

# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Pulsar al Millisecondo e Sorgenti X Transienti</b>	<b>5</b>
1.1 Pulsar: introduzione . . . . .	5
1.2 Elettrodinamica . . . . .	5
1.3 Una mappa per le pulsar: il piano $B - P$ . . . . .	7
1.3.1 Grandezze osservabili . . . . .	7
1.3.2 Evoluzione delle pulsar isolate . . . . .	9
1.4 Pulsar al millisecondo . . . . .	11
1.4.1 Proprietà . . . . .	11
1.4.2 Il modello di recycling . . . . .	12
1.5 Emissione Radio alternata ad emissione X? . . . . .	15
1.6 Sorgenti X Transienti . . . . .	17
1.6.1 Hard X-ray Transients . . . . .	17
1.6.2 Soft X-ray Transients . . . . .	19
1.7 Pulsar in SXT in quiescenza: una ricerca ragionevole? . . . . .	21
1.7.1 Periodi di Rotazione e Campi Magnetici . . . . .	21
1.7.2 Flusso X in quiescenza . . . . .	24
1.8 Una ricerca ragionevole! . . . . .	26
<b>2 Metodi di osservazione e analisi</b>	<b>29</b>
2.1 Sensibilità di un apparato osservativo . . . . .	29
2.1.1 Dispersione . . . . .	29
2.1.2 Diffusione . . . . .	31
2.2 Metodi di osservazione . . . . .	32
2.3 Programmi di riduzione dati . . . . .	35
2.3.1 Vlsa . . . . .	36

<b>3</b>	<b>Campione selezionato e risultati</b>	<b>45</b>
3.1	Centaurus X-4 . . . . .	46
3.2	A 1742-289 . . . . .	47
3.3	X 1745-203 . . . . .	49
3.4	Aquila X-1 . . . . .	51
3.5	SAX J1808.4-3658 . . . . .	55
3.6	Risultati . . . . .	60
3.6.1	Flussi . . . . .	63
3.6.2	Accelerazione . . . . .	71
<b>4</b>	<b>Interpretazione dei risultati</b>	<b>79</b>
4.1	Luminosità delle sorgenti . . . . .	79
4.2	Fattore geometrico . . . . .	81
4.3	Assorbimento di <i>free-free</i> . . . . .	82
4.4	Dispersione del segnale . . . . .	90
	<b>Conclusioni</b>	<b>93</b>
	<b>Sviluppi futuri</b>	<b>95</b>
	<b>A Decadimento del campo magnetico</b>	<b>97</b>
	<b>B Programmi Fortran prodotti</b>	<b>101</b>
B.1	filter1.f . . . . .	101
B.2	beam1.f . . . . .	104
B.3	create-tab.f . . . . .	107
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>111</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>113</b>

# Introduzione

Questo lavoro di tesi è stato svolto presso l'Osservatorio Astronomico di Bologna. I dati analizzati sono stati raccolti presso il radiotelescopio di Parkes (NSW, Australia).

Argomento della tesi è la ricerca di pulsazioni radio al millisecondo in sorgenti X transienti soffici (SXT, *Soft X-Ray Transients*). Questi oggetti sono stelle di neutroni in sistemi binari di piccola massa (LMXB, *Low Mass X-ray Binaries*) che accrescono materia, e quindi momento angolare, dalla compagna in modo discontinuo: passano cioè da fasi, della durata di  $1 \div 100$  giorni, in cui l'accrescimento sulla superficie della stella di neutroni, e la conseguente emissione X dovuta al rilascio di energia gravitazionale, è molto pronunciato (fase di *outburst*), a lunghi periodi in cui il flusso in banda X cala drasticamente, fino a  $4 \div 5$  ordini di grandezza (fase di *quiescenza*).

A causa del trasferimento di momento angolare dalla compagna, la stella di neutroni si porta a regimi rotazionali molto elevati. Per i SXT vi sono evidenze osservative che indicano la presenza di stelle di neutroni con periodi rotazionali dell'ordine di qualche millesimo di secondo e campi magnetici  $B \sim 10^8 \div 10^9$  G. L'analisi degli spettri di potenza ottenuti da osservazioni X ha infatti messo in evidenza la presenza di periodicità quasi coerenti durante i fenomeni di bruciamento termonucleare della massa accumulatasi sulla superficie della stella di neutroni (*burst* di tipo I) e, in alcuni casi, coppie di oscillazioni quasi periodiche (QPO, *Quasi Periodic Oscillations*) la cui differenza in frequenza è stata interpretata, in base al modello dei battimenti (*beat frequency model*, §1.7.1), come la frequenza di rotazione della stella di neutroni, o una sua armonica. Per quanto riguarda i campi magnetici, le stime riportate sono state effettuate grazie al monitoraggio delle fasi terminali degli *outburst* nelle quali si è evidenziato un brusco cambiamento spettrale e un irripidimento nella curva di luce, interpretabili come dovuti alla chiusura della barriera centrifuga: in questa fase, detta di *propeller*, la forza centrifuga esercitata dalle linee del

campo magnetico diviene tale da superare la forza gravitazionale del materiale in caduta che cessa dunque di essere accresciuto sulla superficie della stella di neutroni e viene (in parte) espulso dal sistema binario.

In base al modello di *recycling*, le pulsar al millisecondo nascono in sistemi binari di piccola massa una volta cessato il trasferimento di materia e momento angolare dalla stella compagna. I valori del periodo di rotazione e del campo magnetico desunti per le sorgenti X transienti, dalle osservazioni, sono tali da permettere l'innesco del meccanismo di emissione di dipolo magnetico e quindi l'accensione di una radiopulsar, che ci si aspetta sia dunque osservabile durante le fasi in cui l'attività X di queste sorgenti è in quiescenza. L'emissione radio è infatti possibile, in base al modello comunemente accettato per l'elettrodinamica delle pulsar descritto in §1.2, solo quando la magnetosfera può estendersi oltre il *raggio del cilindro di luce*  $R_{LC}$  (raggio al quale le linee del campo magnetico, che corruotano con la stella di neutroni, hanno una velocità pari a quella della luce e oltre il quale dunque tali linee devono essere aperte). Solo quando il tasso di trasferimento di materia dalla stella compagna cala tanto da permettere l'espansione della magnetosfera a raggi maggiori di  $R_{LC}$ , la pulsar potrà accendersi. Come discusso in §1.7.2, nelle fasi di quiescenza delle sorgenti X transienti soffici, tale condizione è normalmente soddisfatta.

I *Soft X-ray Transients* in quiescenza risultano dunque candidati ideali per la ricerca di pulsar al millisecondo e per verificare la validità del modello di *recycling*.

Nel Capitolo 1 vengono presentati gli oggetti in analisi (pulsar e sorgenti X transienti) e ne sono illustrate le caratteristiche che motivano la ricerca svolta. Nel Capitolo 2 sono descritti l'apparato osservativo utilizzato, con particolare riferimento alle caratteristiche che lo rendono ottimale per la rivelazione di pulsar in sistemi binari, e i programmi di riduzione dati impiegati per la ricerca di periodicità (pacchetto *Vlsa*, *Very long spectral analysis*). Nel Capitolo 3 sono riportate le principali caratteristiche osservative delle 5 sorgenti X transienti in esame e sono presentati i risultati della ricerca. Infine (Capitolo 4) vengono discussi alcuni effetti che possono limitare o impedire la rivelazione di radiopulsar in SXT.

I limiti in flusso a cui la nostra ricerca si è potuta spingere sono risultati più di un ordine di grandezza migliori di ogni precedente analisi effettuata su questa classe di oggetti e permettono di rivelare pulsar con flussi fino a

0.1 ÷ 1 mJy.

Benché l'osservabilità di segnali periodici, che è legata alla stabilità temporale con cui successivi impulsi giungono al ricevitore, sia deteriorata dall'effetto Doppler dovuto al moto orbitale delle stelle di neutroni nei sistemi binari, l'apparato osservativo e il software utilizzati nel corso di questo lavoro, permettono di rivelare anche periodicità inferiori al millesimo di secondo (§3.6.2).

La ricerca svolta, pur avendo portato alla selezione di qualche sospetto per cui sarà necessario attuare ulteriori analisi e osservazioni, non ha rivelato segnali al di sopra di valori limite, del flusso e del periodo, significativi. I nostri *upper limits* suggeriscono che gas, derivante da un residuo trasferimento di massa dalla compagna in fase di quiescenza, e ionizzato dalla radiazione della pulsar, potrebbe circondare la stella di neutroni e assorbirne il segnale. Come discusso in §4.3 questa ipotesi è in accordo con evidenze osservative secondo le quali una elevata frazione della massa trasferita dalla compagna non verrebbe accresciuta dalla stella di neutroni: in base al modello da noi sviluppato la 'massa mancante' sarebbe dunque trasferita in fase di quiescenza ed espulsa dal sistema binario dalla pressione di radiazione della radiopulsar.



# Capitolo 1

## Pulsar al Millisecondo e Sorgenti X Transienti

### 1.1 Pulsar: introduzione

La prima pulsar (*pulsating radio source*) fu scoperta a Cambridge nel 1967, nel corso di un esperimento sulla scintillazione prodotta dal mezzo interplanetario su radiosorgenti extragalattiche. Questo oggetto presentava degli impulsi che si ripetevano con un periodo di 1.337 secondi e avevano una larghezza di qualche centesimo di secondo. Dall'argomento di causalità  $d \leq c\tau$  (dove  $c$  è la velocità della luce), che lega le dimensioni  $d$  della sorgente emittente alla durata  $\tau$  dell'impulso, risultò che l'oggetto da cui proveniva il segnale periodico doveva avere un diametro al più di qualche migliaio di km. In un primo momento si pensò che il segnale fosse di origine artificiale ma un successivo esame degli impulsi mostrò che essi trasportavano un'enorme quantità di energia il che rendeva poco plausibile l'ipotesi di un segnale inviato da una civiltà aliena. L'attenzione dunque si spostò verso oggetti stellari di piccola dimensione, nane bianche o stelle di neutroni, la cui esistenza era stata ipotizzata fin dal 1932. La prova definitiva in favore di quest'ultima classe di oggetti si ebbe con la scoperta, nel 1968, di una pulsar, nella Nebulosa del Granchio, con un periodo di rotazione di 33 ms: una nana bianca infatti, non sarebbe in grado di supportare un tale regime rotazionale.

### 1.2 Elettrodinamica

Le pulsar, secondo il modello più comunemente accettato, sono stelle di neutroni rapidamente rotanti (con periodi da qualche millesimo di secondo fino a qualche secondo) dotate di intensi campi magnetici ( $B = 10^{7.5} \div 10^{13}$  G), in

prima approssimazione dipolari, il cui asse risulta non allineato con l'asse di rotazione della stella.

La presenza di campi di tale entità su di un oggetto in rapida rotazione dà luogo alla produzione di campi elettrici i quali, a causa della elevata conducibilità all'interno della stella di neutroni soddisfano l'equazione:

$$\vec{E}_i + \frac{\vec{\omega}_{NS} \times \vec{r}}{c} \times \vec{B}_i = 0 \quad (1.1)$$

dove  $E_i$  è il campo elettrico interno,  $\omega_{NS}$  e  $B_i$  rispettivamente la velocità angolare e il campo magnetico interno della stella di neutroni e  $r$  la distanza dal centro. Il crearsi del campo elettrico richiede una redistribuzione delle cariche in base alla formula di Gauss:

$$\rho_i = \frac{1}{4\pi} \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_i = -\frac{1}{2\pi c} \vec{\omega}_{NS} \cdot \vec{B}_i \quad (1.2)$$

Nel caso semplificato di un 'rotatore allineato' (in cui asse di rotazione e asse magnetico sono paralleli), ai poli magnetici avremo  $\vec{\omega}_{NS} \parallel \vec{B}_i$  e la densità di carica  $\rho_i$  risulta negativa: lì troveremo dunque gli elettroni, mentre gli ioni positivi si addenseranno nella zona equatoriale (le conclusioni non cambiano sensibilmente nel caso in cui l'asse magnetico non coincida con quello rotazionale). A causa di questa segregazione delle particelle, si viene a creare un intensissimo campo elettrico esterno, tale da estrarre le cariche dalla superficie della stella di neutroni e metterle in moto lungo le linee di forza del campo magnetico. Queste corruotano con la stella fino a un raggio limite, il raggio del *Cilindro di Luce*, dato da

$$R_{LC} = \frac{c}{\omega_{NS}} \quad (1.3)$$

a cui la loro velocità è pari a quella della luce. Oltre questo raggio la corotazione non è più possibile e le linee del campo sono necessariamente aperte. È ora possibile definire un angolo limite, rispetto all'asse magnetico della stella,  $\theta_p$ , per valori al di sopra del quale le linee del campo sono chiuse e le particelle restano confinate nei pressi della stella di neutroni (*magnetosfera chiusa*) e al di sotto del quale invece, le linee si aprono e le cariche in moto su di esse vengono immesse nello spazio e danno origine all'emissione radio della pulsar (emissione di curvatura). Il valore di tale angolo si ricava dall'equazione che descrive le linee di forza del campo,  $(\sin^2 \theta)/r = \text{cost}$ , e dall'equazione 1.3:

$$\frac{\sin^2 \theta_p}{R_{SN}} = \frac{\sin^2 90^\circ}{R_{LC}} \quad (1.4)$$

da cui

$$\sin \theta_p = \sqrt{\frac{R_{NS}}{R_{LC}}} = \sqrt{\frac{R_{NS} \omega_{NS}}{c}} = \sqrt{\frac{2\pi R_{NS}}{c P}} \quad (1.5)$$

dove  $R_{NS}$  è il raggio della stella di neutroni e  $P$  il suo periodo di rotazione. La radiazione dunque risulta collimata entro un cono di apertura  $\theta_p$  attorno ai poli magnetici (fig. 1.1); poiché l'asse rotazionale non è parallelo a quello magnetico, l'emissione appare pulsata, ad ogni osservatore la cui linea di vista intersechi il cono di emissione.

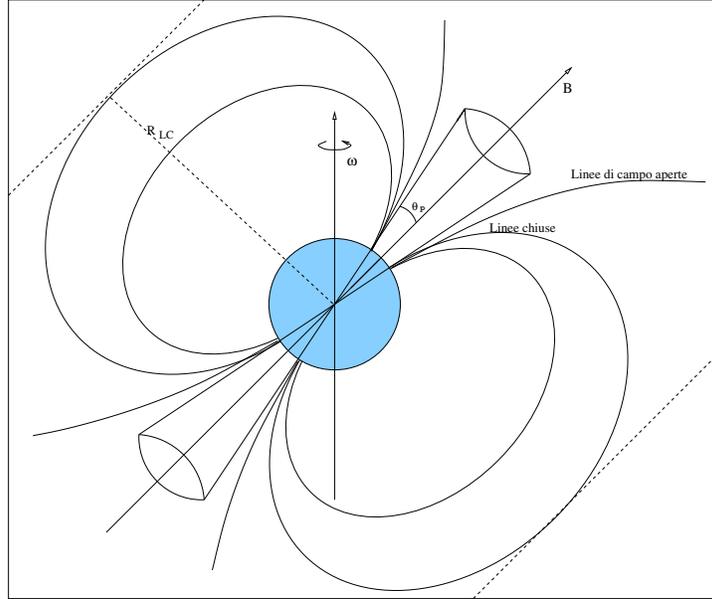


Figura 1.1: Modello per l'elettrodinamica delle pulsar

## 1.3 Una mappa per le pulsar: il piano $B - P$

### 1.3.1 Grandezze osservabili

Le pulsar oggi conosciute sono più di 1300, la metà delle quali di recente scoperta (fig. 1.2, punti grandi). I periodi rotazionali di questi oggetti hanno valori compresi tra qualche millesimo di secondo e qualche secondo e, misurati con precisione adeguata, risultano crescere sistematicamente. La pulsar cioè rallenta e la derivata del periodo  $\dot{P}$  appare estremamente stabile: misurando il periodo di una pulsar e la sua variazione, per alcuni anni, è possibile prevedere il tempo di arrivo degli impulsi con una precisione di  $1 \mu\text{s}$  all'anno ( $3 \cdot 10^{-14}$ ). Dalla conoscenza di  $P$  e  $\dot{P}$  è possibile, una volta adottato un modello che leghi queste due grandezze, determinare una stima dell'età per le pulsar. Nel *modello*

del rotatore obliquo, secondo il quale la pulsar emette radiazione di dipolo magnetico a spese della sua energia rotazionale (e perciò, come si osserva, rallenta), tale relazione risulta:

$$P\dot{P} = \frac{8\pi^2 B_{NS}^2 R_{NS}^6 \sin^2 \alpha}{3c^3 I_{NS}} \quad (1.6)$$

dove  $\alpha$  è l'angolo tra la direzione del momento magnetico e l'asse di rotazione e  $I_{NS}$  è il momento di inerzia della stella di neutroni. Considerando il campo magnetico in prima approssimazione costante, possiamo calcolare l'età come segue:

$$\dot{P} = \frac{dP}{dt} = aP^{-1} \quad (1.7)$$

da cui, integrando:

$$\int_{P_0}^P P dP = a \int_0^\tau dt \quad \frac{P^2}{2} - \frac{P_0^2}{2} = a\tau \quad (1.8)$$

dove  $P_0$  è il periodo iniziale che possiamo assumere  $\ll P$ . Otteniamo quindi:

$$\tau \approx \frac{P^2}{2a} = \frac{P}{2\dot{P}} \quad (1.9)$$

Più in generale, è possibile esprimere la relazione di frenamento che intercorre tra il periodo e la sua derivata, in termini della velocità angolare della stella di neutroni, come  $\omega_{NS} \propto \dot{\omega}_{NS}^n$ , dove

$$n = \frac{\omega\ddot{\omega}}{\dot{\omega}^2} \quad (1.10)$$

è l'indice di frenamento (che nel caso del rotatore obliquo è pari a 3 e che, dalle poche misure che è stato possibile effettuare, è risultato vicino a 2.5, testimoniando che il modello di emissione da dipolo magnetico è approssimativo). Da ciò possiamo definire una espressione generale (non dipendente dal modello in uso) per l'età delle pulsar:

$$\tau = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} \quad (1.11)$$

L'età così stimata prende il nome di *età caratteristica*.

Dalla formula (1.6) possiamo inoltre ricavare una espressione per il campo magnetico sulla superficie della stella di neutroni:

$$B_{NS} = \left( \frac{3c^3}{8\pi^2} P\dot{P}I_{NS} \right)^{1/2} \frac{1}{R_{NS}^3 \sin \alpha} \quad (1.12)$$

Adottando come valori medi per le stelle di neutroni  $I_{NS} = 10^{45}$  g cm<sup>2</sup>,  $R_{NS} = 10^6$  cm,  $\sin \alpha = 1$ , si ottiene

$$B = 5.7 \cdot 10^{19} \sqrt{P\dot{P}} \quad (1.13)$$

### 1.3.2 Evoluzione delle pulsar isolate

In figura 1.2 è riportato il grafico che mostra la distribuzione in periodo  $P$  e campo magnetico  $B$  delle pulsar note; esso è costruito sulla base dei valori osservati di  $P$  e  $\dot{P}$  e dei valori di  $B$  stimati dalla formula (1.13). Avvalendoci di questo grafico possiamo ora descrivere lo scenario evolutivo delle pulsar isolate.

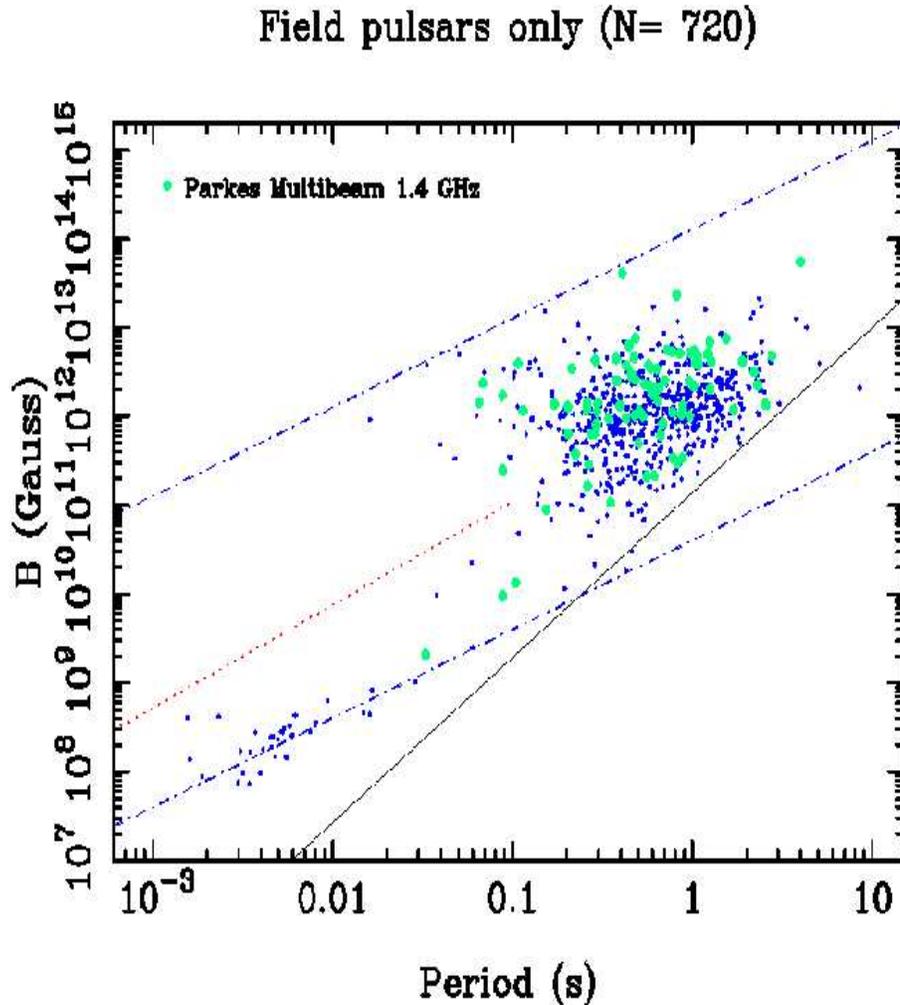


Figura 1.2: Diagramma campo magnetico - periodo. La linea tratteggiata è la cosiddetta *death line*, quella a puntini la *spin-up line* (§1.4.2) per tassi di accrescimento pari al limite di Eddington (§1.5). È poi graficata (linee a tratti e punti) la relazione  $\tau = P/2\dot{P}$  per età caratteristiche pari al tempo di Hubble  $t_H = 10^{10}$  anni (*Hubble line*, in basso) e pari a  $10^3$  anni (*young pulsar line*, in alto).

Le pulsar sono stelle di neutroni e come tali nascono o a causa del

collasso del nocciolo di una stella evoluta, o a seguito del superamento della massa limite di Chandrasekhar da parte di una nana bianca in accrescimento in un sistema binario. La conservazione del momento angolare durante il collasso porta la stella ad elevati regimi rotazionali. Processi fisici ancora non completamente compresi (Blandford *et al.* 1983, Srinivasan & Bhattacharya 1987) determinano nel contempo l'instaurarsi di campi magnetici intensi e quindi la nascente stella di neutroni, una volta liberatasi della materia circostante, può cominciare ad emettere come radiopulsar.

Dal modello del rotatore obliquo sappiamo che  $P\dot{P} \propto B_{NS}^2$ , quindi, fino a che il campo magnetico rimane costante, la pulsar invecchia aumentando il suo periodo e muovendosi nel diagramma  $B - P$  lungo una linea orizzontale. Lo spostamento verso destra prosegue finché rotazione e momento magnetico della pulsar non sono più in grado di sostenere il meccanismo di emissione di onde radio. Ciò avviene quando la stella oltrepassa una linea nel piano  $B - P$ , la cosiddetta *linea della morte* o *death line*. Applicando differenti modelli elettrodinamici, vari autori hanno calcolato posizioni lievemente diverse per questa linea e quindi sarebbe più corretto parlare di una *valle della morte* (Chen & Ruderman 1993). Anche i risultati più recenti non si discostano comunque apprezzabilmente dalle prime stime (Sturrock 1971, Ruderman & Sutherland 1975) che predicevano una dipendenza del tipo:

$$\frac{B}{10^{12}} P^{-2} = 0.2 \quad (1.14)$$

Si noti come la maggior parte delle pulsar che osserviamo si addensino proprio nei pressi della linea della morte: questo è dovuto al fatto che il tratto orizzontale del diagramma è percorso velocemente poiché nella fase iniziale della loro vita le pulsar possiedono elevati campi magnetici e periodi corti e dunque, secondo la (1.6) rallentano molto rapidamente. Qualora il campo magnetico superficiale dovesse decadere, il percorso nel piano  $B - P$  non sarebbe più orizzontale, ma piegherebbe verso il basso: in ogni caso non esistono tuttora evidenze osservative (Hartman *et al.* 1997) che indichino un decadimento del campo magnetico su tempi scala inferiori a 100 milioni di anni; questi tempi sono comunque sufficienti a portare una pulsar oltre la linea della morte.

## 1.4 Pulsar al millisecondo

Nel diagramma campo magnetico-periodo possiamo ancora osservare come gli oggetti che lo popolano si possano dividere in due differenti famiglie:

**le pulsar ordinarie**, con campi magnetici elevati ( $10^{10-12}$  G) e periodi di rotazione da qualche centesimo di secondo fino a qualche secondo;

**le pulsar al millisecondo** (*millisecond pulsar*), con campi decisamente più deboli ( $10^{8-9}$  G) e periodi appunto dell'ordine del millisecondo.

Nel precedente paragrafo abbiamo tratteggiato l'evoluzione tipica delle pulsar ordinarie; nel prossimo illustriamo invece le principali caratteristiche delle pulsar al millisecondo per poi trattare delle attuali conoscenze in merito all'origine di questi oggetti e al loro legame con le pulsar più lente.

### 1.4.1 Proprietà

Le principali proprietà osservative delle pulsar al millisecondo possono essere riassunte come segue:

- periodi brevi ( $< 10 \div 20$  ms);
- campi magnetici compresi tra  $10^7$  e  $10^9$  G;
- alta incidenza di sistemi binari ( $\gtrsim 70\%$  contro  $\sim 1\%$  per le pulsar ordinarie; Possenti 1999);
- velocità di moto proprio di  $\sim 130$  km/s, notevolmente inferiori a quelle delle pulsar normali (Toscano *et al.* 1999);
- distribuzione randomica delle velocità, indice di una popolazione vecchia (le pulsar ordinarie, al contrario, hanno un moto medio di allontanamento dal piano galattico);
- età caratteristiche molto elevate (per 10 oggetti si è riscontrata una età caratteristica  $\tau$  maggiore del tempo di Hubble ( $\sim 10^{10}$  anni; Kramer *et al.* 1998);
- luminosità radio mediamente minore di quella rilevata nelle pulsar ordinarie (Kramer *et al.* 1998);

- larghezza dell'impulso rispetto all'intero periodo (*duty cycle*) in media attorno al 21% (rispetto al 3% delle pulsar più lente; Kramer *et al.* 1998);
- indice spettrale medio pressoché uguale a quello della popolazione ordinaria ( $1.6 \pm 0.1$  contro  $1.7 \pm 0.1$ ; Kramer *et al.* 1998).

### 1.4.2 Il modello di recycling

Il modello maggiormente utilizzato per spiegare la natura delle millisecond pulsar è il cosiddetto *recycling model*, secondo il quale una pulsar appartenente ad un sistema binario, una volta oltrepassata la linea della morte, può essere riaccelerata per accrescimento di massa, e quindi di momento angolare, dalla stella compagna. La pulsar in questo modo comincia a muoversi, nel grafico di figura 1.2, nella direzione dei periodi decrescenti fino a riattraversare la *death line* e, una volta terminato l'accrescimento, torna a essere nuovamente visibile come pulsar radio, con periodi dell'ordine dei millesimi di secondo e campi magnetici attorno ai  $10^8$  G.

Vediamo in dettaglio le tappe dell'evoluzione di un sistema binario che conduce alla formazione di una pulsar al millisecondo (fig. 1.3). Supponiamo di avere in principio un sistema formato da una stella primaria di massa  $M_1 \gtrsim 8M_\odot$  e una secondaria di massa  $M_2 \lesssim 1 \div 2M_\odot$ . Quando la stella più massiva esce dalla sequenza principale divenendo gigante rossa, essa rimpie il suo Lobo di Roche e quindi inizia a perdere massa fino a che non ne rimane che il nucleo di elio. La prima parte dell'evoluzione del sistema termina con l'implosione del core di elio, con la conseguente esplosione di supernova e la creazione di una stella di neutroni. Se il sistema non resta gravitazionalmente legato la stella evolve come una pulsar giovane isolata, come descritto in 1.3.2, altrimenti si avrà un sistema binario formato da una stella di neutroni di massa  $M_{NS} \sim 1.4M_\odot$  e una stella di sequenza principale di piccola massa. In un primo momento sarà possibile l'accensione di una pulsar normale: questa fase, detta di *ejector* dura fino a che la radiazione e il vento relativistico di particelle emesse dalla pulsar sono in grado di spazzare il materiale circostante (residui dell'esplosione di supernova e vento dalla compagna) a distanze maggiori del cilindro di luce e/o del raggio di cattura gravitazionale, dato da:

$$R_G = \frac{2GM}{v_v^2} \quad (1.15)$$

dove  $v_v$  è la velocità (rispetto alla stella di neutroni) del vento rilasciato

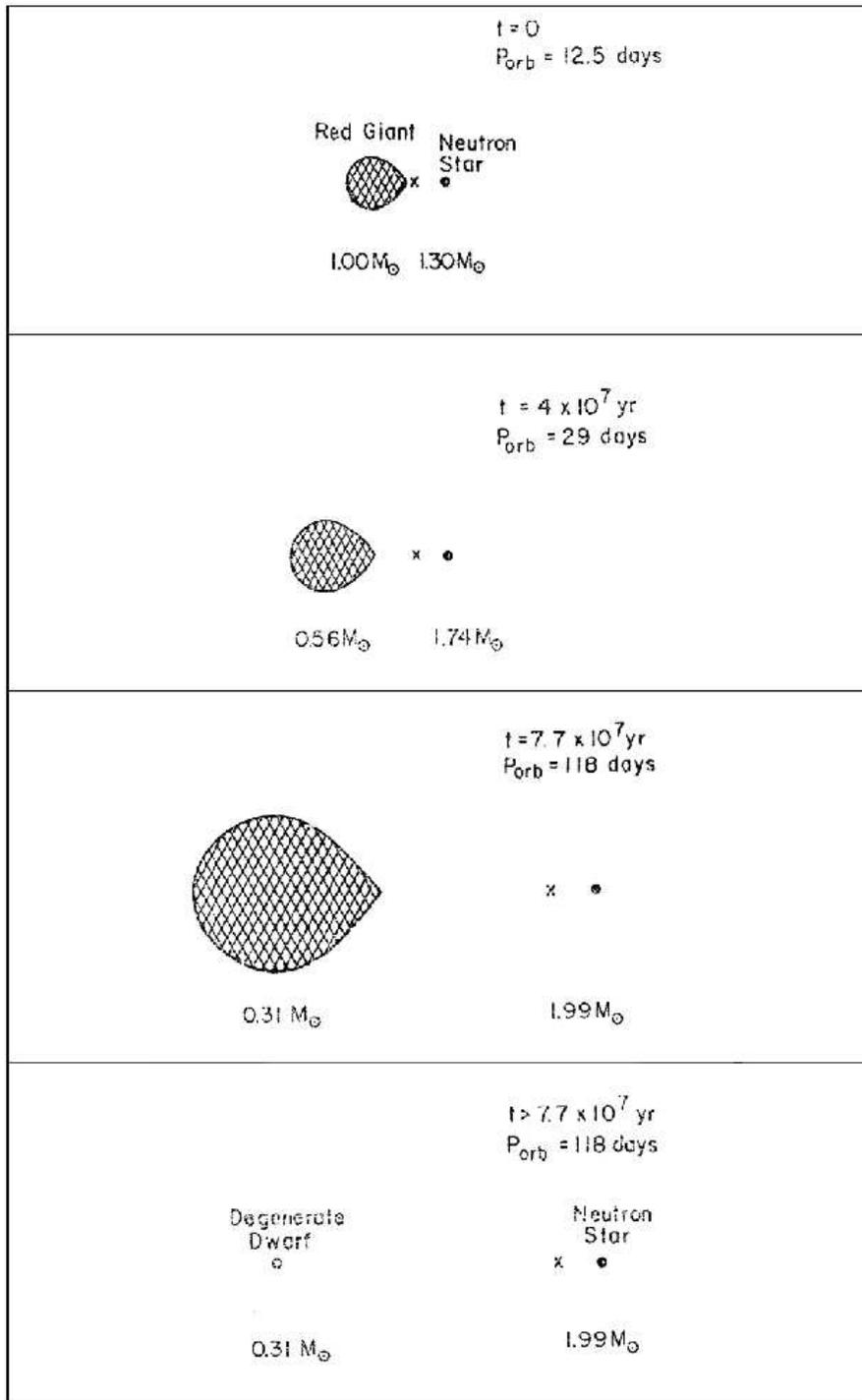


Figura 1.3: Fasi finali dell'evoluzione di un sistema binario (LMXB). Il tempo  $t = 0$  si riferisce al momento in cui la stella compagna comincia a uscire dalla sequenza principale e riempie il suo Lobo di Roche.

dalla compagna. In questa fase la pulsar si comporta come se fosse isolata, aumentando il proprio periodo. Benché il meccanismo che dà luogo all'emissione radio sia in atto, è possibile che il segnale pulsato non sia visibile a causa dell'assorbimento di tipo *free-free* da parte del materiale che circonda la stella. Come conseguenza del rallentamento della pulsar, la pressione esercitata dalla radiazione e dal vento relativistico da essa provenienti, decresce fino a che la materia circostante entra nel campo gravitazionale della stella di neutroni e la fase di *ejector* ha termine.

A questo punto è necessario introdurre una nuova grandezza: il raggio magnetosferico  $R_{mag}$ , raggio al quale la pressione del gas in caduta,  $P_{gas} = \rho_{gas} v_{gas}^2$  uguaglia la pressione del campo magnetico,  $P_{mag} = B^2/8\pi$ :

$$R_{mag} = 9.8 \cdot 10^5 \varphi B_8^{4/7} \dot{M}_E^{-2/7} M_1^{-1/7} R_6^{10/7} \text{ cm} \quad (1.16)$$

dove  $\varphi$  è il rapporto tra il raggio magnetosferico e quello di Alfvén (definito come il raggio per cui, per accrescimento sferico, la pressione del campo magnetico equilibra quella del gas in caduta) e si può assumere  $\sim 1$  (Wang 1997),  $B_8$  è il campo magnetico in unità di  $10^8$  G,  $M_1$  è la massa della stella di neutroni in masse solari,  $\dot{M}_E$  è il tasso di accrescimento espresso in unità di Eddington (ossia  $1.5 \cdot 10^{-8} R_6 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ ) e  $R_6$  il raggio della stella in unità di  $10^6$  cm (Burderi, King & Wynn 1996).

Alla fine della fase di *ejector* la materia in caduta potrà raggiungere il raggio magnetosferico. Fino a che, a tale raggio, la velocità delle linee del campo magnetico rimane maggiore di quella kepleriana, la forza centrifuga da esse esercitata accelera la materia in caduta espellendola dal sistema. Poiché dunque in questa fase, detta di *propeller*, la stella di neutroni trasferisce momento angolare al plasma circostante, il suo periodo aumenterà ancora. La fase di *propeller* ha termine quando la velocità delle linee del campo al raggio magnetosferico sarà decresciuta fino a portarsi al valore locale della velocità kepleriana; a questo punto la barriera centrifuga si apre e può iniziare l'accrescimento della materia trasportata nel vento della stella compagna sulla superficie della stella di neutroni. In questa fase evolutiva la stella di neutroni acquista momento angolare dal plasma accresciuto e il suo periodo di rotazione diminuisce lentamente.

La fase chiave per la creazione di una millisecond pulsar ha inizio quando la stella compagna comincia a evolvere dalla sequenza principale e riempie il suo Lobo di Roche: ha così inizio il trasferimento di massa attraverso

il punto lagrangiano interno del sistema binario con formazione di un disco di accrescimento. La stella di neutroni a questo punto accresce dal disco, a tassi molto elevati (fino a  $10^{-8} M_{\odot}$  all'anno) acquistando momento angolare e aumentando così la sua velocità di rotazione.

Dato un tasso di accrescimento  $\dot{M}_{acc}$ , una stella di neutroni in un sistema binario può essere accelerata fino ad un periodo minimo  $P \propto B^{6/7} \dot{M}_{acc}^{-3/7}$  per il quale la sua velocità di rotazione è in equilibrio con quella del bordo interno del disco: a questo punto cessa il trasferimento di momento angolare dalla compagna e la stella di neutroni si pone, nel diagramma  $B - P$  sulla retta  $P \propto B^{6/7} \dot{M}_{acc}^{-3/7}$  detta *spin-up line*.

La fase di accrescimento via Lobo di Roche (*Roche Lobe Overflow*, RLO) dura, in sistemi binari di piccola massa, da  $10^7$  fino a  $5 \cdot 10^8$  anni durante i quali il campo magnetico decresce fino a giungere a valori di  $10^{8-9}$  G (le modalità di questo decadimento di  $B$  non sono ancora chiare e sono dunque oggetto di un ampio dibattito scientifico; si veda in proposito l'appendice A). In questa fase la stella di neutroni appare come una sorgente di raggi X inclusa in un sistema binario con una compagna di piccola massa.

