

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Discipline : Physique

par
Ismaël Cognard

CHRONOMÉTRIE DES PULSARS : DE LA MÉTROLOGIE EN RADIOASTRONOMIE

soutenue le 27 novembre 2009 devant le jury composé de

Thierry Dudok de Wit	Professeur, Université d'Orléans	
Eric Gérard	Directeur de Recherche, Obs de Paris	Rapporteur
Eric Gourgoulhon	Directeur de Recherche, LUTH, Obs de Paris	Rapporteur
Jason Hessels	ASTRON	
Gérard Petit	BIPM	
David Smith	Directeur de Recherche, CENBG, Bordeaux	Rapporteur
Michel Tagger	Directeur de Recherche, LPC2E, Orléans	

Table des matières

Remerciements	v
Avant-propos	vii
1 Introduction	1
I Les moyens d’observations	7
2 L’instrumentation pulsar à Nançay	9
2.1 La dispersion interstellaire	10
2.2 Les intrumentations couramment utilisées pour étudier les pulsars	12
2.2.1 La dédispersion incohérente par batterie de filtres . . .	14
2.2.2 La dédispersion cohérente par calculateur	15
2.3 Les instrumentations pulsar à Nançay	16
2.3.1 Le dédisperseur à oscillateur balayé	16
2.3.2 Le dédisperseur à batterie de filtres NBPP	20
2.3.3 Le dédisperseur cohérent ’BON’ à Nançay	21
2.3.4 Le dédisperseur cohérent ’BON/GPU’ à Nançay	22
2.4 Une instrumentation pour rechercher des pulsars	26
2.4.1 Une recherche de pulsars à Nançay	28
2.4.2 Une nouvelle recherche de pulsars à Nançay ?	28
2.5 Les instrumentations futures	30
2.6 Ajout effectué au moment de la soutenance	32
3 L’analyse des temps d’arrivée	35
3.1 Détermination du temps d’arrivée	36
3.2 Ajustement des paramètres et calculs des résidus	38
3.3 Quelques résultats obtenus à Nançay	40

II	Les résultats scientifiques	43
4	La scintillation réfractive sur PSR B1937+21	45
4.1	La détection d'un évènement de scintillation réfractive	45
4.2	Le cas de PSR J1643-1224	47
4.3	Et après...	49
	Cognard et al., Nature 366, 320 (1993)	51
5	Un micro-glitch sur un pulsar recyclé	55
5.1	Un micro-glitch sur le pulsar PSR B1821-24 à Nançay	56
5.2	Discussion	59
5.3	Et après...	60
	Cognard & Backer, D.C, ApJ 612, L125 (2004)	63
6	Le magnetar XTE 1810-197	67
6.1	Des observations quotidiennes à Nançay	67
6.2	Un comportement hors norme...	69
	Camilo, Cognard et al., ApJ 663, 497 (2007)	73
7	Le pulsar du Crabe	81
7.1	Les impulsions géantes	81
7.2	L'observation simultanée en optique et radio	82
7.3	Et après...	87
	Oosterbroeck, Cognard et al., A&A 488, 271 (2008)	91
8	Etude multi-longueurs d'onde des pulsars	99
8.1	Les observations haute énergie	100
8.2	Les observations radio	101
8.2.1	Un pulsar jeune : PSR J0631+1036	102
8.2.2	Les pulsars millisecondes	103
8.3	Une dizaine de pulsars millisecondes détectés avec le FERMI/LAT104	
8.4	Les autres pulsars détectés	104
8.5	Et après...	105
	Abdo et al., Science 5942, 848 (2009)	109
	Perspectives	115
	Bibliographie	131
	Curriculum Vitae	133

Table des figures

1.1	Enregistrement papier de la découverte du premier pulsar . . .	2
1.2	Principe de la chronométrie des pulsars	3
1.3	Vue du grand radiotélescope de Nançay	4
2.1	Retard dispersif	10
2.2	Ecran diffractant et scintillation	12
2.3	Retards systématiques en dédispersion incohérente	13
2.4	Complex baseband sampling	14
2.5	Schéma d'un oscillateur balayé	16
2.6	Dédispenseur à oscillateur balayé	17
2.7	Observation avec le dédispenseur à oscillateur balayé	18
2.8	Dédispenseur à banque de filtres NBPP.	19
2.9	Observation avec le NBPP	20
2.10	Vue panoramique du dédispenseur BON	21
2.11	Schéma de principe du dédispenseur BON à CPUs	22
2.12	Schéma de principe du dédispenseur BON à GPUs	23
2.13	Vue du dédispenseur BON à GPUs	24
2.14	Résidus de temps d'arrivées du pulsar PSR J0613-0200	25
2.15	Détection de PSR J1900+0308	26
2.16	Détection du pulsar du Crabe par FFT et impulsions indivi- duelles	27
2.17	Vue de la carte ROACH proposée par CASPER	29
2.18	Comparaison des performances de dédispersion	31
2.19	Découverte de PSR J2302+4443	33
2.20	Découverte de PSR J2017+0603	34
3.1	Exemple d'impulsion modèle.	36
3.2	Distribution cumulée des incertitudes de datations du pulsar PSR B1937+21.	37
3.3	Résidus de temps d'arrivées du pulsar PSR B1821-24 sur 20ans	39
3.4	Résidus de ToA pour PSR B1937+21 et PSR J1909-3744 avec BON	41

3.5	Résidus de temps d'arrivées du pulsar PSR J0613-0200 bruts et ré-intégrés	42
4.1	Critère de détection d'un RSE sur PSR B1937+21	47
4.2	Résidus de ToAs du pulsar J1643-1224	48
5.1	Observation du pulsar PSR B1821-24 avec l'oscillateur balayé	56
5.2	Observation du pulsar PSR B1821-24 avec le dédisperseur cohérent BON	57
5.3	Glitch observé sur le pulsar PSR B1821-24	58
5.4	Figure 3 de Mandal et al. (2009)	59
5.5	Résidus sur PSR B1951+32	61
6.1	Résidus de temps d'arrivée du magnétar PSR J1809-1943 . . .	68
6.2	Recherche du magnétar PSR J1809-1943	69
6.3	Evolution du profile radio du magnetar le 6 août 2006	70
6.4	Evolution du profile radio du magnetar le 25 août 2006	72
7.1	Impulsion géante du pulsar du Crabe	83
7.2	Détermination du DM avec des impulsions géantes	84
7.3	Observation simultanée du pulsar du Crabe	86
7.4	Phasogrammes γ et radio du pulsar du Crabe	87
7.5	Photons γ et radio du pulsar du Crabe	88
8.1	Glitches sur le pulsar PSR J0631+1036	103
8.2	Détection de PSR J0030+0451 avec FERMI/LAT	106
8.3	Détection de PSR B1951+32 avec FERMI/LAT	107
8.4	Détection de PSR J0248+6021 avec FERMI/LAT	108
8.5	Détectabilité d'un fond cosmologique par les PTAs	116

Remerciements

Juste quelques mots pour remercier les personnes sans qui je ne ferais ce métier si passionnant... Mais est-ce bien un métier d'ailleurs ?

Lors d'une journée Portes Ouvertes à la station de radioastronomie durant mon année de DEA en 1989 à l'Observatoire de Paris, guidé par Eric Gérard, j'ai rencontré mes futurs directeurs de thèse Jean-François Lestrade et Gabriel Bourgois et leur ai demandé s'ils avaient un sujet de stage. Je crois que je leur ai un peu forcé la main, j'ose espérer qu'ils ne l'ont pas regretté. Il ne faut pas avoir de regrets... Jean-François a abandonné le domaine depuis presque 10 ans et Gabriel nous a malheureusement quittés prématurément en 1992.

Je garde aussi de mon premier contact le souvenir de ces quelques phrases de Richard Feynman que François Biraud, le concepteur de la première instrumentation pulsar à Nançay, avait apposé sur une porte du labo focal à Nançay. Dans cet extrait de "Surely You're Joking, Mr. Feynman!", R.Feynman se demande pourquoi deux labo américains n'obtiennent pas la même quantité de résultat de leur instrumentation... *"In this room there were wires strung all over the place! Switches were hanging from the wires, cooling water was dripping from the valves, the room was full of stuff, all out in the open. Tables piled with tools were everywhere; it was the most godawful mess you ever saw. [...] I suddenly realized why [they were] getting results. They were working with the instrument. They built the instrument; they knew where everything was, they knew how everything worked, there was no engineer involved, except maybe he was working there too. [...] When they wanted to fix a vacuum, they'd drip glyptal on it, so there were drops of glyptal on the floor. It was wonderful!"* Près de 20 ans plus tard, je ne peux que constater, avec le développement des techniques, que cela reste on ne peut plus vrai... merci encore !

Après un séjour post-doctoral très formateur à l'Université de Princeton dans l'équipe du Pr J.H.Taylor, je suis arrivé au LPC2E en 1995, tout de suite étiqueté 'électron libre' car seul représentant d'une composante 'radio-astronomie/astrophysique' qui allait ensuite lentement grandir. C'est cinq

ans plus tard que Gilles Theureau arrive au laboratoire pour travailler sur les sondages HI extragalactiques et 10 ans plus tard, il fait un saut décisif pour notre avenir (et peut-être même pour le radiotélescope de Nançay) : il rejoint la thématique 'pulsar' au moment où l'instrumentation BON se met en place. Un grand merci, Gilles, sans toi l'observation des pulsars à Nançay serait restée confidentielle... À deux et avec une politique de visibilité offensive, on est arrivé à mettre cette thématique à sa juste place, je pense !

Un petit mot pour remercier la famille, Valérie, Jade et Lara, qui endurent tant et tant d'absences (virtuelles ou réelles) toujours justifiées par un radiotélescope et une instrumentation pointue à surveiller... ou à dépanner par un aller-retour en plein week-end !

Merci enfin aux membres du jury qui ont accepté de faire partie, un peu dans l'urgence, de mon jury d'habilitation. Que les rapporteurs soient remerciés et qu'ils veulent bien me pardonner le délai si court que je leur ai laissé...

Avant-propos

Chercheur CNRS depuis une dizaine d'années, les pressions se font de plus en plus insistantes pour passer l'habilitation. C'est souvent la reconnaissance d'un travail d'encadrement effectué dans l'ombre. Je suis plutôt attiré par la construction concrète de moyens d'observation toujours plus performants plutôt que par les titres, j'ai néanmoins fini par acquiescer, l'occasion étant belle de se forcer à prendre du recul et essayer de dégager du sens à un parcours qui, vu au jour le jour, peut paraître perdu dans les nombreuses contraintes quotidiennes. Après un petit historique et avoir positionné l'équipe, je terminerai cet avant-propos par une présentation du présent document.

Lancé par un petit groupe de 3 personnes environ à la fin des années 1980, l'observation des pulsars est passée par le développement d'une instrumentation originale qui a perduré près de 15 ans. Mon travail de thèse a consisté principalement à faire ces 20% de la fin d'un projet qui ne sont pas les plus faciles et les plus rapides mais permettent de le mettre sur des rails pour que le voyage soit sans accros majeurs. J'ai bien évidemment heureusement profité des premiers résultats avec joie (le premier article de sa carrière dans la revue *Nature*, cela laisse des souvenirs). Un séjour post-doctoral chez le Pr J.H.Taylor a, bien entendu, permis de se frotter à d'autres habitudes de travail et c'est toujours intéressant. C'est là, en travaillant sur les impulsions géantes du pulsar PSR B1937+21, que j'ai réalisé qu'il fallait vraiment regarder de près le traitement des 'formes d'ondes' (les tensions enregistrées au télescope avant toute détection). De retour en France, je me suis retrouvé tout seul quelques années plus tard, Jean-François Lestrade ayant quitté la thématique juste après la conduite d'un programme de recherche de pulsars en collaboration avec R.S.Foster du NRL (Washington, DC) et D.C.Backer de UC Berkeley. Pendant environ cinq ans, j'ai oeuvré à faire évoluer l'instrumentation qui en avait bien besoin au moment où le télescope subissait sa cure de jouvence avec la rénovation FORT. Il fallait, bien sûr, une instrumentation 'pulsar' à la hauteur de ce nouveau télescope. Les contacts initiés avec le Pr D.C.Backer pour l'instrumentation NBPP installée pour la recherche de

pulsars ont permis de commencer le développement d'une instrumentation de nouvelle génération.

Maintenant, grâce au succès de cette instrumentation (capable de dédisperser de façon cohérente 128MHz de bande passante), la chronométrie des pulsars à Nançay s'est grandement développée. Il n'y a plus aucune restriction sur le type de pulsars observables : rapides ou lents, proches ou lointains, tous ont une datation optimale. En janvier 2006, nous organisons un workshop national à l'Observatoire de Paris pour identifier les programmes d'observation radio qui fédèreraient la communauté française : c'est le suivi multi-longueur d'onde avec le lancement prévu de FERMI/LAT qui se dégage nettement. Le succès de cette thématique s'est confirmé jusqu'à maintenant. A la fin de l'année 2006, c'est la tenue de la première réunion à Nançay de ce qui allait formellement se transformer en European Pulsar Timing Array (EPTA) qui permet de prendre une dimension internationale. Depuis, la qualité des observations faites à Nançay est reconnue (elles sont parmi les meilleures, pour ne pas dire les meilleures d'Europe) et de nombreuses réunions de travail ont eu lieu : Nançay, Cagliari, Bonn, Manchester, Westerbork et bientôt Besançon pour la France à nouveau. Au niveau mondial, se monte un réseau du même type : l'International Pulsar Timing Array (IPTA), réunion de l'EPTA européen, du PPTA australien et du NanoGrav américain.

Nous espérons que les excellentes mesures de temps d'arrivée obtenues avec le radiotélescope de Nançay permettront au groupe de s'assurer une place à la hauteur de son investissement dans cette course à la détection d'un fond d'ondes gravitationnelles.

Après une introduction gardée la plus courte possible, la première partie du présent document '**Les moyens d'observation**' permet de se faire une idée plus précise des moyens spéciaux qu'il faut développer pour observer au mieux les pulsars les plus intéressants. En particulier, le chapitre 2 décrivant l'instrumentation pulsar à dédispersion cohérente utilisée à Nançay doit permettre de se rendre compte de l'investissement important nécessaire à l'acquisition d'une expertise dans ce domaine. Le chapitre 3 décrit rapidement l'analyse des données une fois les temps d'arrivée obtenus. La seconde partie '**Les résultats scientifiques**' présente en cinq chapitres un choix de résultats obtenus avec le radiotélescope de Nançay et déjà publiés. A chaque fois, après un rappel du contexte, il sera tenté de voir ce qui pourrait être fait dans chaque domaine dans un futur plus ou moins lointain. Enfin, un dernier chapitre intitulé '**Perspectives**' tentera d'en faire une synthèse et de tracer des lignes d'évolution de la thématique 'observation des pulsars' avec le radiotélescope de Nançay au sein de l'équipe 'astro' du LPC2E.

