z. & Taylor J.H., 1993, ApJ., 412, L33.

[130] Thorsett S.E., Arzoumanian Z., Camilo F. & Lyne A.G., 1999, 523, 763.

[131] Toscano M., Sandhu J.S., Bailes M., Manchester R.N., Britton M.C., Kulkarni S.R., Anderson S.B. & Stappers B.W., 1999, MNRAS 307, 925

[132] Tsytovich V.N., 1970, Nonlinear Effects in Plasma (New York: Plenum).

[133] Tsytovich V.N., 1977, Theory of Turbolent Plasma (New York: Consultant Bureau).

[134] van Kerkwijk M.H. & Kulkarni S.R., 1995, ApJ., 454, L141.

[135] van Kerkwijk M.H. & Kulkarni S.R., 1999, ApJ., 516, L25.

[136] Wasserman I. & Cordes J.M., 1988, ApJ, 333, L91.

[137] Wolszczan A., Kulkarni S.R., Middleditch J., Backer D.C., Fruchter A.S. & Dewey, R.J., 1989, Nature, 337, 531.

[138] Wolszczan A., 1991, Nature, 350, 688.

[139] Wolszczan A. & Frail D.A., 1992, Nature, 355, 145.

[140] Wolszczan A., 1994, Science, 264, 438.

[141] Wolszczan A., Doroshenko O., Konacki M., Kramer M., Jessner A., Wielebinski R., Camilo F., Nice D.J. & Taylor J.H., 2000, ApJ., 528, 907.

[142] Zakharov V.E., 1984, in Basic Plasma Physics, Vol.2 (Dordrecht: North Holland).

[143] Zwitter T., 1993, MNRAS, 264, L3.

Ringraziamenti

Desidero ringraziare il professor Gabriele Giovannini, relatore di questa tesi, che mi ha dato la possibilità di lavorare a questa tesi, per avermi consigliato e guidato attraverso il percorso intrapreso.

Un ringraziamento particolare va ai miei co-relatori, Andrea Possenti e Nichi D'Amico, per avermi sostenuto nella concretizzazione di questo lavoro, per la pazienza e la professionalità dimostrate. Ringrazio inoltre Luciano Burderi per i preziosi suggerimenti e le conversazioni chiarificatrici che hanno permesso il conseguimento di questo risultato, e a tutti i compagni del Gruppo Pulsar di Bologna per aver reso piacevole l'esperienza di lavoro.

Grazie a quanti, nel corso di questi anni universitari, si sono dimostrati non solo ottimi compagni di studio ma soprattutto amici sinceri: Morice, Nonno, Fino, Silvia, Vera, Enza, Elisa, Paolo, Silvia, Mauri, Marcella, Eingel, Marcella, Simone, Bicio, Andrea, Pagno, Marco, Ugo, gli Albertini, le Sarde.

Un grazie speciale ai miei Genitori che mi hanno sostenuto ed incoraggiato nei momenti peggiori, senza di loro questa tesi non sarebbe mai nata.