Quando il trasferimento di massa ha termine, se i valori di  $B$  e  $P$  sono decresciuti in modo tale da riportare la sorgente a sinistra della *death line*, il meccanismo di emissione radio sarà nuovamente in grado di funzionare e si accenderà una millisecond pulsar il cui periodo riprenderà ad allungarsi, ma ad un tasso molto inferiore rispetto a quello delle pulsar ordinarie, in ragione del basso campo magnetico. In base al modello di *recycling* dunque, le binarie X di piccola massa (LMXB, *Low Mass X-ray Binaries*) sarebbero le progenitrici delle pulsar al millisecondo.

## 1.5 Emissione Radio alternata ad emissione X?

Si è detto che nella fase di *Roche Lobe Overflow* le stelle di neutroni sono sorgenti di raggi X. Ora ci domandiamo: nella stessa fase evolutiva, esse possono anche emettere come radiopulsar?

Una prima condizione necessaria perché ciò avvenga è che la stella di neutroni sia stata riaccelerata abbastanza per trovarsi a sinistra della linea della morte. Ma ciò non è sufficiente.

Una seconda condizione necessaria è che il cilindro di luce della pulsar sia pulito, cioè privo di plasma proveniente dalla stella compagna. Ciò si traduce

nella seguente condizione:

$$R_{mag} \geq R_{LC} \quad (1.17)$$

ossia, facendo uso delle equazioni 1.16 e 1.3:

$$\dot{M}_E \leq 1.3 \cdot 10^{-13} \varphi^{7/2} P_{NS}^{-7/2} B_8^2 R_6^5 \quad (1.18)$$

Con i parametri tipici delle millisecond pulsar ( $P_{NS} = 3$  ms,  $B = 10^8$  G e  $R = 10^6$  cm), otteniamo:

$$\dot{M} \lesssim 1.2 \cdot 10^{-12} \quad M_\odot \text{ yr}^{-1} \quad (1.19)$$

Nel caso di sorgenti X brillanti e stazionarie, la seconda condizione è usualmente non soddisfatta: esse infatti accrescono ad un tasso molto elevato, vicino al limite di Eddington  $\simeq 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ , valore largamente superiore a quello stimato sopra. Tale limite si raggiunge quando la forza  $F_{rad} = L\sigma_T/4\pi r^2 c$  (dove  $\sigma_T$  è la sezione d'urto Thompson degli elettroni) che la pressione di radiazione esercita sul gas in caduta, uguaglia la forza gravitazionale  $F_{grav} = GM(m_p + m_e)/r^2 \approx GMm_p/r^2$ . Da questa uguaglianza otteniamo un valore limite per la luminosità di accrescimento dato da:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \quad (1.20)$$

che corrisponde a un tasso di accrescimento pari a:

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{m_p 4\pi c R_{NS}}{\sigma_T} = 1.5 \cdot 10^{-8} R_6 \quad M_\odot \text{ yr}^{-1} \quad (1.21)$$

Al di sopra di tali valori la pressione di radiazione prevale sulla forza gravitazionale e il materiale non può più essere accresciuto.

Nelle sorgenti brillanti stazionarie, si è dunque visto che non è possibile l'accensione della radiopulsar. Esistono però particolari sistemi, chiamati **Transienti X**, la cui luminosità in banda X (indice del tasso di massa accresciuta  $\dot{M}$ ) varia di molti ordini di grandezza, quando la sorgente passa da uno stato di *outburst* ad uno stato di *quiescenza*. Durante quest'ultima fase, si ritiene che l'accrescimento cali drasticamente e che quindi il raggio magnetosferico possa divenire più grande del raggio del cilindro di luce rendendo così teoricamente possibile l'accensione del meccanismo di emissione radio.

Ciò non è ancora sufficiente a garantire l'osservabilità della stella di neutroni come pulsar: la sua visibilità dipende infatti ulteriormente sia da

un fattore geometrico (il fascio emittente deve intersecare la linea di vista), sia dal grado di assorbimento dovuto alla presenza di materia circumstellare.

I sistemi transienti X sembrano comunque i più promettenti candidati per una verifica osservativa del legame fra binarie X di piccola massa e pulsar al millisecondo e, di conseguenza, per testare il modello di *recycling*. In ragione di ciò passiamo ora ad una presentazione delle caratteristiche di questi sistemi.

## 1.6 Sorgenti X Transienti

Le sorgenti che mostrano variazioni, talora ricorrenti, nel loro flusso di raggi X sono dette *sorgenti binarie X transienti*. Esse vennero classificate (White et al. 1984) in base alle loro proprietà spettrali, in tre famiglie: transienti duri (HXT, *Hard X-ray Transients*), soffici (SXT, *Soft X-ray Transient*) e ultrasoffici (USXT). Questa suddivisione si è poi rivelata molto significativa in quanto riflette la diversa natura delle tre classi. Le sorgenti ultra soffici ospitano un buco nero in accrescimento da una stella di piccola massa e pertanto non sono oggetto della presente ricerca. Il meccanismo che ne regola il comportamento è comunque analogo a quello dei transienti soffici descritti nella sezione §1.6.2.

### 1.6.1 Hard X-ray Transients

Gli HXT sono formati da una stella di neutroni fortemente magnetizzata con una compagna molto massiva (di tipo O-B, spesso Be). La natura transiente di questi oggetti è dovuta all'eccentricità dell'orbita del sistema binario a causa della quale il vento dalla compagna investe la stella di neutroni solamente quando questa si trova in periastro (fig. 1.4); questo dà origine a *outburst* periodici di limitata entità. *Outburst* più significativi si hanno quando la stella Be espelle, a causa della sua elevata velocità di rotazione, uno strato di materia dal piano equatoriale che può arrivare a riempire tutta l'orbita. In questo caso si parla di HXT di classe II, mentre se il meccanismo di emissione X è legato all'accrescimento periodico via vento, si parla di HXT di classe I (Stella & White 1986).

A causa della variazione del tasso di accrescimento risultante dal moto orbitale e/o dal cambiamento delle proprietà del vento della compagna, i transienti duri, e più in generale i sistemi binari contenenti stelle massive in orbite eccentriche, offrono, in teoria, la possibilità di studiare le stelle di

neutroni in essi contenute, in tre diversi possibili regimi: accrescimento sulla superficie della stella, che dà luogo all'emissione X dura, accrescimento sulla magnetosfera, che si riscontra quando la barriera centrifuga si chiude (e  $R_{mag}$  è ancora minore di  $R_{LC}$ ) e che produce raggi X meno energetici, e emissione di dipolo magnetico, che si può osservare se il tasso di accrescimento cala in modo tale da far sì che la magnetosfera si estenda oltre il raggio del cilindro di luce. Su questa classe di oggetti, dunque sono state attuate osservazioni in banda radio, oltre che in X, alla ricerca di segnale periodico da una pulsar. In diversi casi tale ricerca ha sortito risultati positivi mostrando però sovente la compresenza di emissione X ed emissione radio.

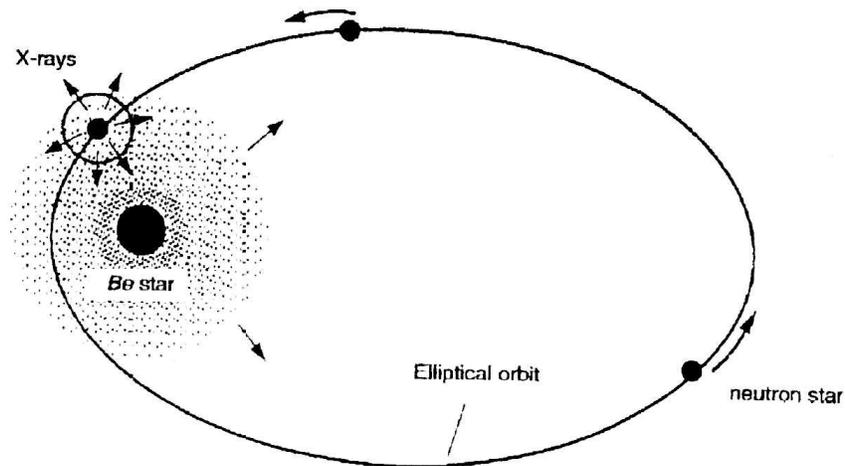


Figura 1.4: Modello per sorgenti X transienti dure (HXT).

L'esempio più noto è quello della pulsar binaria 1259-63 (la cui compagna è una stella di tipo Be) che è stata osservata anche in X (Campana *et al.* 1995): l'emissione in questo caso non è dunque attribuibile ad accrescimento sulla superficie della stella di neutroni ma più probabilmente al fronte d'urto tra il vento relativistico proveniente dalla pulsar e la materia che fuoriesce dalla stella compagna.

Sebbene mostrino sia emissione X sia emissione radio, tali sorgenti non sono però oggetto di interesse per questo lavoro poiché non producono pulsar al millisecondo (la stella compagna infatti, essendo molto massiva evolve rapidamente e non è perciò in grado di trasferire un quantitativo sufficiente di

materia, e quindi di momento angolare, neppure per valori di  $\dot{M}$  elevati) e non sono dunque utili per testare il *recycling model*.

### 1.6.2 Soft X-ray Transients

I SXT sono sistemi composti da una stella di neutroni debolmente magnetizzata, che accresce, via Lobo di Roche, da una stella di piccola massa di tipo K-M. Il trasferimento di massa conosce dei periodi di quiescenza, che durano  $1 \div 100$  anni, che si alternano a improvvisi aumenti della luminosità X liberata dalla materia accresciuta, della durata di  $10 \div 100$  giorni. La causa di tale comportamento transiente non è ancora ben nota.

Sorgente	Log $L_X$ outb. (erg/s)	Log $L_X$ quiesc. (erg/s)	Dist. (kpc)	l ( $^\circ$ )	b ( $^\circ$ )	$P_{orb}$ (h)
0748-676	36.6	$\sim 34$	10	280.0	-19.3	3.8
1455-314	37.6	32.5	1.5	332.2	+23.9	15.1
1608-522	37.6	33.3	3.5	330.9	-0.9	–
1658-298	$\sim 36$	–	10	359.8	+07.3	7.2
1730-335	$\sim 37$	33.3	10	354.8	-0.2	–
1730-220	36.5	–	10	4.5	+5.9	–
1731-260	$\sim 37$	–	8.5	1.1	+3.6	–
1735-280	36.5	–	10	359.6	+1.6	–
1742-289	37.5	$\sim 35$	8.0	359.9	-0.0	8.4
1745-203	$\sim 38$	33.3	10	4.9	+3.8	–
1803-245	37.3	–	10	6.1	-1.9	–
1808-365	$\sim 36.8$	32.3	$\sim 4$	355	-8	2.01
1908+005	37.6	32.8	2.5	35.7	-4.1	18.9
2123-058	$\sim 37$	–	$\sim 10$	46.4	-36.2	5.95

Tabella 1.1: Campione di sorgenti SXT: per ognuna sono indicate, quando note, la luminosità X osservata in *outburst* nella banda 2-10 keV e in quiescenza nella banda 0.5-10 keV (tranne 1742-289 osservata tra 3 e 10 keV e 1745-203, tra 0.5 e 4.5 keV), la distanza (quando non nota è stato assunto un valore di 10 kpc), le coordinate galattiche e il periodo orbitale.

Il modello oggi più accreditato ipotizza che siano instabilità termiche nel disco di accrescimento a provocare brusche variazioni nel tasso di trasferimento di materia sulla stella di neutroni. Partendo dal presupposto che un disco sia stabile se neutro o se completamente ionizzato, questo modello prevede che, per determinati valori del tasso di accrescimento, si venga a instaurare un ciclo per cui, all'accumularsi di materia su di esso, il disco aumenta la sua temperatura

e la sua densità fino a un valore critico, raggiunto il quale passa da uno stato neutro a uno stato ‘caldo’, di completa ionizzazione e inizia bruscamente a trasferire materia. Man mano che la stella di neutroni accresce, la densità del disco scende al di sotto del valore critico, si torna alla condizione iniziale e l'accrescimento cessa (Tanaka & Shibazaki 1996). L'irraggiamento di energia di accrescimento da parte della stella di neutroni può ulteriormente influenzare questo ciclo.

Nella tabella 1.1 riportiamo le principali caratteristiche osservative di un campione di 12 sorgenti transienti soffici. I *Soft X-ray Transients* sono una classe di oggetti piuttosto disomogenea. Ne elenchiamo di seguito le principali caratteristiche osservative:

**Curva di luce X:** la crescita del flusso X, che porta la luminosità a valori pari a  $L_X \sim 10^{37-38} \text{ erg s}^{-1}$ , avviene su tempi dell'ordine del giorno ed è seguita da un lento decadimento su tempi scala di settimane o mesi. *Outburst* di questo tipo sono stati osservati in Aql X-1 (1908+005), Cen X-4 (1455-314), 4U 1730-220 e A 1742-289, mentre in altre sorgenti (ad esempio 1608-522), alle fasi di quiescenza si alternano lunghi periodi in cui il flusso X rimane su valori piuttosto elevati. Normalmente gli intervalli tra *outburst* successivi non sono regolari, se si eccettua il caso di Aql X-1, e per diverse sorgenti si è osservato un solo evento di questo tipo. I SXT sono inoltre caratterizzati dalla presenza di *burst* di tipo I, ossia flash termonucleari che derivano dal bruciamento improvviso di materia sulla superficie della stella. Questa fenomenologia non si è riscontrata negli USXT (supposti buchi neri), mentre ha permesso di determinare in modo univoco la natura dell'oggetto centrale nel caso dei SXT (una stella di neutroni, un oggetto compatto dotato di una superficie solida).

**Spettri:** la casistica è molto varia e dipende pesantemente dall'intervallo di luminosità indagato. Mentre intorno ai valori di picco ( $L_X \sim 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ ) lo spettro, risultante dall'accrescimento di materia sulla superficie della stella, è formato da una componente relativamente soffice, per luminosità intermedie ( $10^{35-37} \text{ erg s}^{-1}$ ) si osserva una coda ad alte energie (fino a 100 keV). Questa transizione spettrale è stata interpretata da alcuni autori (Campana *et al.* 1998a) come segno dell'instaurarsi della fase di *propeller*. Per quanto riguarda lo stato di quiescenza ( $L_X \sim 10^{32-33} \text{ erg s}^{-1}$ ) gli spettri sono caratterizzati da una componente di corpo nero con una temperatura equivalente  $KT_{bb} \sim 0.1 - 0.3 \text{ keV}$ . In alcuni oggetti, come ad esempio Aql X-1 e Cen X-4, si è

osservata una coda ad alte energie che può essere attribuita all'accensione di una radiopulsar: questa componente spettrale potrebbe infatti derivare dal fronte d'urto tra la materia persa dalla compagna e particelle relativistiche dalla pulsar (regime di *shock emission*; Campana *et al.* 1998b).

**Osservazioni in banda ottica:** alla forte attività X è spesso associata una considerevole crescita della luminosità ottica; in alcuni SXT sono stati misurati aumenti di più di 6 magnitudini. Lo spettro ottico, durante gli *outburst* è costituito da un continuo piatto solcato da righe di emissione (Balmer, He II, N III), risultante dal riprocessamento dei fotoni di alta energia da parte del disco di accrescimento. In quiescenza è stato talvolta possibile osservare lo spettro ottico della stella compagna, cosa che ha permesso di determinare, per 7 binarie transienti, il periodo orbitale.

**Distribuzione spaziale:** come i sistemi persistenti, anche i *Soft X-ray Transients* risultano concentrati prevalentemente sul piano galattico.

## 1.7 Pulsar in SXT in quiescenza: una ricerca ragionevole?

Sottoponiamo ora la classe dei transienti X soffici al vaglio delle due condizioni *necessarie* per emettere come radiopulsar, che abbiamo enunciato nel paragrafo §1.5.

### 1.7.1 Periodi di Rotazione e Campi Magnetici

Si è a lungo sospettato che le stelle di neutroni nelle binarie X di piccola massa (LMXB), come discusso nel paragrafo §1.4.2, possano essere accelerate dall'accrescimento fino a periodi dell'ordine del millisecondo, tuttavia il primo riscontro forte si è avuto solo recentemente quando, nell'aprile 1998, osservazioni col satellite RXTE (*Rossi X-ray Timing Explorer*) del transiente soffice SAX J1808.4-3658 durante una fase di forte attività X (*outburst*) hanno rivelato una pulsazione coerente con una periodicità di 2.49 ms indice dell'accrescimento sulle cappe polari di una stella di neutroni rapidamente rotante (Wijnands & van der Klis 1998). Emissione coerente con periodi dell'ordine del millisecondo è stata altresì osservata durante *burst* termonucleari, in diverse altre binarie X di piccola massa (van der Klis 2000, Wijnands, Strohmayer & Franco 2000), dando una forte indicazione della presenza di oggetti con elevati regimi rotazionali all'interno di tali sistemi.

Un ulteriore indizio della presenza di stelle di neutroni con periodi di rotazione elevati nelle LMXB, ci viene dalla scoperta, prevalentemente da parte di RXTE, di coppie di oscillazioni quasi periodiche (QPO) del segnale X, a frequenze dell'ordine del kHz. I picchi di tali segnali appaiono muoversi simultaneamente nello spettro di potenza al variare della luminosità X e la loro differenza in frequenza, in base al modello dei battimenti (*beat-frequency model*), è interpretata come la frequenza di rotazione della stella di neutroni,  $\nu_{NS}$  (o una sua armonica). Il *beat-frequency model*, infatti, prevede che l'oscillazione a frequenza maggiore, che indichiamo con  $\nu_1$ , sia da associare alla rotazione del disco di accrescimento ad un particolare raggio (ad esempio il raggio del punto sonico, o il raggio magnetosferico, a seconda del modello applicato) mentre quella a frequenza minore,  $\nu_2$ , sia attribuibile a un fenomeno di battimento tra  $\nu_1$  e la frequenza di rotazione della stella di neutroni (Miller 2000).

Sorgente	$\nu_1$ (Hz)	$\nu_2$ (Hz)	$\Delta\nu$ (Hz)	$\nu_{NS}$ (Hz)
1636-53	1156	880	276	581
1658-298	–	–	–	567
1702-43	–	–	–	330
1728-34	1100	736	363	363
1731-260	1159	898	260	524
1744-29	–	–	–	589
1908+005	760	–	–	549

Tabella 1.2: Sorgenti con variabilità quasi coerente al millisecondo.

In tabella 1.2 sono riportate alcune sorgenti che hanno mostrato, durante i già citati *burst* termonucleari, pulsazioni coerenti le cui periodicità riproducono con buona approssimazione la differenza di frequenza  $\Delta\nu$  osservata tra i due picchi delle oscillazioni quasi periodiche, laddove siano state rivelate, a supporto della validità del *beat-frequency model*. Recentemente, comunque, l'osservazione che la differenza in frequenza  $\Delta\nu$  non è costante, ha stimolato lo sviluppo di modelli alternativi per spiegare la coppia di QPO (Stella & Vietri 1999, Psaltis *et al.* 1999, Fragile *et al.* 2000).

Assumendo che l'accrescimento abbia portato le stelle di neutroni dei SXT a ruotare con periodi prossimi a quello di equilibrio (quello cioè per cui la stella di neutroni ruota alla stessa velocità angolare del bordo interno del disco di

accrescimento e si pone, nel grafico campo magnetico-periodo, sulla *spin-up line*), è possibile dare una stima dei campi magnetici tipici delle sorgenti X transienti. Dall'equazione per il periodo di equilibrio, otteniamo:

$$B = 0.46 \cdot 10^9 M_{1.4}^{5/6} R_6^{-1/2} \dot{M}_{-8}^{-1/2} (\omega_c P_{-3})^{7/6} \quad \text{G} \quad (1.22)$$

dove  $M_{1.4}$  è la massa della stella di neutroni in unità di  $1.4 M_\odot$ ,  $R_6$  il raggio in unità di  $10^6$  cm,  $\dot{M}_{-8}$  il tasso di accrescimento in  $10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ ,  $P_{-3}$  il periodo di rotazione in millisecondi e  $\omega_c$  un fattore ( $\sim 1$ ) che tiene conto di eventuali rallentamenti del periodo dovuti all'interazione tra il disco di accrescimento e la magnetosfera. Con i parametri tipici per le stelle di neutroni ( $M_{1.4} = 1$  e  $R_6 = 1$ ) e utilizzando le luminosità registrate in *outburst* e i periodi desunti dalle QPO o osservati nel corso dei *burst* termonucleari, si ottengono valori del campo magnetico  $B = 2 \cdot 10^8 \div 2 \cdot 10^9$  G (White & Zhang 1997).

Per mezzo del monitoraggio della fase di declino degli *outburst*, è stato possibile ottenere stime più precise sui campi magnetici tipici delle sorgenti X transienti: per alcuni oggetti (Aql X-1, SAX J1808.4-3658) è stata osservata, intorno a luminosità  $L_X^{prop} \sim 10^{36}$  erg s $^{-1}$ , una variazione spettrale e un irripidimento della curva di luce, interpretate (Campana *et al.* 1998a) come dovute alla chiusura della barriera centrifuga e all'instaurarsi della fase di *propeller* (§1.4.2). Imponendo quindi che, per i valori della luminosità a cui si osserva questa transizione, il raggio magnetosferico  $R_{mag}$  uguagli quello di corotazione  $R_{co}$  (al quale la velocità periferica delle linee del campo, che coruotano con la stella di neutroni, raggiunge la velocità kepleriana locale), otteniamo

$$B = 3.4 \cdot 10^7 M_{1.4}^{1/3} R^{-5/2} P_{-3}^{7/6} \left( \frac{L_X^{prop}}{10^{36}} \right)^{1/2} \quad \text{G} \quad (1.23)$$

Utilizzando un periodo di 3 ms e i parametri tipici di massa e raggio per le stelle di neutroni, si ricava un campo magnetico  $B \simeq 10^8$  G.

Nel caso di SAX J1808.4-3658, per il quale la pulsazione coerente risulta osservabile durante tutto l'*outburst* e non solamente nel corso dei bruciamenti termonucleari, è possibile fornire un limite superiore e un limite inferiore per il valore del campo magnetico (Psaltis & Chakrabarty 1999): poiché si osserva emissione X pulsata causata da accrescimento sulle calotte polari, il raggio magnetosferico deve essere minore di quello di corotazione (ossia la barriera centrifuga deve essere aperta). D'altro canto  $R_{mag}$  deve essere anche maggiore del raggio fisico della stella di neutroni (§3.5) altrimenti l'effetto del campo

magnetico di incanalamento del flusso di materia verso i poli sarebbe assente e l'accrescimento non sarebbe più limitato alle sole cappe polari. Da queste condizioni e dalla conoscenza del periodo di rotazione, si ottiene un valore del campo magnetico nell'intervallo  $B = 10^8 \div 10^9$  G.

Osservando il diagramma  $B-P$ , in figura 1.2, si nota che stelle di neutroni con periodi di rotazione  $P < 10$  ms e campi magnetici di  $\sim 10^8$  G, si trovano al di sopra della linea della morte e perciò possono potenzialmente emettere come radiopulsar.

### 1.7.2 Flusso X in quiescenza

Negli ultimi anni, grazie alla messa in orbita di satelliti con sensibilità sempre maggiori, è stato possibile rivelare numerose sorgenti X transienti in fase di quiescenza, con luminosità dell'ordine di  $10^{32} - 10^{33}$  erg s<sup>-1</sup>. L'analisi spettrale di tali oggetti ha mostrato la presenza di una componente di corpo nero ( $KT = 0.3$  keV, dove  $K$  è la costante di Boltzman) e, talvolta, di una coda ad energie più elevate (fino al centinaio di keV).

L'origine della luminosità in quiescenza è una questione ancora aperta e soggetta a molteplici interpretazioni: la componente dura è stata interpretata come dovuta a emissione generata dal fronte d'urto fra il vento di particelle relativistiche proveniente da una radiopulsar e il materiale circostante (Campana *et al.* 1998b) o come prodotta in un disco di accrescimento dominato da processi avvettivi (Narayan *et al.* 1996, Yi *et al.* 1996). Per la componente di corpo nero invece, si ipotizza (i) accrescimento sulla superficie della stella di neutroni o (ii) sulla magnetosfera (quest'ultimo caso si verifica qualora il campo magnetico sia tale da far sì che la barriera centrifuga si chiuda e abbia inizio la fase di *propeller*), oppure (iii) emissione termica per raffreddamento della stella di neutroni.

La condizione necessaria per l'accensione di una pulsar radio enunciata in §1.5, che il cilindro di luce sia sgombro dal plasma proveniente dall'ambiente circostante, può essere invalidata solamente nel caso in cui la luminosità X in quiescenza derivi da accrescimento. Analizziamo dunque, alla luce dei dati presentati nella sezione precedente, le luminosità X attese per i due possibili processi di accrescimento sulla superficie stellare o sulla magnetosfera.

Affinché la massa trasferita giunga sulla superficie della stella di neutroni, la velocità periferica di rotazione delle linee del campo magnetico al raggio

magnetosferico deve essere inferiore al valore locale della velocità kepleriana (barriera centrifuga aperta). Da ciò, uguagliando le due velocità, è possibile derivare un valore minimo per la luminosità dovuta ad accrescimento sulla superficie, in funzione del periodo di rotazione e del campo magnetico della stella di neutroni (Stella *et al.* 1994):

$$L_{min} \simeq 8.6 \cdot 10^{36} B_8^2 P_{-3}^{-7/3} M_{1.4}^{-2/3} R_6^5 \quad \text{erg s}^{-1} \quad (1.24)$$

dove  $B_8$  è il campo magnetico in unità di  $10^8$  G,  $P_{-3}$  il periodo di rotazione espresso in ms,  $M_{1.4}$  e  $R_6$  la massa e il raggio della stella di neutroni in unità di  $1.4 M_\odot$  e  $10^6$  cm. Utilizzando i parametri tipici per le stelle di neutroni e le stime fatte nella sezione precedente per il campo magnetico ( $\sim 10^8$  G) e il periodo ( $\sim 3$  ms) otteniamo  $L_{min} \simeq 6 \cdot 10^{35}$  erg s $^{-1}$ , ben al di sopra dei valori registrati; possiamo dunque escludere che la luminosità in quiescenza sia attribuibile ad accrescimento diretto sulla stella, a meno che le stelle di neutroni abbiano campi magnetici e periodi rotazionali molto diversi da quelli delle tipiche pulsar al millisecondo.

Se invece la barriera centrifuga è chiusa (regime di *propeller*), possiamo stimare la minima luminosità prodotta dall'accrescimento sulla magnetosfera imponendo che il raggio magnetosferico sia uguale al raggio del cilindro di luce. Per valori di  $R_{mag}$  maggiori sarebbe possibile l'accensione di una radiopulsar la cui pressione di radiazione ( $\propto r^{-2}$ ) spazzerebbe la materia in caduta (la cui pressione, nel caso di simmetria sferica, va come  $r^{-5/2}$ ) inibendo l'accrescimento sulla magnetosfera (Stella *et al.* 1994):

$$L_{min}(R_{LC}) = \frac{GM\dot{M}}{R_{LC}} \simeq 3 \cdot 10^{34} B_8^2 P_{-3}^{-9/2} M_{1.4}^{1/2} R_6^6 \quad \text{erg s}^{-1} \quad (1.25)$$

Possiamo allora stimare un limite superiore sulla frazione  $q$  di luminosità  $X$  in quiescenza dovuta ad accrescimento sulla magnetosfera, tale da permettere ancora l'accensione di una pulsar. Deve essere:

$$q \cdot L_{obs} = L_{acc} < L_{min}(R_{LC}) \quad (1.26)$$

da cui:

$$q < \frac{L_{min}(R_{LC})}{L_{obs}} = \frac{2.3 \cdot 10^{32} \text{ erg/s}}{L_{obs}} B_8^2 P_{3 \text{ ms}}^{-9/2} \quad (1.27)$$

dove abbiamo adottato i valori standard per massa e raggio della stella di neutroni ( $M = 1.4 M_\odot$ ,  $R = 10$  km) e abbiamo espresso i valori in funzione delle stime per campo magnetico e periodo del paragrafo precedente.

$L_{obs} \sim 10^{32} \div 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$  è la componente di corpo nero della luminosità X osservata in quiescenza e  $L_{acc}$  quella prodotta da accrescimento. Otteniamo che, affinché il cilindro di luce sia libero e la stella di neutroni possa emettere come radiopulsar

$$q \lesssim 0.23 B_8^2 P_{3 \text{ ms}}^{-9/2} L_{obs,32}^{-1} \leq 1 \quad (1.28)$$

Esaminando la tabella 1.1 si nota che per qualche oggetto  $L_{min}(R_{LC}) \gtrsim L_{obs}$  (e quindi sarebbe  $q \gtrsim 1$ ). In questi oggetti la luminosità osservata in quiescenza non è di per sé sufficiente per essere alimentata da accrescimento sulla magnetosfera. Per altre sorgenti in tabella, l'accensione della radiopulsar è plausibile a patto che, alla peggio, una frazione  $s > 1 - q$  della luminosità X soffice in quiescenza, sia attribuibile a meccanismi di emissione diversi dall'accrescimento.

Come già anticipato, l'origine della componente di corpo nero della luminosità  $L_{obs}$  in quiescenza è tuttora oggetto di dibattito scientifico e fenomeni di accrescimento non possono essere del tutto esclusi (van Paradijs *et al.* 1987, Narayan *et al.* 1996). Recenti lavori hanno però mostrato come in molti transienti X soffici, *gran parte* o *tutta* la componente di corpo nero della luminosità X emessa in fase di quiescenza, possa essere ascritta al raffreddamento della stella di neutroni riscaldata durante gli episodi di *outburst* (Brown, Bildsten & Rutledge 1998, Colpi *et al.* 2001). Secondo questi risultati,  $s \rightarrow 1$  e ne consegue che, in linea di principio, in molti SXT in quiescenza, dovrebbe essere verificata la condizione relativa alla “pulizia” del cilindro di luce.

## 1.8 Una ricerca ragionevole!

In definitiva, *i Transienti X soffici sembrano rispondere ad ambedue i requisiti necessari per emettere come radiopulsar durante le fasi di quiescenza*: hanno campi magnetici e periodi rotazionali tali da porli sopra la linea della morte e presentano cali di luminosità, in quiescenza, tali da permettere l'espansione della magnetosfera oltre il raggio del cilindro di luce e quindi l'accensione del meccanismo di emissione radio. Essi sono quindi oggetti d'elezione per condurre una ricerca sistematica di pulsazioni radio al millisecondo in sistemi binari. Una loro rivelazione costituirebbe una prova decisiva a favore del modello di *recycling* descritto in §1.4.2; se invece le osservazioni non dovessero dare esito positivo, si porrebbero comunque dei vincoli riguardo alla evoluzione

delle binarie X transienti, in particolare per quanto riguarda la distribuzione di materia circumstellare e il processo di trasferimento di massa in questi sistemi.



## Capitolo 2

# Metodi di osservazione e analisi

### 2.1 Sensibilità di un apparato osservativo

La minima densità di flusso rilevabile da un radiotelescopio, per una pulsar di periodo  $P$ , è data dall'equazione:

$$S_{min} = n\sigma \frac{T_{sys} + T_{sky}}{G\sqrt{N_p\Delta t\Delta\nu_{MHz}}} \sqrt{\frac{W_e}{P - W_e}} \quad \text{mJy} \quad (2.1)$$

dove  $n\sigma$  è il minimo rapporto segnale/rumore per cui viene effettuata la ricerca,  $T_{sys}$  è la temperatura di rumore del sistema,  $T_{sky}$  è la temperatura di fondo cielo (entrambe in °K),  $G$  il guadagno dell'antenna in °K/Jy,  $N_p$  il numero di polarizzazioni,  $\Delta t$  il tempo di integrazione in secondi e  $W_e$  la larghezza effettiva, anch'essa in secondi, dell'impulso, che dipende dalla larghezza intrinseca, dalla risoluzione temporale dello strumento e dal deterioramento che l'impulso subisce nell'attraversare il mezzo interstellare a causa dei fenomeni di *dispersione* e *diffusione*.

#### 2.1.1 Dispersione

La velocità di gruppo  $v_g$  di un'onda elettromagnetica in un plasma, è data da:

$$v_g = c\sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2} \quad (2.2)$$

dove  $c$  è la velocità della luce, il termine sotto radice rappresenta l'indice di rifrazione del mezzo e  $\nu_p$  è la frequenza di plasma (frequenza al di sotto della quale un segnale viene totalmente assorbito dal mezzo), data da:

$$\nu_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}} \sim 10 \quad \text{kHz} \quad (2.3)$$

con  $e$ ,  $n_e$  e  $m_e$  rispettivamente la carica, la densità numerica e la massa degli elettroni e i valori assunti quelli tipici del mezzo interstellare ( $n_e = 1 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$ ). Per frequenze molto maggiori di quella di plasma, possiamo riscrivere la 2.2 come segue:

$$v_g = c \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \right] \quad (2.4)$$

Il tempo che un segnale, emesso a una frequenza  $\nu$ , impiega a raggiungere un osservatore posto ad una distanza  $d$  sarà allora pari a:

$$t = \int_0^d \frac{dl}{v_g} \approx \int_0^d \frac{1}{c} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \right] dl = \frac{d}{c} + \frac{1}{2} \frac{e^2}{\pi m_e c} \frac{1}{\nu^2} DM \quad (2.5)$$

dove con  $DM = \int_0^d n_e dl$  indichiamo la *Misura di Dispersione*. Poiché le osservazioni radioastronomiche sono effettuate in banda larga, la dipendenza del tempo di arrivo da  $\nu$  produce un allargamento del profilo temporale dell'impulso  $\Delta t_{DM}$ <sup>1</sup>:

$$\Delta t_{DM} = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \left( \frac{1}{\nu_1^2} - \frac{1}{\nu_2^2} \right) DM \approx 8.3 \cdot 10^3 \frac{\Delta \nu_{MHz}}{\nu_{MHz}^3} DM \quad (2.6)$$

dove  $DM$  è espressa in  $\text{cm}^{-3} \text{ pc}$ ,  $\nu$  è la frequenza centrale (o la frequenza minima) della banda passante e  $\Delta \nu$  la larghezza di banda.

Per minimizzare il deterioramento che il segnale subisce a causa di questo fenomeno, è allora necessario dividere la banda passante del ricevitore in molteplici canali di larghezza  $\delta \nu$  in ognuno dei quali l'effetto della dispersione risulterà ridotto.

Per ciascun canale, centrato su una diversa frequenza, il tempo di arrivo del segnale periodico sarà ritardato al diminuire di  $\nu$  creando così la deriva dell'impulso che si osserva in figura 2.1. Questa 'traslazione' va compensata, per mezzo della conoscenza del valore di DM (ossia della distanza e della densità degli elettroni), in modo che l'integrazione del segnale su tutta la banda venga effettuata lungo la diagonale (o la curva quadratica nell' approssimazione del secondo ordine) che unisce i picchi degli impulsi registrati nei differenti canali permettendo di far emergere il segnale pulsato dal rumore di fondo; il processo che attua questa operazione è detto *dedispersione*.

---

<sup>1</sup>trascurando termini del secondo ordine in  $DM$ , approssimazione accettabile quando si valuta l'allargamento del profilo in un singolo canale. Quando la banda di osservazione è larga, l'effetto parabolico in  $DM$  diventa rilevante, come si nota in figura 2.1.

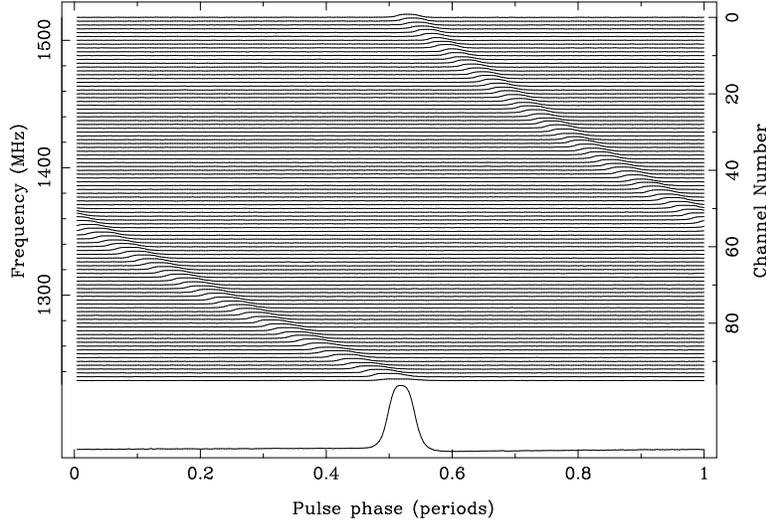


Figura 2.1: Effetto della dispersione sull'impulso della pulsar 1644-4559 osservata a Parkes. La frequenza massima di osservazione è  $\nu_{Max} = 1516.5 \text{ MHz}$ , la larghezza di banda  $\Delta\nu = 288 \text{ MHz}$ , divisa in 96 canali ognuno di ampiezza  $\delta\nu = 3 \text{ MHz}$ .