Chapitre 1

Introduction

C'est en 1967 que l'étudiante Jocelyn Bell découvrit le premier pulsar. Elle effectuait avec son directeur de thèse Antony Hewish des études sur la scintillation des sources extragalactiques (quasars) avec un réseau d'antennes construit non loin de Cambridge, en Angleterre. Cet *Interplanetary Scintillation Array* est constitué de milliers de mâts en bois reliés par des câbles, couvrant pas moins de 2 hectares et faisant office d'antennes. L'observation de ces noyaux de galaxies ultra-lumineux, très lointains et apparaissant donc comme des sources ponctuelles, permettait l'étude de la scintillation interplanétaire. Pour convenablement échantillonner le signal et étudier la scintillation avec les variations de flux des sources, il faut une instrumentation rapide. C'est précisément cette instrumentation dotée d'une bonne résolution temporelle pour l'époque qui a permis de détecter un nouveau type de source sur les enregistrements papier de l'époque. Il a aussi fallu que Jocelyn Bell accélère le déroulement de l'enregistreur à papier pour que la périodicité du signal apparaisse clairement (voir figure 1.1). Ce premier pulsar, maintenant connu sous le nom de PSR B1919+21, est caractérisé par une période de 1.34s et a été assez rapidement situé en dehors de notre système solaire. Dans l'article de découverte (Hewish et al., 1968), A.Hewish et J.Bell ne conclut pas définitivement quant à la nature de la source, ce peut encore être une naine blanche pulsante, par exemple. Il faut attendre les contributions de Pacini (1968) et Gold (1968) et la détection de pulsars encore plus rapides : Véla (Large et al., 1968) et le Crabe (Richards & Comella, 1969) pour asseoir définitivement l'explication d'une étoile à neutrons émettant deux faisceaux d'ondes radio, détectée sur Terre à la manière d'un phare au bord de la mer. Le prix Nobel de physique 1974 sera décerné à Antony Hewish, avec Martin Ryle, pour leur apport à l'astrophysique radio et à Hewish pour son rôle décisif dans la découverte des pulsars !

De nombreux pulsars sont trouvés dans les années suivantes et il faut alors

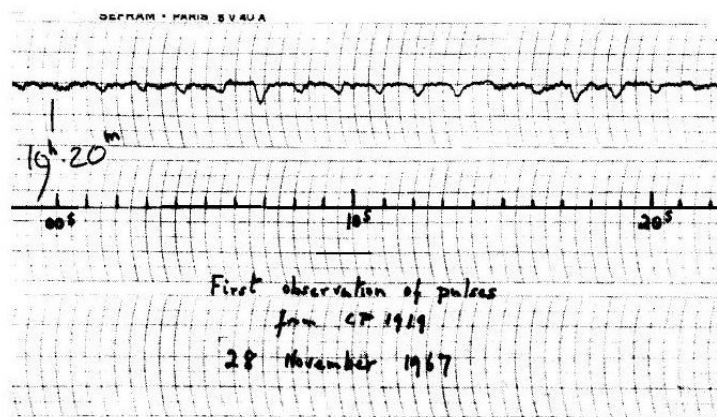


FIG. 1.1 – Enregistrement papier de la découverte du premier pulsar par J.Bell et son directeur de thèse A.Hewish (Hewish et al., 1968). C’est dans le cadre d’une étude de la scintillation interplanétaire de sources extragalactiques distantes que ces signaux particuliers ont été découverts.

attendre 1974 pour qu’un pulsar d’un nouveau type soit découvert (Hulse & Taylor, 1975). Il s’agit d’un pulsar dans un système binaire. D’une période d’environ 60ms, ce pulsar est en rotation avec une autre étoile. Il s’avèrera que le compagnon est également une autre étoile à neutrons et qu’il s’agit d’un système où la description du mouvement par les lois de Képler ne suffit pas. Il faut faire intervenir les effets relativistes prévus par les théories de la gravitation lorsque deux corps très massifs et compacts orbitent très proches l’un de l’autre. Les effets relativistes mesurés, en particulier la diminution de la période orbitale, et son interprétation comme une perte d’énergie sous forme d’émission d’ondes gravitationnelles, inaugurent un grand tournant dans l’étude des pulsars (Taylor et al., 1979; Taylor & Weisberg, 1982). Le professeur J.H.Taylor de Princeton University recevra, avec son étudiant de l’époque (Russel Hulse), le prix Nobel de physique 1993 ”for the discovery of a new type of pulsar, a discovery that has opened up new possibilities for the study of gravitation”.

Le tournant suivant intervient au début des années 1980. Une source radio présentant toutes les caractéristiques d’un pulsar, polarisée, à spectre de puissance à pente ~ -2 et ponctuelle car affectée de scintillation, a donné bien du fil à retordre au Pr D.C.Backer. Il finit toutefois, après avoir amélioré son instrumentation plusieurs fois par mettre au jour un pulsar avec une période de rotation de seulement 1.55ms... plus de 640 tours par seconde! (Backer et al., 1982). Doté d’un ralentissement très faible comme si le pulsar était âgé, alors qu’il présentait une période courte digne d’un pulsar très jeune. Il

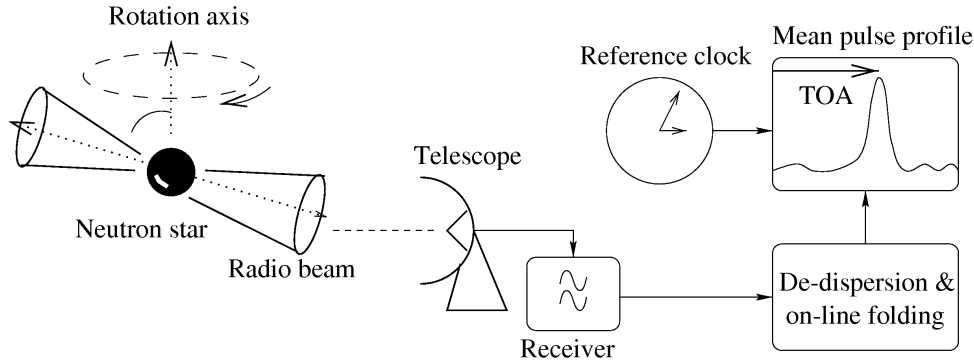


FIG. 1.2 – Schéma de principe de la technique de mesure des temps d'arrivée des pulsars appelée 'chronométrie' (figure de Lorimer & Kramer (2004)).

va rapidement être proposé un processus de recyclage pour ré-accélérer un vieux pulsar éteint (Alpar et al., 1982). Dans de rares cas, un système d'étoiles binaires survit à l'explosion violente lors de la première supernova qui donne naissance à l'étoile à neutrons et au pulsar. Lorsque la seconde étoile parvient à la fin de son évolution et que son enveloppe gonfle pour former une géante rouge, de la matière se déverse sur le pulsar maintenant éteint et par transfert de moment angulaire ré-accélère l'étoile à neutrons de quelques tours par minutes (ou moins) à plusieurs centaines de tours par seconde. Malgré un champ magnétique maintenant faible, la vitesse de rotation élevée parvient à 'rallumer' l'émission radio de l'objet. Ceci produit donc un pulsar faiblement freiné, tournant très rapidement et pouvant émettre pendant des milliards d'années.

Les pulsars millisecondes sont donc des objets astrophysiques compacts à l'origine de signaux radio périodiques d'une stabilité exceptionnelle rivalisant avec les meilleures horloges terrestres. Ces horloges quasi-parfaites, réparties dans la Galaxie et parfois plongées dans des champs gravitationnels à l'intensité démesurée, sont utilisées à plein potentiel pour faire même de la physique fondamentale par exemple (Kramer et al., 2006). Les irrégularités de rotation (avec même parfois des à-coups brutaux) permettent de contraindre les équations d'état de la matière. Les variations de la forme de l'impulsion observée à différentes fréquences radio et haute énergie valident ou pas les modèles des processus d'émission concurrents (outer gap, polar gap, etc...). L'étude de la dispersion et de la scintillation dont est affecté le signal en provenance du pulsar permet le sondage du milieu interstellaire. Pour mémoire, les premières planètes extrasolaires ont été trouvées orbitant autour d'un pulsar et les effets mutuels des planètes en résonance continuent à être étudiés. Le positionnement de la Terre par la datation précise d'événements bien définis



FIG. 1.3 – Vue du grand radiotélescope de Nançay (J.-P. Letourneur, CRDP Orléans).

(la réception d’impulsions radio provenant de l’extérieur du système solaire) apporte des contraintes sur les éphémérides planétaires. Si l’établissement direct d’une échelle de temps stable à partir de la rotation des pulsars n’est plus à l’ordre du jour, il reste envisageable de contrôler la stabilité à très long terme des horloges terrestres avec l’observation des pulsars millisecondes. Toutefois, le but le plus ambitieux de l’observation régulière d’un ensemble de pulsars très stables bien répartis sur le ciel est la détection (ou la mise sous contrainte forte) d’un fond d’ondes gravitationnelles d’origine cosmologique (Jenet et al., 2006). Enfin, déjà citées plus haut, les contraintes apportées sur les différentes théories de la gravitation par l’observation des pulsars binaires serrés sont les plus efficaces en champ fort.

Les observations effectuées avec le radiotélescope de Nançay élargissent à tous ces domaines d’études. Actuellement plus de 200 pulsars sont suivis régulièrement, regroupés un peu artificiellement au niveau de deux demandes de temps spécifiques au Comité des Programmes de Nançay. D’abord, l’étude multi-longueur d’onde d’un grand échantillon de pulsars, en connection avec les observations effectuées avec d’autres instruments comme le FERMI/LAT en orbite depuis mi-2008. Ensuite la détection des ondes gravitationnelles aux différentes échelles, longues avec le fond cosmologique et plus courtes avec l’étude des systèmes de pulsars binaires. Dans la deuxième partie de ce

document, j'ai choisi d'illustrer les travaux effectués à Nançay en détaillant quelques exemples précis obtenus ces dernières années.

Pour toutes ces études, il faut effectuer des datations précises. Il faut faire des mesures des temps d'arrivée des impulsions radio, sur ces pulsars particuliers et sur les autres : c'est la technique de la 'chronométrie' illustrée par la figure 1.2, où un télescope, une horloge de référence et une instrumentation permettent d'obtenir une impulsion moyenne proprement calée temporellement. Pour ce genre de mesures, il faut donc généralement disposer d'une instrumentation spécialement dédiée. Des développements instrumentaux incessants et toujours à la pointe de la technologie sont évidemment stimulés par les possibilités extraordinaires offertes par ces objets astrophysiques. Après de nombreuses évolutions, le radiotélescope de Nançay (figure 1.3) est maintenant équipé d'une instrumentation, dite à dédispersion cohérente, capable de dater les impulsions des pulsars rapides avec une précision qui peut descendre sous les 100ns.

Le présent document se propose donc de décrire l'instrumentation utilisée pour observer les pulsars à Nançay, ainsi que de revenir sur quelques résultats obtenus plus ou moins récemment, pour en tenter une synthèse et tracer des perspectives pour le futur.

Première partie

Les moyens d'observations

Chapitre 2

L'instrumentation pulsar à Nançay

Si les premiers pulsars (Hewish et al., 1968) ont pu être découverts directement sur les enregistreurs papier de l'époque (voir figure 1.1) en cherchant des impulsions régulières, les recherches systématiques suivantes ont dû s'appuyer sur un enregistrement du signal et un traitement ultérieur sur ordinateur. Des recherches de périodicité à base de Transformée de Fourier ont rendu possible la découverte d'impulsions faibles et régulières noyées dans le bruit. Les récents développements mettent en oeuvre des recherches où une accélération du pulsar est prise en compte (Ransom et al., 2003). Cette accélération affecte les pulsars situés dans des systèmes d'étoiles doubles serrées. Ceci nécessite des calculs beaucoup plus complexes effectués par des grappes de calculateurs puissants.

Une fois le pulsar découvert et observé quelques fois avec l'instrumentation qui a permis sa découverte, sa période de rotation et sa variation ainsi que sa position dans le ciel sont maintenant mieux connues. En effet, avec un modèle de propagation des ondes radio dans le milieu incluant tous les effets physiques connus et un jeu de paramètres approximatifs (période, position, ...) pour produire des temps d'arrivée 'calculés', il est possible d'ajuster les paramètres pour réduire les différences entre temps d'arrivée 'calculés' et 'mesurés' (appelées résidus), généralement au sens des moindres carrés. Il est alors possible de passer à un autre type d'instrumentation plus élaboré qui va permettre de traiter le signal en temps réel, d'améliorer la résolution temporelle tout en réduisant considérablement le volume de données à conserver. Cette instrumentation permettra par exemple d'empiler le signal reçu en phase avec la rotation de l'étoile à neutrons et de ne conserver qu'une impulsion moyenne toutes les minutes environ. En plus de pouvoir disposer d'une meilleure résolution temporelle tellement cruciale dans les cas des pulsars les

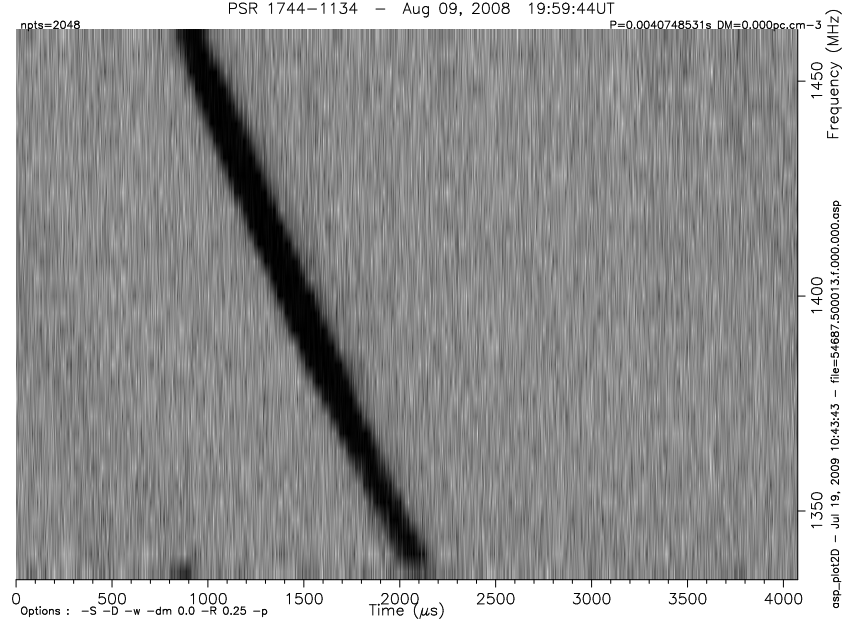


FIG. 2.1 – Retard dispersif dû à la composante ionisée du milieu interstellaire observé sur le pulsar PSR J1744-1134. Présenté sur une bande totale de 128MHz entre 1334 et 1462MHz en ordonnée, le signal a été empilé (en abscisse) à la période de rotation de l'étoile (ceci pour chaque canal de fréquence de 4MHz). Ce pulsar de période 4.075ms présente un DM de 3.1369pc.cm^{-3} , une valeur parmi les plus petites qui suffit pourtant à produire un retard substantiel sur cette bande de fréquence.

plus rapides, ceci va permettre également de conserver toutes les informations de polarisation de l'onde radio reçue.

Ce chapitre se propose de détailler les différents types d'instrumentation utilisés pour observer les pulsars après leur découverte. J'effectue aussi un historique des instrumentations à la construction desquelles j'ai participé, ou que j'ai construites et installées moi-même à Nançay depuis une vingtaine d'années.

2.1 La dispersion interstellaire

En plus de la faiblesse du signal et d'une éventuelle accélération, le principal facteur compliquant l'observation des pulsars est le phénomène de dispersion dont sont affectées les ondes radio traversant le milieu interstellaire

ionisé. En effet, même si ce milieu est relativement peu ionisé ($0.03 \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$), le signal traverse plusieurs dizaines de milliers d'années-lumière avant de parvenir sur Terre. Cette dispersion se traduit par un retard inversement proportionnel au carré de la fréquence radio à laquelle est faite l'observation. Le retard est proportionnel au contenu électronique intégré le long de la ligne de visée vers le pulsar situé à une distance d . Cette quantité est appelée Mesure de Dispersion (ou Dispersion Measure) et notée DM :

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

Son unité est le pc.cm^{-3} où pc est le parsec (distance à laquelle la distance Terre-Soleil est vue sous un angle d'une seconde d'arc). Cette unité un peu surprenante permet d'avoir des valeurs allant de quelques unités à un millier environ. Le retard t s'exprime par :

$$t = k \frac{DM}{f^2}$$

où f est la fréquence radio d'observation et k est la constante de dispersion :

$$k = \frac{e^2}{2\pi m_e c} = (4.148808 \pm 0.000003) \times 10^3 \text{ MHz}^3 \text{ pc}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ s}$$

L'incertitude donnée sur k provient des incertitudes sur e et m_e . Notons avec (Lorimer & Kramer, 2004) que la constante k définie ici correspond à l'inverse de la constante définie par (Manchester & Taylor, 1972) $1/k = 2.41 \times 10^{-4} \text{ MHz}^{-2} \text{ pc.cm}^{-3}; \text{ s}^{-1}$.