### 2.1.2 Diffusione

La diffusione, o *scattering*, è un fenomeno legato a disomogeneità nel mezzo interstellare. I fotoni emessi da una sorgente, a causa degli urti con la materia, percorrono cammini diversi giungendo quindi all'osservatore a tempi diversi (fig 2.2); da ciò deriva un allargamento degli impulsi pari a:

$$\delta t_{scatt} \propto \frac{d^2}{\nu^4} \quad (2.7)$$

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

L'allargamento effettivo  $W_e$  che l'impulso subisce è quindi dato da:

$$W_e = \sqrt{W^2 + (\beta\delta t)^2 + \delta t_{DM}^2 + \delta t_{scatt}^2} \quad (2.8)$$

dove  $W$  rappresenta la larghezza intrinseca dell'impulso,  $\beta$  è un parametro che tiene conto di diverse caratteristiche tecniche del ricevitore (e vale normalmente  $\sim 2$ ) e  $\delta t$  è il tempo di campionamento del segnale.

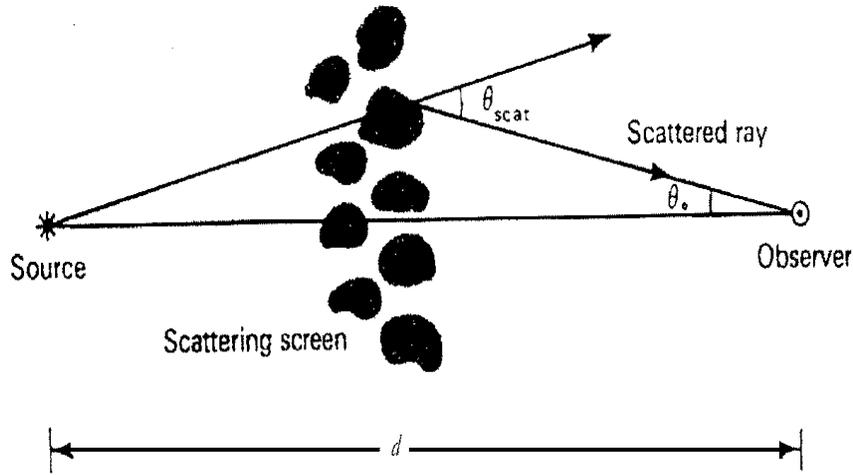


Figura 2.2: Effetto dello scattering sui fotoni emessi da una sorgente.

## 2.2 Metodi di osservazione

I dati analizzati nel corso di questo lavoro di tesi sono stati ottenuti per mezzo di osservazioni effettuate con il *beam* centrale del sistema multibeam (fig. 2.3) del radiotelescopio da 64 m di Parkes. Questo strumento è costituito da 13 diversi ricevitori, ognuno dei quali ha una larghezza di banda di 288 MHz e una frequenza di osservazione di 1.4 GHz. I 13 *beam* disponibili consentono di avere una copertura del cielo maggiore (si può osservare tutto il disco galattico con soli 2670 puntamenti), cosa molto utile per la ricerca di segnali su larga scala. Al momento tale sistema è utilizzato per la *Parkes Multibeam Pulsar Survey* che ha già portato alla scoperta di più di 600 nuove pulsar di cui 3 con periodo dell'ordine del millisecondo (D'Amico *et al.* 1999, Manchester 2000).

Le osservazioni qui trattate sono state fatte con due differenti sistemi di filtri: il primo, con frequenza massima  $\nu_{Max} = 1516.5$  MHz e larghezza di banda  $\Delta\nu = 288$  MHz, è diviso in 96 canali, ciascuno di ampiezza  $\delta\nu = 3$  MHz, il secondo, con  $\nu_{Max} = 1363.875$  MHz e  $\Delta\nu = 64$  MHz ha invece 256 canali ognuno dei quali ha una larghezza pari a 0.25 MHz. A causa della necessità di utilizzare due sistemi di filtri in contemporanea, per motivi tecnici, ai 96 canali del primo, se ne sono aggiunti artificialmente altri 32. I dati grezzi dunque, prima di essere analizzati sono stati ripuliti, per mezzo del programma fortran `filter1.f` riportato in appendice B, dai 32 canali spuri. Per due sorgenti

poi, a quello centrale è stato affiancato un altro *beam* così da permettere, eventualmente, la scoperta casuale di nuove pulsar; è stato quindi necessario separare i dati relativi alla sorgente da esaminare da quelli dell'altro *beam* per la qual cosa è stato messo a punto il programma `beam1.f` (in appendice B).



Figura 2.3: Ricevitore multibeam.

In figura 2.4 sono riportati i tabulati della pulsar di calibrazione 1644-4559, ottenuti col programma `fold_ch`, prima e dopo l'utilizzo di `filter1.f`. In ascissa troviamo la fase e in ordinata, sulla destra il numero dei canali e sulla sinistra la corrispondente frequenza.

La scelta di utilizzare i due sistemi di filtri descritti è stata fatta per ottimizzare le osservazioni mirate alla ricerca di pulsar al millisecondo in

sorgenti transienti. Il banco di filtri con i canali da 3 MHz e banda passante ampia ( $\Delta\nu_{MHz} = 288$ ) rende più elevato il rapporto segnale/rumore nel singolo canale e su tutta la banda, permettendo così di osservare segnali più deboli, secondo la formula per il flusso minimo (2.1).

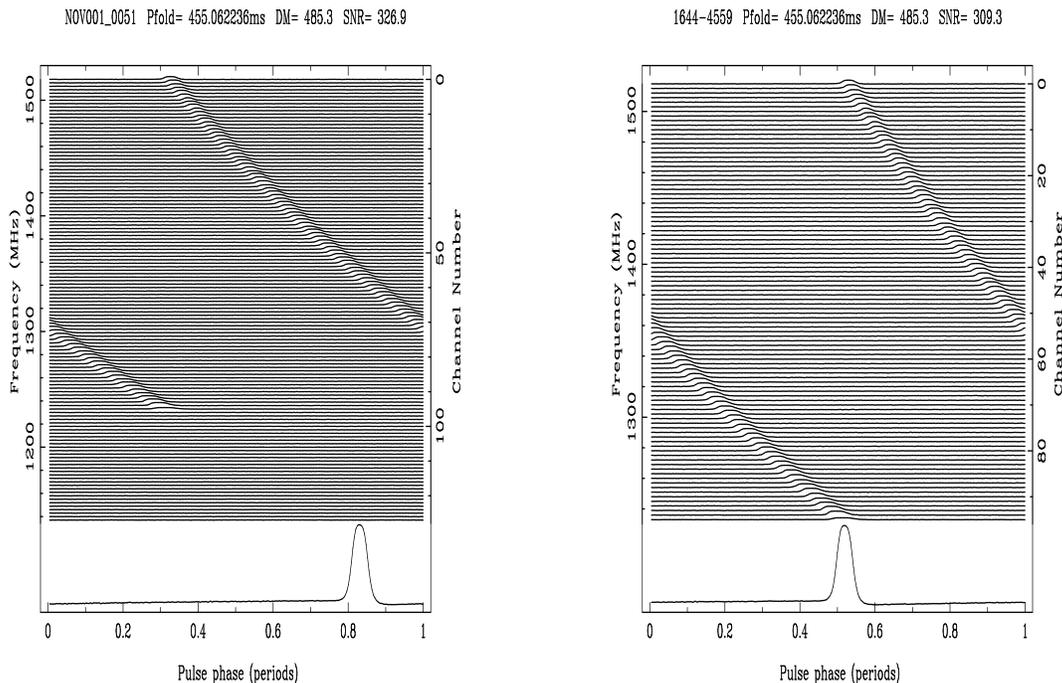


Figura 2.4: Grafico dell' impulso della pulsar 1644-4559 col sistema di filtri a 128 canali (a) e ripulito dai 32 canali 'morti' (b).

Il secondo sistema di filtri, con  $\Delta\nu$  e  $\delta\nu$  più piccole, permette invece di minimizzare l'allargamento degli impulsi dovuto alla dispersione (cosa fondamentale per le millisecond pulsar il cui periodo è, per definizione, molto più breve rispetto a quello delle pulsar ordinarie) e di spingersi a misure di dispersione piuttosto elevate senza perdere la possibilità di riconoscere il picco (un segnale reale molto allargato dall'effetto dispersivo tende ad apparire sinusoidale e pertanto simile all'aspetto delle numerose interferenze che affliggono le osservazioni).

Quest'ultimo aspetto è ancor più importante se, come vedremo nel Capitolo 4, si ipotizza che la pulsar in un sistema transiente in stato di quiescenza possa ancora essere circondata da materiale che dunque porterebbe ad un aumento della densità elettronica lungo la linea di vista e conseguentemente della misura di dispersione.

Per entrambi i *filterbank* è stato adottato un tempo di campionamento

$\delta t = 0.125$  ms e tempi di integrazione lunghi (da  $1^h24^m$  a  $4^h40^m$ ); la frequenza di osservazione piuttosto elevata ( $\sim 1.4$  GHz) minimizza l'allargamento degli impulsi dovuto alla diffusione. Basse frequenze di osservazione, che permettono di ricevere segnali più forti in ragione dell'elevata pendenza dello spettro delle pulsar (indice spettrale  $\alpha \sim 1.6 - 1.7$ ), sono invece preferibili per una ricerca di oggetti vicini e/o fuori dal piano galattico, per i quali l'allargamento degli impulsi è poco rilevante. Tali frequenze inoltre permettono l'utilizzo di un *beam* più ampio in ragione della relazione  $\Phi_{rad} = 2.44\lambda/D$ , che lega il diametro  $\Phi_{rad}$  del *beam*, espresso in radianti, al diametro  $D$  dello strumento.

L'utilizzo di due diversi banchi di filtri rappresenta dunque una sorta di compromesso: il sistema 'ideale' dovrebbe infatti avere contemporaneamente una banda ricevente larga, per ottenere la massima sensibilità possibile, e canali stretti in modo da rendere trascurabile l'allargamento degli impulsi; dovrebbe cioè avere un elevato rapporto  $\Delta\nu/\delta\nu$ , al crescere del quale però, il quantitativo di dati e il tempo per la loro riduzione aumentano esponenzialmente. Un'altra limitazione nella scelta dei parametri che minimizzino  $S_{min}$  si ha per quanto concerne i tempi di integrazione e di campionamento: in linea di principio, più lunga è una osservazione maggiore è il rapporto segnale/rumore con cui si rivela una data sorgente e tempi di campionamento brevi permettono nel contempo di rendere minimo l'allargamento dell'impulso. Come detto in precedenza per il caso della scelta della larghezza di banda e del numero di canali, anche in questo caso alti valori di  $\Delta t/\delta t$  producono però una mole di dati tale da non essere trattabile con gli attuali algoritmi per la ricerca della periodicità. Tempi di integrazione brevi rendono nel contempo, meno grave il problema di un possibile effetto Doppler orbitale: per questo, i dati da noi ottenuti, come vedremo meglio più avanti, sono stati divisi in segmenti di durata inferiore, prima di essere analizzati.

## 2.3 Programmi di riduzione dati

Per procedere all'analisi dei dati è necessario, anzitutto, trasferirli dai nastri DLT in cui sono immagazzinati (in blocchi da 49152 bytes) su disco rigido per mezzo del programma `sc_td`. Come accennato nella sezione precedente, i programmi di riduzione non sono in grado di analizzare, in tempi ragionevoli, dati relativi ad osservazioni troppo lunghe e/o con tempi di campionamento molto fitti. Oltre a ciò, come vedremo in §2.3.1, in segmenti di integrazione

troppo lunghi la variazione del periodo prodotta dall'effetto Doppler dovuto a moto orbitale, riduce drasticamente la possibilità di individuare l'effetto impulsivo di una pulsar in un sistema binario (quali sono le sorgenti in analisi): `sc_td` permette di scaricare, per mezzo dell'opzione `-j <nblocks>`, segmenti di osservazioni della lunghezza desiderata. Oltre al file di dati, questo programma produce un file.hdr (*header*) che contiene le informazioni relative all'osservazione e alla strumentazione utilizzata.

### 2.3.1 Vlsa

In questa sezione descriveremo il pacchetto di programmi `vlsa` (*very long spectral analysis*) utilizzato per la riduzione dei dati. `vlsa`, ideato e implementato dal Prof. Nichi D'Amico, è composto basilamente da cinque programmi fortran finalizzati alla ricerca di segnali periodici. Passiamo ora alla descrizione di ognuno di essi.

#### Vlsa-dedisp\_new

Il primo programma da utilizzare, `vlsa-dedisp_new`<sup>2</sup>, attua la dedispersione del segnale; poiché la misura di dispersione non è a priori nota, si rende necessario costruire (per mezzo del programma `create-tab.f`, in appendice B), in base ai parametri dell'apparato osservativo e della sorgente, una tabella di valori di  $DM$ , che verranno poi forniti in input a `vlsa-dedisp_new`.

`Create-tab`, prendendo come dati di ingresso dal file.hdr la larghezza del singolo canale  $\delta\nu$ , la larghezza totale di banda  $\Delta\nu$ , la frequenza centrale di osservazione  $\nu_{cent}$  e il tempo di campionamento  $\delta t_{sampl}$ , definisce le misure di dispersione massima e minima che ha senso andare ad indagare e il passo con cui incrementare il valore da  $DM_{min}$  a  $DM_{max}$ . Vediamo ora, con l'aiuto dello schema in figura 2.5, come è possibile determinare tali parametri.

Il valore minimo per cui è significativo attuare la dedispersione è quello per il quale il segnale, su tutta la banda passante, subisce un ritardo pari a un singolo tempo di campionamento (e deve perciò essere integrato lungo le linea verde), ossia:

$$\Delta t_{DM} = 8.3 \cdot 10^3 \frac{\Delta\nu_{MHz}}{\nu_{MHz}^3} DM_{min} = \delta t_{sampl} \quad (2.9)$$

---

<sup>2</sup>L'estensione '`_new`' indica la versione implementata nel corso di questo lavoro di tesi allo scopo di rendere i programmi `vlsa` in grado di accettare in input blocchi di dati di qualsiasi lunghezza, cosa resa necessaria dall'utilizzo contemporaneo di due sistemi di filtri e/o di due *beam*.

da cui:

$$DM_{min} = 1.2 \cdot 10^{-4} \frac{\nu_{MHz}^3}{\Delta \nu_{MHz}} \delta t_{sampl} \quad (2.10)$$

$DM_{min}$  rappresenta altresì il passo  $\delta DM$  con cui inizialmente incrementeremo i valori della misura di dispersione in tabella: non ha infatti senso andare a variare  $DM$ , e quindi la deriva del segnale  $\Delta t_{DM}$  che essa produce, a intervalli più fini della risoluzione temporale del sistema.

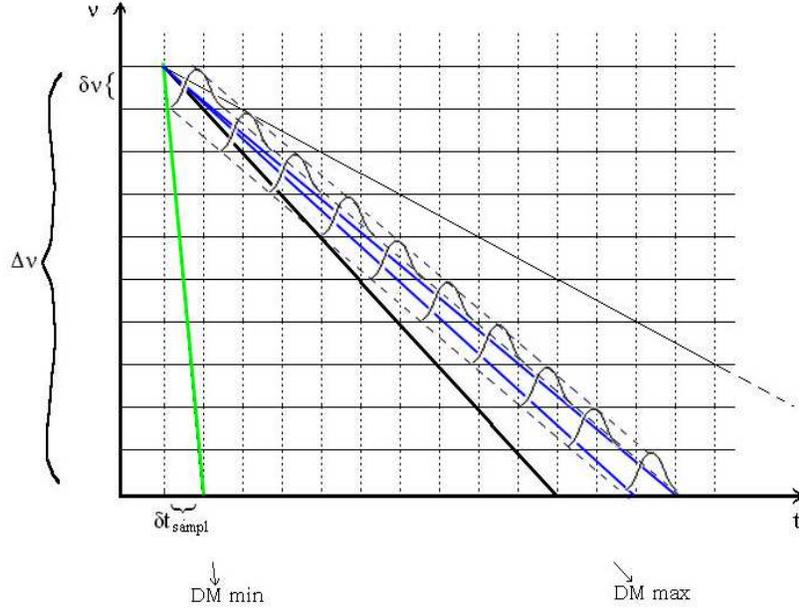


Figura 2.5: In ascissa troviamo il tempo, diviso in segmenti della durata di un tempo di campionamento,  $\delta t_{sampl}$ , in ordinata la frequenza di osservazione;  $\delta \nu$  rappresenta la larghezza di ogni singolo canale,  $\Delta \nu$  dell'intera banda.

Il valore massimo che ha senso raggiungere mantenendo immutato il tasso di variazione della misure di dispersione, è quello tale per cui il segnale, in ogni canale, subisce un allargamento pari al tempo di campionamento:

$$\delta t_{DM} = 8.3 \cdot 10^3 \frac{\delta \nu_{MHz}}{\nu_{MHz}^3} DM_{max} = \delta t_{sampl} \quad (2.11)$$

da cui:

$$DM_{max} = 1.2 \cdot 10^{-4} \frac{\nu_{MHz}^3}{\delta \nu_{MHz}} \delta t_{sampl} \quad (2.12)$$

Per valori di  $DM$  maggiori, infatti, il ritardo del segnale e la larghezza dell'impulso in ogni canale, divengono maggiori di  $\delta t_{sampl}$ ; se mantenessimo il precedente valore dell'incremento  $\delta DM$ , le linee di integrazione

intersecherebbero gli impulsi per più valori consecutivi di  $DM$  (vedi fig. 2.5, in blu), il che sarebbe ridondante.

Il valore del passo della tabella deve allora essere aumentato in modo che la deriva dell'impulso su tutta la banda aumenti, a ogni successivo valore tabulato, di un quantitativo  $\Delta t_{DM} = 8.3 \cdot 10^3 (\delta \nu_{MHz} / \nu_{MHz}^3) \delta DM = 2, 3, \dots \delta t_{sampl}$  man mano che la misura di dispersione diviene tale da produrre, nel singolo canale, un allargamento  $\delta t_{DM} > 1, 2, \dots \delta t_{sampl}$ .

A questo punto, il valore più elevato della misura di dispersione che andremo a tabulare e con cui dunque attueremo la dedispersione, è da determinare in base alla periodicità che ci si aspetta di trovare: nel caso di pulsar al millisecondo perché l'impulso resti riconoscibile, è bene spingere la ricerca in  $DM$  fino a valori tali da produrre un allargamento massimo, in ogni canale, di 2 ms.

Una volta creata la tabella, fornendo in ingresso il nome del file di dati, la directory in cui si trova, quella in cui porre i dati in uscita e il numero di valori della misura di dispersione da utilizzare (normalmente 100), `vlsa-dedisp_new` crea due files: il primo, con estensione HDRDDM, è il file di *header*, il secondo (`.DDM`) contiene i dati dedispersi relativi a tutti i valori di  $DM$  indagati.

#### `Vlsa-search_new`

Il passo successivo, una volta ottenute le serie dedisperse, è quello di ricercare periodicità nel segnale. Questa operazione viene attuata da `vlsa-search_new` il quale, ricevuti in input il nome originario del file di dati, l'ubicazione del file.DDM, la directory in cui andranno messi i dati in uscita e l'intervallo di valori di  $DM$  utilizzato nel precedente programma, per mezzo di trasformate di Fourier veloci (FFT, *Fast Fourier Transform*), analizza i dati dedispersi alla ricerca di segnali periodici e, sulla base dei picchi presenti nello spettro di potenza, produce una lista di sospetti per ogni  $DM$ .

#### `Vlsa-sort_new`

I files di sospetti (`.suslist`) vengono in seguito letti dal programma `vlsa-sort_new` che vaglia, per ogni gruppo di 100 dedispersioni, le periodicità trovate ai diversi valori di  $DM$ ; se uno stesso periodo appare più volte a diverse misure di dispersione o se se ne trovano multipli o sottomultipli (ossia armoniche o subarmoniche di diverso ordine), `vlsa-sort_new` seleziona

il sospetto col più alto valore del rapporto segnale/rumore ( $S/N$ , *Signal to Noise*) e lo riporta nel file di output (un file.summary per ogni gruppo di dedispersioni).

#### `Vlsa-one-fold_new`

Questo programma, a partire dai dati dedispersi e dai valori di  $P$ ,  $S/N$  e  $DM$  che legge nel sommario dei segnali periodici sospetti, crea, per ogni candidato, tre nuovi files. Il primo, un file.CLASS contiene un'etichetta che indica il tipo, la *classe* del candidato trovato; di base si trova una **U** che indica un segnale non classificato, (*Unviewed*), le altre possibili etichette che possono essere poste nel file CLASS alla fine dell'analisi dei sospetti sono:

**V** : (*Viewed*) quando il sospetto è stato visto;

**P** : se il sospetto è una pulsar già nota;

**A** : se con ottime probabilità si tratta di una nuova pulsar (sospetto di classe I);

**B** : se potrebbe essere una nuova pulsar (sospetto di classe II).

**I** : se il sospetto è una interferenza.

Gli altri due files creati da `vlsa-one-fold_new`, con estensione `.phi` e `.per`, contengono rispettivamente i dati da graficare e le specifiche del sospetto tabulato.

#### `Plot-phi_new`

L'ultimo programma da utilizzare permette la visualizzazione dei files creati da `vlsa-one-fold_new`. Esso fa uso del pacchetto grafico `Pgplot`, composto da subroutines fortran la cui descrizione è reperibile in rete all'indirizzo "<http://tucanae.bo.astro.it/pulsar/Docs/PGPLOT/pgplot.html>".

`Plot-phi_new` richiede in ingresso il nome del file `.phi`, la directory in cui questo si trova e il formato con cui stampare (sullo schermo o su file) il grafico creato. In figura 2.6 riportiamo un esempio di output ottenuto dall'analisi dei dati relativi alla pulsar di calibrazione 1359 – 6038. In alto troviamo le specifiche dell'osservazione:

- il nome del nastro DLT su cui sono stati registrati i dati (i nastri contenenti le osservazioni fatte a Parkes devono avere dei nomi standardizzati, di tre lettere che individuino il progetto e tre cifre che numerino il nastro);
- il numero del file in cui sono contenute le osservazioni relative alla sorgente in analisi;
- il numero del blocco di dati da cui comincia il segmento preso in esame;
- la data dell'osservazione;
- l'ora a cui è iniziata l'osservazione, in tempo universale (UT)
- il tempo sidereo di Parkes all'inizio dell'osservazione (LST);
- ascensione retta e declinazione della sorgente puntata;
- il nome della sorgente (che si ricava dalle sue coordinate);
- la frequenza massima della banda passante in MHz;
- il numero di canali con la relativa larghezza in MHz;
- il tempo di campionamento espresso in millisecondi.

Sulla destra si leggono invece le indicazioni relative al candidato graficato: troviamo il numero di campionamenti NDAT del segmento di dati indagato, il periodo in millisecondi, il periodo baricentrico (ossia corretto per gli effetti del moto della Terra), il rapporto segnale/rumore, la misura di dispersione (in  $\text{pc}/\text{cm}^3$ ) e il valore dell'accelerazione dovuta a moto orbitale, in  $\text{m}/\text{s}^2$  (di cui tratteremo oltre). Al di sotto sono riportati i grafici relativi alla ricerca del valore di  $DM$  e del periodo (in ascissa) che rendano massimo il rapporto S/N (in ordinata)

Nel grafico più in alto sulla sinistra osserviamo poi il segnale radio integrato su un numero prestabilito (in questo caso 128) di sotto-segmenti di lunghezza pari al periodo indicato dal programma di ricerca (`vlsa-search_new`): ponendo i diversi sotto-segmenti di osservazione l'uno sotto l'altro, gli impulsi periodici vengono a disporsi su una verticale e possono essere sommati in fase in modo da ottenere il profilo integrato, che compare in basso a sinistra, col più alto rapporto segnale/rumore possibile. Il secondo

grafico nella colonna di sinistra riporta invece il risultato dell'analisi quando su di essa sia compiuta anche una ricerca del miglior valore di accelerazione (ovvero di variazione del periodo rotazionale) compatibile con i dati osservati.

Tape: NOV001 File: 1 Start Block: 1 Date: 980802 UT: 07:59:03.0000  
 LST: 14:34:56.10 R.A.(J2000): 13:59:58.3010 Dec(J2000): -60:38:06.945  
 Source: J1359-6038 Freq1(MHz): 1363.87500 256 x -0.2500 MHz Tsamp(ms): 0.125000

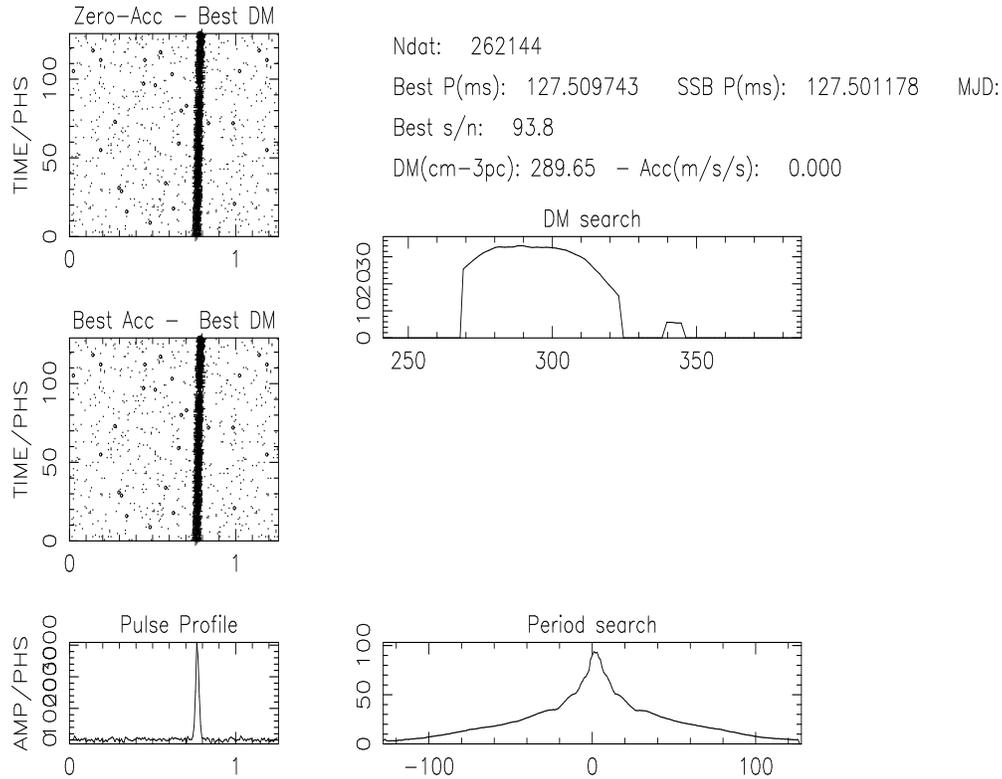


Figura 2.6: Esempio di output prodotto dal programma `plot-phi_new`.

Infatti, se una pulsar appartiene ad un sistema binario, i tempi di arrivo del segnale periodico ritardano quando la stella di neutroni, nella sua orbita, si allontana dalla Terra e anticipano quando è in avvicinamento. Questo fa sì che il periodo osservato da Terra non sia sempre costante ma vari lungo l'orbita.

L'effetto cumulativo sulla fase, di questa accelerazione è dunque quello di curvare, nel grafico TIME/PHS la linea lungo cui il segnale deve essere integrato: un esempio di questo fenomeno è riportato in figura 2.7 dove è riportato il tabulato relativo all'osservazione della millisecond pulsar binaria 1910-5958. Per questa sorgente possiamo osservare, nel grafico in alto, l'effetto del moto orbitale sulle fasi di arrivo degli impulsi e, sotto, la correzione apportata

dall'analisi dell'accelerazione.

Nel caso delle sorgenti analizzate in questo lavoro di tesi, per le quali il  $DM$  è, a priori, ignoto, il dispendio computazionale richiesto dall'esame di un elevato numero di valori della misura di dispersione inibisce la possibilità di procedere ad una completa ricerca anche nei valori della accelerazione dovuta al moto orbitale.

Tape: GC0009 File: 5 Start Block: 1 Date: 991017 UT: 06:07:13.0000  
 LST: 17:41:29.69 R.A.(J2000): 19:10:51.9990 Dec(J2000): -59:58:54.915  
 Source: PNGC6752 Freq1(MHz): 1517.75000 512 x -0.5000 MHz Tsamp(ms): 0.080000

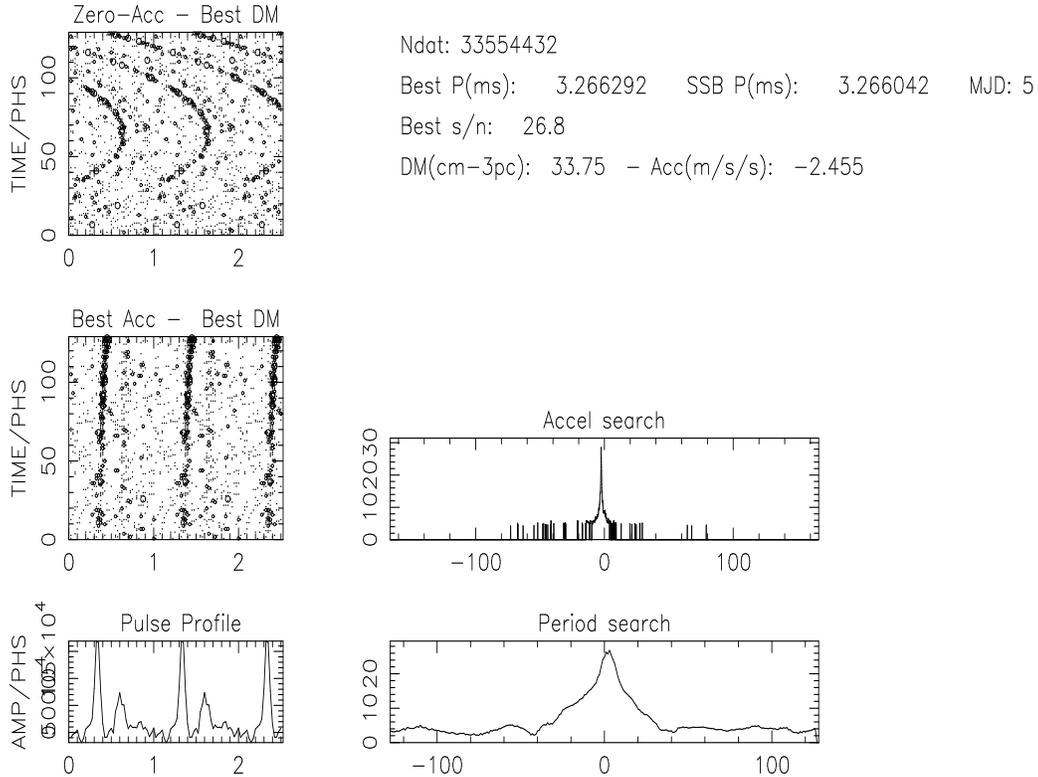


Figura 2.7: Esempio di un grafico prodotto da `plot-phi_new`, relativo ad una pulsar in un sistema binario (D'Amico *et al.* 2001).

D'altro canto, il deterioramento della capacità di una analisi standard nell'individuazione di un segnale pulsato proveniente da una sorgente in un sistema binario dipende fondamentalmente dal rapporto fra il tempo di integrazione  $\Delta t$  e il periodo orbitale  $P_b$ :

- per  $\frac{\Delta t}{P_b} \gtrsim 1$  la variazione della fase dell'impulso nel corso dell'osservazione è tale da produrre un allargamento del profilo integrale così pronunciato da

non rendere più riconoscibile l'effetto impulsivo e da impedire la selezione del segnale da parte dei programmi di analisi;

- per  $\frac{\Delta t}{P_b} \ll 1$  invece, la deriva degli impulsi risulta contenuta, poiché è prodotta in una porzione limitata dell'orbita (in cui i tempi di arrivo del segnale non variano sensibilmente).

La disponibilità di un ricevitore di sensibilità senza precedenti (come quello di Parkes), permette allora di affrontare la presente ricerca con una ragionevole probabilità di non essere limitati dagli effetti connessi alla accelerazione dovuta al moto orbitale. Infatti, con il radiotelescopio di Parkes, *non è necessario* analizzare segmenti troppo lunghi per rivelare sorgenti anche molto deboli e ciò ha permesso di scoprire, negli ultimi anni, decine di millisecond pulsar in sistemi binari (anche molto stretti,  $P_b = 96^m$ , D'Amico *et al.* 2001).

In ogni caso, un buon compromesso fra tempi di calcolo e sensibilità di rivelazione può essere quello di adottare due tipi di analisi: ricercando le periodicità su segmenti di osservazione lunghi, in base all'equazione (2.1), siamo in grado di osservare segnali molto deboli (poco affetti dal Doppler dovuto al moto orbitale), ripetendo poi l'analisi dei dati utilizzando segmenti più corti, minimizziamo gli effetti dell'accelerazione, senza, tuttavia, perdere molto in sensibilità, date le caratteristiche dell'apparato osservativo.

Inoltre, le osservazioni effettuate hanno coperto frazioni significative del periodo orbitale delle sorgenti in analisi e ciò incrementa la probabilità (discussa nel Capitolo 3) che in almeno una delle sottointegrazioni brevi, l'accelerazione della stella di neutroni dia luogo a correzioni Doppler trascurabili.



## Capitolo 3

# Campione selezionato e risultati

In questo capitolo daremo anzitutto una breve descrizione delle principali caratteristiche osservative delle sorgenti X transienti studiate nel corso di questo lavoro per poi passare alla descrizione dell'analisi svolta e alla presentazione dei risultati ottenuti, che saranno discussi e interpretati nel capitolo successivo.

In tabella 3.1 riportiamo, per ogni oggetto analizzato, la massima luminosità X registrata in *outburst*, la distanza, le coordinate galattiche, il valore della misura di dispersione e dell'allargamento dell'impulso dovuto alla diffusione interstellare, calcolati adottando il modello di Taylor & Cordes (1993) per la densità di elettroni all'interno della Galassia e assumendo come frequenza di osservazione 1.4 GHz. Nell'ultima colonna è riportato il valore per l'allargamento dell'impulso prodotto dalla dispersione riportata in sesta colonna (per il sistema di filtri a 256 canali).

Sorgente	$L_X^{out}$ ( $erg\ s^{-1}$ )	Dist (kpc)	l ( $^{\circ}$ )	b ( $^{\circ}$ )	$DM$ ( $cm^{-3}pc$ )	$\delta t_{scatt}$ (ms)	$\delta t_{DM}$ (ms)
1455-314	$4 \cdot 10^{37}$	1.2	332.2	+23.9	21	< .001	0.02
1742-289	$\sim 10^{38}$	4.9	359.9	-0.0	360	$\sim 0.07$	0.31
1745-203	$3 \cdot 10^{37}$	8.0	7.7	+3.8	260	0.073	0.23
1808-365	$6 \cdot 10^{36}$	4.0	355.7	-7.8	109	0.008	0.09
1908+005	$4 \cdot 10^{37}$	2.5	35.7	-4.1	60	< .001	0.05

Tabella 3.1: Campione di sorgenti X transienti soffici osservato. Per la descrizione dei parametri tabulati si veda il testo.

### 3.1 Centaurus X-4

**Cen X-4** (1455-314) è una delle sorgenti X transienti soffici meglio studiate: dalla sua scoperta ad oggi sono stati osservati due *outburst*, nel 1969 e nel 1979, che hanno mostrato una crescita del flusso X su tempi dell'ordine dei 5-7 giorni e un decadimento esponenziale su tempi scala di  $\sim 30$  giorni. Durante il secondo evento, la luminosità X del transiente ha raggiunto un valore massimo pari a  $L_X \simeq 4 \cdot 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$  e sono stati osservati *burst* termonucleari (di tipo I) che testimoniano la presenza di una stella di neutroni in accrescimento; una ricerca di pulsazioni X coerenti durante queste fasi, ha dato, fino ad oggi, esito negativo (Mitsuda *et al.* 1997).

Durante l'*outburst* registrato nel 1979, grazie anche alla relativa vicinanza di questo oggetto, è stato possibile identificarne la controparte ottica (V=18.7 mag). Accurate misure fotometriche hanno permesso di determinare, per mezzo dell'osservazione di una modulazione nella curva di luce, il periodo orbitale del sistema binario (15.1 h; Chevalier *et al.* 1989) e la funzione di massa ( $0.2 M_\odot$ ) che corrisponde ad una massa per la stella compagna, tra  $0.5$  e  $2.1 M_\odot$  (Shahbaz & Charles 1993). Lo spettro ottico risulta quello tipico di una stella di tipo K5-7, solcato da righe e con un continuo di emissione attribuibile al disco di accrescimento.

A partire dal 1980, Cen X-4 è stato a più riprese osservato, in banda X, in fase di quiescenza. Gli ultimi dati disponibili risalgono al febbraio 1999 e sono stati ottenuti col satellite BeppoSAX (*Satellite per l'Astronomia X*): in accordo con quanto desunto dalle precedenti osservazioni, si è misurata una luminosità in quiescenza pari a  $L_X = 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$  (Campana *et al.* 2000). Lo spettro X ottenuto nella banda 0.3-8 keV, risulta composto da una componente soffice più una legge di potenza con indice spettrale  $\sim 2$ . Interpretando la componente di bassa energia come dovuta al raffreddamento della superficie della stella di neutroni successivo ai fenomeni di *outburst* e interpolandola con una legge di corpo nero, si trova una temperatura  $KT_{bb} \sim 0.1\text{-}0.3 \text{ keV}$  (dove  $K$  è la costante di Boltzman) e un'area emittente con un raggio di 1-2 km. Assumendo che l'atmosfera della stella di neutroni, sia composta quasi esclusivamente da idrogeno, si sono in seguito ottenuti buoni fit (Rutledge *et al.* 1999), con valori della temperatura efficace più bassi dei precedenti e dunque un raggio della regione emittente consistente con le tipiche dimensioni delle stelle di neutroni ( $\sim 10 \text{ km}$ ). L'ipotesi che l'atmosfera della stella contenga prevalentemente

idrogeno si basa sul fatto che la forza di gravità, per tassi di accrescimento  $\lesssim 2 \cdot 10^{-13} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  (corrispondenti a  $L_{acc} \lesssim 2 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ ), rimuoverebbe i metalli più velocemente di quanto l'accrescimento possa rimpiazzarli.

La componente spettrale ‘dura’ è stata invece interpretata come dovuta all’interazione tra la materia espulsa dalla compagna e il vento relativistico prodotto da una radiopulsar (*shock emission*; Campana 1998b).

Un modello alternativo per l’interpretazione dello spettro prevede che la componente soffice derivi da un residuo accrescimento sulla superficie (o sulla magnetosfera) della stella di neutroni durante la fase di *propeller* e che la coda di alta energia sia prodotta da un flusso di accrescimento dominato da processi avvettivi (ADAF, *Advection-Dominated Accretion Flow*; Narayan *et al.* 1996, Zhang *et al.* 1998a) la cui modellistica non è però ancora completamente autoconsistente.

Cen X-4 è stata inoltre osservata in banda radio pochi giorni dopo l’*outburst* del 1979, rivelando un flusso di  $1 \div 8 \text{ mJy}$  a 4.8 GHz (Hjellming 1979, Hjellming *et al.* 1988). Osservazioni effettuate con il VLA (*Very Large Array*) a 1.4 GHz, non hanno rivelato alcun segnale periodico durante lo stato di quiescenza, con un limite superiore sul flusso di 0.4 mJy (Kulkarni *et al.* 1992). La mancata osservazione di emissione periodica non è tuttavia definitiva: è infatti possibile che la radiazione dalla pulsar venga assorbita saltuariamente da nubi di materia circumstellare, come è stato osservato nel caso della pulsar B1718-19 (Burderi & King 1994) e che dunque, per mezzo di osservazioni ripetute, di lunga durata, sia possibile rivelare il segnale radio.

### 3.2 A 1742-289

Questa sorgente ha, a tutt’oggi, mostrato un solo *outburst* nel febbraio del 1975. Da osservazioni radio e infrarosse (Eyles *et al.* 1975) e in ragione dell’elevato valore della densità di colonna  $N_H$  ricavato dai dati X, si potrebbe arguire che questo oggetto è situato nei pressi del Centro Galattico, a  $\sim 8.5 \text{ kpc}$  dalla Terra. Utilizzando questa distanza, dal flusso rilevato si ottiene una luminosità pari a  $L_X = 3 \cdot 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ . Questa quantità, per una stella di neutroni di massa  $M = 1.4 M_{\odot}$ , è superiore al limite di Eddington. Distanze un pò inferiori non sono dunque da escludere (si veda quanto riportato in tabella 3.1) e permettono, in linea di principio, di ricercare pulsazioni radio con periodi di  $1 \div 10 \text{ ms}$  (completamente non osservabili se la sorgente fosse

a 8.5 kpc, in ragione dell'elevatissimo allargamento prodotto dalla dispersione e dalla diffusione  $\delta t_{DM} = 0.51$  ms,  $\delta t_{scatt} = 6.1$  ms). Nei mesi successivi a questo evento, la sorgente X è stata monitorata da tre diversi satelliti, Ariel 5, ANS (*Astronomical Netherlands Satellite*) e Copernicus, i quali hanno fornito indicazioni sullo spettro e sulle variazioni del flusso emesso in banda X. Lo spettro è stato interpolato con una legge di potenza con indice spettrale  $\sim 3$  e densità di colonna  $N_H \sim 10^{23}$  cm $^{-2}$ ; la luminosità ha mostrato un decadimento esponenziale  $e^{t/\tau}$  (dove, per i primi 40 giorni  $\tau = 12$  gg. e per i successivi 140,  $\tau = 90$  gg.), seguito da una diminuzione più rapida (Branduardi *et al* 1976).

Successive osservazioni effettuate con il satellite ASCA (*Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*) hanno rivelato (Koyama 1994), nella direzione di A 1742-289, una debole sorgente di raggi X ( $L_X = 7 \cdot 10^{34} \div 4 \cdot 10^{35}$  erg s $^{-1}$ ; Maeda *et al.* 1996) che ha mostrato un *burst* di tipo I, testimonianza della presenza di una stella di neutroni, e che ha presentato fenomeni di eclisse. Dall'analisi dei dati ASCA si è desunto un indice spettrale di  $2.1 \div 2.5$  e una densità di colonna pari a  $\sim 10^{23}$  cm $^{-2}$ . L'esame della curva di luce X ha inoltre permesso di determinare il valore del periodo orbitale  $P_b = 8.356^h$  e la durata dell'eclissi che è risultata essere pari a  $0.047P_b$  (ossia  $23^m34^s$ ).

Dalla posizione della sorgente e dall'elevato valore trovato per la densità di colonna si è, in un primo momento, supposto che la sorgente osservata da ASCA potesse essere la controparte quiescente del transiente X 1742-289. Una successiva rianalisi dei dati ottenuti dai satelliti Ariel 5, ANS e Copernicus, non ha però mostrato alcuna evidenza di eclissi; a meno che il piano dell'orbita non sia notevolmente variato tra il 1975 e il 1996 o che in outburst la regione emittente non avesse dimensioni maggiori di quelle della stella compagna (condizioni poco plausibili per LMXB), la sorgente osservata da ASCA non risulta dunque essere la controparte quiescente di 1742-289 (Kennea *et al.* 1996).

Nel 1980, per mezzo di osservazioni in banda ottica, Murdin *et al.* hanno individuato, in una stella di tipo K, la possibile compagna del transiente X. Presumibilmente però questa identificazione è fallace poiché, con un valore così elevato della densità di colonna, una stella K dovrebbe avere una magnitudine apparente pari a 150 mag, il che la renderebbe otticamente invisibile.

Osservazioni nel continuo a 0.96 GHz hanno portato alla scoperta, in una

posizione consistente con A 1742-289, di una sorgente radio transiente il cui flusso al picco è risultato pari a 408 mJy (calando al di sotto della soglia 3 mesi dopo:  $S < 50$  mJy a 0.4 GHz) e il cui periodo di attività corrisponde approssimativamente a quello di attività in banda X (Davies *et al.* 1976).

### 3.3 X 1745-203

**X 1745-203** (noto anche come MX 1746-20 o come SAX J1748.9-2021) si trova all'interno dell'ammasso globulare NGC 6440 (a  $29 \pm 60''$  dal centro; Hertz & Grindlay 1983) a una distanza dalla Terra di  $\sim 8$  kpc e 0.6 kpc sotto il piano galattico (Martins *et al.* 1980, Ortolani *et al.* 1994). Questa sorgente è stata osservata dal satellite OSO-7 (*Orbiting Solar Observatory*) in 9 diverse occasioni, tra l'ottobre del 1971 e il gennaio del 1973, mostrando un *outburst* tra il 1° e il 6 gennaio 1972 e variazioni di flusso di un ordine di grandezza su tempi scala di qualche mese (Markert *et al.* 1975).

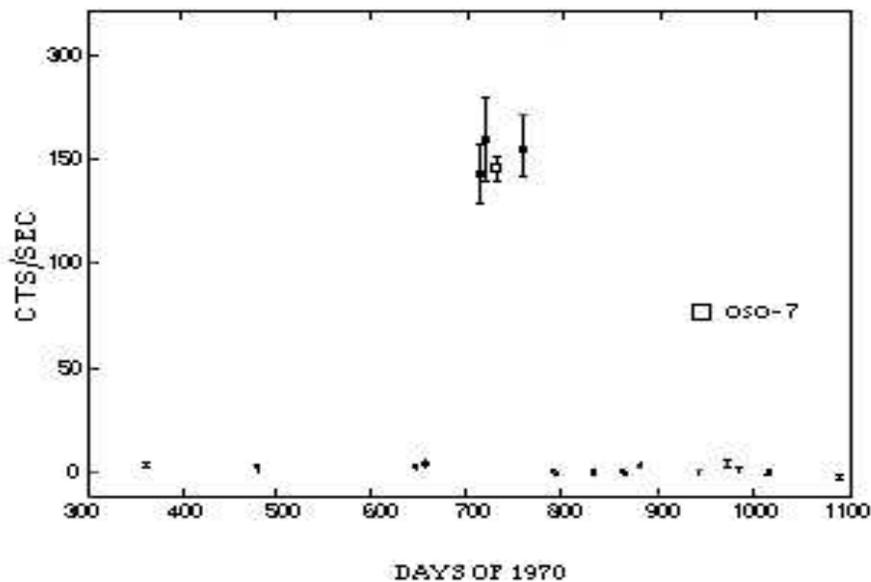


Figura 3.1: Curva di luce X di 1745-203 su un periodo di più di 2 anni. Il quadrato vuoto rappresenta il rilevamento di OSO-7 e risulta dalla media di 6 giorni di osservazione. Gli altri punti sono relativi alle osservazioni della durata di un giorno effettuate con Uhuru (Forman, Jones & Tananbaum 1976).

Altre osservazioni attuate con Uhuru tra il dicembre 1970 e il luglio 1971, non hanno invece registrato alcuna emissione X. Una successiva rianalisi di 18

osservazioni Uhuru effettuate tra il dicembre 1971 e il novembre 1972, ciascuna della durata di circa un giorno, ha rivelato emissione X ad un livello maggiore del fondo in 3 occasioni (fig. 3.1) testimoniando la natura transiente di questo oggetto: su tempi scala di 1.5-3 mesi la sorgente è stata attiva in X mostrando una luminosità pressoché costante pari a  $L_X = 3 \cdot 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$  in banda 2-11 keV, mentre nelle osservazioni attuate nel corso dell'anno precedente e degli otto mesi successivi all'*outburst*, non è stata rilevabile portando quindi alla determinazione di un flusso limite inferiore al 5% di quello di picco (Forman, Jones & Tananbaum 1976). Lo spettro è stato interpolato, con buoni risultati, sia con una legge di potenza (indice spettrale  $\alpha = 1.6 \pm 0.3$  e energia di taglio  $E_a = 2.1 \pm 0.3 \text{ keV}$ ) sia con un andamento esponenziale ( $KT = 4.0 \pm 0.5$ ,  $E_a = 1.6 \text{ keV}$ ).

Osservazioni effettuate coi satelliti Einstein e ROSAT (*RÖntgen SATellit*), hanno rivelato una debole sorgente X in NGC 6440 con una luminosità pari a  $L_X \sim 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$  nella banda 0.5-2.5 keV (Hertz & Grindlay 1983, Verbunt *et al.* 1995) che potrebbe essere la controparte quiescente di X 1745-203 (Johnston *et al.* 1995).

Nell'agosto del 1998, BeppoSAX e RXTE hanno registrato, a distanza di 27 anni dal primo, un secondo *outburst* con una luminosità al picco di  $6 \cdot 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$  in banda 2-10 keV (Verbunt *et al.* 2000). Durante questo evento sono stati osservati 4 *burst* di cui almeno uno termonucleare (che ha raggiunto luminosità prossime al limite di Eddington); gli altri 3 sono apparsi piuttosto deboli e con un profilo temporale rumoroso, il che ne ha impedito uno studio approfondito.

Lo spettro, analogamente a quanto si osserva per le LMXB di bassa luminosità ( $L_X < 10^{37}$ ), si estende fino a energie piuttosto elevate e può essere interpretato come dovuto a comptonizzazione o a bremsstrahlung termica a cui si aggiunge una componente di corpo nero (in't Zand *et al.* 1999).

Benchè le caratteristiche spettrali non siano completamente concordi con quanto osservato nel 1972 e i flussi nei due *outburst* siano differenti (cosa per altro abbastanza comune nei SXT) è piuttosto probabile che l'oggetto osservato nell'agosto 1998 (denominato, con le nuove coordinate J 2000, SAX J1748.9-2021) e quello precedentemente scoperto in NGC 6440, siano la medesima sorgente.

Osservazioni radio, effettuate col telescopio da 76 m di Jodrell Bank e con

tempi di campionamento di  $300 \mu\text{s}$ , non hanno rilevato alcun segnale pulsato con un limite in flusso, a 400 MHz, di 6 mJy (per segmenti di osservazione contenenti  $2^{22}$  campionamenti) 11 mJy e 9 mJy, per due diverse osservazioni relative a segmenti da  $14 \cdot 2^{20}$  campionamenti (Biggs & Lyne 1996).

### 3.4 Aquila X-1

**Aql X-1** (1908+005) è il più attivo transiente soffice conosciuto: sono stati osservati più di 30 *outburst* in banda X e/o ottica i quali, fino al 1979, hanno mostrato un tempo di ricorrenza pressoché costante dell'ordine di  $\sim 125$  giorni (fig. 3.2; Priedhorsky & Terrel 1984) che, negli anni successivi è però risultato crescere attestandosi su valori di  $\sim 309$  giorni (fig. 3.3; Kitamoto *et al.* 1993).

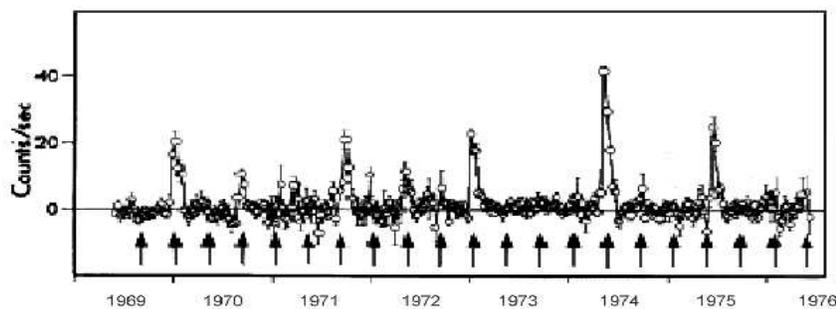


Figura 3.2: Curva di luce X di Aql X-1 tra il 1969 e il 1976. Le frecce indicano la prevista periodicità per la ricorrenza degli *outburst* ( $P=122.6$  giorni).

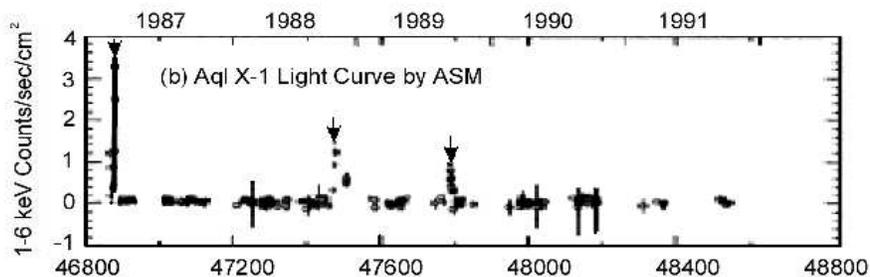


Figura 3.3: Curva di luce X di Aql X-1 tra il 1987 e il 1991. Le frecce indicano i 3 *outburst* X osservati a  $\sim 309$  giorni l'uno dall'altro.

Gli *outburst* di questa sorgente sono generalmente caratterizzati da un rapido aumento di flusso su tempi scala di 5-10 giorni, fino a luminosità

$L_X = 2 \cdot 10^{36} \div 4 \cdot 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$  (Robinson & Young 1997), seguito da un decadimento esponenziale su 30-70 giorni. (Campana *et al.* 1998b).

Osservazioni in quiescenza sono state ottenute in diverse occasioni (van Paradijs *et al.* 1987, Verbunt *et al.* 1994, Asai *et al.* 1998, Campana *et al.* 1998a) ed hanno rilevato, per una distanza di 2.5 kpc (Lyutyi & Shugarov 1979), luminosità pari a  $L_X = 4 \cdot 10^{32} \div 3 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ .

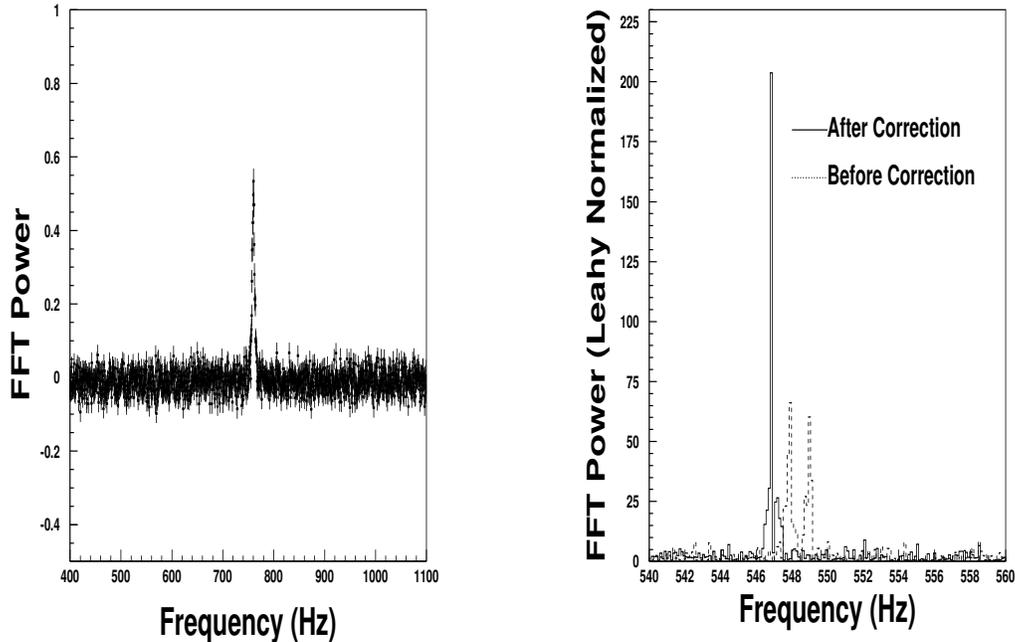


Figura 3.4: Spettri di potenza di Aql X-1. Il primo mostra la QPO a  $\nu = 760 \text{ Hz}$ , il secondo, ottenuto durante un *burst*, la NCO a  $\nu = 547 \text{ Hz}$  prima (linea tratteggiata) e dopo (linea continua) aver effettuato una correzione che tenga conto di un eventuale  $\dot{\nu}$ .

Durante la fase di declino degli *outburst* del 1979 e del 1980, osservazioni effettuate coi satelliti Einstein e Hakucho hanno portato alla scoperta di *burst* termonucleari (Czerny *et al.* 1987, Koyama *et al.* 1981) confermando l'ipotesi che l'emissione X derivasse da accrescimento su una stella di neutroni. Osservazioni RXTE condotte durante l'*outburst* del febbraio 1997, hanno inoltre permesso di individuare una oscillazione quasi periodica con frequenza variabile tra 740 e 830 Hz (fig. 3.4 a) e un segnale periodico quasi coerente (NCO, *Nearly Coherent Oscillation*) a  $\nu = 547 \text{ Hz}$  (fig. 3.4 b), durante un

*burst* di tipo I, interpretato come frequenza di rotazione della stella o come la sua prima armonica (Zhang *et al.* 1998b).

Successive osservazioni attuate col satellite BeppoSAX tra il marzo e l'aprile dello stesso anno, hanno monitorato le fasi finali del decadimento dell'*outburst* fino alla quiescenza ed hanno mostrato una transizione nello spettro attorno a luminosità  $L_X^{prop} \sim 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$  (fig. 3.5): mentre in prossimità del picco lo spettro è dominato da una componente di corpo nero con  $KT_{bb} \sim 1 \text{ keV}$ , per luminosità  $\lesssim 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$  la componente soffice cala drasticamente e si osserva una coda ad alte energie (oltre i 100 keV) interpolabile con una legge di potenza con indice spettrale  $\sim 2$ .

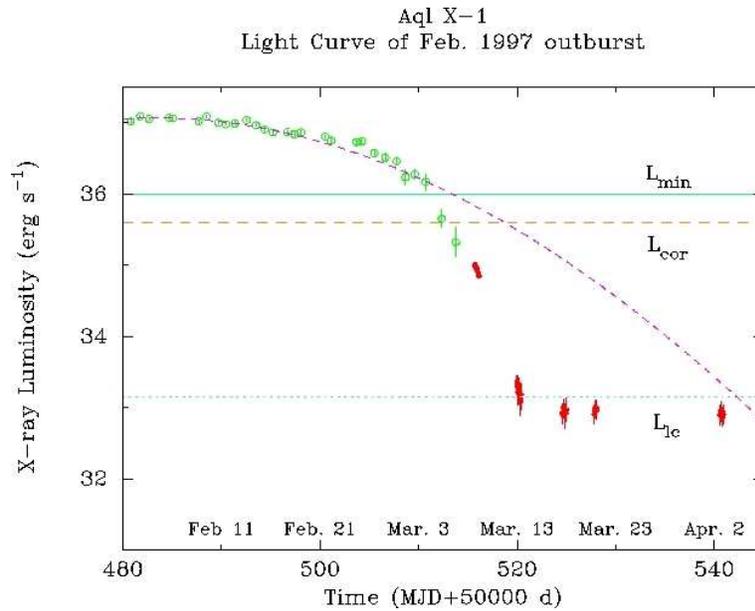


Figura 3.5: Curva di luce di Aql X-1 durante il declino dell'*outburst* del febbraio 1997. Si noti il cambiamento di pendenza attorno a  $L_X^{prop} \sim 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$  interpretato come dovuto alla chiusura della barriera centrifuga (Campana *et al.* 1998a).

Questo cambiamento spettrale è stato interpretato come dovuto all'instaurarsi della fase di *propeller*: quando il raggio magnetosferico si espande fino a superare quello di corotazione, l'accrescimento è fortemente inibito e il flusso nella componente di corpo nero subisce una rapida decrescita (Zhang *et al.* 1998a, Campana *et al.* 1998a). Come visto nella sezione §1.7.1, una volta nota la luminosità a cui si produce la transizione spettrale e noto il periodo di rotazione, è possibile stimare il campo magnetico delle stelle di neutroni. Adottando i valori osservati,  $L_X^{prop} = 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$  e  $P = 1.8 \text{ ms}$  o

$P = 3.6$  ms, si ottiene  $B = 1 - 3 \cdot 10^8$  G oppure  $B = 2 - 6 \cdot 10^8$  G (Campana *et al.* 1998a).

Per luminosità dell'ordine di  $10^{32}$  erg s<sup>-1</sup>, l'indice spettrale della legge di potenza si porta ad un valore di 1-1.5 suggerendo che la stella di neutroni abbia cominciato a emettere come radiopulsar (regime di *shock emission*, §1.6.2). Una recente rianalisi dei dati RXTE relativi alla fase finale del declino dell'*outburst* del 1998, non ha portato alla individuazione di alcuna pulsazione persistente.

Durante l'*outburst* del 1975, da osservazioni X, si era trovata indicazione di una possibile periodicità di 1.3 giorni (fig. 3.6 a; Watson 1976) inizialmente interpretata come periodo orbitale ma mai più osservata. Osservazioni in banda ottica, sia in fase di quiescenza che in *outburst*, hanno invece fornito per Aquila X-1 un periodo orbitale di 18.9 h (fig. 3.6 b; Chevalier & Ilovaisky 1991, Shahbaz *et al.* 1998).

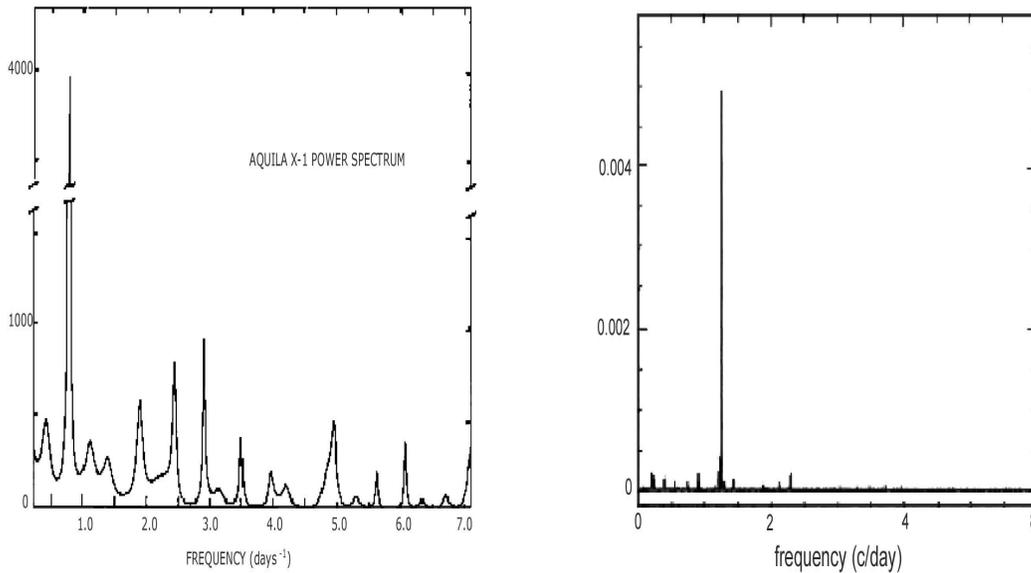


Figura 3.6: Spettri di potenza di Aql X-1. Il primo mostra la periodicità di 1.28 giorni trovata da Watson nelle osservazioni relative alla fase di declino dell'*outburst* X del 1975. Il secondo rappresenta il periodo orbitale del sistema binario ( $P_b = 18.9$  giorni; Chevalier & Ilovaisky 1991) emerso da osservazioni ottiche.

La determinazione della controparte ottica di Aql X-1, identificata inizialmente con una stella di tipo K0 (denominata V 1333 Aql) con magnitudine apparente  $V=19$  mag in quiescenza (Thorstensen *et al.* 1978), è stata rettificata con l'individuazione della vera compagna in una stella di tipo

K7 V con  $V=21.6$  mag che si trova a soli  $0.48''$  dalla stella precedentemente indicata (Chevalier *et al.* 1999).

Durante la fase di declino di un *outburst* ottico, Aql X-1 è stata osservata con il VLA a 8.4 GHz mostrando un flusso rapidamente decrescente, pari a 0.4 mJy nella prima osservazione, a 0.13 mJy 18 giorni dopo e  $< 0.1$  mJy a distanza di circa un mese (Hjellming *et al.* 1990). Osservazioni radio, effettuate col telescopio da 76 m di Jodrell Bank e con un tempo di campionamento di  $300 \mu\text{s}$ , non hanno rilevato alcun segnale pulsato con un limite in flusso, a 400 MHz, di 10 mJy, per segmenti di osservazione contenenti  $2^{20}$  campionamenti e 3 mJy per segmenti da  $14 \cdot 2^{20}$  campionamenti (Biggs & Lyne 1996).

### 3.5 SAX J1808.4-3658

Fra le pulsar X, la cui emissione derivi da accrescimento, **SAX J1808.4-3658** è la prima (e finora l'unica) a mostrare un segnale periodico coerente, dell'ordine del millisecondo, nel suo spettro di potenza. Esso è dunque univocamente interpretabile come periodo di rotazione. Questa sorgente è stata dapprima osservata in *outburst* nel settembre 1996 col satellite BeppoSAX ed ha mostrato due *burst* di tipo I dalle caratteristiche dei quali si è desunto che la luminosità emessa durante questi eventi fosse prossima al limite di Eddington. Da ciò si è derivata una distanza di  $\sim 4$  kpc fissata la quale, la luminosità massima in *outburst* è risultata pari a  $L_X \sim 6 \cdot 10^{36}$  erg  $\text{s}^{-1}$  (in't Zand *et al.* 1998).

Successive osservazioni effettuate con RXTE, hanno portato, nell'aprile 1998, alla scoperta di una pulsazione coerente con una frequenza  $\nu = 400.9753$  Hz (fig. 3.7), nel corso di un *outburst* la cui luminosità ha raggiunto un valore di  $\sim 3 \cdot 10^{36}$  erg  $\text{s}^{-1}$  (Wijnands & van der Klis 1998).

Tenuto conto del moto del satellite, il ritardo nei tempi di arrivo del segnale periodico ha portato alla determinazione di un valore, per il periodo orbitale, pari a  $P_b = 2.01$  h (Chakrabarty & Morgan 1998). Noto  $P_b$ , assumendo per la stella di neutroni una massa  $M_1 = 1.35 \div 2 M_\odot$  e sapendo che la probabilità che l'inclinazione del piano orbitale sia  $\leq i$  è  $(1 - \cos i)$ , si trova, dalla funzione di massa

$$f_1 = \frac{(M_2 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{4\pi^2 (a_1 \sin i)^3}{G P_b^2} = 3.7789 \cdot 10^{-5} M_\odot \quad (3.1)$$

dove  $a_1$  è il semiasse maggiore dell'orbita, che, col 95% di probabilità, la massa della compagna risulta  $M_2 < 0.14 \div 0.18 M_\odot$  (Chakrabarty & Morgan 1998).

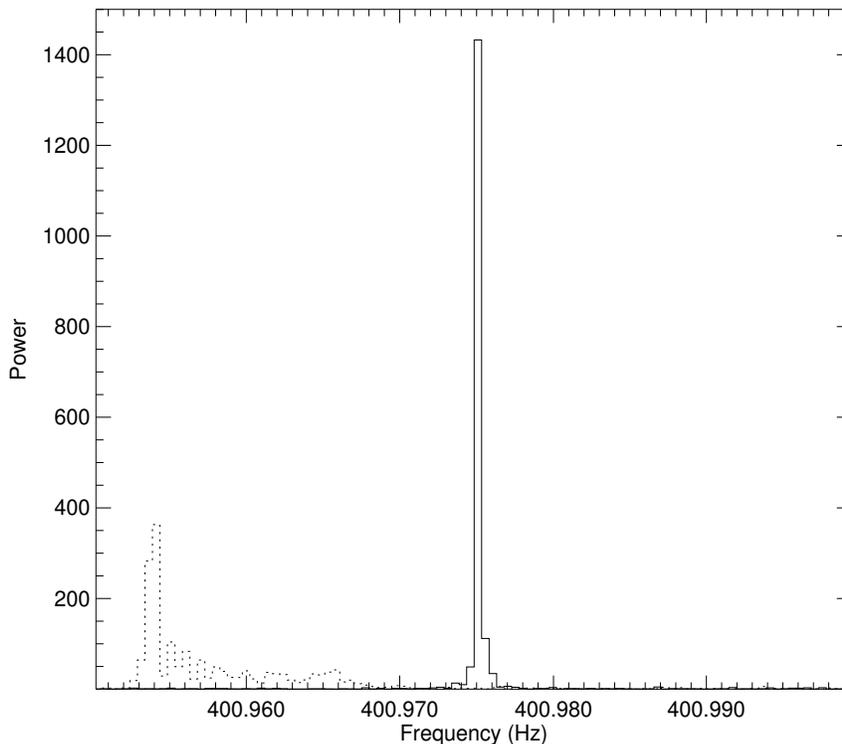


Figura 3.7: Spettro di potenza di SAX J1808.4-3658. Si vede chiaramente la pulsazione coerente a 401 Hz come appare dopo la correzione per il moto del satellite e per il periodo orbitale (linea continua). La linea tratteggiata mostra una parte dello spettro come appariva prima delle correzioni (Chandler & Rutledge 2000).

Osservazioni effettuate col telescopio da 1 m di La Palma hanno portato all'individuazione della compagna di SAX J1808.4-3658 (Roche *et al.* 1998). Questa sorgente ha mostrato una variazione di più di 4 magnitudini durante il declino dell'*outburst*, passando da  $V=16.6$  mag a  $V<20$  mag (al di sotto della soglia strumentale), e una modulazione di 0.12 magnitudini su un periodo di 2 ore (Giles *et al.* 1999).

L'emissione X, in *outburst*, è stata rilevata fino oltre i 100 keV e lo spettro è stato interpolato con una legge di potenza con indice spettrale  $\sim 2$  e con una componente soffice ad energie  $\lesssim 10$  keV dovuta, probabilmente, ad emissione dal disco di accrescimento (Heindl & Smith 1998).

Osservazioni BeppoSAX effettuate nel marzo 1999, quando SAX J1808.4-3658 era in quiescenza, hanno rilevato una luminosità X pari a  $L_X = 2 - 3 \cdot$

$10^{32}$  erg s $^{-1}$  (Stella *et al.* 2000). Successive osservazioni ASCA hanno mostrato che, a distanza di pochi mesi, la luminosità in quiescenza risultava ridotta di un fattore 4 (Dotani *et al.* 2000). Né dai dati BeppoSAX né da quelli ASCA è stato possibile ricostruire le proprietà temporali e spettrali della sorgente; in particolare non si è potuta determinare l'eventuale presenza della coda ad alte energie che potrebbe indicare la presenza di una radiopulsar. D'altra parte, l'interpretazione della luminosità in quiescenza come dovuta a *shock emission* (Campana *et al.* 1998b, Stella *et al.* 2000) potrebbe essere in grado di spiegare la variazione osservata: emissione X derivante dal fronte d'urto tra il vento relativistico della pulsar e il materiale circostante, è stata osservata in 1259-63, una pulsar radio in orbita attorno ad una stella Be (Tavani & Arons 1997). La luminosità X di questo sistema ha mostrato una variazione di circa 1 ordine di grandezza tra il periastro e l'apoaastro, interpretata come dovuta alla diversa densità del vento emesso dalla compagna. Un meccanismo simile potrebbe rendere conto della variazione di flusso osservata in SAX J1808.4-3658 e quindi indicare che al suo interno si è accesa una radiopulsar (Dotani *et al.* 2000).

Dall'osservazione del segnale periodico, è possibile dare una stima del raggio della stella di neutroni. Le condizioni per cui il segnale X sia impulsato sono:

1. che il raggio magnetosferico  $R_{mag}$  sia maggiore del raggio della stella di neutroni  $R_{NS}$

$$R_{mag} > R_{NS}; \quad (3.2)$$

2. che l'accrescimento sulla superficie della stella di neutroni non sia inibito dalla chiusura della barriera centrifuga, il che si traduce nella condizione

$$R_{mag} < R_{co} \quad (3.3)$$

dove

$$R_{mag} = 9.8 \cdot 10^5 \varphi B_8^{4/7} \dot{M}_{Edd}^{-2/7} M_1^{-1/7} R_6^{10/7} \quad \text{cm} \quad (3.4)$$

e il raggio di corotazione

$$R_{co} = 1.5 \cdot 10^6 M_1^{1/3} P_{-3}^{2/3} \quad \text{cm} \quad (3.5)$$

Supponendo che il tasso di materia accresciuta  $\dot{M}$  sia proporzionale al flusso osservato  $F$ , è possibile riscrivere le condizioni (1) e (2) come segue:

$$R_{mag} = A F_1^{-2/7} > R_{NS} \quad R_{mag} = A F_2^{-2/7} < R_{co} \quad (3.6)$$

dove  $F_1 = 238 \cdot 10^{11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  e  $F_2 = 21 \cdot 10^{11} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  (Gilfanov *et al.* 1998) sono i flussi massimo e minimo a cui sono stati osservati gli impulsi. Da ciò si ottiene:

$$R_{NS} < 0.5R_{co} = 13.8M_1^{1/3} \text{ km} \quad (3.7)$$

(Burderi & King 1998). Dal confronto di questa legge per il rapporto massa-raggio con diversi modelli sviluppati per stelle di neutroni con differenti equazioni di stato e per le *Strange Stars* (SS, stelle composte di materia strana, ossia di quark  $u, d, s$  non confinati), Li *et al.* (1999) individuano in SAX J1808.4-3658 un possibile candidato per quest'ultima classe di oggetti.

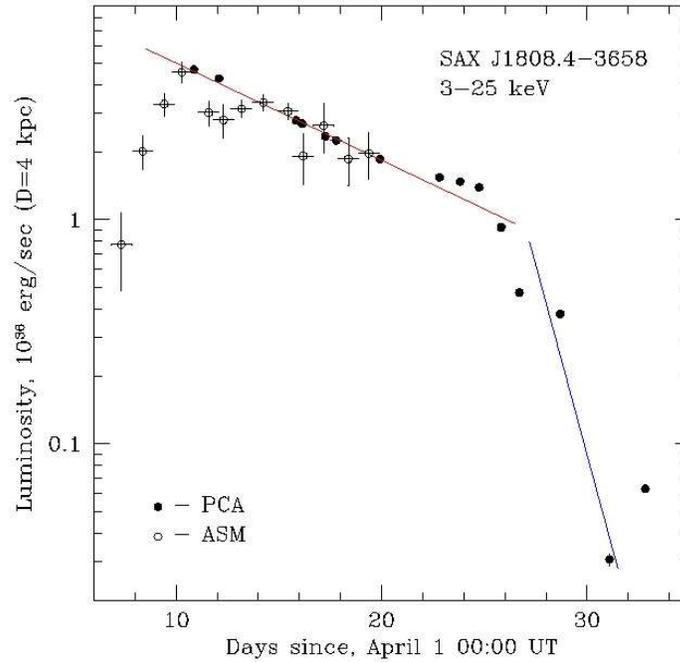


Figura 3.8: Curva di luce X di SAX J1808.4-3658 durante il declino dell'*outburst*. Si noti il cambiamento di pendenza che indica l'instaurarsi della fase di *propeller*.