Ce retard d'autant plus important que la fréquence radio d'observation est basse est bien entendu gênant lorsque la bande de fréquence intégrée devient grande et provoque un élargissement temporel de l'impulsion du pulsar par aggrégation d'impulsions reçues à des instants différents. Cet effet est plus ou moins marqué selon le DM du pulsar. Par exemple, il suffit d'environ 7.5 MHz de bande de fréquence au pulsar PSR B1937+21 de $DM=71.02 \text{ pc.cm}^{-3}$ et de période 1.557 ms pour que l'étalement temporel soit du même ordre de grandeur que sa période et rende donc ce pulsar indétectable.

De façon plus précise, la modification de la propagation des ondes électromagnétiques par le milieu interstellaire peut être vue comme l'application d'un filtre qui ne joue que sur la phase. La fonction de transfert H peut s'écrire (Hankins & Rickett, 1975) (Lorimer & Kramer, 2004), pour un signal centré sur f_o :

$$H(f_o + f) = e^{+i \frac{2\pi k}{(f+f_o)f_o^2} DM f^2}$$

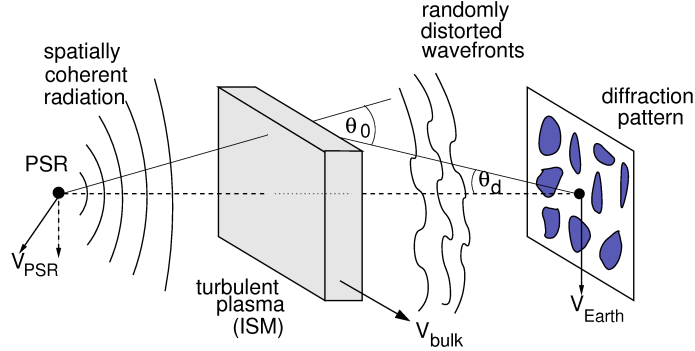


FIG. 2.2 – Scintillation produite par les inhomogénéités du milieu interstellaire ionisé (Lorimer & Kramer, 2004). Le milieu interstellaire turbulent agit comme un écran diffractant et produit un 'diffraction pattern' au niveau de la Terre, produisant des variations drastiques d'amplitude du signal.

où k est la constante de dispersion précédemment mentionnée et DM la mesure de dispersion ou contenu électronique intégré le long de la ligne de visée $DM = \int_0^d n_e dl$. Pour le pulsar milliseconde PSR J1744-1134, un retard différentiel de l'ordre d'une milliseconde est facilement détectable entre 1368 et 1428 MHz (figure 2.1) malgré une mesure de dispersion DM très petite de seulement $3.1369 \text{ pc.cm}^{-3}$.

2.2 Les instrumentations couramment utilisées pour étudier les pulsars

Utile pour déterminer le contenu électronique moyen sur la ligne de visée (avec des observations faites à différentes fréquences radio, typiquement de quelques centaines de MHz à quelques GHz), l'effet de la dispersion est à prendre en compte pour obtenir des observations de bonne qualité. De plus, les pulsars sont des objets radio très faibles. Il faut des radiotélescopes dont le diamètre est de l'ordre de 100 m, une surface collectrice de l'ordre de 10000 m^2 pour les détecter et les étudier. Pour utiliser au mieux ces grands radiotélescopes, il faut y capter un maximum de photons radio, ce qui se fait en intégrant en temps et en fréquence.

L'intégration en temps est toute naturelle et ne pose pas de problème majeur dès que les paramètres du pulsar sont connus de manière suffisante et permettent de construire avant l'observation une représentation (polynômes de Tchebitchev) de l'évolution de sa période apparente. Notons qu'ici la

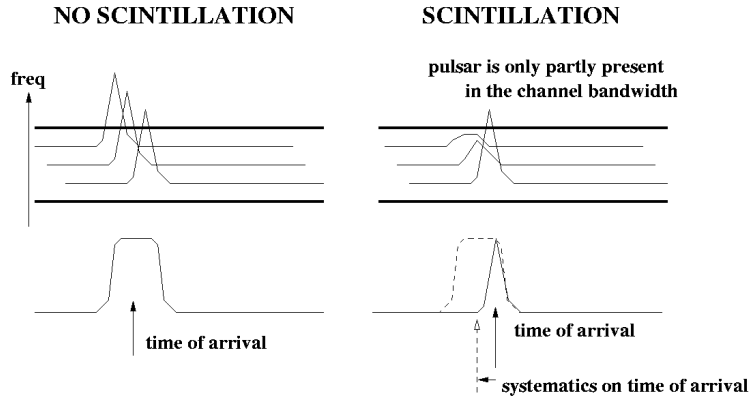


FIG. 2.3 – Délais aléatoires introduits, dans la détermination des temps d’arrivée, par la présence de dispersion résiduelle dans le canal de fréquence utilisé couplée à la scintillation.

représentation nécessite un calcul relativement poussé pour prendre en compte tous les mouvements de la source (le pulsar éventuellement dans un système binaire) et du récepteur (le radiotélescope entraîné par les mouvements de la Terre). Pour les pulsars les plus rapides, d’une période de quelques millisecondes, ce sont des millions de rotations que le pulsar effectue en une heure d’observation. Il faut donc connaître à l’avance la valeur de la période de rotation avec une dizaine de chiffres significatifs si l’on veut assurer une erreur cumulée inférieure à 10^{-4} (tous les autres paramètres devront être connus également à des degrés divers).

L’intégration en fréquence se fait sur une bande de l’ordre de la centaine de MHz pour la majorité des observations faites autour de 1.4GHz. Or, sur une telle gamme de fréquence, il n’est pas rare de voir le signal du pulsar accuser un retard différentiel égal à plusieurs fois sa période. Si aucune précaution n’est prise, le signal du pulsar intégré sur toute la gamme de fréquence sera étalé dans le temps et même parfois rendu complètement apériodique. Plusieurs façons de ‘dédisperser’ le signal radio ont été développées.

A ce jour, deux grandes méthodes de dédispersion sont utilisées.

La **dédispersion incohérente** applique les retards temporels de dédispersion après détection du signal, la phase n’ayant alors pas été enregistrée et est perdue dans un processus d’intégration (sur quelques microsecondes généralement). Ce sont des instrumentations à base de batteries de filtres ou bien des spectromètres à autocorrélation. De la dispersion résiduelle est encore présente à l’intérieur des filtres de fréquence.

La **dédispersion cohérente** effectue le traitement sur le signal avec toute l’information de phase qu’il contient. C’est en effet en manipulant la

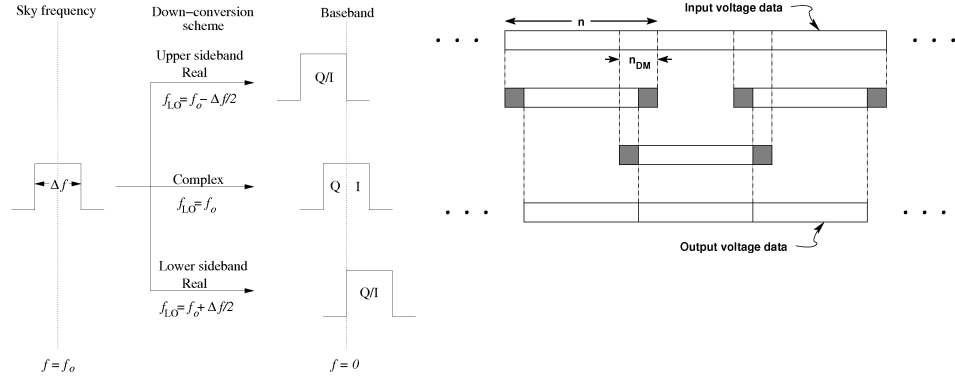


FIG. 2.4 – (gauche) 'Complex baseband sampling' : échantillonnage en bande de base, avec deux oscillateurs déphasés de 90 degrés. (droite) Recouvrement des blocs de données lors de la dédispersion (Lorimer & Kramer, 2004).

phase de ce signal que la dispersion du signal (qui n'agit pas autrement que comme un filtre de phase) est enlevée. Aucune dispersion résiduelle n'est présente et cela s'avère un avantage décisif.

2.2.1 La dédispersion incohérente par batterie de filtres

Il est donc possible, en se dotant d'une instrumentation fournissant une centaine de filtres individuels d'environ 1MHz chacun, d'effectuer une dédispersion incohérente approximative juste en décalant temporellement, avant intégration, les signaux des différents canaux. Ce type d'instrumentation est limité en nombre maximal de canaux par l'inflation insupportable de l'électronique que cela provoquerait. Il n'est donc pas possible de réduire drastiquement la largeur des canaux. Cette technique souffre également de biais systématiques incontrôlables. En effet, du fait de la nature turbulente du milieu interstellaire, celui-ci agit comme un écran de phase aléatoire diffractant qui produit la scintillation (chromatique) du signal en provenance du pulsar (figure 2.2). Par interférences constructives et destructives, l'intensité du pulsar varie énormément en temps et en fréquence. Cette variation d'intensité, selon la fréquence d'observation radio, couplée au différentiel de dispersion restant présent à l'intérieur de chaque canal individuel de fréquence, introduit un décalage incontrôlable du 'centre de gravité' de l'impulsion radio et donc des incertitudes dans la détermination du temps d'arrivée (figure 2.3). Ceci se révèle être la limitation importante des instrumentations à dédispersion incohérente.

2.2.2 La dédispersion cohérente par ordinateur

Ces instrumentations à base d'ensemble de filtres individuels sont maintenant remplacées, lorsqu'une précision de l'ordre de la microseconde ou moins est désirée, par des instrumentations à dédispersion cohérente dont le principe fut posé il y a plus de 30 ans (Hankins & Rickett, 1975).

D'une qualité inégalée, l'instrumentation de dédispersion cohérente à base de ordinateur agit donc directement sur la phase des signaux radio reçus. Un signal complexe numérique, avec parties réelles et imaginaires I et Q , est obtenu par la technique du 'complex baseband sampling' ou échantillonnage en bande de base (figure 2.4 gauche). Le signal reçu du récepteur, toujours sous forme de tension (avant détection ou intégration) est mélangé à un oscillateur de fréquence fixe pour fournir I , ainsi qu'au même oscillateur mais déphasé de 90 degrés pour obtenir Q . L'étape suivante est de passer I et Q par un filtre passe-bas (quelques centaines de MHz) et de récupérer au final amplitude et phase du signal incident (à bande limitée) reçu sur l'antenne.

L'échantillonnage du signal doit alors se faire à cadence suffisante pour conserver toute l'information contenue dans ce signal à bande limitée. Pour faciliter les calculs de dédispersion ultérieurs, on découpe la bande d'observation en canaux de fréquence plus étroits (quelques MHz). Ceci est généralement fait juste après la numérisation par un 'Polyphase Filter Bank' (PFB) implémenté dans un circuit FPGA puissant. Les séries temporelles de chaque sous-bande de fréquence (à deux polarisations complexes) sont alors envoyées vers un ordinateur en vue de la dédispersion.

Il s'agit là d'appliquer l'inverse de la fonction de transfert du milieu inter-stellaire H sur la transformée de Fourier du signal complexe. Dans les faits, pour améliorer l'anti-aliasing, une fonction d'apodisation est appliquée sur H^{-1} . Il est opportun, à ce niveau, de se souvenir que ce traitement correspond à une convolution dans le domaine temporel. Il nous faut donc effectuer ce calcul sur des portions de données d'une durée au moins égale au délai dispersif différentiel présent à l'intérieur du canal de fréquence considéré (n_{DM} points correspondant à $t_{DM} = 8.3 \times 10^6 ms \times DM \times \Delta f \times f^{-3}$). De plus, la convolution discrète de chaque point d'une série temporelle de longueur n dépend des $n/2$ points précédents et des $n/2$ points suivants, il nous faut donc des portions de données d'une durée d'au moins deux fois le délai dispersif $2n_{DM}$ (n_{DM} à chaque bord). Dans les faits, les transformées de Fourier sont effectuées sur un nombre de points en puissance de 2 largement supérieur à $2n_{DM}$ avec un chevauchement de $2n_{DM}$ et en ignorant n_{DM} points en début et en fin de sections après application du filtre H^{-1} (figure 2.4 droite). Ce traitement de la dispersion, totalement effectué dans un ordinateur, consiste donc à faire une transformée de Fourier directe, à multiplier le spectre obtenu

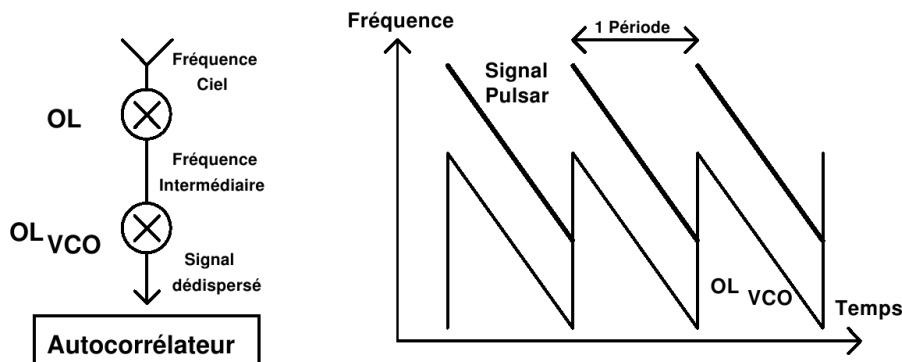


FIG. 2.5 – Principe d’un dédispenseur à oscillateur balayé. Un oscillateur (VCO : Voltage Control Oscillator ou DDS : Digitaly Driven Synthesizer) capable de suivre le balayage en fréquence causé par le milieu interstellaire ionisé est introduit dans la chaîne de réception hétérodyne. Le mélange permet d’obtenir une fréquence ‘constante’ qui est analysée par un spectromètre (autocorrélateur par exemple).

par la fonction H^{-1} puis à revenir dans le domaine temporel par une transformée de Fourier inverse. Ceci est suivi d’une intégration du signal en phase avec la rotation du pulsar. Ces multiples transformées de Fourier doivent être effectuées en temps réel, tout en gérant le chevauchement mentionné précédemment. Pour pouvoir être effectué sur une bande totale de plusieurs centaines de MHz, ceci nécessite évidemment une puissance de calcul imposante, une grappe de PC tournant sous Linux généralement.

2.3 Les instrumentations pulsar à Nançay

2.3.1 Le dédispenseur à oscillateur balayé

Une approche développée à Nançay à la fin des années 1980 fut d’utiliser la technique de l’oscillateur balayé (McCulloch et al., 1979). Un des oscillateurs locaux de la chaîne hétérodyne de réception du radiotélescope est remplacé par un oscillateur dont la fréquence varie de façon la plus proche possible de l’effet produit par la composante ionisée du milieu interstellaire (voir figure 2.5, page 16 à rapprocher de la figure 2.1, page 10). Le résultat de ce mélange de fréquence un peu spécial est directement analysé par un spectromètre standard. A Nançay nous avons simplement utilisé l’autocorrélateur qui fournissait des spectres de 6.4MHz de bande passante. C’est une dédispersion cohérente, car le mélange est effectué avant détection par l’autocorrélateur.