Oltre a informazioni sul raggio, dalla conoscenza del periodo rotazionale è altresì possibile dare delle indicazioni sul valore del campo magnetico. La prima stima di un limite superiore di  $B$ , è stata fatta (Wijnands & van der Klis 1998) sulla base dei primi dati RXTE, considerando che in *outburst*  $R_{mag} < R_{co}$ . Assumendo  $R_{NS} = 10^6 \text{ cm}$ ,  $M_1 = 1.4 M_{\odot}$  e adottando i valori osservati del periodo e della luminosità (e quindi di  $\dot{M}$ ) si trova  $B \lesssim 2 - 6 \cdot 10^8 \text{ G}$ .

Osservazioni successive hanno mostrato che, per  $L_X \sim 8 \cdot 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ , la curva di luce mostra un brusco aumento di pendenza (fig. 3.8), indice

dell'instaurarsi del regime di *propeller*, cioè della chiusura della barriera centrifuga. Da ciò, ponendo  $R_{mag} = R_{co}$  e adottando, come valore minimo per la luminosità X dovuta ad accrescimento  $L_{min} \sim 10^{36}$ , si trova un campo magnetico pari a  $B \sim 3 \cdot 10^7$  G (Gilfanov *et al.* 1998).

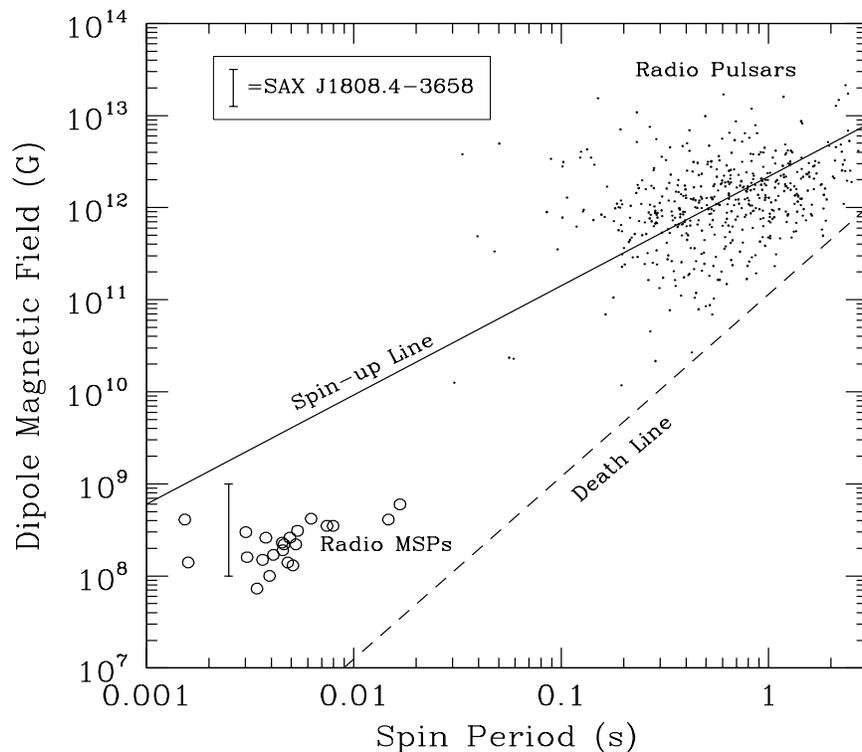


Figura 3.9: Diagramma B-P. La linea verticale indica i possibili valori del campo magnetico di SAX J1808.4-3658 stimati da Psaltis & Chakrabarty (1999), i pallini vuoti sono le millisecond pulsar note.

Una stima più precisa, ottenuta facendo uso della condizione per l'osservabilità dell'effetto impulsivo  $R_{co} < R_{mag} < R_{NS}$  e tenendo conto dei diversi possibili parametri del disco e della magnetosfera, fornisce, per il campo magnetico, una volta noto il periodo di rotazione (2.49 ms) e il tasso di accrescimento massimo e minimo (proporzionali a  $L_X$  al picco e a  $L_{min}$ ), l'intervallo di valori  $10^8 \div 10^9$  G (Psaltis & Chakrabarty 1999).

Dai valori così ottenuti si può osservare (fig. 3.9) come SAX J1808.4-3658 si ponga, nel diagramma campo magnetico-periodo, al di sopra della linea della morte; una volta cessato l'accrescimento questa sorgente potrebbe dunque emettere come radiopulsar.

Osservazioni a 1.4 GHz, effettuate nel continuo con ATCA (*Australia*

*Telescope Compact Array*), hanno rilevato, a distanza di un giorno dell'aumento della pendenza della curva di luce X, una sorgente radio con un flusso di 0.8 mJy, interpretato come emissione di sincrotrone prodotta dalla materia espulsa a velocità relativistiche dal sistema, a seguito della chiusura della barriera centrifuga. Osservazioni in epoche precedenti e successive hanno fornito un limite superiore per la pseudoluminosità  $\mathcal{L} = S \cdot d^2$  a 1.4 GHz pari a 6 mJy kpc<sup>2</sup> che, per una sorgente a 4 kpc corrisponde a un flusso di 0.38 mJy (Gaensler *et al.* 1999).

### 3.6 Risultati

Per ognuna delle sorgenti e per entrambi i banchi di filtri utilizzati, abbiamo attuato una ricerca di periodicità sulla base della metodologia esposta in §2.3.1. In particolare si sono selezionati segmenti di osservazione di diversa lunghezza: perché fossero rivelabili segnali deboli, abbiamo anzitutto effettuato l'analisi su segmenti i più lunghi possibile (compatibilmente coi tempi di calcolo) utilizzando files contenenti  $2^{24}$  campionamenti che, dato un tempo di campionamento  $\delta t = 125 \mu s$ , corrispondono a osservazioni di  $\sim 35^m$ ; per ovviare al problema dell'accelerazione dovuta al moto orbitale abbiamo poi proceduto alla rianalisi dei dati dividendoli in segmenti di più breve durata contenenti  $2^{22}$  campionamenti, che corrispondono a un tempo di integrazione di  $\sim 8^m$ .

Nell'ammasso globulare NGC 6440, è stata di recente scoperta una pulsar lenta in un sistema binario (D'Amico *et al.* 1999) la cui misura di dispersione è risultata essere  $DM = 220$ . Per il transiente X 1745-203 che si trova anch'egli all'interno di NGC 6440, abbiamo perciò attuato la dedispersione del segnale per valori di  $DM > 200$  e poiché per il sistema di filtri a 96 canali, il massimo valore indagato (quello cioè per cui l'allargamento dell'impulso in un singolo canale risulta pari a 2 ms) è 207.6671, abbiamo preso in esame solamente i dati relativi al banco di filtri da 256 canali.

Tutti i segmenti analizzati si riferiscono a fasi in cui le sorgenti si trovavano in uno stato di quiescenza X, come evidenziato nelle figure da 3.10 a 3.13<sup>1</sup>.

In nessuna delle sorgenti X transienti analizzate nel corso di questo lavoro, è stato trovato un segnale radio, in fase di quiescenza X, con periodicità dell'ordine dei millesimi di secondo.

---

<sup>1</sup>Le curve di luce riportate sono state scaricate dal sito <http://xte.mit.edu/lcextret/>.

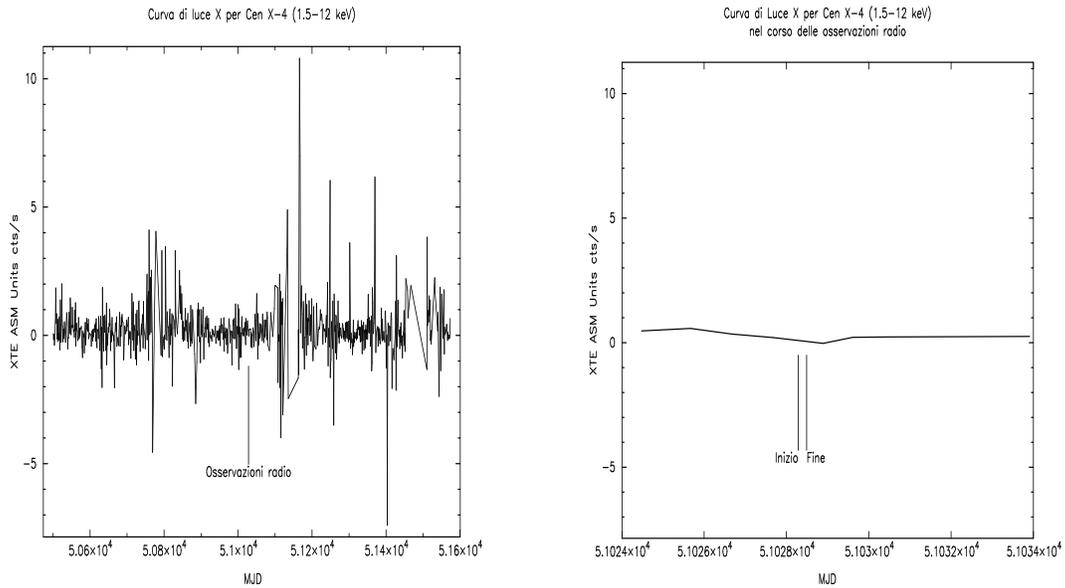


Figura 3.10: Curva di luce X per Cen X-4. In ascissa è indicato il giorno giuliano modificato, in ordinata il numero di conteggi al secondo per l'ASM (*All Sky Monitor*) a bordo di XTE. Per flussi molto bassi la sottrazione del fondo può dar luogo a valori negativi dei conteggi. In *outburst* questa sorgente ha mostrato un flusso pari a 5 Crab ( $1 \text{ Crab} = 1.6 \cdot 10^{-8} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  e corrisponde a 74 ASM XTE cts/s). A destra è riportato il dettaglio della fase di quiescenza durante la quale sono stati registrati i dati analizzati in questo lavoro (MJD 51028.285-51028.489).

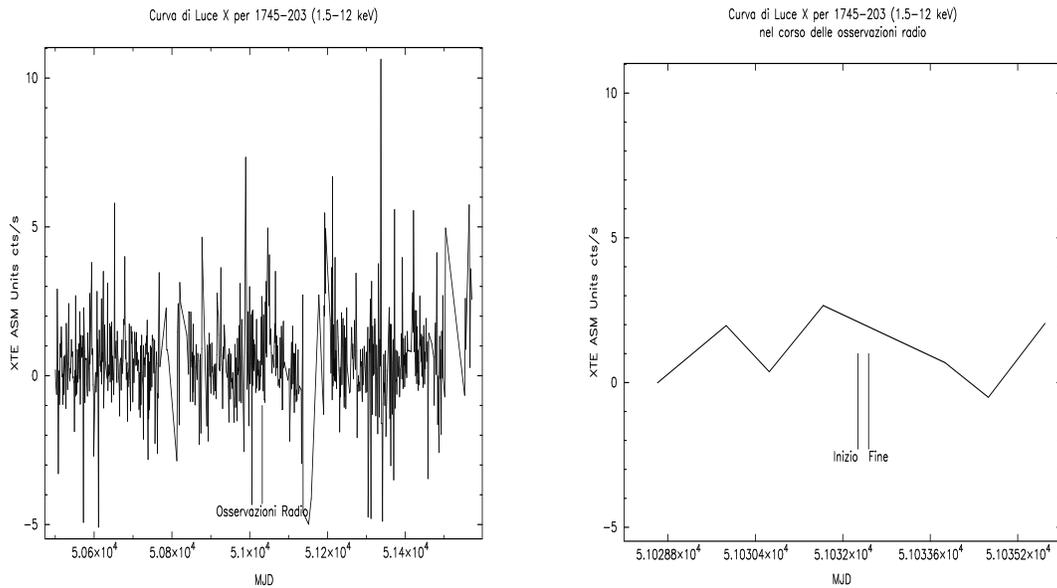


Figura 3.11: Curva di luce X per X 1745-203. In *outburst* questa sorgente raggiunge  $\sim 20 \text{ cts/s}$  (valore desunto dal flusso X registrato dal satellite Uhuru e riportato agli ASM XTE cts/s). A destra è riportato il dettaglio della fase di quiescenza durante la quale sono stati registrati i dati analizzati in questo lavoro (MJD 51032.278-51032.472).

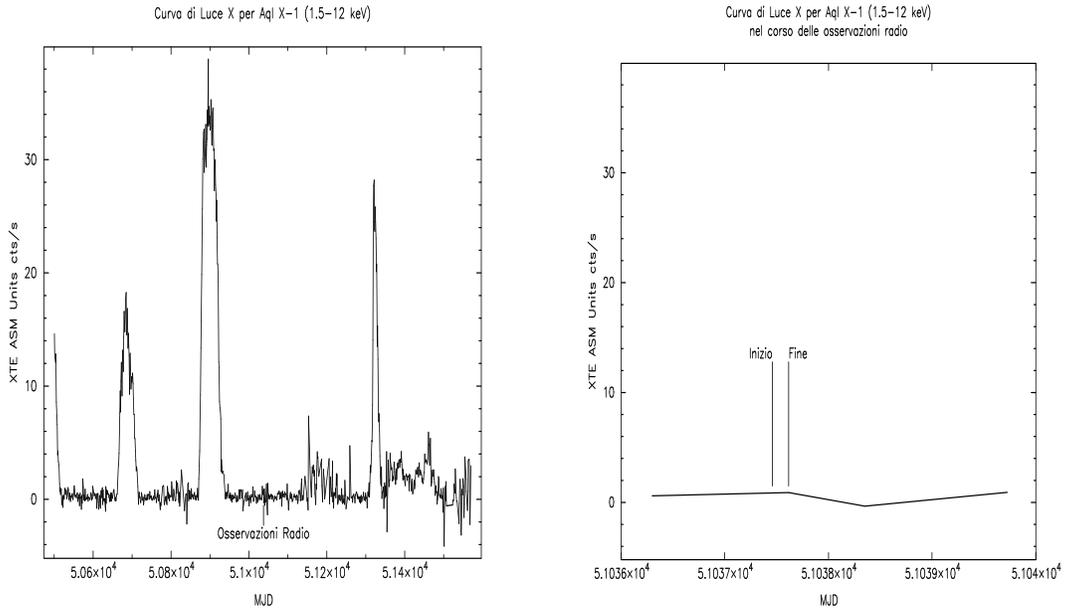


Figura 3.12: Curva di luce X per Aql X-1. A destra è riportato il dettaglio della fase di quiescenza durante la quale sono stati registrati i dati analizzati in questo lavoro (MJD 51037.461-51037.616).

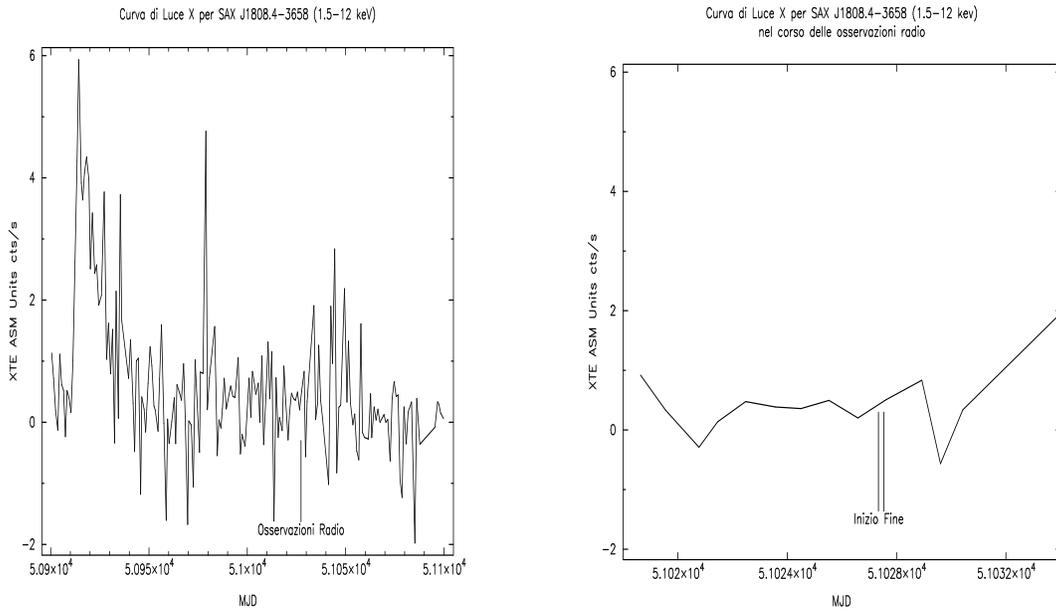


Figura 3.13: Curva di luce X per SAX J1808.4-3658. A destra è riportato il dettaglio della fase di quiescenza durante la quale sono stati registrati i dati analizzati in questo lavoro (MJD 51027.334-51027.538).

Abbiamo tuttavia selezionato alcuni sospetti per i quali sarà necessario fare nuove analisi e, eventuale nuove osservazioni. Riportiamo in figura 3.14 uno degli esempi più significativi per la sorgente 1455-314 (Cen X-4).

Tape: NOV001 File: 7 Start Block: 65649 Date: 980803 UT: 08:27:38.0000

LST: 15:07:31.35 R.A.(J2000): 14:58:21.9980 Dec(J2000): -31:40:07.080

Source: P1455-314 Freq1(MHz): 1363.87500 256 x -0.2500 MHz Tsamp(ms): 0.125000

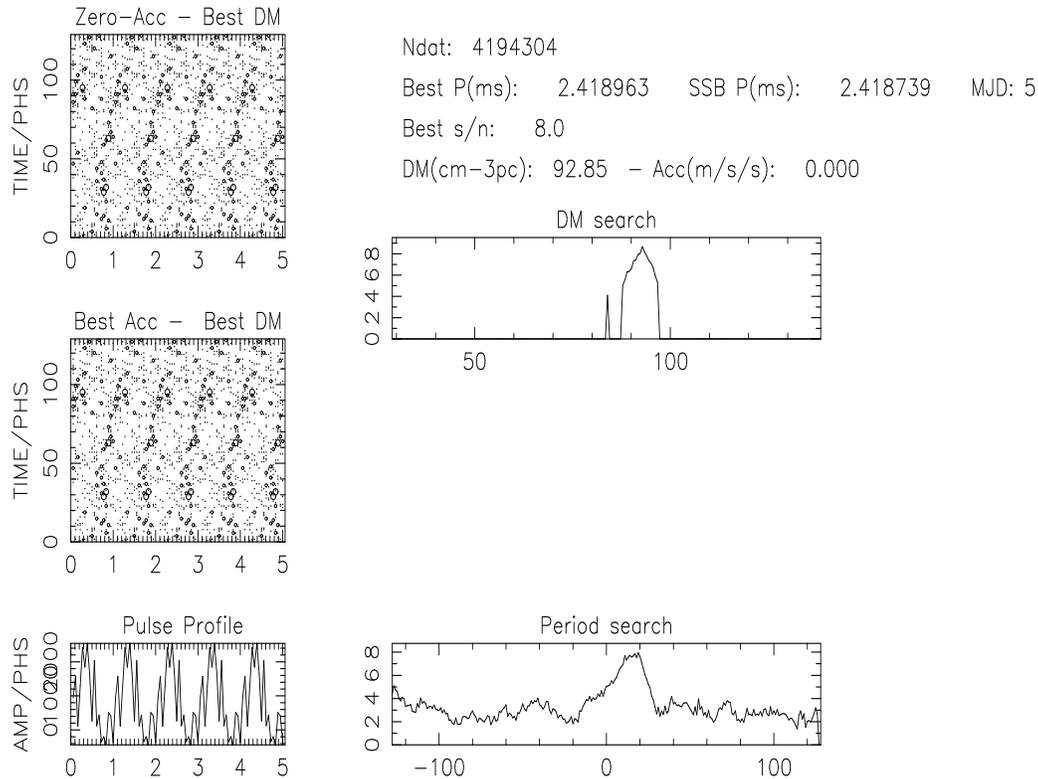


Figura 3.14: Sospetto selezionato per la sorgente 1455-314.

Di seguito, presentiamo i limiti in flusso e la discussione dei possibili effetti dovuti all'accelerazione orbitale determinati dall'apparato osservativo e dalle scelte operate per l'analisi dei dati. Nel capitolo successivo discuteremo le conseguenze della mancata rivelazione indagando in particolare le possibili cause che potrebbero aver impedito l'osservazione dell'emissione radio pulsata.

### 3.6.1 Flussi

Nei grafici che seguono mostriamo, per tutte le sorgenti analizzate, il flusso minimo  $S_{min}$  rilevabile con i due banchi di filtri impiegati per le osservazioni, in funzione dell'intervallo di periodi indagato ( $0.5 \div 200$  ms) e per i due valori estremi della misura di dispersione utilizzati in `vlsa-dedisp_new` (0.1352 e

207.6671 pc cm<sup>-3</sup> per il sistema a 96 canali, 0.556 e 2277.206 pc cm<sup>-3</sup> per quello a 256).

Ricordiamo che

$$S_{min} = n\sigma \frac{T_{sys} + T_{sky}}{G \sqrt{N_p \Delta t \Delta \nu_{MHz}}} \sqrt{\frac{W_e}{P - W_e}} \quad \text{mJy} \quad (3.8)$$

dove  $n\sigma$  è il minimo rapporto segnale rumore per cui abbiamo attuato la ricerca (gli altri parametri sono stati descritti in §2.2). Per il *beam* centrale del telescopio da 64 m di Parkes, il guadagno  $G$  risulta pari a 0.67 °K/Jy, la temperatura di sistema  $T_{sys}$  vale 24 °K e il numero di polarizzazioni  $N_p$  è 2. La temperatura di fondo cielo  $T_{sky}$ , è stata calcolata a partire dal valore fornito a 408 MHz dal programma `tsky.f` considerando una dipendenza dalla frequenza  $\propto \nu^{-2.7}$ . Il minimo valore del rapporto segnale/rumore per cui abbiamo scelto di effettuare la ricerca di periodicità è  $n\sigma = 7.0$  e abbiamo fissato l'allargamento intrinseco dell'impulso  $W$  al 15% del valore del periodo. Con questi numeri e considerando i segmenti di integrazione più lunghi ( $\Delta t = 2^{24} \cdot \delta t_{sampl} \sim 35^m$ ) abbiamo prodotto le curve di flusso minimo per i due sistemi di filtri e per ognuna delle sorgenti analizzate.

#### Cen X-4

La ricerca effettuata su Centaurus X-4 (1455-314) non ha portato alla scoperta di alcun segnale periodico con un flusso superiore a quello graficato in figura 3.15, in funzione del periodo e per tutto l'intervallo delle misure di dispersione indagato. Per il banco di filtri a 96 canali, facendo riferimento a un periodo caratteristico per le millisecond pulsar di 3 ms, il flusso minimo rilevabile varia tra 0.154 mJy (per il valore minimo della misura di dispersione indagata) e 0.495 mJy (per il massimo). Per il sistema a 256 canali si trova, sempre per  $P = 3$  ms e per i valori estremi del  $DM$  con cui abbiamo effettuato la dedispersione,  $S_{min} = 0.328 \div 1.055$  mJy.

La sensibilità, chiaramente, si deteriora andando verso periodi corti, ma notiamo che resta sotto 0.161 mJy, per il sistema a 96 canali e a 0.329, per quello a 256, per tutti i  $DM \leq 21$  pc cm<sup>-3</sup> (valore derivato dal modello di Taylor & Cordes 1993) e per tutti i periodi da noi indagati ( $P \geq 0.5$  ms).

Siccome il valore massimo di  $DM$  è stato fissato in modo tale da produrre un allargamento dell'impulso pari a 2 ms, non è ovviamente possibile rilevare

alcun segnale periodico con  $P < 2$  ms, per una misura di dispersione pari a  $DM_{Max}$ .

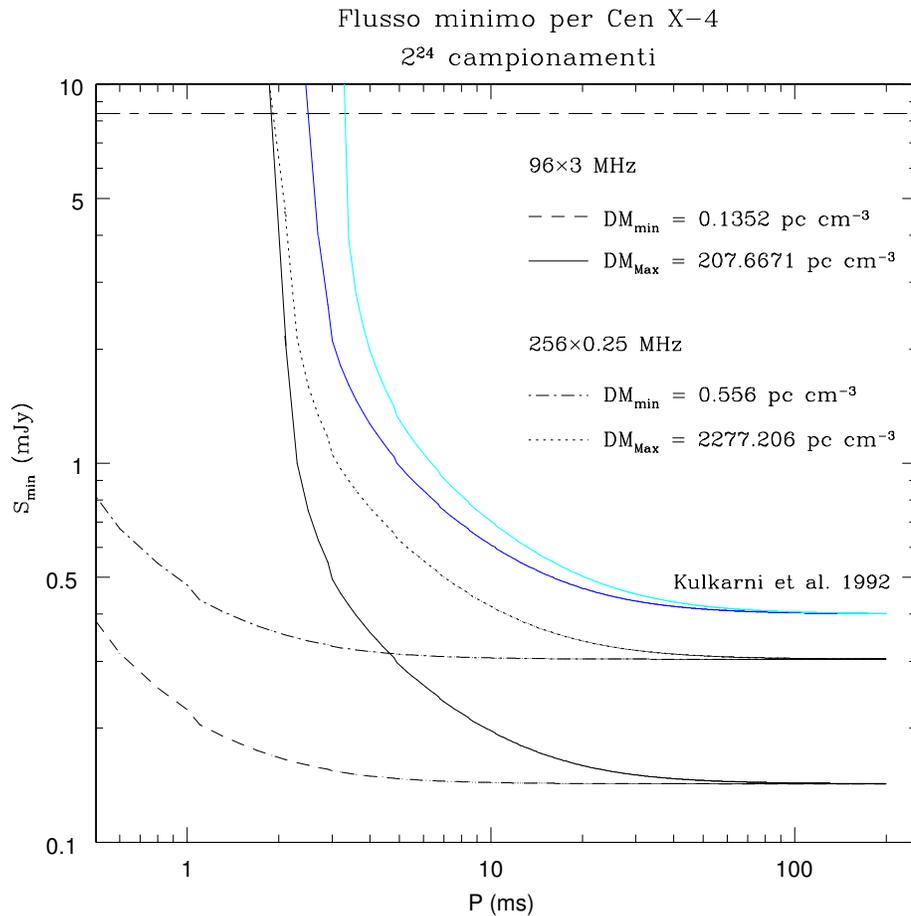


Figura 3.15: Flusso minimo rilevabile per Centaurus X-4 a 1.4 GHz. Le curve rappresentano l'andamento di  $S_{min}$  col periodo per i 2 sistemi di filtri, a 96 canali (la curva tratteggiata per il  $DM_{min}$  indagato, quella continua per il  $DM_{massimo}$ ) e a 256 (la curva a tratti e punti per il  $DM_{minimo}$ , quella a puntini per il  $DM_{massimo}$ ). Le curve blu (per il  $DM_{minimo}$ ) e azzurra (per il massimo) si riferiscono alla ricerca di pulsazioni effettuata su Cen X-4 da Kulkarni *et al.* (1992). La linea orizzontale a tratti lunghi e corti rappresenta il flusso riportato a 1.4 GHz a cui la sorgente è stata rivelata nel continuo radio (a 4.8 GHz) qualche giorno dopo l'*outburst* del 1979 (Hjellming *et al.* 1979).

Una analoga ricerca di pulsazioni in banda radio, effettuata da Kulkarni *et al.* (1992) con il VLA, utilizzando un sistema di filtri a 14 canali da 2 MHz ciascuno, con una frequenza di osservazione nell'intervallo 1450-1478 MHz e con un tempo di campionamento di 1.24 ms, non ha portato alla rivelazione di

alcun segnale al di sopra di 0.4 mJy. In figura 3.15, riportiamo, per confronto coi risultati da noi ottenuti, l'andamento del flusso minimo con il periodo, ricavato a partire dai dati riportati in Kulkarni *et al.* (1992) e ricostruito imponendo che il valore del flusso minimo a periodi lunghi fosse 0.4 mJy. Non avendo trovato in letteratura indicazioni a riguardo, abbiamo scelto di utilizzare lo stesso *duty cycle* adottato per l'analisi da noi svolta. Inoltre, in analogia con quanto fatto per i dati analizzati nel corso di questo lavoro di tesi e in mancanza di specifiche informazioni a riguardo, abbiamo scelto di riprodurre le curve di flusso minimo relative ai dati di Kulkarni *et al.*, per due valori della misura di dispersione: il primo,  $DM_{min}^{Kulk}$ , tale da produrre, su tutta la banda passante, un allargamento pari a un tempo di campionamento (curva blu), il secondo,  $DM_{Max}^{Kulk}$ , tale per cui la larghezza dell'impulso in un singolo canale risulti pari a 2 ms (curva azzurra).

Nel grafico 3.15 (riga orizzontale tratteggiata), riportiamo poi il flusso registrato a 4.8 GHz col VLA che, pochi giorni dopo l'*outburst* del 1979 è risultato pari a 1 mJy (Hjellming *et al.* 1979). Utilizzando un'indice spettrale tipico per le millisecond pulsar ( $\alpha = 1.7$ ), abbiamo ottenuto un flusso a 1.4 GHz di 8.36 mJy.

### A 1742-289

In figura 3.16 riportiamo il flusso minimo rilevabile, in funzione del periodo, per A 1742-289. Per il sistema di filtri a 96 canali  $S_{min}$ , per un periodo di 3 ms, vale 0.317 mJy per il minimo valore di  $DM$  con cui abbiamo dedisperso i dati e 1.011 mJy per il massimo. Con il sistema a 256 canali invece, il flusso minimo risulta 0.702 mJy per  $DM_{min}$  e 2.241 mJy per  $DM_{Max}$ .

Utilizzando il valore della misura di dispersione  $DM = 360 \text{ pc cm}^{-3}$ , calcolato per mezzo del modello di Taylor & Cordes (1993), si ottiene, per il banco di filtri a 256 canali, un flusso minimo  $\leq 3.418 \text{ mJy}$  per tutti i periodi indagati ( $\geq 0.5 \text{ ms}$ ) e in particolare, pari a 0.775 mJy se si considera un periodo di 3 ms.

Per questa sorgente non sono state effettuate precedenti ricerche di emissione radio periodica. Riportiamo invece (linea orizzontale tratteggiata) il flusso rilevato nel continuo, a distanza di 3 mesi dall'*outburst* del febbraio 1975, il cui valore a 0.4 GHz è risultato  $S < 50 \text{ mJy}$  che corrisponde (considerando  $\alpha = 1.7$ ) a  $S < 5.94 \text{ mJy}$  a 1.4 GHz.

Flusso minimo per A 1742-289

$2^{24}$  campionamenti

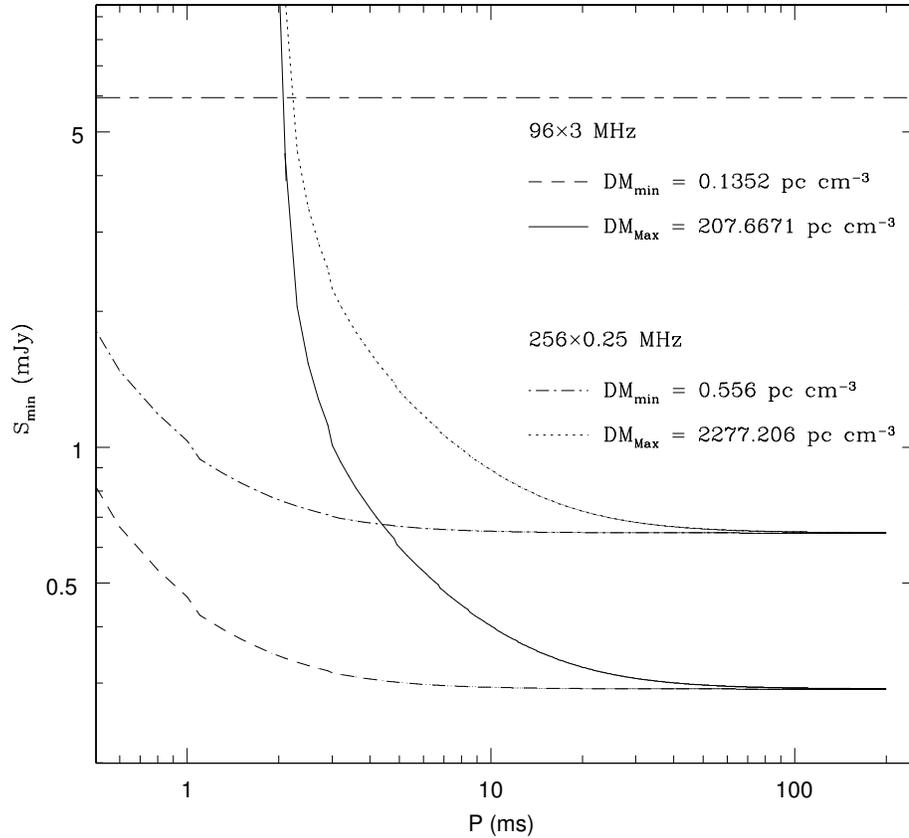


Figura 3.16: Flusso minimo rilevabile per A 1742-289. Per la descrizione delle differenti curve si veda fig. 3.15. La linea orizzontale si riferisce al flusso a 0.4 GHz rilevato a 3 mesi dall'*outburst* del 1975 (Davies *et al.* 1976) e riportato a 1.4 GHz.

**X 1745-203**

L'andamento del flusso minimo, al di sopra del quale non è stato registrato alcun segnale radio con periodi nell'intervallo  $0.5 \div 200 \text{ ms}$ , per la sorgente transiente X 1745-203 (situata all'interno dell'ammasso globulare NGC 6440) è mostrato in figura 3.17. Per quanto detto in precedenza, riportiamo solamente i risultati relativi al sistema di filtri a 256 canali: la curva tratteggiata si riferisce al minimo valore della misura di dispersione indagato e ammette un flusso minimo, a 3 ms, pari a 0.389 mJy; quella continua è relativa al  $DM$  massimo, per il quale  $S_{\min}(3\text{ms}) = 1.243 \text{ mJy}$ . Per  $DM = 260$  (valore ricavato dal modello di Taylor & Cordes, 1993), il flusso minimo risulta sempre (ovvero

per  $P > 0.5$  ms) minore di 1.329 mJy e pari a 0.412 mJy a 3 ms.

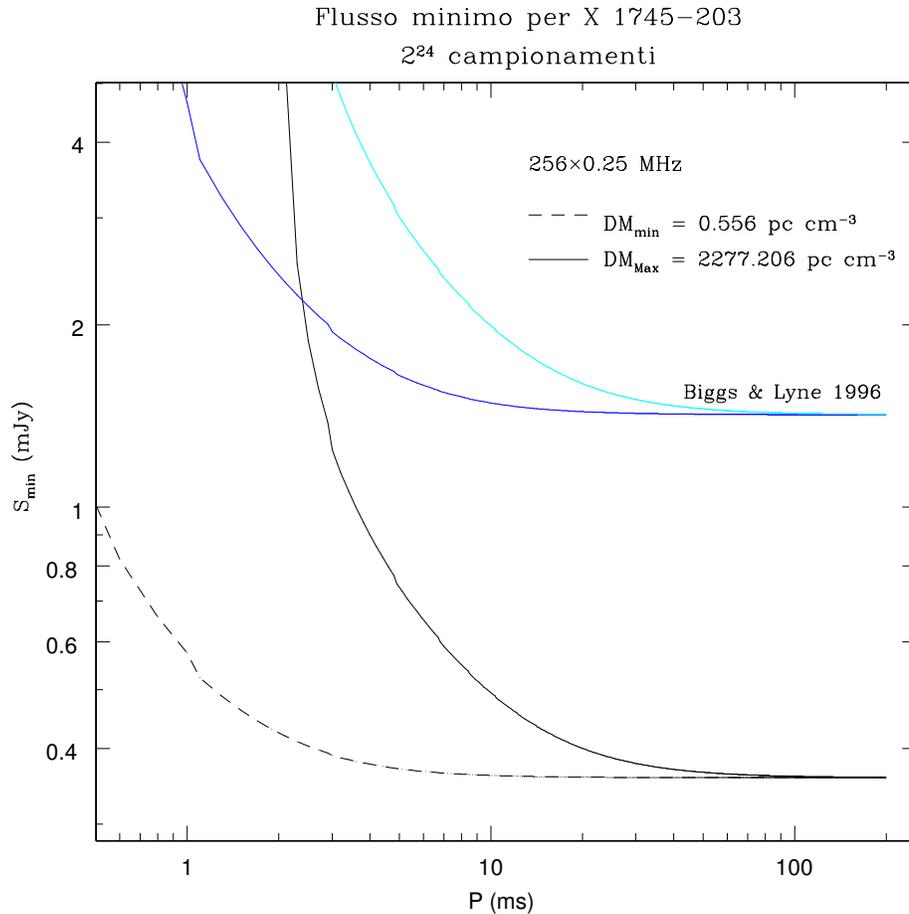


Figura 3.17: Flusso minimo rilevabile per X 1745-203. Le curve rappresentano l'andamento di  $S_{\min}$  col periodo per il sistema di filtri a 256 canali (la curva tratteggiata per il DM minimo indagato, quella continua per il DM massimo). Le curve blu (per il DM minimo) e azzurra (per il massimo) si riferiscono alla ricerca di pulsazioni effettuata sulla medesima sorgente da Biggs & Lyne (1996).