FIG. 2.6 – Vue du dédisperseur à oscillateur balayé à 4 voies à DDS installé à Nançay en 1996 et utilisé jusqu'en 2005. Deux versions, l'une à 1 voie à VCO asservi (1988) et l'autre à 4 voies à VCO asservis (1991) ont précédé ce modèle.

De 1986, date des tous premiers essais effectués sous l'impulsion de J.-F. Lestrade avec G. Bourgois et F. Biraud de l'Observatoire de Paris-Meudon, à 1996, un oscillateur à commande analogique (VCO pour Voltage Control Oscillator) asservi a été utilisé comme source pour le mélange. Un système de trois compteurs pour mesurer fréquence moyenne, dérivées première et seconde permettait, à travers une matrice d'asservissement, déterminée préalablement de façon expérimentale, de corriger en permanence la commande et d'assurer un balayage de fréquence le plus parfait possible. Une technique spéciale ON-OFF de correction des systématismes a été mise en place. Il s'agissait d'effectuer alternativement, avec une période de 30 secondes environ, des balayages de fréquences en se décalant temporellement d'une petite fraction de la période du pulsar. Ainsi, le pulsar apparaissait à des fréquences légèrement différentes permettant d'effectuer une soustraction des spectres et d'obtenir des impulsions positives et négatives. Ce résultat est alors exempt d'effets systématiques basse fréquence dus, par exemple, à la bande passante non parfaite des filtres d'entrée du corrélateur ou aux instabilités de propagation dans les cables. Durant ma thèse, j'ai installé une version à 4 voies avec

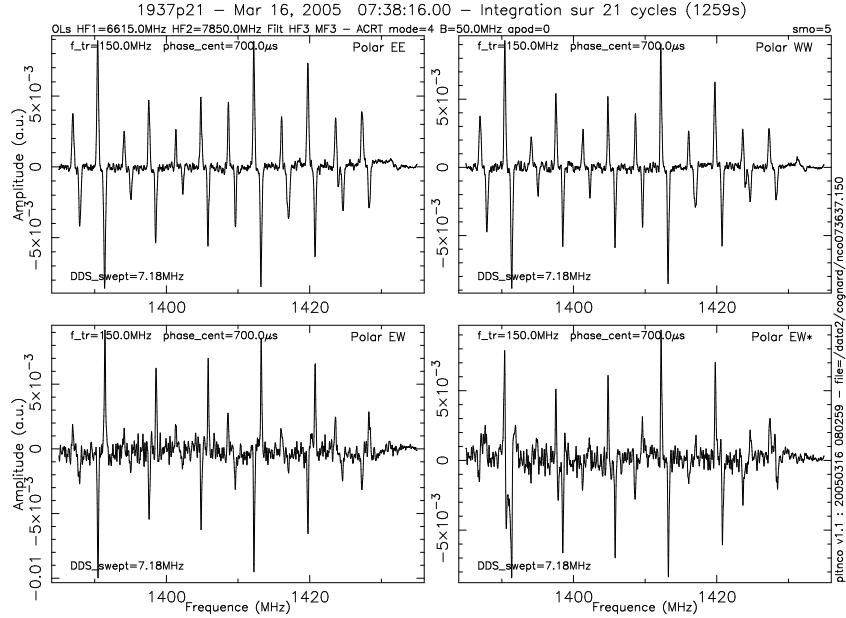


FIG. 2.7 – Observation du pulsar milliseconde PSR B1937+21 du 16 mars 2005 obtenue avec le dédisperser à oscillateur balayé. La technique de ON-OFF par décalage temporel produit les impulsions alternativement positives et négatives. Ce pulsar présente une impulsion principale et une secondaire d'intensité deux fois moindre.

chacune une étape d'asservissement spécifique bien plus sophistiquée, rendue possible grâce à l'installation d'un système temps réel OS9 pour contrôler le tout. En 1996, j'ai introduit, avec les ingénieurs de Nançay D.Aubry et J.-P.Drouhin, un oscillateur à commande numérique (DDS pour Digitally Driven Synthesizer) et l'asservissement, un peu lourd à mettre en place, a été définitivement abandonné (figure 2.6). En 2000 avec la rénovation du radiotélescope (l'opération FORT pour Foyer Optimisé du Radiotélescope de Nançay), la bande passante du nouveau corrélateur est passée de 6.4 à 50MHz avec 2048 canaux dans le mode le plus courant. Il est devenu ainsi possible, contrairement à précédemment, d'analyser une bande de fréquence supérieure à la bande dispersée (et balayée) pendant une période de pulsar. Plusieurs signaux apparaissent alors (figure 2.7) correspondant aux impulsions précédentes et suivantes arrivant strictement simultanément mais espacés en fréquence à cause de la dispersion.

Cette technique, en apparence prometteuse, se révélera limitée par la dif-



FIG. 2.8 – Vue du dédisperseur à banque de filtres NBPP (Navy Berkeley Pulsar Processor) installé en 1996 dans l’ancien laboratoire focal du radiotélescope de Nançay. Doté de 96 canaux de fréquences de 1.5MHz, cette instrumentation a principalement été utilisée en collaboration avec des collègues du Naval Research Lab de Washington, DC dans le cadre d’un programme de recherche de nouveaux pulsars dans le plan galactique.

ficulté à contrôler précisément un balayage de fréquence de plus de quelques dizaines de MHz, là où il devient nécessaire d’intégrer le signal sur des centaines de MHz. Cette instrumentation n’est maintenant plus développée à Nançay.

C’est, toutefois, en utilisant cette instrumentation que j’ai fait les observations qui ont servi à mon travail de thèse et conduit à des résultats remarquables : la première détection d’un évènement de réfraction scintillative dans les données de temps d’arrivée du pulsar PSR B1937+21 (Cognard et al., 1993), la détermination de la variation de sa mesure de dispersion (Cognard et al., 1995), des contraintes sur le contenu électronique de la couronne solaire par l’observation du pulsar PSR B1821-24 (Cognard et al., 1996a) ou encore sur les variations de sa mesure de dispersion (Cognard & Lestrade, 1997).

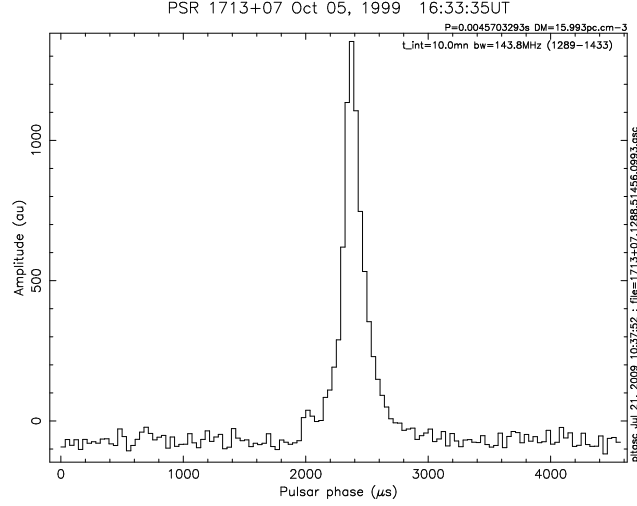


FIG. 2.9 – Observation du pulsar milliseconde PSR J1713+0747 avec le NBPP le 5 octobre 1999. Une bande de près de 144MHz découpée en canaux de 1.5MHz a été dédispersée de façon incohérente.

2.3.2 Le dédispenseur à batterie de filtres NBPP

Le radiotélescope de Nançay a été équipé, de 1996 à 2003 environ, d'une instrumentation à batterie de filtres dotée de 96 canaux de 1.5MHz : le Navy-Berkeley-Pulsar-Processor (NBPP) (Backer et al., 1997) (figure 2.8). J'ai installé cette instrumentation à Nançay par le biais d'une collaboration avec des collègues du Naval Research Lab de Washington, DC (R.S.Foster, P.S.Ray et D.C.Backer) dans le cadre d'un programme de recherche de nouveaux pulsars dans le plan galactique. Cantonnées à une latitude galactique entre +3 et -3 degrés et une longitude entre -15 et +180 degrés, environ 45000 observations de 2mn ont été effectuées entre fin 1996 et fin 1998. D'abord analysées rapidement au NRL en 1998-1999 où deux pulsars jeunes et très dispersés ($P=0.140s$ $DM=263pc.cm^{-3}$ et $P=0.217s$ $DM=376pc.cm^{-3}$) ont été découverts (Ray et al., 1999), ces données sont en cours de ré-analyse à Nançay et Orléans.

A partir de 1999, j'ai utilisé cette instrumentation pour faire de la chronométrie de pulsars rapides connus. Dans un mode avec des canaux de 1.5MHz, les données étaient empilées à la période de rotation du pulsar et une impulsion moyenne sauvegardée toutes les 5 ou 10 minutes environ (figure 2.9). Comme toute instrumentation à batterie de filtres, le NBPP souffre des effets systématiques dus à la conjonction de la scintillation et de la disper-

sion résiduelle de chaque canal de fréquence. Notons que j'utiliserai l'étage d'entrée analogique du NBPP pour le premier dédispenseur cohérent BON (voir section suivante) entre 2004 et juillet 2006.

2.3.3 Le dédispenseur cohérent 'BON' à Nançay

A partir de fin 2001, j'ai développé une instrumentation de dédispersion cohérente en collaboration avec des collègues de University of California, Berkeley : le 'BON (Berkeley-Orléans-Nançay) coherent pulsar dedispersor'. Tout d'abord, un 'cluster' de calcul composé de 77 bi-processeurs Athlon 1.2GHz fut installé par la société Alinka toute fin 2001 (figure 2.10). L'installation eut lieu pendant mon séjour de 5 mois chez le Pr D.C.Backer à University of California, Berkeley. En 2002 et 2003, j'ai effectué des essais en utilisant le signal changé de fréquence, filtré et numérisé par le NBPP et ensuite envoyé à quelques noeuds du calculateur. Ceci m'a permis de développer et tester la première version de code de dédispersion en temps réel (en langage C avec des sockets réseau pour échanger les données entre calculateurs). Ensuite, j'ai installé, en octobre 2004, un 'spectrometer' SerendipV développé à Berkeley CASPER (2009). Il effectue la numérisation de deux polarisations complexes sur 8bits sur une bande de fréquence de 128MHz. Le dernier changement de fréquence (d'une bande 250-500MHz apportée par une fibre optique -installée par nos soins sur 1.7km !- vers la bande vidéo -32/+32MHz) est toujours fait par le NBPP. Par la technique du 'Polyphase Filter Bank', le SerendipV fournit alors 32 canaux de 4MHz qui sont envoyés pour dédispersion au calculateur, ceci à travers 4 'dataservers' qui chacun effectue un tri des canaux sur un flux de 1Gbs (128Mo/s) pour répartir la charge de calcul à un sous ensemble dédié du calculateur (figure 2.11). Après cette première version que j'ai développée donc en France au cours des années 2003-2005, la version définitive du code de dédispersion cohérente en temps réel avec un cluster de calcul (ASP : Astronomical Spectral Processors) est aujourd'hui maintenue



FIG. 2.10 – Vue panoramique à 360 degrés de la salle abritant le dédispenseur BON installé à Nançay avec le 'spectrometer' SerendipV, les 'dataservers' et le calculateur dédié.

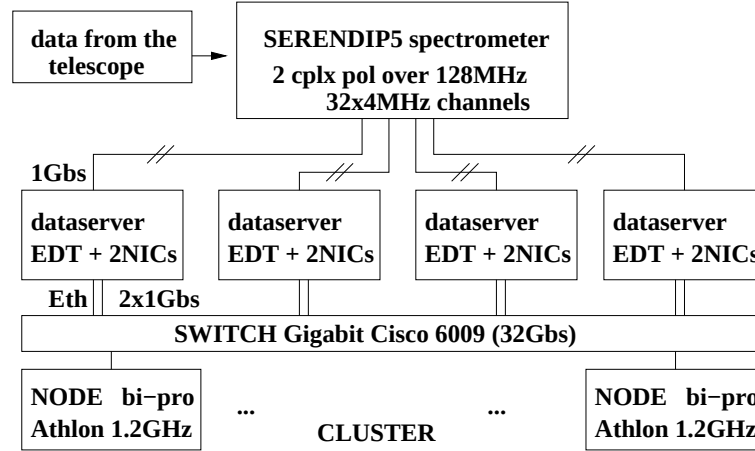


FIG. 2.11 – Schéma de principe du dédisperseur BON à CPUs

par P.Demorest à UC Berkeley (Demorest, 2007).

A l'été 2006, le dernier mélange de fréquence ayant lieu au plus près de l'instrumentation est maintenant produit par un 'complex down converter' installé sur toutes les instrumentations ASP du même type que celle de Nançay (GASP à Green Bank, ASP à Arecibo). Après ce dernier mélange complexe à 400MHz, les polarisations complexes sont filtrées pour présenter une bande passante de 128MHz.

L'extrême précision de la datation est assurée par une référence de fréquence provenant d'un oscillateur asservi sur les signaux GPS (stabilité de 10^{-12} sur une journée) et par une référence de temps fournie par un signal 1pps (1 pulse per second) dérivant lui aussi de l'oscillateur déjà mentionné et des signaux GPS (récepteur Thunderbolt de chez Trimble Inc.). D'après les enregistrements des différences de temps entre le signal 1pps et le front de montée d'une horloge interne de SerendipV (utilisé ultérieurement pour corriger finement les mesures de temps d'arrivée), il est estimé que l'erreur de datation maximale est de l'ordre de quelques nanosecondes, quand le récepteur Thunderbolt est annoncé fournir le signal 1pps avec un écart quadratique moyen d'une dizaine de nanosecondes par rapport à UTC(GPS). Après dédispersion et empilement pendant 30 secondes à 2 minutes à la période du pulsar, les données sont archivées au format FITS.

2.3.4 Le dédisperseur cohérent 'BON/GPU' à Nançay

En 2007, le 'cluster' de calcul installé en 2001 par la société Alinka commence à marquer le pas et devient de plus en plus difficile à maintenir en fonctionnement. Je décide alors à l'époque de chercher une alternative plus

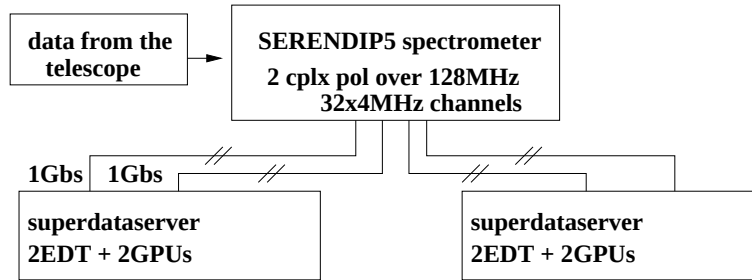


FIG. 2.12 – Schéma de principe du dédisperseur BON à GPUs

viaable. Avec notre étudiant Grégory Desvignes, nous commençons des tests sur différentes architectures. Après des résultats moyennement concluants sur des processeurs standards 'quad-core', nous décidons d'aller plus loin et de tester des processeurs d'un nouveau type. Avec Grégory Desvignes, nous installons une distribution Linux sur une PlayStation 3 (Sony Inc.) dotée d'un processeur IBM Cell avec 6 'engines' sur lesquels la transformée de Fourier (base de nos calculs de dédispersion) est extrêmement rapide et prometteuse. Toutefois, ces unités de calculs au coût défiant toute concurrence sont limitées par le seul lien Gigabit qui les relie vers l'extérieur. Dans cet unique lien, nous ne pouvons faire passer qu'une bande de 20MHz environ (correspondant à 80Mo/s) quand les processeurs seraient capables d'en traiter le double. Les tests suivants seront effectués sur des processeurs graphiques. Depuis quelques mois déjà, il émergeait une alternative autour de ces cartes graphiques haut de gamme possédant un Graphics Processing Unit (ou GPU). En effet ces cartes sont capables d'effectuer des calculs en parallèle sur des centaines de mini-processeurs en connection avec une mémoire très rapide et reliés au processeur du PC par un bus extrêmement rapide. A cette époque, en 2007, P.Demorest, qui venait de quitter UC Berkeley pour NRAO Charlottesville, fit quelques essais d'utilisation de ces cartes graphiques haut de gamme. Il implémenta un calcul de dédispersion simplifié¹ pour un chipset graphique Nvidia 8800GTX, avec l'aide de l'environnement CUDA (Common Unified Development Architecture proposé par la société Nvidia), et montra que l'on pouvait aisément dédispenser une bande d'environ 40MHz.

A partir de cette étape, nous avons, avec l'aide extrêmement précieuse de P.Lespagnol informaticien au radiotélescope de Nançay et de Grégory Desvignes, écrit le code utilisant en temps réel la puissance de calcul des GPUs pour effectuer la dédispersion cohérente.

Nous avons pour cela pu tester off-line grâce à des données brutes (des volts complexes) stockées sur disque et correspondant à une minute d'ob-

¹<http://www.cv.nrao.edu/~pdemorest/gpu/>

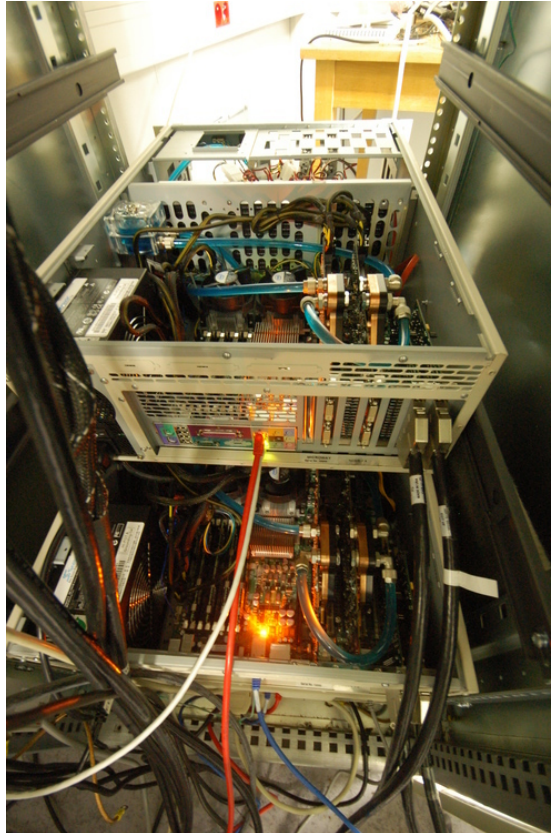


FIG. 2.13 – Vue du dédisperseur BON à GPUs. Deux unités centrales avec chacune 2 quad-coeurs, 2 cartes de transfert parallèle DMA et deux GPUs sont capables de traiter 4Gbs (128MHz de bande). Le flux de 2Gbs qui entre dans chaque unité est trié en mémoire, envoyé dans le GPU et redescend à 8Gbs en flottants pour être intégré en phase avec la rotation du pulsar. Pour allonger leur durée de vie, les GPUs Nvidia GTX8800 sont refroidis à eau.

servation du pulsar milliseconde PSR B1937+21 sur une bande totale de 64MHz en mars 2008. Une fois convaincu qu'un GPU Nvidia 8800GTX était capable de facilement dédisperser une bande passante de 32MHz, nous avons développé un autre ordinateur bien plus simple que le précédent (figure 2.12 à comparer à 2.11). Il consiste en seulement deux unités centrales regroupant chacune deux cartes GPU en lieu et place d'un 'cluster' constitué de près de 80 bi-processeurs Athlon. Nous avons choisi des cartes mères Supermicro X7DWA-N (avec deux quad-coeur Xeon E5420) capables de supporter à la fois deux cartes PCI-CDa de chez EDT Inc. pour la récupération (par DMA) des données en provenance de SerendipV, ainsi que deux cartes GPU (Nvidia 8800GTX) sur port PCIe-16x. Le tout est équipé de 4GB de mémoire vive et

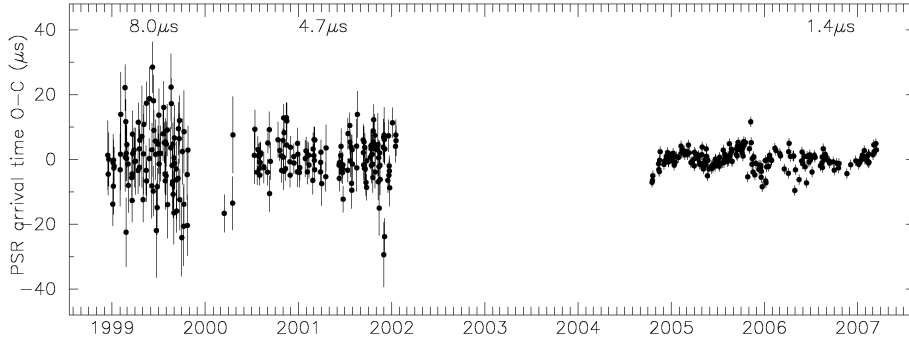


FIG. 2.14 – Améliorations de la datation obtenue sur le pulsar PSR J0613-0200 pour une instrumentation à batteries de filtres par la rénovation du radiotélescope (2000), puis par l’adoption d’une instrumentation à dédispersion cohérente (2004).

est refroidi à l’eau (figure 2.13), permettant de gagner plus d’une trentaine de degrés sur la température des GPUs pendant leur fonctionnement (de 70-75C à 40-45C).

Grâce au passage aux GPUs, la bande dédispersée est maintenant de 128MHz et, en plus de gagner un facteur $\sqrt{2}$ sur le rapport signal à bruit des observations, nous gagnons également en détectabilité des pulsars dont la scintillation a lieu avec une bande caractéristique de quelques dizaines de MHz. En effet, pour ceux-ci, nous augmentons substantiellement nos chances de tomber sur une zone du plan temps-fréquence où le pulsar y est plus intense grâce à la scintillation (figure 2.2 pour mémoire).

Pour bien mesurer l’impact de l’amélioration des instrumentations ‘pulsar’ à Nançay, il suffira de regarder l’évolution de l’incertitude moyenne des temps d’arrivée d’un même pulsar observé avec un maximum de configurations différentes. L’amélioration apportée est très importante et peut atteindre largement plus d’un facteur 2 à chaque étape. La figure 2.14 montre les résultats obtenus sur le pulsar J0613-0200 où le passage de 4.7 à 1.4 μs de la qualité s’explique uniquement par un changement d’instrumentation. L’amélioration de 8 à 4.7 μs était due à la rénovation FORT -Foyer Optimisé du RadioTélescope-). La qualité des mesures est ici estimée par l’incertitude moyenne des temps d’arrivée des impulsions radio.

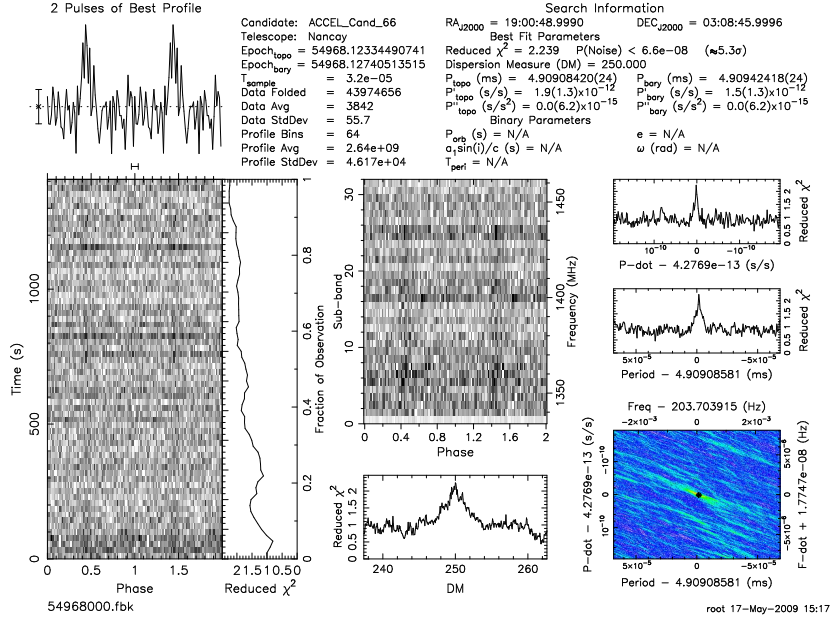


FIG. 2.15 – Détection du pulsar PSR J1900+0308 récemment découvert lors du survey PALFA à Arecibo (février 2009). Ce pulsar de 4.9ms est encore une fois découvert à grand DM (250pc.cm^{-3}). Il est relativement facilement détecté en 30 minutes à Nançay.

2.4 Une instrumentation pour rechercher des pulsars

Juste après la numérisation du signal et la séparation en quelques dizaines de canaux de fréquences, la majeure partie de l'instrumentation est faite par du traitement logiciel temps réel. Il est donc relativement facile d'imaginer une évolution de l'instrumentation.

Avec Grégory Desvignes, nous avons développé un mode 'banque de filtres' (filterbank) en gardant la première transformée de Fourier directe, en enlevant la multiplication par le filtre inverse à la dispersion, mais en effectuant plusieurs transformées de Fourier plus petites pour retrouver plusieurs séries temporelles (au lieu d'une seule) sur plusieurs sous-canaux à l'intérieur des canaux de 4MHz. Cette façon de faire n'est pas complètement optimale au regard des contaminations par les parasites, et nous réfléchissons à implémenter un algorithme plus efficace à base de Polyphase Filter Bank. Toutefois, comme le montrent les figures 2.15 et 2.16 détaillées plus loin,

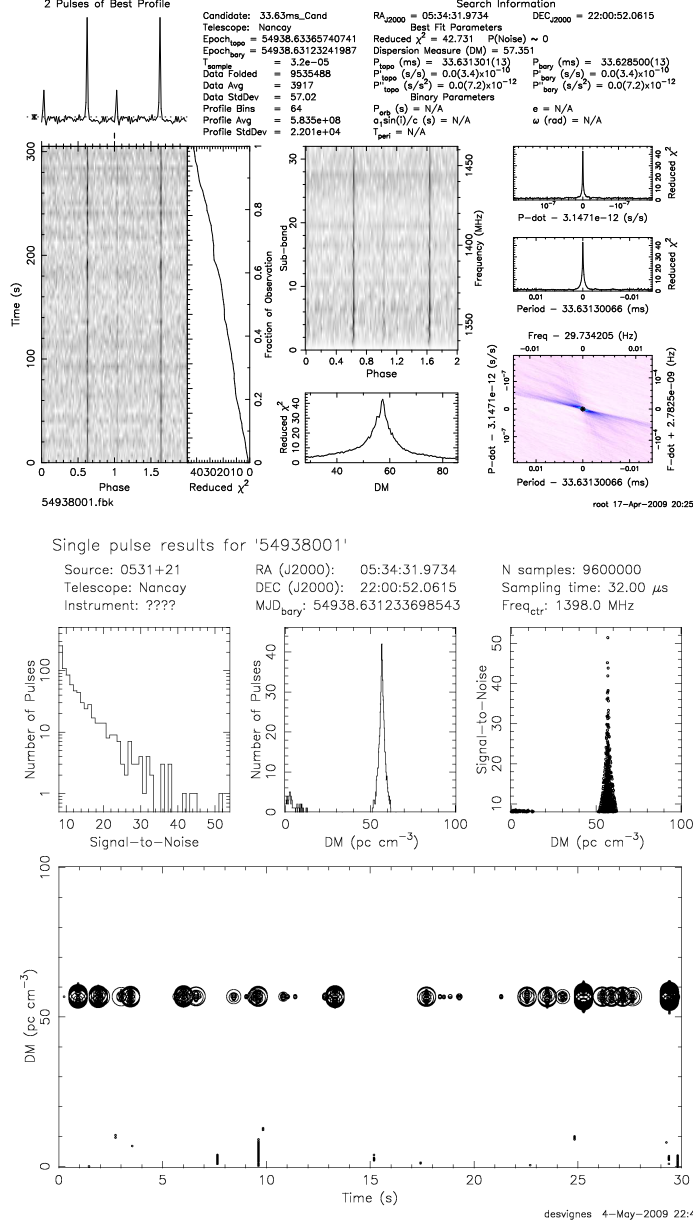


FIG. 2.16 – (haut) Détection du pulsar du Crabe par la transformée de Fourier. Les candidats à l'intégration effective des données sont trouvés par recherche de pics dans le spectre de Fourier (ici, pour DM de 57.3pc.cm⁻³ et une période de 33ms). (bas) Détection du pulsar par recherche d'impulsions individuelles dispersées. Une fenêtre glissante permet la recherche de signaux sortant du bruit... (ici, une quarantaine d'impulsions individuelles sont bien trouvées à un DM de 57.3pc.cm⁻³).

les résultats sont tout à fait satisfaisants. Les séries temporelles sont ensuite détectées et intégrées en temps pour obtenir une résolution temporelle de quelques dizaines de microsecondes, suffisante pour chercher des pulsars rapides tout en limitant la taille de fichiers de données finaux.

2.4.1 Une recherche de pulsars à Nançay

Il convient ici de noter que l'intérêt au développement d'une instrumentation de recherche de pulsars fait suite au programme de recherche initié à la fin des années 1990s par R.S.Foster (NRL), J.-F.Lestrade (Obs de Paris) et moi-même. Il s'agissait de scanner 1170 degrés carrés sur le plan galactique visible à Nançay (latitude < 3 degrés). Près de 40000 positions du ciel ont été observées entre janvier 1997 et décembre 1998 pour un volume final des données de 4To (à l'époque un peu plus de 1000 exabytes -cassette à bande magnétique 8mm-).

Le premier traitement des données effectué au NRL, Washington DC a proposé deux candidats relativement intenses qui ont été aussitôt confirmés (Ray et al., 1999). Il s'agit de PSR J0244+6021 de période $P=217\text{ms}$ et de $DM=376\text{pc.cm}^{-3}$ et de PSR J2240+5832 de période $P=144\text{ms}$ et de $DM=263\text{pc.cm}^{-3}$. Ces deux pulsars sont toujours suivis régulièrement à Nançay et un article est pratiquement prêt à propos de J0248+6021.

Pour acquérir de l'expérience, nous nous sommes lancés dans le re-traitement des données de ce programme de recherche. Avec Patrice Lespagnol à Nançay et Grégory Desvignes, nous avons choisi et acheté en pièces détachées un nouveau ordinateur composé de 16 noeuds constitué de processeur 'quad-core' avec 4Go de mémoire rapide ainsi que deux disques de 1To (en RAID 0 pour accélérer le transfert). J'ai planifié la ré-observation des premiers candidats sélectionnés par Grégory Desvignes à la sortie de ce re-traitement. Ainsi, environ 10% des données ont été inspectées et aucun pulsar nouveau n'a été découvert malheureusement.

2.4.2 Une nouvelle recherche de pulsars à Nançay ?

Les résultats des quelques essais que nous avons fait à ce jour avec l'instrumentation utilisée en mode 'recherche' ont donné pleine satisfaction.