Le curve colorate (in azzurro per  $DM_{Max}$ , in blu per  $DM_{min}$ ) sono state ottenute a partire dai dati relativi alla ricerca di periodicità in banda radio condotta da Biggs & Lyne (1996) sul transiente X 1745-203. Le osservazioni sono state effettuate col telescopio da 76 m di Jodrell Bank utilizzando un banco di filtri con frequenza di osservazione  $\nu = 610$  MHz, larghezza di banda  $\Delta\nu = 4$  MHz, divisa in 32 canali da 0.125 MHz. Il guadagno di tale apparato è  $\sim 1$  °K/Jy e la temperatura di sistema risulta 85 °K. I dati sono stati campionati ogni 300  $\mu$ s e il *duty cycle* adottato è pari al 5%. Il flusso minimo,

riportato a 400 MHz utilizzando un indice spettrale  $\alpha = 1.5$ , è risultato essere 6 mJy.

Per confrontare tale valore con i dati da noi ottenuti, abbiamo riscalato a 1.4 GHz il flusso registrato da Biggs & Lyne a 610 MHz utilizzando un'indice spettrale  $\alpha = 1.7$ . Per ricostruire le curve graficate abbiamo poi ricavato i parametri osservativi non riportati in Biggs & Lyne (1996) imponendo che, per periodi lunghi il flusso minimo fosse pari al valore indicato (6 mJy a 400 MHz). Utilizzando poi un *duty cycle* del 15%, che riteniamo più rappresentativo della classe delle pulsar al millisecondo, abbiamo ottenuto l'andamento del flusso minimo in funzione del periodo per i due valori estremi di  $DM$  calcolati come descritto in precedenza nel caso di Cen X-4.

### Aql X-1

Riportiamo in figura 3.18 le curve di flusso minimo per Aql X-1. I valori di  $S_{min}$ , per un periodo di 3 ms, variano, a seconda del  $DM$  utilizzato, tra 0.168 mJy e 0.537 mJy per il banco di filtri a 96 canali e tra 0.359 mJy e 1.153 mJy per quello a 256. Per il valore della misura di dispersione derivata dal modello di Taylor & Cordes (1993), si trova  $S_{min} \leq 0.845$  mJy per ogni periodo  $P \geq 0.5$  ms, nel caso del banco di filtri a 256 canali. Per i 96 canali tale  $DM$  ( $109 \text{ pc cm}^{-3}$ ) non permette la rivelazione di un segnale con un periodo minore di 0.63 ms, per il quale il flusso minimo risulta pari a 5.318 ms.

Una precedente ricerca di una sorgente radio pulsante in Aql X-1, attuata da Biggs & Lyne col telescopio da 76 m di Jodrell Bank, non ha portato alla rivelazione di alcun segnale al di sopra di un flusso limite, a 400 MHz, di 3 mJy. L'apparato osservativo utilizzato constava di un banco di filtri a 32 canali da 0.25 MHz con una temperatura di sistema di 65 °K e un guadagno di 1 °K/Jy. Le osservazioni sono state condotte con un tempo di campionamento di 300  $\mu$ s a una frequenza di 925 MHz e i valori ottenuti sono stati riscalati a 400 MHz assumendo un'indice spettrale pari a 1.5.

Le curve blu (per  $DM_{min}$ ) e azzurra (per  $DM_{Max}$ ) relative alle osservazioni di Biggs & Lyne, riportate per confronto in figura 3.18, sono state ricostruite come descritto nel caso di A 1742-289.

La linea tratteggiata orizzontale rappresenta un limite superiore per il flusso rilevato nel continuo in banda radio, a circa un mese dalla registrazione di un *outburst* ottico (Hjellming *et al.* 1990). Il flusso a 8.4 GHz è risultato

$< 0.1$  mJy, corrispondente a  $S < 2.1$  mJy a 1.4 GHz (assumendo un indice spettrale  $\alpha = 1.7$ ).

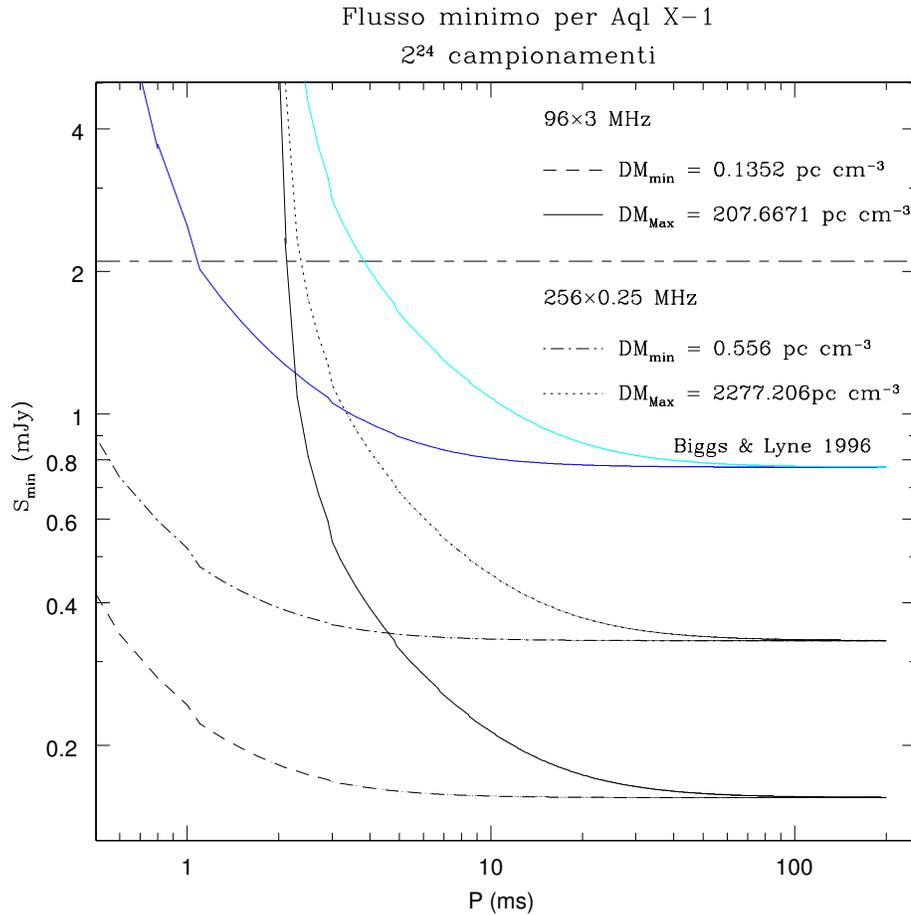


Figura 3.18: Flusso minimo rilevabile per Aql X-1. La linea orizzontale tratteggiata rappresenta un limite superiore per il flusso registrato nel continuo a distanza di un mese da un *outburst* ottico da Hjellming *et al.* (1990). Le curve colorate si riferiscono alla ricerca di pulsazioni operata da Biggs & Lyne (1996). Per la descrizione delle altre curve graficate si veda fig. 3.15.

### SAX J1808.4-3658

Per SAX J1808.4-3658, per motivi che verranno spiegati nel paragrafo seguente, abbiamo effettuato la ricerca di periodicità su segmenti di osservazione da 2<sup>21</sup> campionamenti, corrispondenti a un tempo di integrazione di 4<sup>m</sup>22<sup>s</sup>. Inoltre, poiché sappiamo che il periodo di rotazione è pari a 2.49 ms, abbiamo

spinto l'analisi in  $DM$  fino ad un valore massimo tale per cui l'allargamento dell'impulso risultasse  $\delta t_{DM} = 1$  ms.

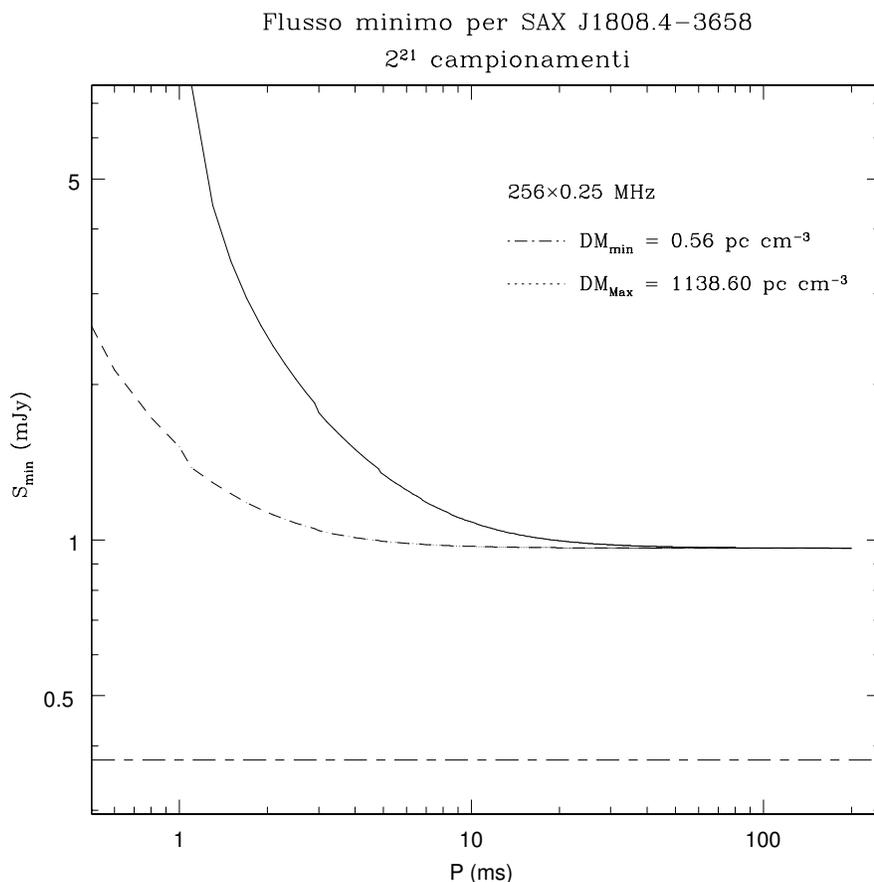


Figura 3.19: Flusso minimo rilevabile per SAX J1808.4-3658. Per la descrizione delle diverse curve graficate si veda fig. 3.15. La linea orizzontale tratteggiata è relativa al limite superiore per il flusso in quiescenza nel continuo radio registrato da Gaensler *et al.* (1999).

Per questa sorgente erano disponibili solo dati registrati col banco di filtri a 256 canali. I limiti in flusso, per  $P = 2.49$  ms, risultano compresi tra 1.08 mJy per il valore minimo di  $DM$  e 2.04 mJy per il massimo. La linea tratteggiata orizzontale si riferisce ad un limite per il flusso nel continuo, in quiescenza, che, a 1.4 GHz, risulta  $< 0.375$  mJy (Gaensler et al. 1999).

### 3.6.2 Accelerazione

In questa sezione ci occuperemo della stima degli effetti, sulle osservazioni, dell'accelerazione dovuta al moto orbitale della stella di neutroni. Per fare ciò

abbiamo fatto uso del programma `velocity.f` il quale, ricevuti in ingresso il periodo orbitale  $P_b$  in giorni, il valore in secondi-luce di  $a \sin i$  (dove  $a$  è il semiasse maggiore dell'orbita e  $i$  è l'inclinazione del piano orbitale) e la durata  $\Delta t$ , in secondi, di un segmento di osservazione, fornisce l'accelerazione massima  $a_{max}$  e le variazioni massima e minima che essa può subire in un tempo  $\Delta t$ .

Come abbiamo visto nel paragrafo §2.3.1, l'effetto dell'accelerazione dovuta a moto orbitale è quello di allargare l'impulso integrato. Noto il valore massimo dell'accelerazione che un sistema può subire è allora possibile determinare il massimo allargamento  $\Delta W_{max}$  che questo effetto produce sul segnale periodico per una osservazione di durata  $\Delta t$ .

Supponiamo di osservare un segnale costituito da un treno di impulsi periodici con frequenza di ripetizione costante nel tempo  $f_0$ . Dato il tempo di arrivo  $t_i$  di un generico impulso, si definisce *fase dell'impulso* il residuo decimale della quantità  $\Phi_i$  definita in base alla:

$$\Phi(t) = f_0 t \quad (3.9)$$

L'osservazione delle pulsar è possibile grazie alla elevata stabilità intrinseca della frequenza di ripetizione degli impulsi, e quindi della loro fase. Grazie a questa caratteristica infatti, impulsi molto deboli possono essere integrati (in *fase*, appunto) per produrre un impulso integrato ad alto rapporto segnale/rumore. In questo processo di integrazione, effettuato utilizzando appunto la (3.9), è necessaria quindi una *stabilità di fase* adeguata al tempo totale di integrazione  $\Delta t$  necessario per ottenere il desiderato rapporto segnale/rumore. Qualsiasi fenomeno che tende a variare la fase degli impulsi, tende anche a deteriorare l'impulso integrato e quindi l'osservabilità della pulsar (almeno fino a quando non lo si può parametrizzare con precisione, in modo da poterne tenere conto nel procedimento di integrazione).

In generale, per una frequenza  $f(t)$  variabile nel tempo, l'incremento infinitesimo di fase  $\delta\Phi(t)$  in un intervallo di tempo infinitesimo  $\delta t$ , al tempo  $t$  sarà dato da:

$$\delta\Phi(t) = f(t)\delta t \quad (3.10)$$

quindi la fase  $\Phi(t)$  di un impulso osservato a un'epoca  $t$  sarà data da:

$$\Phi(t) = \int_0^t f(t)\delta t \quad (3.11)$$

A causa dell'effetto Doppler dovuto al moto orbitale, la frequenza di un segnale periodico emesso da una sorgente in un sistema binario, varia nel tempo secondo la legge

$$f(t) = f_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (3.12)$$

in cui  $v$  è la velocità relativa fra la sorgente e l'osservatore. La fase degli impulsi provenienti da una pulsar in un sistema binario è data quindi dall'equazione:

$$\Phi(t) = \int_0^t f_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \delta t \quad (3.13)$$

Assumendo che nel corso di una osservazione di durata  $\Delta t = t_2 - t_1$  l'accelerazione  $a$  sia costante, possiamo scrivere

$$v(t) = a(t - t_m) \quad (3.14)$$

dove  $t_m = (t_2 + t_1)/2$ , e in questo caso la (3.13) diventa:

$$\Phi(t) = \Phi_0 + \frac{1}{2} f_0 \frac{a}{c} (t - t_m)^2 \quad (3.15)$$

dalla quale risulta che il massimo *drift* di fase (rispetto alla fase  $\Phi_0$  all'epoca di riferimento  $t_m$ ) si ha all'epoca  $t = t_m + \Delta t/2$  (o all'epoca  $t = t_m - \Delta t/2$ , la funzione è simmetrica). Lo sfasamento massimo vale quindi:

$$\Delta\Phi = \frac{1}{8} f_0 \frac{a}{c} \Delta t^2 \quad (3.16)$$

Questo *drift* si traduce in un allargamento dell'impulso integrato che sarà dato da

$$\Delta W = \frac{\Delta\Phi}{f_0} = \frac{1}{8} \frac{a}{c} \Delta t^2 \quad (3.17)$$

Allo scopo di definire un valore orientativo di riferimento per il *cut-off* di sensibilità in funzione dell'accelerazione, si può assumere che l'effetto dell'accelerazione non sia molto significativo quando

$$\Delta W \lesssim 2W_e = 0.3P \quad (3.18)$$

dove  $W_e$  è l'ampiezza degli impulsi non accelerati qui assunta pari al 15% del periodo.

Il segnale resta comunque rivelabile, sebbene con una graduale perdita di sensibilità, fin tanto che l'allargamento complessivo  $W_{tot} \simeq \sqrt{W_e^2 + \Delta W^2}$ , si mantiene minore del periodo  $P$ . In questa condizione la sensibilità diminuisce in conformità a quanto previsto dall'equazione 2.1 quando, a  $W_e$  si sostituisca

$W_{tot}$ . Qualora l'allargamento  $\Delta W$  risulti maggiore di  $P$ , la formula 2.1 non è applicabile e, in effetti, la rivelabilità del segnale diminuisce drasticamente. Invertendo l'equazione 3.17, è possibile, data un'accelerazione  $a$ , ottenere una stima dell'intervallo di integrazione, tale per cui  $\Delta W \ll P$ . Il tempo  $\Delta t_{coherent}$  così valutato è, in sostanza, il tempo sul quale gli impulsi possono essere integrati in maniera coerente (poiché le variazioni di fase introdotte dall'effetto Doppler divengono trascurabili), senza che si abbia una perdita significativa di sensibilità.

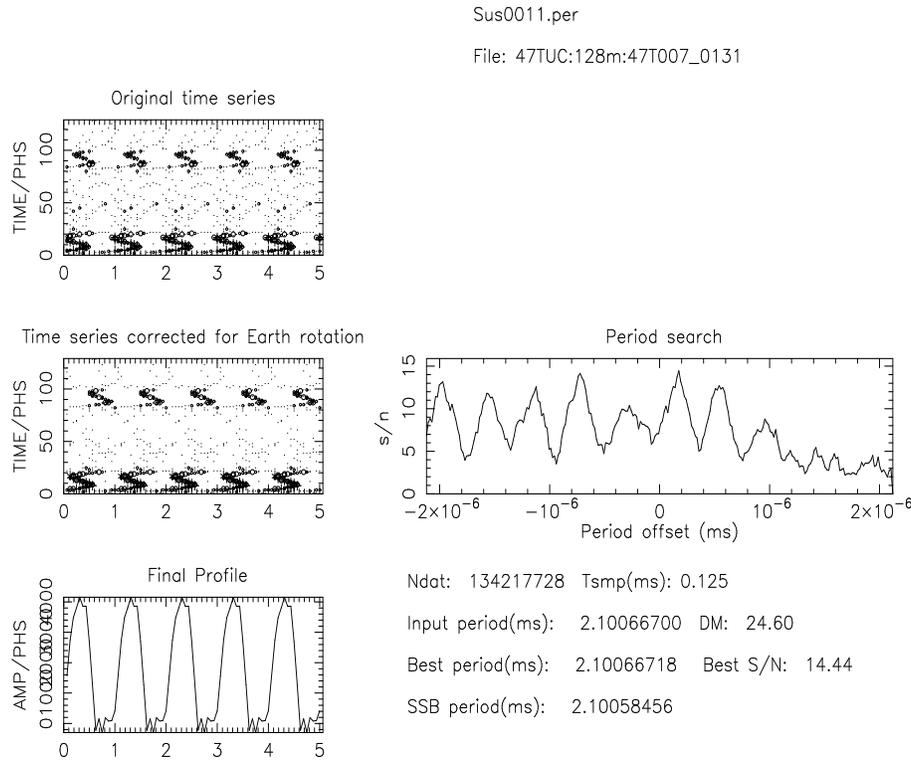


Figura 3.20: Pulsar binaria ( $P_b = 0.12$  giorni) scoperta in 47 Tucanae (Manchester *et al.* 1991). Il grafico si riferisce ad osservazioni fatte di recente col radiotelescopio di Parkes (D'Amico 2000, priv. comunic.).

Nel caso in cui la durata  $\Delta t$  dei segmenti analizzati sia maggiore del tempo in cui gli impulsi restano in fase, se l'intensità del segnale presente in  $\Delta t_{coherent}$  è sufficientemente elevata da produrre un rapporto segnale/rumore su tutto l'intervallo di integrazione (tenuto conto, ovviamente, che il segnale è presente solo in  $\Delta t_{coherent}$  mentre il rumore risulta dall'integrazione su tutto  $\Delta t$ ), gli impulsi saranno ancora rivelabili (si veda ad esempio, figura 3.20).

I risultati ottenuti per le sorgenti per le quali esiste una indicazione del

valore del periodo orbitale, sono riassunti in tabella (3.2) ove i valori di  $a \sin i$  sono stati ottenuti, per Cen X-4 e SAX J1808.4-3658, a partire dai valori della funzione di massa e del periodo orbitale riportati in letteratura (Shahbaz *et al.* 1993, Chakrabarty & Morgan 1998), per Aql X-1 e A 1742-289, assumendo una massa per la stella di neutroni  $M_{NS} = 1.4 M_{\odot}$  e per la compagna (una stella di tipo K),  $M_2 = 0.6 M_{\odot}$  (Welsh *et al.* 2000, Murdin *et al.* 1980) e facendo uso, noto il periodo orbitale e posto  $i = 90^{\circ}$  (in modo da considerare la situazione più sfavorevole possibile), della formula per la funzione di massa (3.1).

			2 <sup>22</sup> campionamenti		2 <sup>24</sup> campionamenti	
Sorgente	$P_b$ (days)	$a \sin i$ (lt-s)	$S_{min}$ (mJy)	$P_{min}(acc)$ (ms)	$S_{min}$ (mJy)	$P_{min}(acc)$ (ms)
1455-314	0.629	4.27	0.29	6.54 ÷ 0.39	0.14	104.58 ÷ 25.29
1742-289	0.348	1.83	0.58	9.15 ÷ 0.76	0.04	146.46 ÷ 47.44
1808-365*	0.084	0.06	0.72	1.28 ÷ 0.29	–	–
1908+005	0.789	3.16	0.31	3.07 ÷ 0.15	0.16	41.21 ÷ 9.49

Tabella 3.2: Tabella riassuntiva dei risultati ottenuti. Per ogni sorgente per cui siano noti, sono riportati il periodo orbitale  $P$  e la proiezione del semiasse maggiore lungo la linea di vista  $a \sin i$ . Per segmenti di integrazione contenenti 2<sup>22</sup> e 2<sup>24</sup> campionamenti, riportiamo il flusso minimo nominale (calcolato a  $DM = 0$  e per  $P = 200$  ms) e il minimo periodo rilevabile (calcolato in base alle formule 3.17 e 3.18, relativamente alle accelerazioni massima e minima cui la stella è soggetta nel percorrere la sua orbita. \*Per SAX J1808.4-3658 i segmenti di integrazione contengono 2<sup>21</sup> campionamenti.

L'esame della tabella 3.2 ci permette di chiarire la scelta fatta di utilizzare, per l'analisi di SAX J1808.4-3658, segmenti di integrazione di lunghezza pari a 2<sup>21</sup> campionamenti. Per questa sorgente le osservazioni radio (di 4<sup>h</sup>36<sup>m</sup>) coprono più di due periodi orbitali: in almeno 4 segmenti di osservazione, la stella di neutroni deve dunque essere passata in un punto dell'orbita in cui l'accelerazione istantanea era nulla. Per segmenti di integrazione da 2<sup>21</sup> campionamenti la variazione di accelerazione (fornita da `velocity.f`) rispetto allo zero, è pari a 3.209959 m s<sup>-2</sup>. Con questo valore si ottiene un allargamento dell'impulso integrato  $\Delta W \sim 0.1$  ms, minore del valore corrispondente al massimo  $\Delta W$  permesso dalla condizione 3.18, per un oggetto con un periodo di rotazione  $P = 2.49$  ms.

Analizzando segmenti di tale lunghezza (ossia di durata pari a  $\sim 4^m$ ) è dunque possibile ovviare al problema dell'accelerazione anche per un sistema

binario così stretto e, in linea di principio, rivelare un segnale radio con una periodicità di 2.49 ms. Un tempo di integrazione breve, tuttavia, va a discapito della sensibilità dello strumento: il flusso minimo rilevabile, che nel caso di segmenti di integrazione da  $2^{24}$  campionamenti varierebbe, a seconda del valore di  $DM$  indagato, fra 0.38 e 1.72 mJy, si porta così, a valori compresi tra 1.1 e 2 mJy.

In tabella 3.2 sono riportati, oltre al periodo orbitale  $P_b$  e al valore di  $a \sin i$ , nel caso di segmenti da  $2^{22}$  e da  $2^{24}$  campionamenti, i flussi nominali (ossia a periodi lunghi e  $DM = 0$ ) e i periodi minimi osservabili, per il valore massimo e minimo dell'accelerazione cui la stella di neutroni può essere soggetta, a seconda della fase orbitale più o meno favorevole. Nel caso di SAX J1808.4-3658, come detto, i dati si riferiscono a segmenti di integrazione contenenti  $2^{21}$  campionamenti e, poiché le osservazioni coprono tutte le fasi orbitali, abbiamo la certezza di poter osservare la pulsar nel momento di accelerazione minima; per le altre sorgenti il valore riportato per il periodo minimo osservabile rappresenta un limite inferiore poiché non possiamo essere certi che le nostre osservazioni comprendano la fase di accelerazione minima.

Sorgente	$P_b$ (days)	$t_{obs}$ (days)	$\mathcal{P}$ (%)
1455-314	0.629	0.195	62
1742-289	0.348	0.195	100
1808-365	0.084	0.195	100
1908+005	0.789	0.164	42

Tabella 3.3: Probabilità di osservare una sorgente al momento di minima accelerazione.

La probabilità  $\mathcal{P}$  che ciò accada, può essere stimata, in maniera approssimativa, dal rapporto tra la durata complessiva dell'osservazione  $t_{obs}$  e la metà del periodo orbitale:

$$\mathcal{P} = \frac{2t_{obs}}{P_b} \quad (3.19)$$

dove il fattore 2 dipende dal fatto che è sufficiente osservare metà orbita per essere certi di avere un segmento in cui la stella di neutroni passa per un punto di accelerazione nulla. I risultati sono presentati in tabella 3.3.

Dai valori riportati nelle due tabelle precedenti si può concludere che

l'allargamento dell'impulso dovuto all'effetto Doppler non preclude, a priori, l'osservazione di segnali periodici dell'ordine dei millesimi di secondo.

Per Cen X-4 e 1742-289 non abbiamo indicazioni riguardo al periodo di rotazione; l'analisi da noi svolta è però in grado di rivelare, in tali sorgenti, segnali con periodi maggiori di qualche millisecondo, per tutti i segmenti di integrazione e, per segmenti particolarmente favorevoli, anche molto prossimi a 0.5 ms (ricordiamo che l'intervallo di periodi da noi investigato comprende valori tra 0.5 e 200 ms). Nel caso di 1742-289, inoltre, la copertura del periodo orbitale da parte delle osservazioni in banda radio è tale da assicurare, almeno in uno dei segmenti analizzati, la rivelazione di segnali con periodi maggiori di 3.51 ms, per osservazioni di  $\sim 35^m$ , e di ogni segnale nell'intervallo indagato, per i segmenti di integrazione più brevi.

Per Aql X-1, per la quale invece, si ha una indicazione del periodo di rotazione, osserviamo come, in linea di principio, pulsazioni con  $P = 3.6$  ms, risultino rivelabili in ogni segmento di integrazione da  $2^{22}$  campionamenti; se il periodo fosse invece pari a 1.8 ms avremmo comunque una elevata probabilità di registrarlo.



## Capitolo 4

# Interpretazione dei risultati

Nel Capitolo 1 abbiamo evidenziato che le stelle di neutroni incluse in sistemi transienti X soffici possono emettere come millisecond pulsar durante la fase di quiescenza dell'emissione X. Alla luce della mancata rivelazione di radiopulsar nel nostro campione di sorgenti in quiescenza, in questo capitolo indagheremo le possibili cause che potrebbero aver precluso l'osservabilità dei segnali radio pulsati.

### 4.1 Luminosità delle sorgenti

Molte delle millisecond pulsar conosciute si trovano entro un raggio di  $\sim 1$  kpc dal Sole. I SXT non costituiscono viceversa una popolazione locale di oggetti. Potrebbe dunque sorgere il dubbio che la riduzione del flusso radio determinato dalla distanza di queste sorgenti possa aver fortemente influenzato la loro osservabilità; in questo paragrafo approfondiremo tale problematica.

A seguito delle notevoli incertezze concernenti la geometria ed il grado di anisotropia (*fattore di beaming*) della radiazione emessa da una pulsar, è consuetudine misurare l'energia connessa all'emissione radio a una certa frequenza introducendo la cosiddetta *pseudoluminosità*  $\mathcal{L} = S \cdot d^2$ , espressa in  $\text{mJy} \cdot \text{kpc}^2$  (supponendo una ampiezza di banda di 400 MHz e un fascio conico di apertura  $10^\circ$ , una pseudoluminosità a 400 MHz di  $1 \text{ mJy} \cdot \text{kpc}^2$  corrisponde a una luminosità di  $3.4 \cdot 10^{25} \text{ erg s}^{-1}$ ).

In figura 4.1 è riportata la distribuzione delle pseudoluminosità a 400 MHz di 43 millisecond pulsar di campo; le frecce sono relative ai 5 SXT analizzati. Per ognuna delle nostre sorgenti,  $\mathcal{L}$  è stata calcolata a partire dal flusso minimo rilevabile a 1.4 GHz, relativo alla misura di dispersione indicata dal modello di Taylor & Cordes (tabella 3.1). Per Aql X-1 abbiamo calcolato  $S_{min}$  per i due

possibili valori del periodo di rotazione osservato durante *burst* termonucleari (1.8 e 3.6 ms indicati in figura con I e II). Per SAX J1808.4-3658 è stato utilizzato il flusso relativo a  $P = 2.49$  ms mentre per gli altri oggetti è stato scelto un periodo di rotazione di 3 ms. I valori di  $S_{min}$  adottati sono quelli relativi al sistema di filtri a 96 canali per Aql X-1 e Cen X-4. Per SAX J1808.4-3658, X 1745-203 e per 1742-289  $S_{min}$  si riferisce al sistema a 256 canali. I valori così ottenuti sono stati riscaldati a 400 MHz (considerando un indice spettrale  $\alpha = 1.7$ ) e moltiplicati per il quadrato delle distanze (in kpc) desunte dalla letteratura e riportate in tabella 3.1.

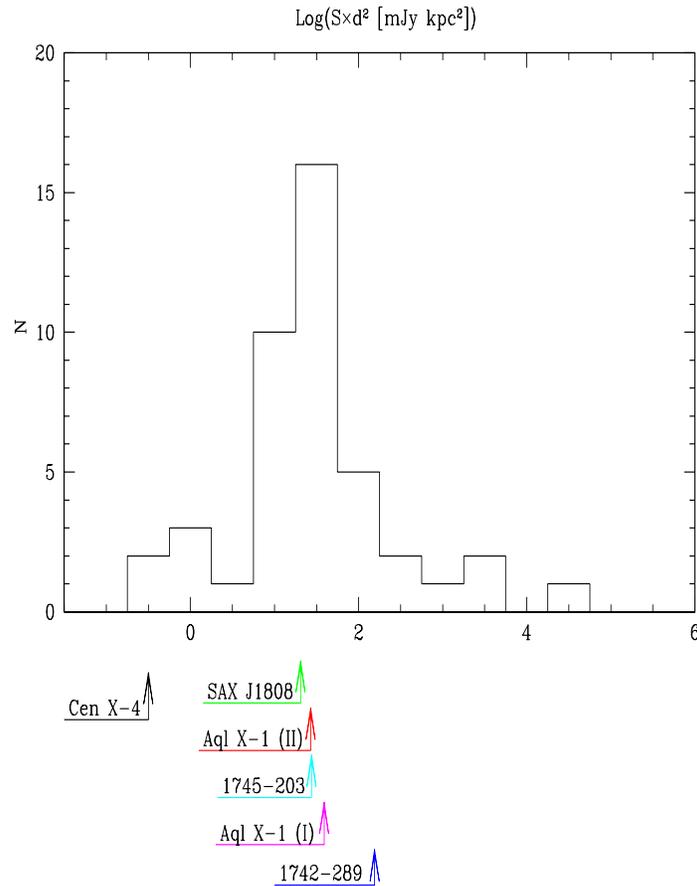


Figura 4.1: Distribuzione delle pseudoluminosità di un campione di 43 millisecond pulsar. Le frecce si riferiscono al valore di  $\mathcal{L}$  calcolato per le 5 sorgenti X transienti analizzate. Tutti i valori sono riportati a 400 MHz.

Si può immediatamente osservare che i limiti superiori delle pseudoluminosità ottenuti per le nostre sorgenti sono compresi entro i valori relativi alla popolazione di campo delle millisecond pulsar. A meno che le sorgenti indagate costituiscano una popolazione dotata di luminosità radio intrinseca, in media più bassa rispetto al campione delle millisecond pulsar note, il grafico 4.1 mostra che la sensibilità raggiunta dalla nostra ricerca è compatibile con l'osservabilità di un segnale radio pulsato da almeno qualcuna delle sorgenti investigate. L'esito negativo della ricerca su tutto il campione suggerisce che siano intervenuti altri fattori a inibire l'osservazione. Di essi tratteremo nei prossimi paragrafi.

## 4.2 Fattore geometrico

L'anisotropia nell'emissione radio da parte delle pulsar fa sì che anche in presenza di un flusso potenzialmente rivelabile, una sorgente risulti inosservabile qualora il fascio di onde radio da essa prodotto non intersechi la linea di vista dello strumento di osservazione. Calcoliamo pertanto la probabilità che, su 5 sorgenti, nessuna punti il proprio cono (*beam*) di emissione radio verso di noi.

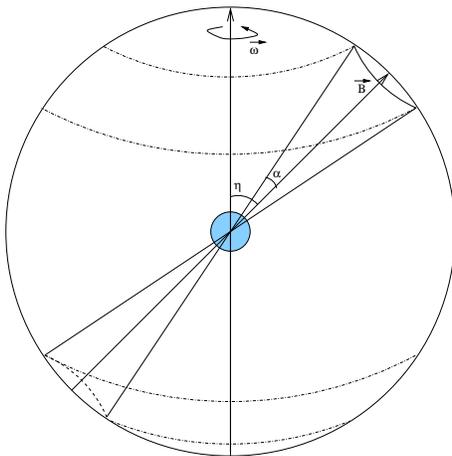


Figura 4.2: Frazione di angolo solido spazzata dai coni di emissione radio.

A tal fine, stimiamo in primo luogo la frazione di cielo  $f(\alpha, \eta)$  spazzata da due fasci di apertura  $\alpha$  collocati attorno all'asse magnetico della pulsar. Tale asse sia inclinato, rispetto a quello rotazionale, di un angolo  $\eta$  fissato (fig. 4.2):

$$f(\alpha, \eta) = 2 \frac{1}{4\pi} \int_{\theta_l}^{\theta_u} 2\pi \sin \theta d\theta = \cos \theta_l - \cos \theta_u \quad (4.1)$$

dove  $\theta_l = \max(0, \eta - \alpha)$  e  $\theta_u = \min(0, \eta + \alpha)$  (così definiti in modo tale da considerare una sola volta la frazione di cielo spazzata da entrambi i *beam*). Il valore di  $\eta$  (che è contenuto nell'intervallo  $0 - \pi/2$ ) non è ovviamente noto per gli oggetti del nostro campione, ma la probabilità che esso sia compreso tra  $\eta$  e  $\eta + d\eta$ , è pari a  $\sin \eta d\eta$ . Il valore medio,  $f(\alpha)$ , della frazione di angolo solido spazzata dai due *beam* di emissione radio è allora dato da (Emmering & Chevalier 1989):

$$f(\alpha) = \int_0^{\pi/2} f(\alpha, \eta) \sin \eta d\eta = (1 - \cos \alpha) + \left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \sin \alpha \quad (4.2)$$

Il *duty cycle* nel profilo dei segnali ricevuti dalle pulsar al millisecondo dipende dalla specifica sorgente, assumendo valori, a 1/10 del flusso di picco (Kramer *et al.* 1998), dal 5% (PSR J1518+4904) fino a oltre un terzo del periodo (es.: 36% nel caso di PSR B1953+29). Assumendo un *duty cycle* conservativo del 15% (in accordo con quello utilizzato per le nostre stime di sensibilità), risulta  $\alpha \geq 27^\circ$  e, applicando la formula 4.2, si ottiene  $f(\alpha) \geq 0.61$ . La probabilità che per nessuna delle 5 sorgenti indagate il cono di emissione intesechi la linea di vista è data dunque da:

$$P_{5,0} = [1 - f(\alpha)]^5 \leq 0.009 \quad (4.3)$$

ossia è inferiore all'1%. Possiamo dunque ragionevolmente scartare questa ipotesi.

### 4.3 Assorbimento di *free-free*

Un'altra ipotesi per cui l'emissione radio, pur presente, potrebbe non essere osservabile, è la permanenza, anche in fase di quiescenza, di una quantità tale di materia circumstellare, ionizzata dalla radiazione di dipolo stessa, da produrre, per *free-free*, l'assorbimento del segnale dalla pulsar. Andiamo dunque a indagare in quali condizioni questo fenomeno può essere determinante.

Nell'ipotesi che la radiopulsar sia accesa, la pressione di radiazione  $P_{rad} \propto r^{-2}$  da essa prodotta (ove  $r$  è la distanza dalla stella di neutroni), sarà tale da spazzare il materiale circostante (la cui pressione, nel caso di distribuzione sferica, risulta  $P_{gas} \propto r^{-5/2}$ ) fino, almeno, al raggio del punto lagrangiano interno  $R_{L1} = a(0.5 + 0.227q)$  (dove  $a$  è la separazione orbitale e  $q$  il rapporto  $M_2/M_{NS}$  fra la massa  $M_2$  della stella compagna e la massa  $M_{NS}$  della stella di neutroni).

Affinché la materia che fuoriesce dalla stella compagna possa formare un involucro attorno alla pulsar, in grado di assorbirne il segnale (fig. 4.3 II), è altresì necessario che essa non sia spinta dalla pressione di radiazione fino a distanze significativamente maggiori della separazione orbitale  $a$  delle due stelle; in tal caso infatti il plasma espulso dalla compagna verrebbe confinato in una sorta di coda (fig. 4.3 I) che non sarebbe in grado di assorbire il segnale se non per configurazioni geometriche e/o fasi orbitali particolari.