Pour s'en convaincre, on notera la détection du pulsar PSR J1900+0308 récemment découvert à Arecibo dans le cadre du programme de recherche PALFA (figure 2.15). Ce pulsar est rapide (c'est un milliseconde avec une période de 4.9ms), il est faible et doté par une très grande valeur de $DM \sim 250\text{pc.cm}^{-3}$. Malgré toutes ces caractéristiques extrêmes, le pulsar est détecté relativement facilement à Nançay en 1/2 heure à l'aveugle.

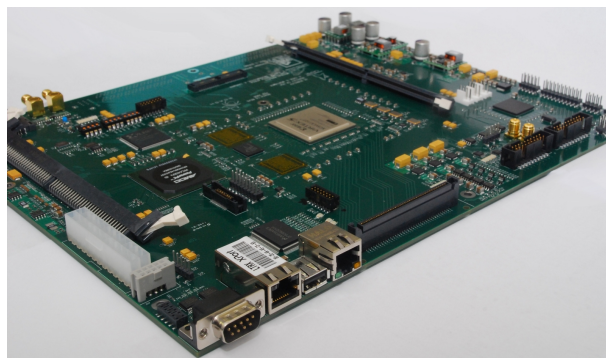


FIG. 2.17 – Vue d’ensemble de la carte ROACH proposée par le groupe CASPER de UC Berkeley. Cette carte contient un FPGA puissant (Virtex5 de Xilinx) et 4 sorties Ethernet 10Gbs.

Une recherche par impulsions géantes a également détecté le pulsar du Crabe sans ambiguïté. Le code de recherche a trouvé ce pulsar emblématique par les deux méthodes : détection d’un signal périodique dans le spectre de Fourier et détection de quelques impulsions individuelles dédispersées (voir figure 2.16).

Après ces tests satisfaisants, des réflexions sont en cours dans l’équipe pour déterminer dans quel type de programme de recherche systématique de pulsars il faut se lancer avec le grand radiotélescope de Nançay. Les critères de choix sont sur plusieurs niveaux :

- les possibilités de l’équipe (forces et faiblesses) : une taille réduite en 2010 avec le départ de Grégory Desvignes, un calculateur performant à Nançay (16 quad-core), un accès privilégié à un des rares instruments de la classe des 100m, néanmoins toujours équipé d’un récepteur mono-beam et limité à 1 heure d’intégration,
- les zones du ciel encore peu explorées ; le plan galactique en dehors d’Arecibo vers l’anti-centre, soit des longitudes galactiques comprises entre 80 et 170 degrés environ, les sources non-identifiées du catalogue de FERMI et de HESS.
- les programmes de recherche en cours ou en démarrage sur les autres radiotélescopes : suite à l’arrivée de M.Kramer au MPI de Bonn, un programme de recherche de pulsars va démarrer sous peu avec un multi-beam sur le grand radiotélescope d’Effelsberg. Le radiotélescope de Parkes, en Australie, va aussi être le siège d’un imposant programme de recherche dans les années futures

Tous ces critères mis bout à bout, le plus sage semble d’être de s’orienter vers un programme de recherche limité à des zones bien précises et bien

choisies du ciel... Il faut effectuer une recherche peu profonde à haute latitude galactique pour chercher des pulsars millisecondes proches. Il faut aussi probablement tenter de rechercher les contre-parties radio des sources HESS et FERMI.

2.5 Les instrumentations futures

Pour toutes les applications scientifiques, et spécialement pour la recherche d'un fond d'ondes gravitationnelles, il est nécessaire d'étendre l'ensemble des pulsars régulièrement observés. Avoir une vingtaine de pulsars dotés des capacités similaires à celle de PSR J1909-3744 par exemple serait une excellente nouvelle et rendrait la détection d'un tel fond faisable à courte échelle de temps.

De nombreux pulsars ayant une densité de flux importante (comme PSR J1909-3744) sont probablement encore à découvrir car restés cachés par une perte notable de la sensibilité. Les recherches sont en effet souvent entachés par des effets systématiques dus aux canaux de fréquence trop larges, à la capacité de calcul limitée... Il est donc vraisemblable que des pulsars aux qualités de stabilité exceptionnelles, tout à fois forts et faibles, soient découverts dans le futur. Pour les pulsars les plus faibles, il va être vital d'augmenter la bande passante actuelle de 128MHz. Sans modification majeure du radiotélescope de Nançay, il y a 400MHz de bande passante instantanée accessible que l'on se propose d'utiliser dans un avenir proche.

Le spectromètre actuel, le Serendip5 limité à une bande de 128MHz, sera remplacé prochainement par un système équivalent à plus grande capacité. En septembre 2008, nous avons obtenu une carte iBOB (doté d'un FPGA Virtex2 de Xilinx) développée par le groupe de D.Wherthimer (CASPER, 2009). Une collaboration avec l'étudiant P.McMahon (maintenant à Stanford) a permis de développer un code capable de numériser une bande de 400MHz et d'effectuer un pré-traitement comparable à celui du SerendipV. Des premiers tests ont eu lieu début septembre 2008 et se poursuivent actuellement à Nançay avec cette carte iBOB qui nous permet d'avoir un PFB (Polyphase Filter Bank) produisant 256 canaux répartis sur 400MHz. Cette carte est utilisée pour nos essais de développements de nouveaux codes avec Patrice Lespagnol et Grégory Desvignes. La phase suivante consistera à acquérir une carte ROACH (avec un FPGA Virtex5, voir figure 2.17) qui traitera sans difficulté une bande passante de 500MHz en direct. Nous n'utiliserons même plus de convertisseur complexe pour ramener la bande utile 100-500MHz vers la vidéo, mais échantillonnerons directement la bande 0-500MHz et conserverons les 400MHz utiles.

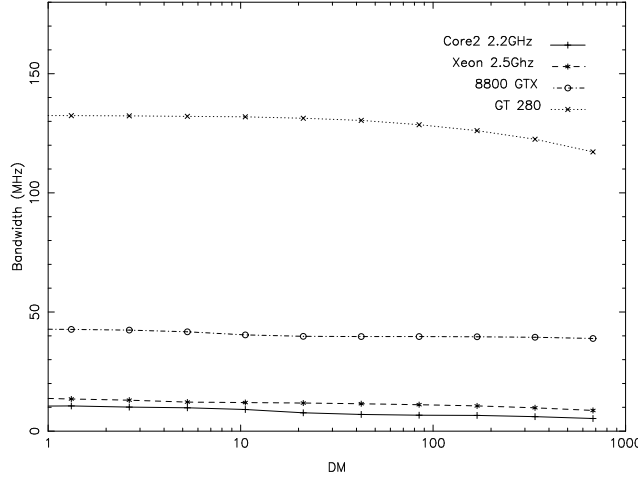


FIG. 2.18 – Comparaison des performances obtenues en dédispersion cohérente avec les différents moyens de calcul actuels, CPUs et GPUs. La bande passante maximum traitée en temps réel est tracée pour chaque valeur de DM, valeur obtenue pour un nombre de points de la transformée de Fourier (FFT) au moins égal à deux fois le délai dispersif du canal de 4MHz situé à 1.4GHz. En général, les longueurs de FFT sont bien supérieures à ce délai et l'overlap est négligeable, permettant d'étendre considérablement l'intervalle de validité de ces résultats au delà de 1.4GHz.

La puissance de calcul pour effectuer la dédispersion cohérente en temps réel sur 400MHz est d'ores et déjà disponible à un coût raisonnable. Avec une migration depuis les GPUs de la famille G80 (8800GTX) vers la famille G280 (GT280/285), il devrait être possible, non seulement d'effectuer tout le traitement (démultiplexion, dédispersion par FFT, produits croisés et intégration) dans le GPU, mais de le faire pour une bande passante de l'ordre de plus de 100MHz par unité (d'un coût de l'ordre de 350 Euros HT!). La figure 2.18 montre la bande totale maximum qu'il est possible de dédispenser pour une mesure de dispersion (DM) donnée. Ici seuls les transferts et la dédispersion cohérente sont inclus, mais le fait de faire l'intégration à la période du pulsar dans le GPU sera compensée par l'absence de retour des données depuis la mémoire GPU et nous espérons qu'une bande d'environ 100MHz sera facilement traitée. Avec deux GPUs dans chacune des 4 unités que nous comptons mettre derrière les 4 sorties 10Gb, nous devrions ainsi être en mesure de dédispenser facilement les 400 ou 500MHz nécessaires.

Depuis les premiers développements instrumentaux autour du 'pulsaroscope' à oscillateur balayé à la fin des années 1980, je pense avoir su continuer à améliorer sans cesse les instrumentations 'pulsar' à Nançay. Une première phase plutôt marquée par l'apprentissage d'une technique très particulière a permis de se plonger à fond dans la compréhension fine de la dispersion. Tout seul à l'époque, une seconde phase m'a permis de poser les bases pour l'émergence d'une expertise en dédispersion cohérente à Nançay. Enfin, avec la constitution d'un groupe aux compétences diverses (P.Lespagnol pour le hardware calculateur, G.Desvignes pour la programmation des GPUs) et une collaboration avec le groupe CASPER, j'ai réussi à mettre à la disposition de la communauté française (collaboration avec le CENBG de Bordeaux et le FERMI/LAT) et étrangère (avec l'EPTA où les données de Nançay occupent une place de choix) une instrumentation parmi les quelques meilleures au monde.

2.6 Ajout effectué au moment de la soutenance

Les deux semaines précédents la soutenance de cette habilitation à diriger des recherches ont été riches en rebondissements... En effet, quelques observations en vue de chercher de nouveaux pulsars ont été faites sur des sources non-identifiées du catalogue FERMI/LAT.

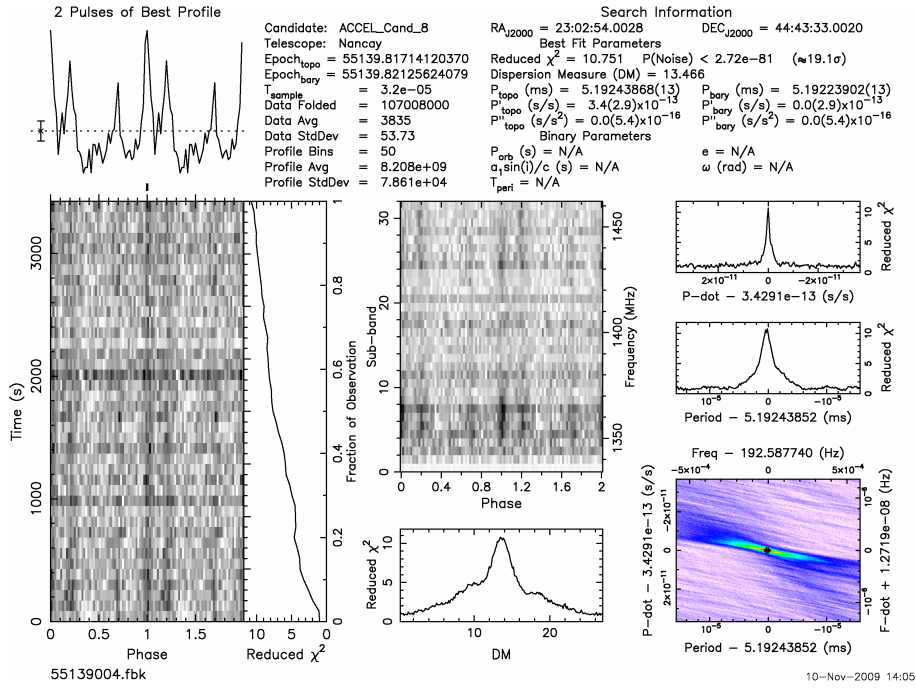


FIG. 2.19 – Découverte du pulsar PSR J2302+4443 dans la source non-identifiée EMS1535 du catalogue de l'instrument FERMI/LAT. Ce pulsar a depuis été confirmé avec le radiotélescope de Green bank par Scott Ransom.

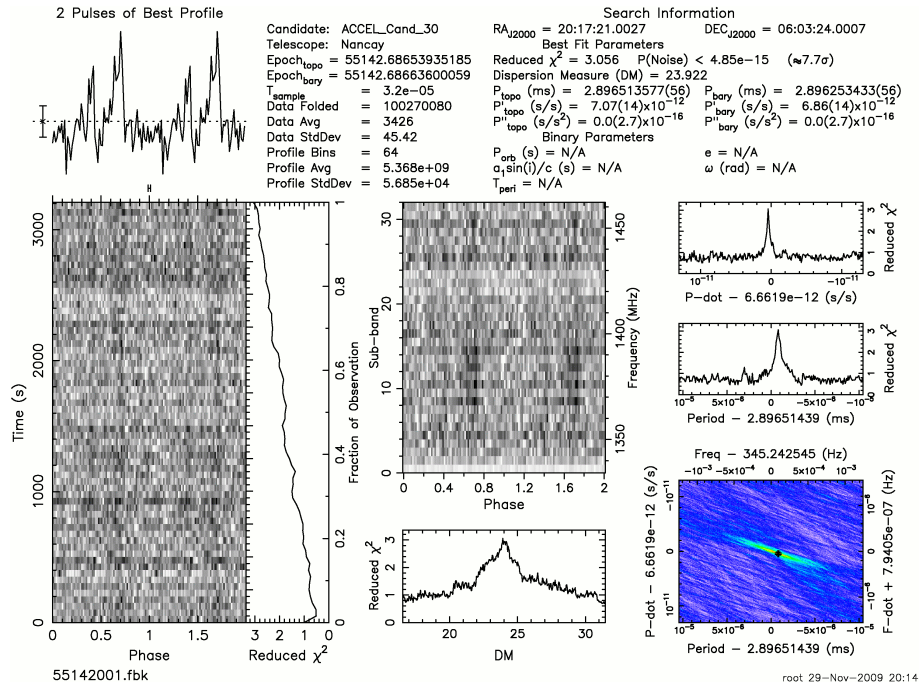


FIG. 2.20 – Découverte du pulsar PSR J2017+0603 dans la source non-identifiée EMS1362 du catalogue de l’instrument FERMI/LAT. Ce pulsar a depuis été confirmé avec les radiotélescope de Green bank par Scott Ransom et d’Arecibo par Paulo Freire.

Chapitre 3

L'analyse des temps d'arrivée

Grace aux nombreuses instrumentations pulsars développées depuis plus de vingt ans, le radiotélescope de Nançay est maintenant impliqué dans un important programme de suivi de pulsars. En juillet 2009, après près de 5 ans de fonctionnement du dédisperseur BON, on dépassait les 17800 observations sur 220 pulsars. Une base de données¹ regroupant les observations est accessible et permet de se faire une idée de la multitude et de la qualité des observations.

Les études menées sur les pulsars sont très diverses. Cela peut être la détermination de leur distance dans la Galaxie par leur spectre d'absorption, l'étude fine de l'évolution de la forme de l'impulsion avec la fréquence radio observée, l'analyse systématique des impulsions individuelles (lorsque le pulsar est suffisamment intense), l'étude de la turbulence du milieu interstellaire par le traitement des spectres dynamiques (évolution de l'intensité du pulsar en fonction du temps et de la fréquence)...

Parmi ces multiples aspects, il en est qui utilise le pulsar comme un signal de référence, comme une horloge très stable. La compilation de temps d'arrivée pendant des années permet de parfaitement modéliser la rotation de l'étoile. Il est possible de suivre le mouvement de la source avec une précision extraordinaire, au point que de nombreux effets relativistes, prédits par les différentes théories de la Gravitation, soient mesurés avec une grande qualité. Les meilleurs tests en champ fort de ces théories sont ainsi toujours faits avec ces datations ultra-précises.