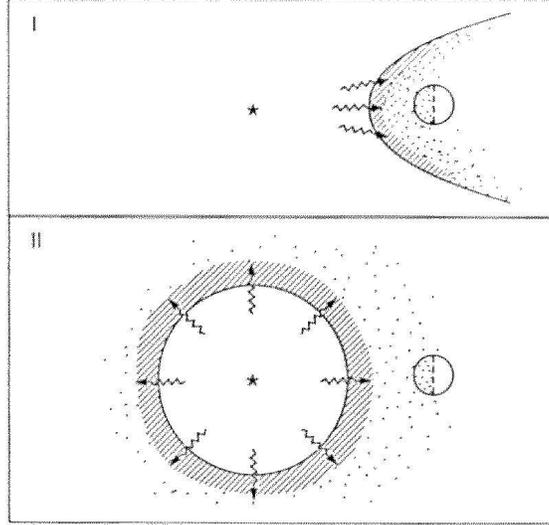


Figura 4.3: Esempi di configurazioni di cavità create dal vento di particelle relativistiche prodotto dalla pulsar radio nel plasma espulso dalla compagna.

In definitiva, affinché la pulsar sia attiva ma il suo segnale possa essere assorbito lungo ogni linea di vista, è necessario che la cavità creata dalla pressione di radiazione attorno alla stella di neutroni sia chiusa (ovvero circonda completamente la stella di neutroni) e abbia un raggio interno  $R_{cav}$  che rispetti le seguenti disuguaglianze:  $\xi a = R_{L1} < R_{cav} < \psi a$  (dove  $\xi \lesssim 1$  e  $\psi \sim 1$ ).

Possiamo allora approssimare questa configurazione alla situazione in cui una stella di neutroni sia avvolta da un vento emesso dalla compagna. Assumendo isotermità per il vento, risulta che lo spessore ottico  $\tau_{ff}$  per assorbimento di tipo libero-libero è dato da (Lipunov *et al.* 1994):

$$\tau_{ff} = 2.5 \cdot 10^{23} T_4^{-3/2} \dot{M}^2 a_{R_\odot}^{-3} v_8^{-2} \lambda_{21}^2 \quad (4.4)$$

dove  $T_4$  è la temperatura in unità di  $10^4$  °K,  $\dot{M}$  è espresso in masse solari all'anno,  $a_{R_\odot}$  è il semiasse maggiore dell'orbita in raggi solari,  $v_8$  rappresenta la velocità del vento (che assumiamo costante e dell'ordine della velocità di

fuga dal Lobo di Roche della stella compagna) in unità di  $10^8 \text{ cm s}^{-1}$ ;  $\lambda_{21}$  è infine la lunghezza d'onda di osservazione in unità di 21 cm (corrispondente a una frequenza di 1.4 GHz). Osserviamo che, se il tasso di materia perduto dal Lobo di Roche della compagna durante la fase di quiescenza  $\dot{M}_{qui} = f\dot{M}_{lc}$  fosse una frazione  $f \leq 1$  del tasso di accrescimento  $\dot{M}_{lc}$  al di sotto del quale è possibile l'accensione della radiopulsar (si veda paragrafo 1.7.2), otterremmo, anche con temperature dell'ordine di  $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$ , uno spessore ottico minore di 1 ( $\tau_{ff} \lesssim 0.27$  se assumiamo  $M_{NS} = 1.4 M_\odot$ ,  $B = 10^8 \text{ G}$  e  $P = 1 \text{ ms}$  e  $f \leq 1$ ).

Temperature del gas significativamente inferiori a  $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$  si scontrano con l'ipotesi che esso sia ionizzato e quindi possiamo concludere che tassi di perdita di massa dalla stella compagna in quiescenza inferiori a  $\dot{M}_{lc} = 1.3 \cdot 10^{-12} B_8^2 P_{-3}^{-7/3} R_6^6 M_{NS}^{-1/2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  non sono compatibili con un assorbimento di tipo *free-free* del segnale radio della pulsar. In linea di principio la profondità ottica  $\tau_{ff}$  potrebbe essere incrementata assumendo che la materia costitutiva del vento sia fortemente addensata (abbia cioè un elevato fattore di *clumping*). D'altro canto mantenere il gas alla temperatura di soli  $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$  appare un'ipotesi estrema in presenza della radiazione della radiopulsar e temperature più elevate  $T \sim 10^5 - 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$  sono considerate molto più probabili (Thompson *et al.* 1994); per esse, solo l'utilizzo di fattori di *clumping* non realistici permetterebbe di raggiungere  $\tau_{ff} \sim 1$ .

In definitiva, l'assorbimento *free-free* può essere responsabile della mancata osservazione di pulsazioni radio solo a patto che la perdita di massa dalla stella compagna abbia luogo, anche in quiescenza, a tassi più elevati di  $\dot{M}_{lc}$ . Per spiegare come questa ipotesi sia perfettamente compatibile con il permanere della radiopulsar in attività è necessario esaminare come le varie pressioni in gioco agiscano sul flusso di plasma a diverse distanze dalla stella di neutroni.

A dispetto delle molte incertezze che ancora gravano su questa problematica (formazione di shock, accumulazione ed espulsione di materia, magnetizzazione del plasma, meccanismi di assorbimento alternativi al *free-free*), uno scenario fisico autoconsistente e che si basa su un numero minimo di assunzioni, è riportato in figura 4.4. In essa è rappresentato l'andamento con la distanza dalla stella di neutroni, della pressione  $P_{gas}$  del gas in accrescimento in fase di *outburst*, quando  $\dot{M}_{outb} \gg \dot{M}_{lc}$  (linea continua sottile), e per un tasso di trasferimento di materia pari a  $\dot{M}_{lc}$  (linea tratteggiata). La linea continua spessa rappresenta la dipendenza radiale della pressione  $P_{mag}$  esercitata dal

campo magnetico della stella di neutroni per raggi  $\leq R_{LC}$  (significativa solo quando la pulsar è spenta), mentre la pressione  $P_{rad}$  della radiazione di dipolo emessa dalla radiopulsar varia con la distanza dalla sorgente secondo la linea continua spessa, per  $r \geq R_{LC}$ .

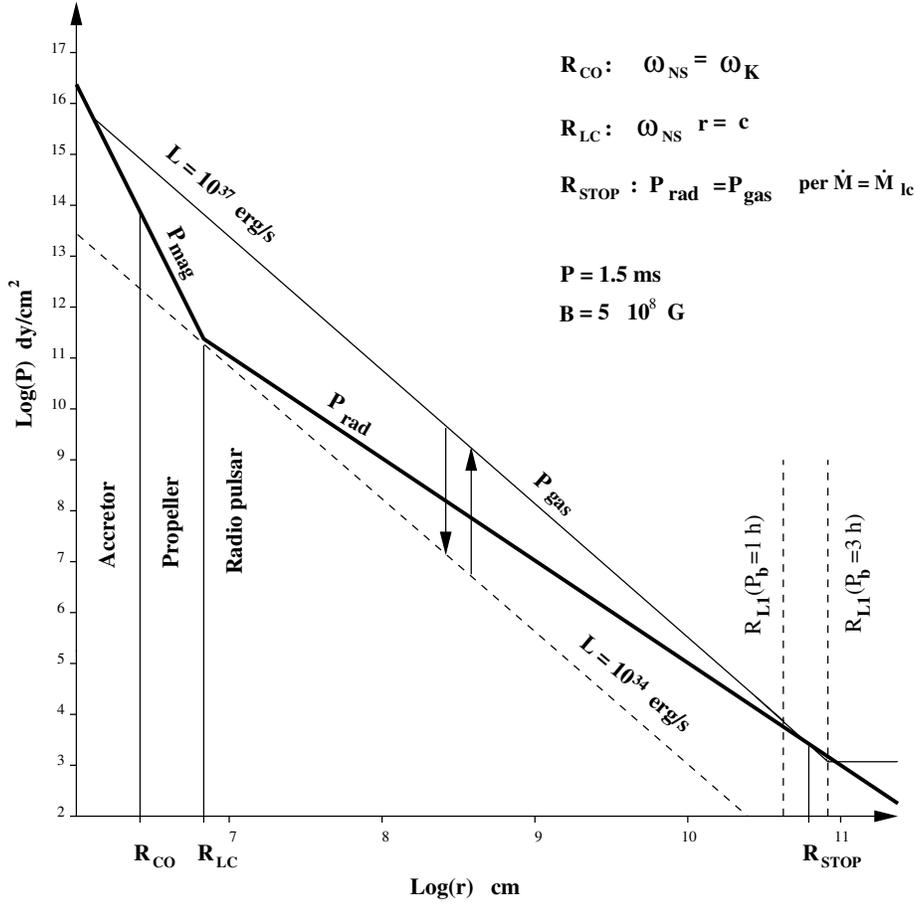


Figura 4.4: Andamento delle pressioni del gas, del campo magnetico e della radiazione emessa da una radiopulsar. Per una descrizione dettagliata si veda il testo (Burderi, Possenti, D'Antona, Burgay *et al.* 2001, in preparazione).

Si osservi come per  $\dot{M} \leq \dot{M}_{lc}$  si abbia  $P_{rad} > P_{gas}$  per ogni raggio maggiore di  $R_{LC}$ : per tali tassi di trasferimento di massa la radiazione è dunque in grado di spazzare, in tempi che si stimano essere brevi (dell'ordine del giorno), la materia circostante a distanze via via maggiori, fino a superare il raggio  $R_{L1}$  (a cui possiamo approssimare il raggio di influenza gravitazionale della stella di neutroni). In figura 4.4 riportiamo tale distanza in funzione di 2 possibili valori del periodo orbitale  $P_b$  (1 e 3 ore); si osserva che, per sistemi con  $P_b \lesssim t_{div} = 2^h$  il raggio del punto lagrangiano interno si pone a raggi minori rispetto quello

in cui la pressione del gas in *outburst* uguaglierebbe quella della radiazione, raggio che abbiamo indicato con  $R_{STOP}$ .

Per sistemi binari stretti (in cui dunque vale  $R_{L1} < R_{STOP}$ ), sono sufficienti anche tassi di trasferimento di massa  $\dot{M}$  un po' più piccoli di quelli tipici dell'*outburst* (cioè  $\dot{M} < \dot{M}_{outb}$ ), affinché la pressione del gas torni a prevalere su quella di radiazione al punto lagrangiano interno. Quando ciò avviene,  $P_{gas} > P_{rad}$  per ogni  $r < R_{L1}$  e può ricominciare l'accrescimento sulla superficie della stella di neutroni e con esso l'emissione X. In pratica, in sistemi binari abbastanza stretti, una fase di quiescenza X (e dunque di probabile attività della radiopulsar) può terminare anche prima che il tasso di trasferimento di massa dalla compagna risalga ai valori dell'*outburst* precedente.

Per contro, se abbiamo orbite più larghe (come accade certamente per la maggioranza degli oggetti esaminati nel corso di questo lavoro, anche tenendo conto delle incertezze sul valore del tempo caratteristico  $t_{div}$ ), la condizione  $P_{gas} > P_{rad}$  per ogni  $r < R_{L1}$  si può stabilire solo per  $\dot{M} > \dot{M}_{outb}$  e dunque un nuovo *outburst* ha luogo quando, almeno in una fase iniziale, il tasso di trasferimento di massa dalla compagna supera (tanto più quanto più grande è l'orbita) il valore di  $\dot{M}_{outb}$  (Burderi, Possenti, D'Antona, Burgay *et al.* 2001). In tali condizioni la massa che fluisce dalla compagna può sfondare le pareti della cavità prodotta dalla radiopulsar e ridare vita all'accrescimento sulla superficie della stella di neutroni. Tutte queste considerazioni ci conducono a una importante conclusione: entro i limiti del modello presentato, in quiescenza, dopo una prima fase in cui, affinché si accenda la radiopulsar,  $\dot{M} \leq \dot{M}_{lc}$ , il tasso di trasferimento di massa dalla stella compagna può tornare ad aumentare fino a  $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{outb}$ , senza per questo determinare lo spegnimento della radiopulsar.

A questo punto ha senso ricalcolare lo spessore ottico per assorbimento di *free-free* assumendo  $\dot{M} = g\dot{M}_{lc}$  con  $1 < g < g_{outb}$  (dove  $g_{outb}$  è il rapporto fra il tasso di trasferimento di massa al massimo dell'*outburst* e  $\dot{M}_{lc}$ ). Ponendo nell'espressione di  $\dot{M}_{lc}$ , i parametri tipici di una millisecond pulsar ( $M_{NS} = 1.4 M_{\odot}$ ,  $R = 10^6$  cm,  $P = 3$  ms e  $B = 10^8$  G) e assumendo un tasso di trasferimento  $\dot{M}_{outb} = 0.1\dot{M}_{Edd}$ , otteniamo un intervallo di possibili valori di  $g$  da 1 a  $\sim 2 \cdot 10^4$ . Riscriviamo dunque, utilizzando queste assunzioni, la

formula 4.4:

$$\tau_{ff} = 2.5 \cdot 10^{20} T_6^{-3/2} (g \dot{M}_{lc})^2 a_{R_\odot}^{-3} v_8^{-2} \lambda_{21}^2 \quad (4.5)$$

dove abbiamo espresso la temperatura in unità di  $10^6$  °K. Con  $T_6 = 1$  e  $T_6 = 0.1$  si ottengono  $\tau_{ff} \geq 1$  rispettivamente per  $g \geq g_{min} \sim 800$  e  $g \geq g_{min} \sim 150$ .

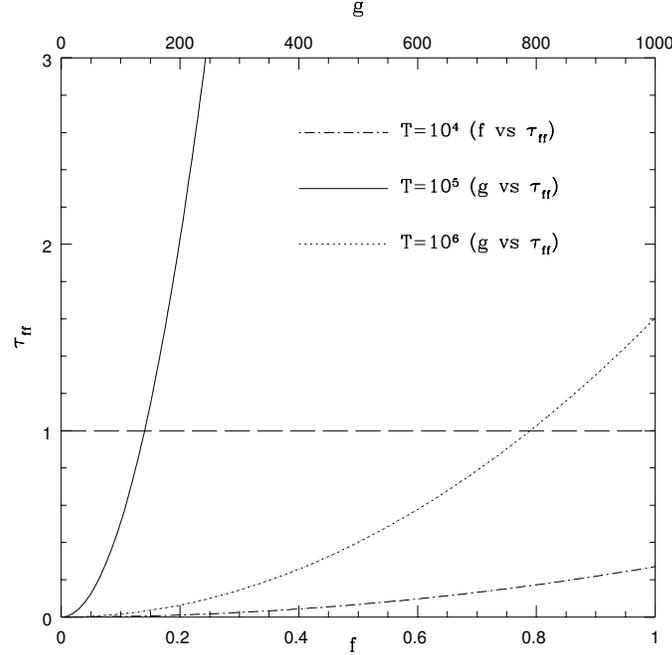


Figura 4.5: Andamento dello spessore ottico per assorbimento di *free-free* rispetto al tasso di trasferimento di massa in unità di  $\dot{M}_{lc}$ . La curva continua e quella a puntini rappresentano l'andamento rispetto a  $g$  rispettivamente per una temperatura del plasma pari a  $10^5$  °K e pari a  $10^6$  °K ( $\dot{M}_{lc}$  in questo caso è stata calcolata utilizzando  $P = 3$  ms e  $B = 10^8$  G). La curva a tratti e punti invece si riferisce alla variazione dello spessore ottico con  $f$  ed è calcolata per una temperatura di  $10^4$  °K e con  $P = 1$  ms e  $B = 10^8$  G. Per gli altri parametri, in tutti e tre i casi, si sono utilizzati i valori tipici di sistemi binari in cui la stella di neutroni sia investita da un vento isoterma dalla compagna.

In figura 4.5 riportiamo i risultati ottenuti mostrando l'andamento dello spessore ottico  $\tau_{ff}$  rispetto a  $f$  (per  $T = 10^4$  °K,  $B = 10^8$  G,  $P = 1$  ms e con tutti gli altri parametri uguali a 1) e a  $g$  (per  $T = 10^5$  °K e  $T = 10^6$  °K e con  $B = 10^8$  G,  $P = 3$  ms). Come calcolato in precedenza, per tassi di trasferimento di materia minori di  $\dot{M}_{lc}$ , non si avrebbe assorbimento neppure con temperature dell'ordine di  $10^4$  °K (si noti inoltre che assumendo anche in questo caso  $P = 3$  ms, la curva  $f$  vs  $\tau_{ff}$  scalerebbe di un ulteriore fattore  $\sim 10^2$ ,

risultando indistinguibile, nel grafico, dall'asse delle  $f$ ). Adottando invece, per i motivi illustrati sopra, tassi di trasferimento di massa compresi tra il minimo indispensabile perché la pulsar si accenda e il massimo raggiunto in *outburst* (la scala di riferimento per il parametro  $g$  è riportata nella parte superiore del grafico), si ottiene uno spessore ottico maggiore di uno (e quindi si ha un mezzo assorbente), per  $\dot{M} \gtrsim (10^2 \div 10^3) \dot{M}_{lc}$ , a seconda della temperatura del plasma (assunta nell'intervallo  $T_6 = 0.1 \div 1$ ). In fase di quiescenza dunque, la stella compagna potrebbe perdere massa dal suo Lobo di Roche a un tasso  $\dot{M} \gtrsim 10^{-11} \div 10^{-10} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  senza con ciò spegnere la radiopulsar.

Possiamo ora stimare la frazione  $\varepsilon_{eject}$  della massa che viene espulsa dal sistema binario rispetto alla massa  $M_{lost}$  persa dalla stella compagna durante un intero ciclo *outburst*-quiescenza. La massa totale  $M_{lost}$  rilasciata dalla compagna sarà la somma di quella emessa durante l'*outburst* (di cui una parte  $M_{outb}$  finisce per accrescere sulla stella di neutroni), più la massa perduta durante la fase di quiescenza (di cui il secondo addendo nella seguente espressione è un minorante). Perciò:

$$M_{lost} > \langle M_{outb} \rangle + g_{min} \dot{M}_{lc} (t_{rec} - t_{out}) \quad (4.6)$$

dove  $\langle M_{outb} \rangle$  è il valore medio della massa accresciuta durante un *outburst*, stimabile (Colpi *et al.* 2001) in  $10^{-11} \div 10^{-10} M_{\odot}$  mentre  $t_{rec}$  è il tempo di ricorrenza tra un *outburst* e il successivo e  $t_{outb}$  è la durata di un *outburst*. Definiamo dunque

$$\varepsilon_{eject} = \frac{M_{eject}}{M_{lost}} = \frac{M_{lost} - \langle M_{outb} \rangle}{M_{lost}} > 1 - \frac{1}{1 + g_{min} \frac{\dot{M}_{lc} (t_{rec} - t_{out})}{\langle M_{outb} \rangle}} \quad (4.7)$$

Il tempo  $(t_{rec} - t_{out})$  varia molto da sistema a sistema; per quanto riguarda le 5 sorgenti in analisi esso risulta comunque maggiore di  $\sim 1$  anno. Utilizzando allora questo valore otteniamo che la massa espulsa dal sistema binario risulta una frazione cospicua della massa totale rilasciata dalla stella compagna:

$$\varepsilon_{eject} > \frac{1}{2} \quad (4.8)$$

Questo risultato è interessante in quanto si concilia con le evidenze osservative secondo cui la massa accresciuta dalle pulsar al millisecondo durante il *recycling* ( $< 0.1 M_{\odot}$ ) è molto inferiore rispetto a quella persa dalla compagna, inizialmente una stella di sequenza principale di massa 1-2  $M_{\odot}$  e alla fine del trasferimento di materia, una nana bianca di 0.3-0.5

$M_{\odot}$  (Tauris & Savonije 1999). Una tale discrepanza fra la massa perduta dalla stella donatrice ( $\sim 0.5 - 1.5M_{\odot}$ ) e quella accresciuta dalla millisecond pulsar si spiega agevolmente nell'ipotesi qui sviluppata (e supportata dalla mancata osservazione di segnali radio pulsati nel nostro campione) che una frazione considerevole della materia venga espulsa dal sistema binario ad opera della pressione esercitata da una radiopulsar che si accende durante le fasi di quiescenza (Burderi, Possenti, D'Antona, Burgay *et al.* 2001). Altri scenari, sovente invocati in passato, come ad esempio l'effetto *propeller* (§1.4.2) non riescono invece a giustificare tassi di espulsione di massa elevati come quelli prospettati dalla relazione 4.8.

A dispetto di un'espulsione di massa così rilevante da parte del sistema binario, il semplice modello presentato in figura 4.4 lascia aperta la possibilità che, almeno per una breve frazione di tempo, successiva alla riaccensione della radiopulsar, un segnale radio pulsato possa essere osservato. In particolare ciò potrebbe avvenire se il tempo necessario per lo spazzamento della materia circumstellare da parte della pulsar (stimato dell'ordine di ore o giorni) risultasse più breve della temporanea diminuzione del tasso di perdita di materia emanata dalla stella compagna.

Notiamo che anche valori di  $\dot{M}$  più ridotti rispetto a quelli qui stimati nel caso di un vento isoterma (cioè valori di  $g < g_{min}$ ) sarebbero in grado di assicurare l'assorbimento del segnale radio qualora la materia rilasciata dalla stella compagna si accumulasse (fase di quiescenza dopo fase di quiescenza) attorno alla cavità creata dalla pulsar, probabilmente delimitata da un fronte di shock (Campana *et al.* 1995). In questo tipo di modello, la pressione dovuta al plasma tenderebbe a crescere a ogni fase di quiescenza e la cavità creata dalla pulsar dovrebbe dunque essere sempre chiusa, inibendo il passaggio del segnale emesso dalla radiopulsar durante ogni fase del ciclo *outburst*-quiescenza.

A partire dall'equazione di continuità calcolata al raggio interno della cavità (approssimabile, come detto, alla separazione orbitale del sistema)

$$\dot{M} = 4\pi a^2 \rho(R_{cav})v(a) \quad \text{g s}^{-1} \quad (4.9)$$

possiamo ora dare una stima delle densità (a tale raggio) della materia che circonda la pulsar, tale da produrre assorbimento di *free-free*.

$$\rho(R_{cav}) \geq \frac{g_{min}\dot{M}_{lc}}{4\pi(3 \cdot 10^{10}a_{lts})^2 10^8 v_8} \simeq \frac{g_{min}\dot{M}_{lc}}{10^{30}a_{lts}^2 v_8} \quad (4.10)$$

dove  $a_{lts}$  è la separazione orbitale espressa in secondi luce. Assumendo  $P = 3$  ms,  $B = 10^8$  G,  $R_6=1$  e  $M_{NS}=1.4$ , otteniamo:

$$\rho(R_{cav}) \geq 5 \cdot 10^{-17} \frac{g_{min}}{a_{lts}^2 v_8} \quad \text{g cm}^{-3} \quad (4.11)$$

ovvero, assumendo completa ionizzazione

$$n_e(R_{cav}) \geq \frac{g_{min}}{a_{lts}^2 v_8} 3.1 \cdot 10^7 \quad \text{e}^- \text{ cm}^{-3} \quad (4.12)$$

Si noti che, nel caso di un plasma caldo ( $T = 10^6$  °K),  $g_{min} \sim 800$  e quindi la densità elettronica al bordo della cavità risulta  $\sim 2.4 \cdot 10^{10}$  e<sup>-</sup> cm<sup>-3</sup>, del medesimo ordine della densità ( $2.44 \cdot 10^{10}$  e<sup>-</sup> cm<sup>-3</sup>; si veda l'equazione 2.3) per cui la frequenza di plasma diviene maggiore di 1.4 GHz. Pertanto, se la temperatura del gas è maggiore di  $10^6$  °K, l'assorbimento *free-free* non è più rilevante, ma il gas non permette comunque il passaggio della radiazione alla frequenza di osservazione.

In situazioni favorevoli, queste stime di densità elettronica si prestano a un confronto con quanto derivato in altre bande dello spettro elettromagnetico. Grazie alla messa in orbita di nuovi e più sensibili satelliti per l'astronomia X è ad esempio possibile ottenere spettri di qualità sufficiente a permettere la stima del valore della densità di elettroni caldi nell'alone che circonda alcuni sistemi in accrescimento. Una tipica analisi di questo tipo condotta con XMM-Newton (Bonnet-Bidaud *et al.* 2000) riporta, per la binaria-X EXO 0748-676, una densità di  $8 \cdot 10^{12}$  e<sup>-</sup> cm<sup>-3</sup> relativa a una corona sferica che circonderebbe la stella di neutroni. EXO 0748-676 è un sistema transiente, ma la luminosità insolitamente alta in quiescenza ( $L_x \sim 10^{34}$  erg sec<sup>-1</sup>) induce a ritenere che, anche in questa fase, la stella di neutroni stia accrescendo, sebbene a un tasso inferiore a quello in *outburst*. La natura peculiare di tale sorgente lascia spazio all'ipotesi che densità elettroniche inferiori si trovino negli aloni circumstellari dei *Soft X-ray Transients* in quiescenza.

#### 4.4 Dispersione del segnale

Per i parametri per i quali la profondità ottica per assorbimento di *free-free* risulta minore di 1 (ossia per  $\dot{M} < g_{min} \dot{M}_{lc}$ ), possiamo verificare se la densità del mezzo che abbiamo supposto circondare la pulsar sia tale da permettere alle onde radio di attraversarlo, introducendo però una dispersione tale da distruggere ogni effetto impulsivo. Andiamo dunque a calcolare il

valore della misura di dispersione prodotta localmente dal gas (che supponiamo completamente ionizzato e isoterma):

$$DM = \int_{R_{cav}}^{R_{out}} n_e dr = \int_{R_{cav}}^{R_{out}} \frac{\rho(r)}{m_p} dr \quad (4.13)$$

dove per  $R_{out}$ , il raggio esterno della cavità, abbiamo assunto il raggio al quale la densità del gas che circonda la stella di neutroni diviene uguale a quella del mezzo interstellare  $\rho_{ISM} \sim 2 \cdot 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$ . Si tratta ovviamente di un limite superiore per  $R_{out}$ , in quanto è difficile pensare che il gas resti completamente ionizzato fino a quel raggio. Utilizzando l'equazione di continuità 4.9 otteniamo:

$$R_{out} = \sqrt{\frac{\dot{M}}{4\pi v^2 \rho_{ISM}}} \quad (4.14)$$

e dunque

$$DM = \int_{R_{cav}}^{R_{out}} \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v m_p} dr = \frac{\dot{M}}{2.1 \cdot 10^{-15} v_8} \left( \frac{1}{R_{cav}} - \frac{1}{R_{out}} \right) \quad (4.15)$$

Avendo scelto di utilizzare un profilo di densità  $\propto r^{-2}$ , risulta tipicamente  $R_{out} \gg R_{cav}$  per cui trascureremo il termine  $1/R_{out}$ . Possiamo allora riscrivere l'equazione precedente, esprimendo  $R_{cav} \sim a$  in secondi luce, come:

$$DM = \frac{h \dot{M}_{lc}}{6.2 \cdot 10^{-5} v_8 a_{lts}} \text{ cm}^{-2} \quad (4.16)$$

dove  $h < g_{min}(T_6)$ . Assumendo, come sempre,  $P = 3 \text{ ms}$  e  $B = 10^8 \text{ G}$  si ottiene

$$DM = \frac{4.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}}{3.1 \cdot 10^{18} \text{ cm pc}^{-1}} h = 0.014 h \text{ pc cm}^{-3} \quad (4.17)$$

Anche utilizzando il massimo valore di  $h \sim 800$ , in corrispondenza al quale l'assorbimento di *free-free* inizia a divenire dominante, la dispersione che si aggiungerebbe a quella prodotta dal mezzo interstellare, ( $DM_{ISM} > 21 \text{ pc cm}^{-3}$  per i nostri oggetti) sarebbe comunque ridotta ( $DM \sim 11 \text{ pc cm}^{-3}$ ).

In conclusione, per un gas isoterma con un profilo di densità  $\rho \propto r^{-2}$ , per i parametri per i quali la massa che circonda la stella di neutroni non assorbe il segnale da una radiopulsar, l'effetto dovuto alla dispersione locale è ampiamente compensabile in sede di osservazione: rammentiamo a tale proposito che i *filterbank* da noi utilizzati hanno permesso di estendere l'analisi fino a  $DM \sim 2200 \text{ pc cm}^{-3}$  mantenendo sensibilità sufficiente per rivelare periodi  $\geq 2 \text{ ms}$ .



# Conclusioni

Questa tesi si inquadra nel contesto delle ricerche volte a studiare la formazione delle *pulsar al millisecondo* e in particolare lo scenario evolutivo noto come modello di *recycling*, secondo il quale queste pulsar si producono in sistemi binari X di piccola massa (LMXB) grazie al trasferimento di materia e momento angolare da una stella compagna (di massa  $\lesssim 1 - 2 M_{\odot}$ ) sulla stella di neutroni.

L'attenzione si è in particolare focalizzata su un sottoinsieme di binarie X di piccola massa, denominate *Transienti X Soffici*. Come argomentato nella parte iniziale della tesi, campi magnetici e periodi rotazionali delle stelle di neutroni ospitate in questi sistemi, sono tali da permettere l'innesco dell'emissione tipica delle pulsar, qualora l'ambiente circostante non sia invaso da materia in accrescimento. Quest'ultima condizione sembra poter essere rispettata durante le cosiddette *fasi di quiescenza* nell'emissione X, che sono una peculiarità dei Transienti X Soffici. Essi, una volta raggiunta la fase di quiescenza, risultano dunque candidati ottimali per la ricerca di pulsar rapidamente rotanti e, di conseguenza, per una fondamentale verifica osservativa della correttezza del modello di *recycling*. Pertanto:

nel corso di questo lavoro di tesi è stata condotta la ricerca di pulsar al millisecondo in sorgenti Transienti X Soffici.

Ne è sortito che:

l'analisi condotta su di un campione di 5 Transienti X Soffici non ha portato alla rivelazione di alcun segnale radio pulsato con periodi compresi tra 0.5 e 200 ms. I limiti in flusso derivanti dalla presente indagine sono più bassi di quelli ottenuti in ogni ricerca precedentemente effettuata su questa classe di oggetti.

L'esito negativo della ricerca osservativa non è probabilmente ascrivibile né

all'elevata distanza di alcuni degli oggetti analizzati, né alla anisotropia della emissione radio da parte delle pulsar. Infatti

1. se le luminosità delle 5 sorgenti analizzate sono comparabili a quelle della popolazione di millisecond pulsar conosciute, i limiti in flusso raggiunti dalla presente ricerca sono compatibili con la rivelazione di un segnale pulsato da almeno qualcuna fra le sorgenti indagate;
2. la probabilità che, su 5 millisecond pulsar, nessuna punti il suo fascio radio verso l'osservatore, è minore dell'1%.

Viceversa l'occultazione del segnale radio pulsato è facilmente imputabile all'eventuale (e assai plausibile) presenza di materiale che circonda la stella di neutroni. Esso può assorbire direttamente l'emissione radio della pulsar o può produrre un allargamento del segnale pulsato (fenomeno noto come *dispersione*), così da rendere inosservabile l'effetto impulsivo. Valutando in particolare l'ipotesi di un assorbimento di tipo *free-free* in un gas isoterma emesso con simmetria radiale (e un *clumping* trascurabile) dalla stella compagna, si sono posti alcuni vincoli sul tasso di trasferimento di massa nei sistemi binari che ospitano Transienti X Soffici:

1. il tasso di perdita di massa dalla superficie del Lobo di Roche della stella compagna deve essere largamente superiore ( $\gtrsim 150$  volte se la temperatura del gas è  $10^5$  K e  $\gtrsim 800$  volte se  $T_{gas} = 10^6$  K) al tasso di accrescimento verso la stella di neutroni valutato al momento in cui essa diventa una radiopulsar;
2. nelle fasi di quiescenza X, l'accrescimento di materia sulla stella di neutroni è inibito dalla pressione del flusso energetico emesso dalla radiopulsar, ma la stella compagna continua a perdere massa in modo significativo; una frazione cospicua di questa massa ( $\epsilon_{eject} > 1/2$ ) deve dunque venire espulsa dal sistema binario; ciò spiegherebbe il limitato incremento di massa ( $< 0.1 M_{\odot}$ ) finora misurato nelle pulsar al millisecondo;
3. la densità di elettroni nel gas emesso dalla compagna dovrebbe risultare  $\gtrsim 10^{10} \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$  a distanze dalla pulsar paragonabili alle dimensioni della separazione orbitale del sistema binario.

# Sviluppi futuri

Il lavoro compiuto in questa tesi conoscerà futuri sviluppi sia sul fronte osservativo sia a livello teorico.

## Osservazioni

Alla luce di quanto spiegato nel paragrafo 4.3, la fase immediatamente successiva alla conclusione di un *outburst*  $X$  dovrebbe rivelarsi la più favorevole per osservare una eventuale radiopulsar: negli istanti iniziali della fase di quiescenza la pressione associata al flusso energetico emesso dalla pulsar, è probabilmente in grado di spazzare a grandi distanze *tutta* la materia che viene rilasciata dalla stella compagna; invece, in fasi successive all'accensione della radiopulsar, la materia persa dalla compagna potrebbe ricominciare ad accumularsi attorno alla cavità prodotta dal vento relativistico emesso dalla pulsar, fino ad assorbirne completamente la radiazione. Di qui l'idea di effettuare osservazioni radio di sistemi  $X$  transienti appena usciti dall'*outburst*. Il programma prevede di utilizzare gli ASM (*All Sky Monitor*) a bordo dei satelliti  $X$  correntemente in orbita, allo scopo di monitorare il flusso di ogni sorgente transiente e venire allertati nel momento in cui, per qualcuna di esse, si manifestasse l'inizio del declino dell'*outburst*. L'approvazione di uno specifico *proposal TOO* (*Target Of Opportunity*) presso il radiotelescopio di Parkes permetterà di compiere tempestivamente le osservazioni in banda radio.

## Analisi teorica

Una esaustiva giustificazione teorica dello scenario descritto al punto precedente (e cioè che il momento più promettente per osservare una radiopulsar in un sistema transiente è l'inizio della fase di quiescenza), richiede lo sviluppo di uno studio idrodinamico per il calcolo esatto del tempo scala entro cui la pressione di radiazione è in grado di spazzare tutta la materia

trasferita dalla compagna oltre il raggio di cattura gravitazionale.

Nel contempo va calcolato l'effetto della radiazione emessa dalla pulsar sul materiale che la circonda, con particolare riferimento al profilo di temperatura del gas e agli equilibri di ionizzazione; si potrà così uscire dall'approssimazione isoterma che è stata finora utilizzata nel calcolo del fenomeno di assorbimento della radiazione da parte del plasma circostante e dall'approssimazione di ionizzazione completa che è invece usualmente invocata per il computo della misura di dispersione attraverso il gas.

## Appendice A

# Decadimento del campo magnetico

Come anticipato nella sezione §1.3.2, non ci sono evidenze osservative di un decadimento apprezzabile dei campi magnetici alla superficie delle stelle di neutroni, su tempi scala dell'ordine della vita media delle pulsar ordinarie ( $< 10^8$  anni).

Nel caso di pulsar riciclate in sistemi binari, per le quali si osservano campi magnetici dell'ordine di  $10^8 \div 10^9$  G, sono stati recentemente sviluppati due diversi modelli in grado di rendere conto di un decadimento del campo magnetico (a partire da valori iniziali di  $\sim 10^{12}$  G) fino a 4 ordini di grandezza su tempi scala di  $\sim 10^8$  anni.

Il primo modello prevede un decadimento ohmico dei campi magnetici, che si considerano confinati negli strati esterni delle stelle di neutroni, guidato dall'accrescimento (*accretion driven decay*): al crescere di  $\dot{M}$  la superficie si riscalda e la conducibilità  $\sigma$  cala accelerando così il decadimento del campo in base alla formula:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{c^2}{4\pi} \nabla \times \left( \frac{1}{\sigma} \nabla \times \vec{B} \right) + \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{A.1})$$

dove  $|\vec{v}| = \dot{M}/4\pi r^2 \rho$  è la velocità del fluido (di densità  $\rho$ ) accresciuto. A questo processo si affianca però un rallentamento della diminuzione del campo magnetico dovuto al fatto che, proporzionalmente al quantitativo  $M_{acc}$  di massa accresciuta, il materiale viene trasportato in zone più profonde della stella di neutroni, dove il valore di  $\sigma$  è più elevato. Nel caso di sistemi binari di piccola massa, Urpin, Geppert e Kononov (Urpin *et al.* 1998) hanno mostrato come questo modello sia in grado di produrre, a partire da stelle di neutroni con

campi magnetici e periodi ordinari, oggetti con  $B \sim 10^8 \div 10^9$  G e  $P \sim 1 \div 10$  ms.

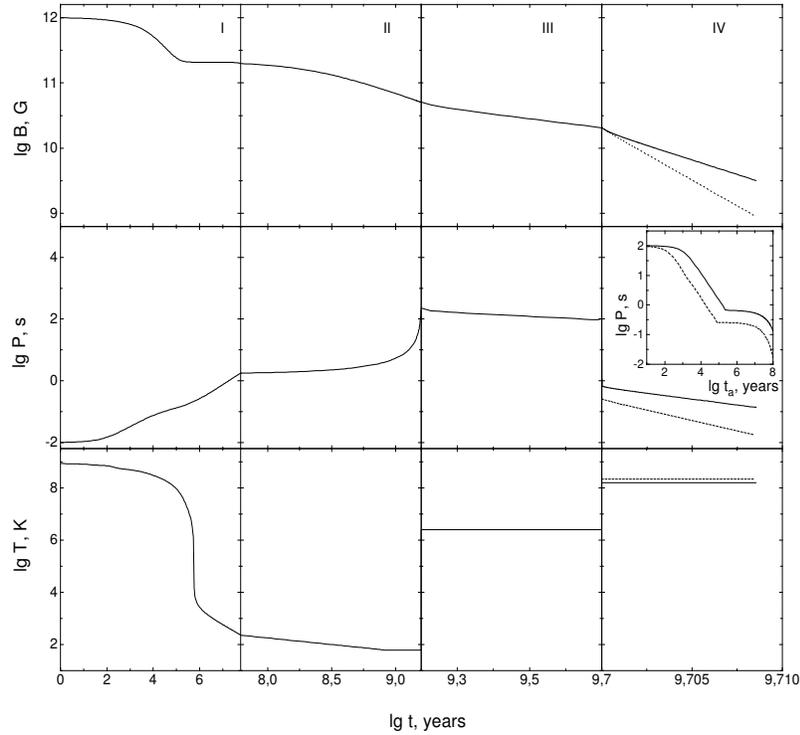


Figura A.1: Evoluzione del campo magnetico superficiale, del periodo e della temperatura per una stella di neutroni in un sistema binario di piccola massa, con  $B = 10^{12}$  G alla nascita. I diversi quadranti si riferiscono alle quattro differenti fasi descritte in §1.4.2 (*ejector*, *propeller*, accrescimento via vento e via Lobo di Roche).

Un secondo modello invece, prevede che il decadimento del campo magnetico, che si ipotizza diffuso in tutta la stella di neutroni, sia legato alla variazione del periodo di rotazione (*spin driven decay*). Partendo dall'assunzione della presenza di 'flussoidi' magnetizzati nel nucleo superconduttivo della stella, questo modello ne prevede, a causa del rallentamento della rotazione, uno spostamento radiale verso l'esterno, in zone cioè in cui la conducibilità è minore e dove quindi si può instaurare il decadimento ohmico. Questo processo risulta inefficiente per le pulsar isolate, per le quali il rallentamento è limitato poiché dovuto esclusivamente

a emissione di dipolo magnetico; al contrario, in sistemi binari, durante la fase di *propeller* il periodo di rotazione rallenta in modo sostanziale, riducendo così il valore del campo magnetico nel nucleo, cui fa seguito un decadimento del campo magnetico superficiale, fino a che non sia raggiunto l'equilibrio col residuo campo ancora presente nel nucleo (fig. A.2).

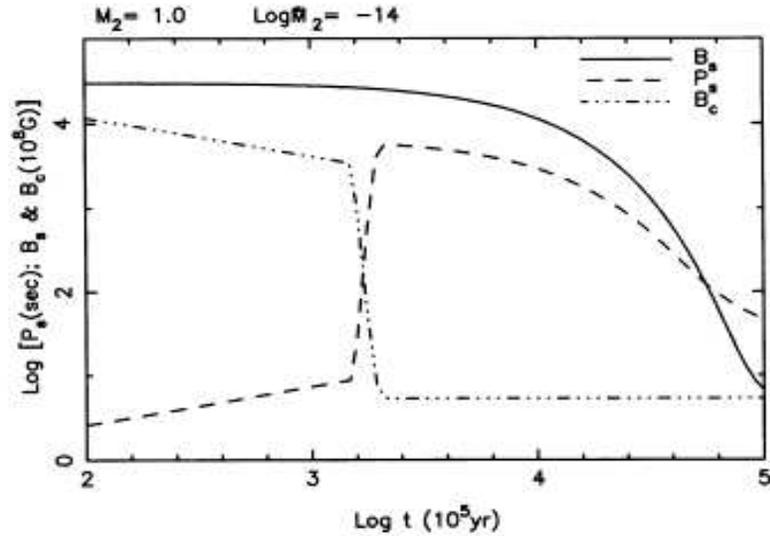


Figura A.2: Evoluzione del periodo di rotazione  $P_s$  (linea tratteggiata), del campo magnetico superficiale  $B_s$  (linea continua) e del campo magnetico nel nucleo  $B_c$ , per una stella di neutroni in un sistema binario di piccola massa.

Nel caso di LMXB, assumendo che durante la fase di *propeller* il periodo rotazionale possa raggiungere valori  $P \lesssim 10^3$  s, si ottengono campi magnetici finali dell'ordine di  $10^{8 \div 9}$  G (Miri & Bhattacharya 1994, Miri 1996).



## Appendice B

# Programmi Fortran prodotti

### B.1 filter1.f

```
PROGRAM FILTER1
  implicit none

c
c questo programma serve per 'ripulire' dai 32 canali fittizi
c i dati acquisiti col sistema di filtri a 96 canali (che
c appare averne 128)
c
  integer lunmax,blnum,nchan1,nchan2,by_smp,smp_bl,blun
  character*132 filename

c
  write (*,*) 'digitare il numero (fittizio) di canali del
* filterbank i cui dati si stanno analizzando'
  read (*,*) nchan1
  write (*,*) 'digitare il numero di canali del secondo
* filterbank'
  read (*,*) nchan2
  write (*,*) 'digitare il numero di blocchi del file'
  read (*,*) blnum
  write (*,*) 'digitare il nome del file (senza l''',
* 'estensione)'
  read (*,'(a)') filename

c
  by_smp=nchan1/8
  smp_bl=49152*8/(nchan1+nchan2)
```

```

    bllun=by_smp*smp_bl
c
    open (1,file=filename(1:index(filename,' ')-1)//
*      '.dat',status='old',form='unformatted')
    open (2,file=filename(1:index(filename,' ')-1)//
*      '_new.dat',status='unknown',form='unformatted')
c
    call blocklun(bllun,blnum)
    close (1)
    close (2)
    stop
    end

    SUBROUTINE BLOCKLUN(bllun,blnum)
    implicit none
c
c La subroutine e' chiamata dal programma filter1.f
c Riscrive in maniera opportuna, in blocchi da 49152
c bytes, i files di dati acquisiti col filterbank a
c 96 canali ripulendoli dai 32 canali 'fittizi' che
c vi sono stati aggiunti
c
    integer n,j,bllun,blnum,i
    character a1*bllun,a2*bllun,a3*bllun,a4*bllun
    character c1*bllun,c2*bllun,c3*bllun,c4*bllun
    character b1*bllun,b2*bllun,b3*bllun,d*(3*bllun)
c
    do 10 i=1,blnum/4
        read (1,end=99) a1
        read (1,end=99) a2
        read (1,end=99) a3
        read (1,end=99) a4
        do 20 n=0,bllun-16,16
            do 30 j=1,12
                if (n.eq.0) then

```

```

        c1(j:j)=a1(j:j)
        c2(j:j)=a2(j:j)
        c3(j:j)=a3(j:j)
        c4(j:j)=a4(j:j)
    else
        c1(j+n-4*n/16:j+n-4*n/16)=a1(j+n:j+n)
        c2(j+n-4*n/16:j+n-4*n/16)=a2(j+n:j+n)
        c3(j+n-4*n/16:j+n-4*n/16)=a3(j+n:j+n)
        c4(j+n-4*n/16:j+n-4*n/16)=a4(j+n:j+n)
    endif
30     continue
20     continue
    b1=c1(1:bllun*3/4)//c2(1:bllun/4)
    b2=c2(bllun/4+1:bllun*3/4)//c3(1:bllun/2)
    b3=c3(bllun/2+1:bllun*3/4)//c4(1:bllun*3/4)
    d=b1//b2//b3
    write (2) d
10  continue
99  continue
    return
end

```

## B.2 beam1.f

```
PROGRAM BEAM1
  implicit none
c
c questo programma serve per 'ripulire' dai 32 canali fittizi
c i dati acquisiti col sistema di filtri a 96 canali (che
c appare averne 128) e a separare il beam 1 dal 13, acquisiti
c in un unico file (con un sistema fittizio da 256 canali)
c
  integer lunmax,blnum,nchan1,nchan2,by_smp,smp_bl,bllun
  character*132 filename
c
  write (*,*) 'digitare il numero (fittizio) di canali del
* filterbank i cui dati si stanno analizzando'
  read (*,*) nchan1
  write (*,*) 'digitare il numero di canali del secondo
* filterbank'
  read (*,*) nchan2
  write (*,*) 'digitare il numero di blocchi del file'
  read (*,*) blnum
  write (*,*) 'digitare il nome del file (senza l''',
* 'estensione)'
  read (*,'(a)') filename
c
  by_smp=nchan1/8
  smp_bl=49152*8/(nchan1+nchan2)
  bllun=by_smp*smp_bl
c
  open (1,file=filename(1:index(filename,' ')-1)//
* '.dat',status='old',form='unformatted')
  open (2,file=filename(1:index(filename,' ')-1)//
* '_new.dat',status='unknown',form='unformatted')
c
  call beamsub(bllun,blnum)
  close (1)
```

```

close (2)
stop
end

SUBROUTINE BEAMSUB(bllun,blnum)
  implicit none

c
c La subroutine e' chiamata dal programma beam1.f
c Riscrive in maniera opportuna, in blocchi da 36864 bytes,
c i files di dati acquisiti col filterbank a 96 canali
c ripulendoli dai 32 canali 'fittizi' che vi sono stati
c aggiunti e dai 128 canali (96+32) relativi al beam 13.
c

  integer n,j,bllun,blnum,i
  character a1*bllun,a2*bllun,a3*bllun,a4*bllun
  character c1*bllun,c2*bllun,c3*bllun,c4*bllun
  character b1*(bllun/2),b2*(bllun/2),b3*(bllun/2)
  character d*(3*bllun/2)

c

  do 10 i=1,blnum/4
    read (1,end=99) a1
    read (1,end=99) a2
    read (1,end=99) a3
    read (1,end=99) a4
    do 20 n=0,bllun-32,32
      do 30 j=1,12
        if (n.eq.0) then
          c1(j:j)=a1(j:j)
          c2(j:j)=a2(j:j)
          c3(j:j)=a3(j:j)
          c4(j:j)=a4(j:j)
        else
          c1(j+n-5*n/8:j+n-5*n/8)=a1(j+n:j+n)
          c2(j+n-5*n/8:j+n-5*n/8)=a2(j+n:j+n)
          c3(j+n-5*n/8:j+n-5*n/8)=a3(j+n:j+n)

```

```

                c4(j+n-5*n/8:j+n-5*n/8)=a4(j+n:j+n)
            endif
30         continue
20         continue
            b1=c1(1:bllun*3/8)//c2(1:bllun/8)
            b2=c2(bllun/8+1:bllun*3/8)//c3(1:bllun/4)
            b3=c3(bllun/4+1:bllun*3/8)//c4(1:bllun*3/8)
            d=b1//b2//b3
            write (2) d
10         continue
99         continue
            return
            end

```

### B.3 create-tab.f

```
PROGRAM CREATE_TAB
  implicit none
c
c Il programma crea una tabella di valori di DM ottimizzata
c in funzione dell'apparato osservativo e dell'oggetto da
c osservare.
c
  character*132 filename,DMname,datadisk,dmdisk,cfgdisk
  character*640 hdr
  character*70 a(8)
  integer hdrunit,tabunit,cfgunit
  integer numchan,i,j,k,n,maxtab,DMnum
  parameter(maxtab=16384)
  real*8 deni,tsmp_data,deltani,nicent,smearmax
  real*8 DMmax,DMmin,DM,DMSmearmax
  real frch1,chbw
  logical thereis

  data hdrunit/30/,tabunit/40/,cfgunit/50/
c
  write(*,'('' Filename > '',$)')
  read(*,'(a)')filename
  write(*,'('' Data disk > '',$)')
  read(*,'(a)')datadisk
  write(*,'('' DMtab disk > '',$)')
  read(*,'(a)')dmdisk
  write(*,'('' Config disk > '',$)')
  read(*,'(a)')cfgdisk
c
  open(unit=hdrunit,file=datadisk(1:index(datadisk,' ')-1)//
*   filename(1:index(filename,' ')-1)//'.hdr',
*   status='old',form='unformatted')
  open(unit=cfgunit,file=cfgdisk(1:index(cfgdisk,' ')-1)//
*   filename(1:11)//'.cfg',
```

```

*      status='old')
c
call name_tab(hdrunit,tsmp_data,frch1,chbw,numchan,DMname)
c
inquire(file=dmdisk(1:index(dmdisk,' ')-1)//
*      DMname(1:index(DMname,' ')-1)//'.DMTABLE',
*      exist=thereis)
if (thereis) then
  write(*,*)'La tabella e'' gia'' stata creata'
  goto 11
else
  open(unit=tabunit,file=dmdisk(1:index(dmdisk,' ')-1)//
*      DMname(1:index(DMname,' ')-1)//'.DMTABLE',
*      status='unknown')
  open(unit=cfgunit,file=cfgdisk(1:index(cfgdisk,' ')-1)//
*      filename(1:11)//'.cfg',
*      status='old')
c
  read(cfgunit,'(a)')a
  read(cfgunit,'(f3.1)')smearmax
c
  rewind(hdrunit)
  read(hdrunit)hdr
c
  deni=abs(chbw)
  write(*,*)'ampiezza del canale = ',deni,'MHz'
  write(*,*)'numero di canali = ',numchan
  write(*,*)'frequenza massima = ',frch1,'MHz'
  write(*,*)'tempo di campionamento = ',tsmp_data,'ms'
c
  deltani=deni*numchan
  nicent=frch1-deltani/2
  n=smearmax/tsmp_data
c
  write(*,*)'ampiezza di banda = ',deltani,'MHz'

```

```

c
DMmin=tsmp_data*1E-3*nicent**3/(deltani*8.3E3)
DMmax=tsmp_data*1E-3*nicent**3/(deni*8.3E3)
DMSmearmax=smearmax*1E-3*nicent**3/(deni*8.3E3)
c
write(*,*)'DM minima e massima ',DMmin,DMmax
c
do 5 i=1,2
  DM=0
  DMnum=0
  do 30 k=1,n
    do 10 j=1,maxtab/n
      DM=DM+k*DMmin
      if (abs(DM-k*DMmax).le.k*DMmin/2.)then
        DM=k*DMmax
        if (i.eq.2)write(tabunit,100)DM
        goto 40
      endif
      if (abs(DM-DMSmearmax).lt.k*DMmin/2.) then
        if (DM.ge.DMSmearmax) then
          DM=DMSmearmax
        endif
        goto 20
      endif
      if (i.eq.2)write(tabunit,100)DM
10    continue
40    continue
      DMnum=DMnum+j
30    continue
20  continue
  if (i.eq.1) write(tabunit,101)DMnum,1.000000
5  continue
c
100 format(2x,f9.4)
101 format(7x,i5,3x,f8.6)

```

```

c
    close(tabunit)
    close(hdrunit)
    close(cfgunit)
c
endif
11 continue
c
stop
end

SUBROUTINE NAME_TAB(iun,tsmp_data,frch1,chbw,numchan,DMname)
implicit none
c
integer fI,dfI,dtI,iun,numchan
character*30 DMname
real*8 tsmp_data
real*4 frch1,chbw
logical linear
c
call vlsa_header(iun,tsmp_data,numchan,frch1,chbw,linear)
c
fI=nint(frch1)
dfI=nint(abs(chbw*1000))
dtI=nint(tsmp_data*1000)
c
write (DMname,'(''F'',I4.4,''_'',''DF'',I4.4,''_'',
* ''NCH'',I4.4,''_'',''DT'',i4.4)')fI,dfI,numchan,dtI
c
return
end

```

La subroutine `vlsa_header`, che fa parte del pacchetto ideato dal Prof. D'Amico , permette di leggere in modo semplice e diretto i diversi parametri contenuti nel file.hdr, costituito da un'unica stringa di caratteri.

# Ringraziamenti

Desidero ringraziare il professor Roberto Fanti, relatore di questa tesi, che mi ha guidato lungo tutto il corso dei miei studi universitari.

Un ringraziamento particolare va ai miei co-relatori, Andrea Possenti e Nichi D'Amico, per avermi sostenuto e consigliato nella concretizzazione di questo lavoro. Ringrazio inoltre Sergio Campana e Luciano Burderi per i preziosi suggerimenti e le acute osservazioni che hanno arricchito il contenuto della mia tesi.

Grazie a quanti, nel corso di questi anni universitari, si sono dimostrati non solo ottimi compagni di studio ma soprattutto amici sinceri: Francy e Lorenzo, Marcella, Francesca, Luca A. e Luca Z., Piero, Matteo, Gianni e Marcella, Anna Lia, Stefano e Andrea.

Un grazie speciale alle mie coinquiline Daniela ed Elica, senza il cui aiuto questa tesi non avrebbe raggiunto il pieno compimento.



# Bibliografia

- [1] Asai K., Dotani T., Hoshi R., Tanaka Y., Robinson C. R., and Terada K. ASCA Observations of Transient X-Ray Sources in Quiescence. *P.A.S.J.*, 50:611–619, 1998.
- [2] Biggs J. D. and Lyne A. G. A Search for Radio Pulsars in Globular Clusters, Supernova Remnants and Transient X-Ray Sources. *M.N.R.A.S.*, 282:691–698, 1996.
- [3] Blandford R. D., Applegate J. H., and Hernquist L. Thermal origin of neutron star magnetic fields. *M.N.R.A.S.*, 204:1025–1048, 1983.
- [4] Bonnet-Bidaud J. M., Haberl F. and Ferrando P., Bennie P. J., and Kendziorra E. The eclipsing bursting X-ray binary EXO 0748-676 revisited by XMM-Newton. Accepted for publication in *A. & A. Letters*, XMM special issue, 2000.
- [5] Branduardi G., Ives J. C., Sanford P. W., A. C. Brinkman, and Maraschi L. Observations of the transient X-ray source at the Galactic Centre (A 1742-28). *M.N.R.A.S.*, 175:47–56, 1976.
- [6] Brown E. F., Bildsten L., and Rutledge R. E. Crustal Heating and Quiescent Emission from Transiently Accreting Neutron Stars. *Ap.J.*, 504:L95, 1998.
- [7] Burderi L. and King A. R. The mass of the companion of PSR 1718-19. *Ap.J.*, 430:L57–L60, 1994.
- [8] Burderi L. and King A. R. A Firm Upper Limit to the Radius of the Neutron Star in SAX J1808.4-3658. *Ap.J.*, 505:L135–L137, 1998.
- [9] Burderi L., King A.R., and Wynn G.A. Spin and orbital evolution in Low-Mass Binary Pulsars. *Ap.J.*, 457:351, 1996.

- [10] Burderi L., Possenti A., D'Antona F., and Burgay M. *et al.* Where may ultra-fast rotating neutron stars be hidden. In preparation, 2001.
- [11] Campana S., Colpi M., Mereghetti S., Stella L., and Tavani M. The Neutron Stars of Soft X-Ray Transients. *A. & A.*, 8(279-316), 1998.
- [12] Campana S., Stella L., Mereghetti S., and Colpi M. Radio pulsar and accretion regimes of rapidly rotating magnetic neutron stars in early-type eccentric binaries. *A. & A.*, 297:385–389, 1995.
- [13] Campana S., Stella L., Mereghetti S., Colpi M., M. Tavani, Ricci D., Dal Fiume D., and Belloni T. Aquila X-1 from Outburst to Quiescence: The Onset of the Propeller Effect and Signs of a Turned-on Rotation-powered Pulsar. *Ap.J.*, 499:L65, 1998.
- [14] Campana S., Stella L., Mereghetti S., and Cremonesi D. BeppoSAX observations of Cen X-4 in quiescence. *A. & A.*, 358:583–586, 2000.
- [15] Chacrabarty D. and Morgan E. H. The two-hour orbit of a binary millisecond X-ray pulsar. *Nature*, 394:346, 1998.
- [16] Chandler A. M. and Rutledge R. E. No Persistent Pulsations in Aql X-1 as it Fades into Quiescence. Accepted by *Ap.J.*, 2000.
- [17] Chen K. and Ruderman M. Pulsar Death Lines and Death Valley. *Ap.J.*, 402:264–270, 1993.
- [18] Chevalier C. and Ilovaisky S. A. Discovery of a 19-hour period in Aquila X-1. *A. & A.*, 251:L11–L13, 1991.
- [19] Chevalier C., Ilovaisky S. A., Leisy P., and Patat F. Magnitude, color and spectral type of AQL X-1 in quiescence. *A. & A.*, 347:L51–L54, 1999.
- [20] Chevalier C., Ilovaisky S. A., van Paradijs J., Pedersen H., and van der Klis M. Optical studies of transient low-mass X-ray binaries in quiescence. I - Centaurus X-4: Orbital period, light curve, spectrum and models for the system. *A. & A.*, 210:114–126, 1989.
- [21] Colpi M., Geppert U., Page D., and Possenti A. Charting the temperature of the Hot Neutron Star in a Soft X-ray Transient. *Astro-ph/0010572*, 2001.

- [22] Czerny M., Czerny B., and Grindlay J. E. Persistent emission and bursts from Aquila X-1 observed by Einstein. *Ap.J.*, 312:122–133, 1987.
- [23] D’Amico N., Lyne A. G., Manchester R. N., Camilo F. M., Kaspi V. M., Bell J., Stairs I. H., Crawford F., Morris D., and Possenti A. The Parkes Multibeam Pulsar Survey: preliminary results. To be published in proceedings of X-Ray Astronomy 1999 - Bolgna Italy, 1999.
- [24] D’Amico N., Lyne A. G., Manchester R. N., Possenti A., and Camilo F. Discovery of short-period binary millisecond pulsars in four globular clusters. Accepted by *Astrophysical Journal Letters*, 2001.
- [25] Davies R. D., Walsh D., Browne I. W. A., Edwards M. R., and Noble R. G. Transient radio source near the galactic centre. *Nature*, 261:476–478, 1976.
- [26] Dotani T., Asai K., and Wijnands R. X-Ray Flux Decrease of the Accretion-Powered Millisecond Pulsar SAX J1808.4-3658 in Quiescence Detected by ASCA. Accepted for publications in *Ap.J. Letters*, 2000.
- [27] Emmering R. T. and Chevalier R. A. The intrinsic luminosity and initial period of pulsars. *Ap.J.*, 345:931–938, 1989.
- [28] Eyles C. J., Skinner G. K., Willmore A. P., and Rosenberg F. D. X-ray outburst from the direction of the galactic centre. *Nature*, 257:291–293, 1975.
- [29] Forman W., Jones C., and Tananbaum H. UHURU observations of a transient X-ray source associated with the globular cluster NGC 6440. *Ap.J.*, 207:L25–L27, 1976.
- [30] Fragile P.C., Mathews G. J., and Wilson J. R. The Bardeen-Peterson Effect as possible mechanism for Quasi-Periodic Oscillations in X-ray Binaries. *Astro-ph/0007478*, 2000.
- [31] Gaensler B. M., Stappers B. W., and Getts T. J. Transient Radio Emission from SAX J1808.4-3658. *Ap.J.*, 522:L117–L119, 1999.
- [32] Giles A. B., Hill K. M., and Greenhill J. G. The optical counterpart of SAX J1808.4 - 3658, the transient bursting millisecond X-ray pulsar. *M.N.R.A.S.*, 304:47–51, 1999.

- [33] Gilfanov M., Revnivtsev M., Sunyaev R., and Churazov E. The millisecond X-ray pulsar/burster SAX J1808.4-3658: the outburst light curve and the power law spectrum. *A. & A.*, 338:L83–L86, 1998.
- [34] Hartman J.W., Bhattacharya D., Wijers R., and Verbunt F. A study of the evolution of radio pulsars through improved population synthesis. *A. & A.*, 322:477–488, 1997.
- [35] Heindl W. A. and Smith D. M. The X-Ray Spectrum of SAX J1808.4-3658. *Ap.J.*, 506:L35–L38, 1998.
- [36] Hertz P. and Grindlay J. E. An X-ray survey of globular clusters and their X-ray luminosity function. *Ap.J.*, 275:105–119, 1983.
- [37] Hjellming R. M. Novalike Object in Centaurus. *I.A.U.C.*, 3369:1, 1979.
- [38] Hjellming R. M., Calovini T. A., Han X. H., and Cordova F. A. Transient radio emission from the X-ray nova ASM 2000+25. *Ap.J.*, 335:L75–L78, 1988.
- [39] Hjellming R. M., Han X., and Roussel-Dupre D. V1333 Aquilae. *I.A.U.C.*, 5112, 1990.
- [40] in 't Zand J. J. M., Heise J., Muller J. M., Bazzano A., Cocchi M., Natalucci L., and Ubertini P. Discovery of the X-ray transient SAX J1808.4-3658, a likely low-mass X-ray binary. *A. & A.*, 331:L25–L28, 1998.
- [41] in 't Zand J. J. M., Verbunt F., Strohmayer T. E., Bazzano A., Cocchi M., Heise J., van Kerkwijk M. H., Muller J. M., Natalucci L., Smith M. J. S., and Ubertini P. A new X-ray outburst in the globular cluster NGC 6440: SAX J1748.9-2021. *A. & A.*, 345:100–108, 1999.
- [42] Johnston H. M., Verbunt F., and Hasinger G. The position of the X-ray sources in the globular clusters Terzan 1, Terzan 5 and NGC 6440. *A. & A.*, 298:L21, 1995.
- [43] Kennea J. A. and Skinner G. K. No Eclipses in A1742-289 Archival Data. *P.A.S.J.*, 48:L117, 1996.
- [44] Kitamoto S., Tsunemi H., Miyamoto S., and Roussel-Dupre D. The unstable long-term periodicity of Aquila X-1. *Ap.J.*, 403:315–321, 1993.

- [45] Koyama K. . In Machino F. amd Ohashi T., editor, *New Horizon of X-Ray Astronomy*, page 181. Universal Accademy Press - Tokyo, 1994.
- [46] Koyama K., Inoue H., Makishima K., Matsuoka M., Murakami T., Oda M., Osgawara Y., Ohashi T., Shibazaki N., Tanaka Y., Marshall F. J., Kondo I. S., Hayakawa S., Kunieda H., Makino F., Masai K., Nagase F., Tawara Y., Miyamoto S., Tsunemi H., and Yamashita K. Discovery of X-ray bursts from Aquila X-1. *Ap.J.*, 247:L27–L29, 1981.
- [47] Kramer M., Xilouris K. M., Lorimer D. R., Doroshenko O., Jessner A., Wielebinski R., Wolszczan A., and Camilo F. The Characteristics of Millisecond Pulsar Emission. I. Spectra, Pulse Shapes, and the Beaming Fraction. *Ap.J.*, 501:270, 1998.
- [48] Kulkarni S. R., Navarro J., Vasisht G., Tanaka Y., and Nagase F. . In van der Heuval E. P. J. and Rappaport S. A., editors, *X-ray binaries and recycled pulsars*, page 99. Kluwer, 1992.
- [49] Li X. D., Bombaci I., Dey M., Dey J., and van den Heuvel E. P. J. Is SAX J1808.4-3658 a strange star ? *Physical Review Letters*, 83:3776–3779, 1999.
- [50] Lipunov V. M., Nazin S. N., Osminkin E. Y., and Prokhorov M. E. Binary radiopulsars with optical companion. *A. & A.*, 282:61–72, 1994.
- [51] Lyutyi V. M. and Shugarov S. I. Photometry of the X-ray source Aquila X-1 during its 1978 outburst. *Soviet Astronomy Letters*, 5:206–208, 1979.
- [52] Maeda Y., Koyama K., Sakano M., Takeshima T., and Yamauchi S. A New Eclipsing X-Ray Burster near the Galactic Center: A Quiescent State of the Old Transient A1742-289. *P.A.S.J.*, 48:417–423, 1996.
- [53] Manchester R. N. Finding pulsars at Parkes. Accepted by Publ. Astron. Soc. Australia, 2000.
- [54] Manchester R. N., Lyne A. G., Robinson C., Bailes M., and D’Amico N. Discovery of ten millisecond pulsars in the globular cluster 47 Tucanae. *Nature*, 352:219–221, 1991.
- [55] Markert T. H., Backman D. E., Canizares C. R., Clark G. W., and Levine A. M. Observations of X rays from near NGC6440. *Nature*, 257:32, 1975.

- [56] Martins D. H., Harvel C. A., and Miller D. H. Surface photometry of the cores of globular clusters. I - NGC 6440. *A.J.*, 85:521–531, 1980.
- [57] Miller C. M. Beat Frequency Model of Kilohertz QPO. To be published in proceedings of X-Ray Astronomy 1999 Bolgna - Italy, 2000.
- [58] Miri M. J. Magnetic and spin evolution of pulsars. *M.N.R.A.S.*, 283:1214–1226, 1996.
- [59] Miri M. J. and Bhattacharya D. Magnetic evolution of neutron stars in low-mass binary systems. *M.N.R.A.S.*, 269:455–461, 1994.
- [60] Mitsuda K., Asai K., Vaughan B., and Tanaka Y. Searches for Coherent Pulsations in the X-Ray Flux of Soft Transients in Quiescence - is CEN X-4 the Fastest Accretion-Powered Rotation Pulsar ? In *X-Ray Imaging and Spectroscopy of Cosmic Hot Plasmas*, page 483, 1997.
- [61] Murdin P., Allen D. A., Morton D. C., Whelan J. A. J., and Thomas R. M. The K dwarfs associated with the X-ray transients A0620-00 and A1742-28. *M.N.R.A.S.*, 192:709–717, 1980.
- [62] Narayan R., McClintock J. E., and Yi I. A new model for black hole soft x-ray transients in quiescence. *Ap.J.*, 457:821, 1996.
- [63] Ortolani S., Barbuy B., and Bica E. The low galactic latitude metal-rich globular cluster NGC 6440. *A. & A. Supplement Series*, 108:653–659, 1994.
- [64] Possenti A. *Evolution of binary systems and population synthesis of millisecond and sub-millisecond pulsars*. PhD thesis, Dipartimento di Astronomia dell'Università di Bologna, 1999.
- [65] Friedhorsky W. C. and Terrell J. Long-term observations of X-ray sources - The Aquila-Serpens-Scutum region. *Ap.J.*, 280:661–670, 1984.
- [66] Psaltis D., Belloni T., and van der Klis M. Correlations in Quasi Periodic Oscillations and Noise Frequencies among Neutron Star and Black-Hole X-ray Binaries. *Ap.J.*, 520, 1999.
- [67] Psaltis D. and Chakrabarty D. The Disk-Magnetosphere Interaction in the Accretion-powered Millisecond Pulsar SAX J1808.4-3658. *Ap.J.*, 521:332–340, 1999.

- [68] Robinson E. L. and Young P. Giant, Repeating, Optical Bursts from the Soft X-Ray Transient Aquila X-1. *Ap.J.*, 491:L89, 1997.
- [69] Roche P., Chakrabarty D., Morales-Rueda L., Hynes R., Slivan S. M., Simpson C., and Hewett P. SAX J1808.4-3658 = XTE J1808-369. *I.A.U.C.*, 6885, 1998.
- [70] Ruderman M. and Sutherland P. Theory of Pulsars: polar gaps, sparks, and coherent microwave radiation. *Ap.J.*, 196:51–72, 1975.
- [71] Rutledge R. E., Brown E. F., Pavlov E. F., and Zaulin V. E. The Termal X-Ray Spectra of Centaurus X-4, Aquila X-1 and 4U 1608-522 in Quiescence. *Ap.J.*, 514:945, 1999.
- [72] Shahbaz T. and Charles T. N. P. A. An Ellipsoidal Study of CENTAURUS-X-4. *M.N.R.A.S.*, 265:655, 1993.
- [73] Shahbaz T., Thorstensen J. R., Charles P. A., and Sherman N. D. Aquila X-1: a low-inclination soft X-ray transient. *M.N.R.A.S.*, 296:1004–1008, 1998.
- [74] Srinivasan G. and Bhattacharya D. The progenitors of pulsars. In *IAU Symp. 125: The Origin and Evolution of Neutron Stars*, volume 125, pages 109–118, 1987.
- [75] Stella L., Campana S., Colpi M., Mereghetti S., and Tavani M. Do quiescent soft X-ray transients contain millisecond radio pulsars? *Ap.J.*, 423:L47–L50, 1994.
- [76] Stella L., Campana S., Mereghetti S., Ricci D., and Israel G. L. The Discovery of Quiescent X-Ray Emission from SAX J1808.4-3658, the Transient 2.5 Millisecond Pulsar. *Ap.J.*, 537:L115–L118, 2000.
- [77] Stella L. and Vietri M. Correlations in the QPO frequencies of Low-Mass X-Ray Binaries and the Relativistic Precession Model. *astroph*, 9907346, 1999.
- [78] Stella L., White N. E., and Rosner R. Intermittent stellar wind accretion and the long-term activity of Population I binary systems containing an X-ray pulsar. *Ap.J.*, 308:669–679, 1986.

- [79] Sturrock P. A. A model of Pulsars. *Ap.J.*, 164:529–556, 1971.
- [80] Tanaka Y. and Shibazaki N. X-Ray Novae. *A.R.A.A.*, 36:607–644, 1996.
- [81] Tauris T. M. and Savonije G. J. Formation of millisecond pulsars. I. Evolution of low-mass X-ray binaries with  $P_{orb} > 2$  days. *A. & A.*, 350:928–944, 1999.
- [82] Tavani M. and Arons J. Theory of High-Energy Emission from the Pulsar/Be Star System PSR 1259-63. I. Radiation Mechanisms and Interaction Geometry. *Ap.J.*, 477:439, 1997.
- [83] Taylor J. H. and Cordes J. M. Pulsar distances and the galactic distribution of free electrons. *Ap.J.*, 411:674–684, 1993.
- [84] Thompson C., Blandford R. D., Evans C. R., and Phinney E. S. Physical processes in eclipsing pulsars: Eclipse mechanisms and diagnostics. *Ap.J.*, 422:304–335, 1994.
- [85] Thorstensen J., Charles P., and Bowyer S. The optical counterpart of Aquila X-1 3U 1908+00. *Ap.J.*, 220:L131–L134, 1978.
- [86] Toscano M., Sandhu J. S., Bailes M., Manchester R. N., Britton M. C., Kulkarni S. R., Anderson S. B., and Steppers B. W. Millisecond pulsar velocities. *M.N.R.A.S.*, 307:924, 1999.
- [87] Urpin V., Geppert U., and Konenkov D. On the origin of millisecond pulsars. *A. & A.*, 331:244–250, 1998.
- [88] van der Klis M. Millisecond Oscillations in X-Ray Binaries. Submitted to the Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 2000.
- [89] van Paradijs J. On the accretion instabilities in Soft X-Ray Transients. *Ap.J.*, 464:L139–L141, 1996.
- [90] van Paradijs J., Verbunt F., Shafer R. A., and Arnaud K. A. Soft X-ray transients in quiescence - Observations of AQL X-1 and CEN X-4. *A. & A.*, 182:47–50, 1987.
- [91] Verbunt F., Belloni T., Johnston H. M., van der Klis M., and Lewin W. H. G. ROSAT observations of soft X-ray transients in quiescence. *A. & A.*, 285:903–911, 1994.

- [92] Verbunt F., Bunk W., Hasinger G., and Johnston H. M. The ROSAT XRT Sky Survey of X-ray sources in globular clusters. *A. & A.*, 300:732, 1995.
- [93] Verbunt F. van Kerkwijk M. H., in't Zand J. J. M., and Heise J. X-ray and optical follow-up observations of the August 1998 X-ray transient in NGC 6440. *A. & A.*, 359:960–966, 2000.
- [94] Wang Y. M. Torque Exerted on an Oblique Rotator by a Magnetically Threaded Accretion Disk. *Ap.J.*, 475:L135, 1997.
- [95] Watson M. G. Evidence for a binary period in the highly variable X-ray source Aquila X-1. *M.N.R.A.S.*, 176:19–23, 1976.
- [96] Welsh W. F., Robinson E. L., and Young P. The Orbital Light Curve of Aquila X-1. *A.J.*, 120:943–949, 2000.
- [97] White N. E., Kaluzienski J. L., and Swank J. H. The Spectral of X-Ray Transients. In *High Energy Transients in Astrophysics*, page 31, 1984.
- [98] White N. E. and Zhang W. Millisecond X-Ray Pulsars in Low-mass X-Ray Binaries. *Ap.J.*, 490:L87, 1997.
- [99] Wijnands R., Strohmayer T., and Franco L. M. Discovery of nearly coherent oscillations with a frequency of 567 Hz during type-I X-ray bursts of the X-ray transient and eclipsing binary X 1658-298. Submitted to *ApJ Letters*, 31 August 2000, 2000.
- [100] Wijnands R. and van der Klis M. A millisecond pulsar in an X-ray binary system. *Nature*, 394:344–346, 1998.
- [101] Yi I., Narayan R., Barret D., and McClintock J. E. Models of quiescent black hole and neutron star soft X-ray transients. *A. & A.*, 120:187, 1996.
- [102] Zhang W., Jahoda K., Kelley R. L., Strohmayer T. E., Swank J. H., and Zhang S. N. Millisecond Oscillations in the Persistent and Bursting Flux of Aquila X-1 during an Outburst. *Ap.J.*, 495:L9, 1998.
- [103] Zhang S. N., Yu W., and Zhang W. W. Spectral State Transitions in Aql X-1: Evidence for ‘Propeller’ Effects. *Ap.J.*, 494:L71, 1998.