¹<http://klun.obs-nancay.fr/>

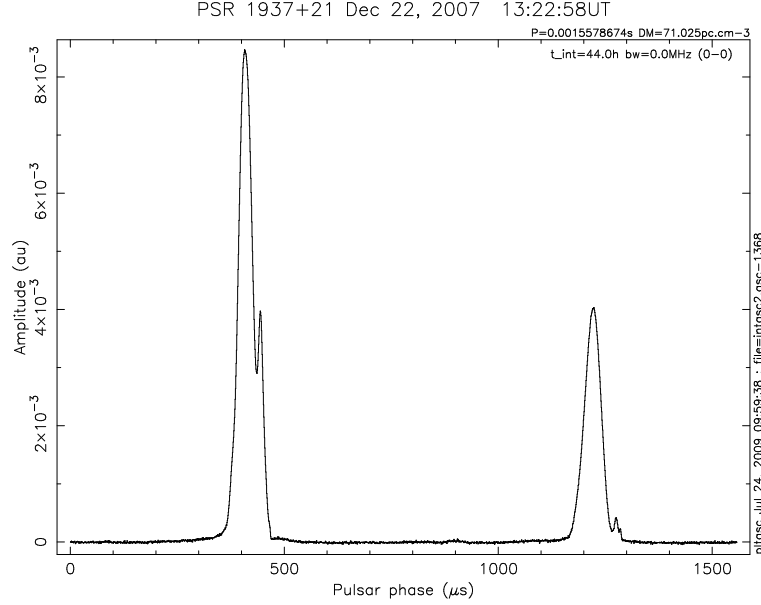


FIG. 3.1 – Impulsion intégrée du pulsar PSR B1937+21 servant de modèle. Grâce à la structure fine présente dans ce modèle, la détermination des temps d’arrivée (ToAs) se fait avec une grande précision.

3.1 Détermination du temps d’arrivée

Pendant l’observation, en plus d’être dédispersées par canal de 4MHz, les données sont empilées à la période de rotation de l’étoile. Toutes les 30 secondes, 1 ou 2 minutes, un profil moyen de l’impulsion reçue est ainsi sauvegardé avec toutes les informations nécessaires : la fréquence milieu du canal dédispersé, la date exacte (en Jour Julien modifié) du premier échantillon utilisé (échantillons obtenus tous les 250ns dans ces canaux de 4MHz) ainsi que la phase rotationnelle à laquelle le code qui empile les données a mis ce premier échantillon dans le profil intégré. La phase rotationnelle calculée par le code est un nombre qui croit de 1 à chaque fois que l’étoile a fait un tour et dont la partie fractionnelle permet d’intégrer le profil dans un tableau, sur 2048 points généralement.

Les temps d’arrivée des profils sont obtenus par détermination du décalage observé avec un profil ”modèle” sur lequel un point de référence a été positionné. Le ”modèle” est en général soit une version moyennée d’une des observations, soit l’intégration d’un grand nombre d’observations empilées de

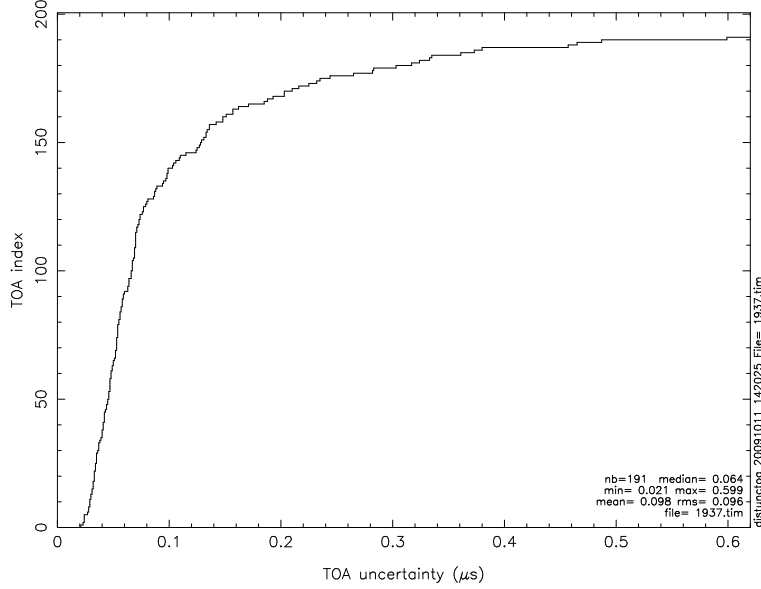


FIG. 3.2 – Distribution cumulée des incertitudes de datations triées pour le pulsar PSR B1937+21. Ce pulsar de très courte période (1.557ms) et de densité de flux forte pour un pulsar milliseconde (flux moyen à 1.4GHz S_{1400} =10mJy) présente des incertitudes de datation aussi petites que 20ns avec une médiane à 64ns quand la moyenne est ici de 98ns.

la façon la plus soignée possible (figure 3.1). La détermination du décalage entre le profil journalier et le modèle est habituellement effectuée dans le domaine de Fourier (Taylor, 1992) par un fit du χ^2 . Dans le domaine fréquentiel, les décalages temporels deviennent des multiplications par des exponentielles complexes qui peuvent être facilement effectuées. Une analyse détaillée des méthodes de détermination des ToAs, ainsi que de l'intérêt de limiter le contenu fréquentiel du modèle sera trouvée dans Demorest (2007). Pour les pulsars les plus rapides et les plus intenses, la datation est faite avec une précision remarquable. Avec une instrumentation de dédispersion cohérente et une bonne horloge, la datation peut être faite avec une précision qui peut atteindre les 20ns (figure 3.2). Après d'éventuelles corrections de temps dues à l'horloge locale utilisée, les temps d'arrivées (ToAs) au télescope sont généralement exprimés sur l'échelle de temps UTC (Universal Time Coordinated). Toutefois, comme la rotation de la Terre n'est pas uniforme et que l'on veut que l'échelle de temps UTC reste à peu près en phase avec la vie

humaine, des secondes entières y sont régulièrement ajoutées. Dans le traitement ultérieur des temps d'arrivée, il sera donc utilisé une échelle de temps comme TAI (Temps Atomique International) ou encore une réalisation calculée postérieurement de TT (Temps Terrestre) produit par le BIPM (Bureau International des Poids et Mesures), le TT(BIPM).

3.2 Ajustement des paramètres et calculs des résidus

L'étude d'un pulsar donné passe par l'accumulation de nombreux temps d'arrivée obtenus sur de longues durées. A partir d'un ensemble de paramètres du pulsar étudié, des différences entre les **temps d'arrivée mesurés** et des **temps d'arrivée calculés** sont construites ; elles sont également appelées résidus ou O-C. Une minimisation de ces différences, au sens des moindres carrés habituellement, est effectuée en ajustant les paramètres du pulsar. Divers codes ont été développés pour effectuer cette tâche. Par exemple, à la fin des années 1990, en France, le code 'AnTiOPE' a permis d'analyser les premières observations effectuées à Nançay. Le code le plus répandu, 'tempo' a longtemps été maintenu à Princeton University, et une nouvelle version majeure 'tempo2' vient de voir le jour sous l'égide de l'ATNF (Australia Telescope National Facility [http ://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/tempo2/](http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/tempo2/)).

Voici une rapide présentation de l'analyse des temps d'arrivée d'un pulsar selon Lorimer & Kramer (2004). Dans le repère du pulsar, il est possible d'exprimer la rotation de l'étoile à neutrons sous forme polynomiale :

$$\nu(t) = \nu_0 + \dot{\nu}_0(t - t_0) + \frac{1}{2}\ddot{\nu}_0(t - t_0)^2 + \dots$$

où $\nu_0 = \nu(t_0)$ est la fréquence de rotation à une époque de référence et $\dot{\nu}_0$ et $\ddot{\nu}_0$ sont les dérivées par rapport aux temps prenant en compte le ralentissement de l'étoile.

Les temps d'arrivée ne sont habituellement pas observés depuis un référentiel inertiel, les radiotélescopes sont situés sur la Terre tournant sur elle même et orbitant autour du Soleil. Une façon de faire est 'transférer' les temps d'arrivée au barycentre du système solaire (SSB pour Solar System Barycenter), celui-ci pouvant être considéré comme un repère inertiel. Il y a quelques cas de figures où une accélération relative peut avoir des effets mesurables sur certains paramètres (Lorimer & Kramer, 2004).

La transformation d'un temps d'arrivée topocentrique (t_{topo}) en un temps d'arrivée barycentrique (t_{SSB}) peut être résumée par :

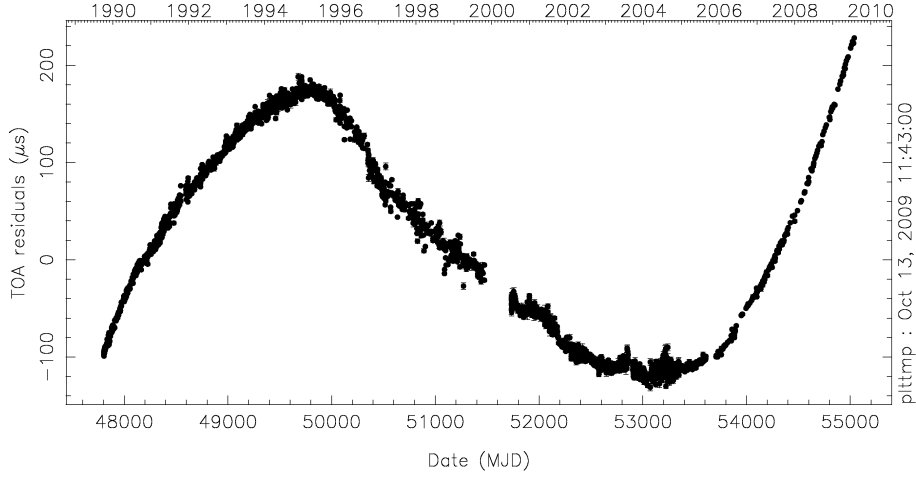


FIG. 3.3 – Résidus de temps d’arrivées obtenus au radiotélescope de Nançay sur le pulsar PSR B1821-24 sur plus de 20 ans d’observations depuis le début du programme de suivi à Nançay.

$$t_{SSB} = t_{topo} + t_{corr} - kDM/f^2 + \Delta_R + \Delta_S + \Delta_E$$

où t_{corr} contient les diverses corrections d’horloge et d’échelle de temps déjà mentionnées, kDM/f^2 est le retard dispersif, Δ_R est le délai Römer géométrique entre le télescope et le barycentre du système solaire, Δ_S est le délai Shapiro qui corrige ici tous les délais dus à la courbure de l’espace-temps causée par la présence du Soleil et des planètes et le dernier terme Δ_E est le délai Einstein qui combine les effets de dilatation du temps et de redshift gravitationnel.

Etant capable de calculer les dérivées partielles des effets dus à chaque paramètre, un ajustement partant d’un jeu de paramètre donné peut être effectué au sens des moindres carrés. Un nouveau jeu de paramètres, astrométriques, rotationnels et binaires est donc obtenu. C’est alors l’inspection minutieuse des résidus de temps d’arrivée qui permet de s’assurer qu’aucun phénomène de propagation n’a été oublié dans les temps d’arrivée calculés. C’est alors qu’éventuellement une nouvelle étude doit expliquer le résidu observé : ce peut-être un système planétaire, un nouvel effet relativiste ou un à-coup dans la rotation de l’étoile à neutrons...

3.3 Quelques résultats obtenus à Nançay

Le pulsar PSR B1821-24 est un des premiers pulsars suivis à Nançay. Il est situé dans un amas globulaire et présente des irrégularités de rotation et a même souffert d'un 'glitch' détaillé au chapitre 5 (un à-coup de rotation). Les résidus de temps d'arrivée après un ajustement de la période et de ses deux première dérivées (F1 et F2) sont présentés en figure 3.3. Le pulsar PSR B1937+21 est lui, historiquement, le premier pulsar milliseconde découvert en 1982 (Backer et al., 1982), et il est toujours le deuxième plus rapide avec une période de seulement 1.55ms. L'étoile à neutrons effectue donc plus de 640 tours par seconde ! Ce pulsar est observé régulièrement à Nançay avec l'instrumentation BON. La datation obtenue est d'une précision impressionnante (figure 3.4 (haut)) : l'incertitude moyenne est de moins de 100 ns.

Le pulsar milliseconde PSR J1909-3744 est également un des mieux chronométrés avec une incertitude de datation qui peut être aussi basse que 30ns (et avec une médiane à moins de 200ns). C'est aussi surtout un des plus prometteurs en terme de stabilité à long terme. Sur plus de 4 ans d'observations à Nançay, les résidus de temps d'arrivée sont caractérisés par un écart-type de seulement 109ns (figure 3.4 (bas)).

Le pulsar PSR J0613-0200 est dans un système binaire de période orbitale relativement longue (1.2 jours) par rapport aux observations intégrées pendant 1h, et pourtant une amélioration très importante a été obtenue en ré-intégrant l'ensemble des sous-intégrations de 2mn constituant une observation avec de nouveaux paramètres provenant d'une analyse complète de tous les temps d'arrivée disponibles (figure 3.5).

On notera donc la sensibilité du résultat final à la pertinence et aux soins apportées à l'analyse des données. La clé d'une chronométrie d'une excellente qualité est à la fois dans une instrumentation performante et robuste et dans une analyse fine des données.

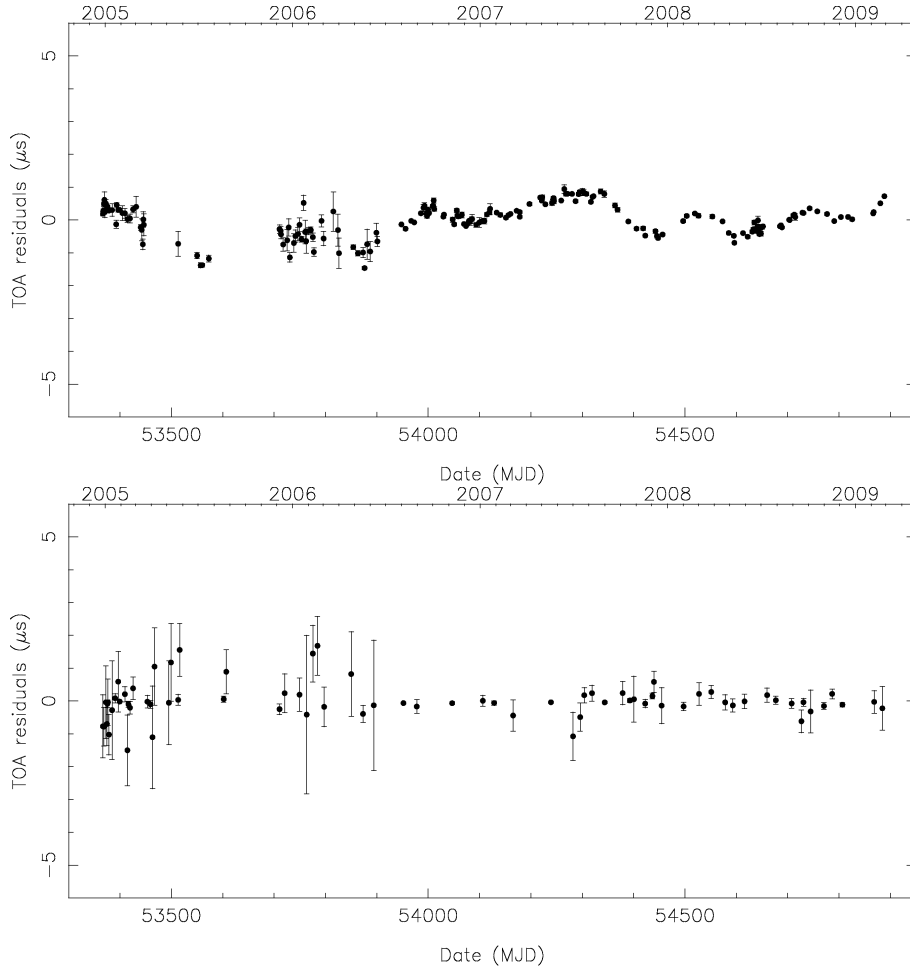


FIG. 3.4 – (haut) Résidus de temps d’arrivées du pulsar PSR B1937+21 obtenus avec l’instrumentation BON à dédispersion cohérente caractérisés par une incertitude moyenne de 58ns et un écart-type de seulement 133ns! (bas) Résidus de temps d’arrivées obtenus sur le pulsar PSR J1909-374 (période=2.947ms) caractérisés par un écart-type de seulement 109ns!

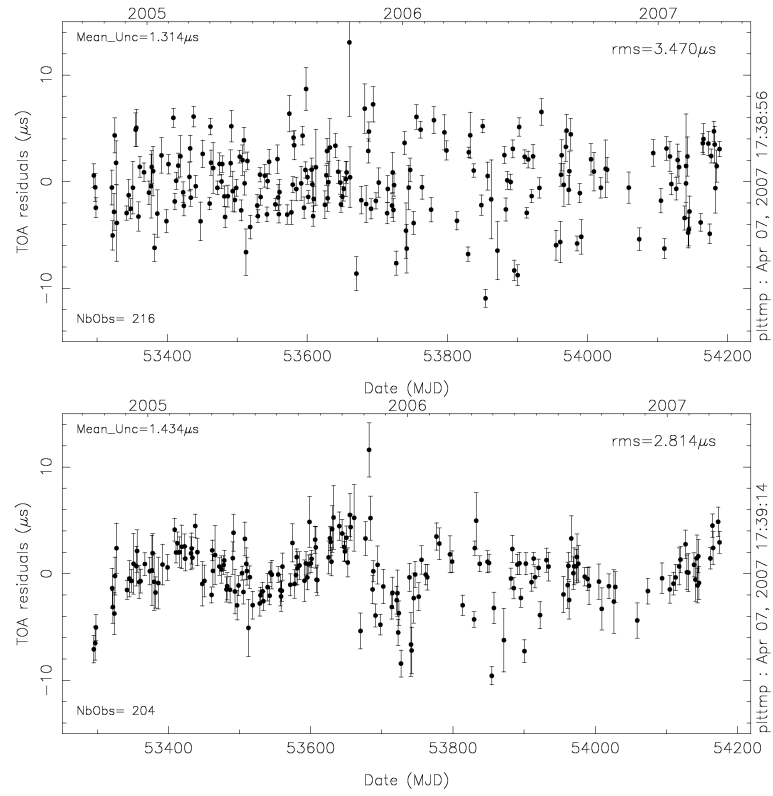


FIG. 3.5 – (haut) Comparaison des résidus de TOAs pour le pulsar J0613-0200 entre les données empilées avec les paramètres standard d’observation du pulsar et (bas) les données ré-empilées avec des paramètres améliorés après une itération par le code d’ajustement des paramètres tempo2.

Deuxième partie

Les résultats scientifiques

Chapitre 4

La scintillation réfractive sur PSR B1937+21

Les pulsars sont parmi les objets célestes les plus petits, ce qui, vu leur distance, leur confère un diamètre angulaire permettant d'observer des effets de scintillation. Alors que les étoiles scintillent dans le visible à cause de l'atmosphère terrestre dans un régime de scintillation faible, la scintillation des pulsars est dite forte (et produite par la turbulence présente dans le milieu interstellaire). Les pulsars présentent alors deux types de variabilité : la scintillation diffractive sur des échelles de temps de la minute et de la scintillation réfractive évoluant sur échelles de temps de l'ordre de la semaine. Pour une description plus approfondie, on ne pourra que conseiller l'excellente revue sur ce sujet proposé par Narayan (1992).

Une des motivations premières au démarrage d'un programme d'observation des pulsars à Nançay en 1986-88 était l'étude de la scintillation interstellaire. L'un des membres initiateurs, Gabriel Bourgois, depuis disparu, était très impliqué dans l'étude de la scintillation, en particulier la scintillation interplanétaire sur les sources extragalactiques lointaines. C'est donc tout naturellement qu'une attention particulière a été portée dès le début à la scintillation dans les données issues des observations des pulsars à Nançay.

4.1 La détection d'un évènement de scintillation réfractive

Pour une raison maintenant oubliée, nous avons eu l'opportunité d'observer le pulsar PSR B1937+21 de façon quasi-quotidienne pendant un mois en octobre 1989. C'est cet échantillonnage extraordinaire qui a permis la détection univoque d'un évènement de scintillation réfractive pour la première

fois dans les données de chronométrie d'un pulsar (appelé aussi RSE pour Refractive Scintillation Event ou même ESE pour Extreme Scattering Event). Les précédentes mises en évidence de ce type de phénomènes l'ont été avec l'observation de la diminution persistante de la densité de flux de sources extragalactiques pendant quelques semaines avant une remontée au niveau habituel (Fiedler et al., 1987). Ceci a été interprété comme les effets de focalisation/defocalisation des faisceaux radio par la réfraction produite par des inhomogénéités de petite échelle dans le milieu interstellaire ionisé (Romani et al., 1987).

En octobre 1989, nous avons observé pour la première fois cet effet dans les données d'un pulsar. Un effet de diminution de la densité de flux est bien observé pendant quelques semaines. Mais ici, en plus de la déviation des faisceaux, nous détectons l'effet sur la longueur du trajet en observant un retard d'environ $2\mu s$ dans les temps d'arrivée. De plus amples détails sur ce résultat pourront être trouvés dans l'article publié dans la revue *Nature* (Cognard et al., 1993) et présenté quelques pages plus loin.

Depuis cette première détection, il a été observé d'autres événements potentiels du même type dans les données de Nançay, tant sur le pulsar PSR B1937+21 que sur le pulsar PSR B1821-24. Il y a maintenant une dizaine d'années, nous avons fait une analyse assez complète du flux et des temps d'arrivée du pulsar PSR B1937+21 et montré, qu'en dehors de 5 événements de scintillation bien délimités dans le temps, les fluctuations de flux du pulsar sont bien modélisées par un modèle de Kolmogorov du spectre des variations de densité du plasma interstellaire (Lestrade et al., 1998). Nous avons proposé à l'époque que les événements de scintillation réfractive soient causés par le passage de feuillets de sur-densité électronique sur la ligne de visée de façon relativement alignés. Ces structures pourraient être trouvées au niveau des enveloppes de nuages d'hydrogène neutre, des ondes de chocs associées aux vents stellaires. Nous concluons à l'époque qu'il était toutefois possible que nous ne serions qu'en train de détecter l'anti-corrélation attendue entre flux et temps d'arrivée produite par le délai dispersif d'une fluctuation de petite échelle dans le plasma faisant parti du spectre de turbulence ordinaire (Appendix B de Lestrade et al. (1998)).

En cette fin des années 1990, j'avais même réfléchi à l'application systématique d'un critère le plus objectif possible pour mettre en évidence les événements réfractifs sur un grand nombre de pulsars. Un événement réfractif semble caractérisé par une période pendant laquelle le flux est faible et ne présente plus les variations habituelles couplées avec des résidus de temps d'arrivée en retard et au comportement très cahotique. Basé donc sur les quantités calculées de façon glissante que sont l'écart-type des temps d'arrivée σ_{TOA} et de la densité de flux σ_{Flux} ainsi que de la moyenne du flux $\langle Flux \rangle$,

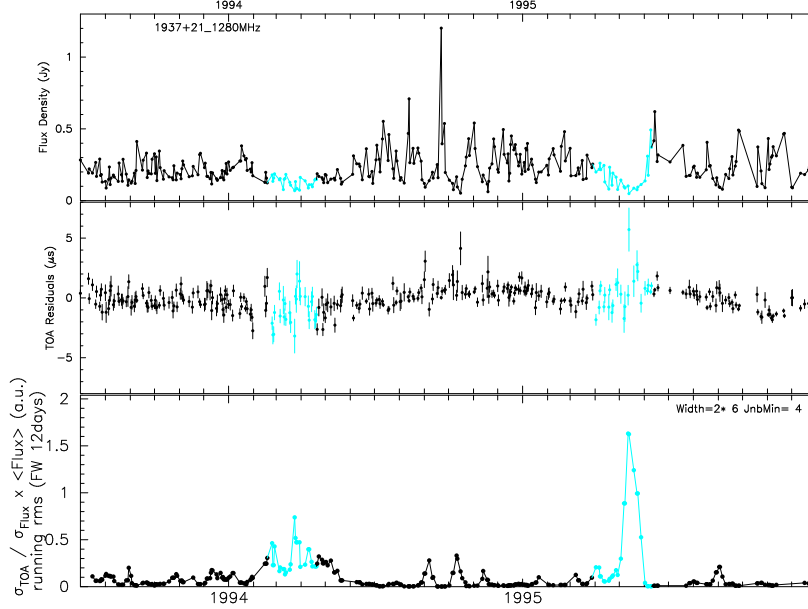


FIG. 4.1 – (haut) Evolution de la densité de flux du pulsar PSR B1937+21. (milieu) Résidus de temps d’arrivée. (bas) Critère de détection automatique d’un évènement réfractif construit à partir de l’écart-type des temps d’arrivée σ_{TOA} et de la densité de flux σ_{Flux} et de la moyenne du flux $\langle Flux \rangle$. Au début des années 1994 et 1995, deux évènements sont assez facilement remarqués, encadrant d’ailleurs une période assez remarquable où l’évolution du flux est quasi-périodique.

il s’écrit $\sigma_{TOA}/\sigma_{Flux} \times \langle Flux \rangle$ et semble bien marcher, au moins dans certains cas. La figure 4.1 montre l’application de ce critère sur des données obtenues à 1280MHz, toujours sur le pulsar PSR B1937+21, avec un succès honorable. Cette approche devrait probablement être développée, surtout avec le grand nombre de pulsars maintenant observés à Nançay.

4.2 Le cas de PSR J1643-1224

Le pulsar PSR J1643-1224 est observé à Nançay depuis longtemps et en particulier depuis fin 2004 avec l’instrumentation BON. Ce pulsar a déjà fait l’objet d’une publication prétendant avoir détecté un évènement de scintillation réfractive (Maitia et al., 2003). Seule l’évolution de la densité de flux du pulsar était utilisée pour affirmer que l’évènement durait 3 ans. Cette

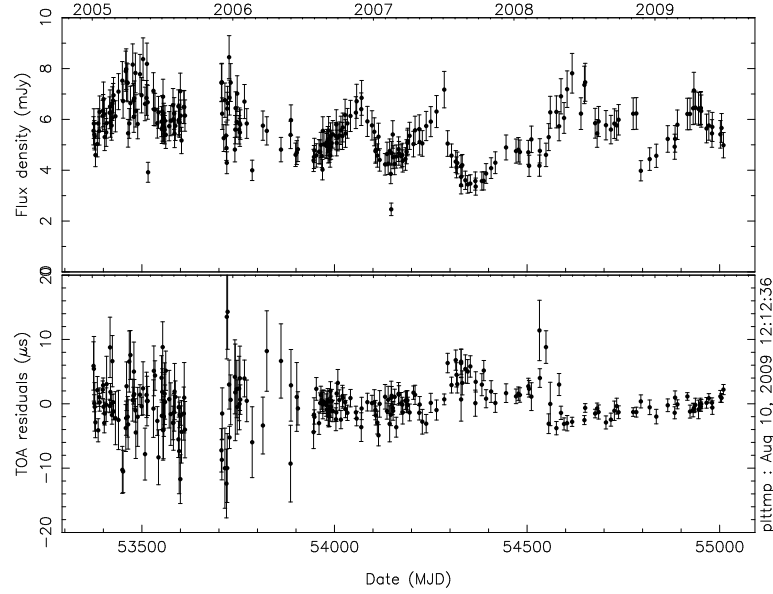


FIG. 4.2 – (bas) Résidus de temps d’arrivée du pulsar PSR J1643-1224. (haut) Evolution de la densité de flux du pulsar. Entre les MJDs 54300 et 54550, une signature assez caractéristique en double corne d’un évènement de réfraction scintillative semble présent.

durée étant pratiquement du même ordre de grandeur que la période d’observation, il était impossible d’utiliser les résidus de temps d’arrivée pour une quelconque étude. Se situant sur les mêmes échelles de temps, l’effet sur les temps d’arrivée est alors complètement absorbé par l’ajustement des paramètres du pulsar (période, dérivée de la période, position, etc...).

Nous avons peut-être à ce jour la détection d’un nouvel évènement de ce type sur ce pulsar. Les résidus obtenus avec l’instrumentation BON montrés en figure 4.2 semblent en effet indiquer que fin 2007 début 2008 (MJD 54300-54550), nous observons la signature en double corne attendue. L’évènement s’étend sur une échelle de temps plus longue que celle observée sur PSR 1937+21 mais moins longue que le précédent décrit par Maitia et al. (2003). L’analyse détaillée de cet évènement est en cours.

4.3 Et après...

Près de vingt ans après la première détection d'un évènement de scintillation réfractive, PSR B1937+21 reste le toujours seul cas réellement étudié et rapporté dans la littérature. D'autres évènements ont probablement été observés sur ce pulsar. Il est possible que des évènements de même type mais de durée beaucoup plus longue existent (voir le cas récent de PSR J1643-1224, figure 4.2), mais ils se font probablement plus rares. Un critère est en cours d'élaboration pour automatiser et sécuriser la détection sur d'autres jeux de données. Toutefois, en regard du premier évènement rapporté (Cognard et al., 1993), il semble bien qu'il faille observer sur une durée relativement longue et surtout avec une cadence suffisante pour être en mesure de distinguer un tel effet. Il est aussi probable, surtout, que des lignes de visée soient plus favorables que d'autres pour présenter ce genre de phénomènes. Les lignes de visée vers PSR B1937+21, PSR B1821-24 et PSR J1643-1224 sont très certainement dans ce cas, car plusieurs évènements semblent déjà y avoir été observés.

Néanmoins, il est troublant de constater que les deux pulsars PSR B1937+21 et PSR B1821-24 qui ont été observés avec l'instrumentation à oscillateur balayé régulièrement avec une cadence élevée pendant plus de 15 ans présentent, de façon évidente, quelques évènements de scintillation réfractive. Entre 1988 et 2004, la cadence moyenne était d'une observation tous les 3 jours. Depuis que nous disposons d'une instrumentation bien plus versatile, le nombre de pulsars observés a beaucoup cru et il n'a plus été matériellement possible d'observer PSR B1937+21 et PSR B1821-24 aussi souvent. En effet, le radiotélescope de Nançay est méridien et ne permet d'observer des pulsars situés à la même ascension droite qu'une seule heure par jour, il a fallu partager le temps jusque là dévolu à ces deux pulsars avec une multitude d'autres (près d'une centaine actuellement suivis dans l'intervalle 18h00-19h59). Il est ainsi probable que la possibilité de correctement reconnaître des évènements de scintillation réfractive d'une durée de quelques semaines s'est beaucoup dégradée. Aucun radiotélescope au monde ne conduit plus d'observations de pulsars millisecondes à une cadence soutenue de l'ordre d'une observation tous les 2 ou 3 jours, et il est permis de se demander si des évènements courts ne sont pas systématiquement sous-échantillonnés et non reconnus comme tels. Pourtant une augmentation de la statistique permettrait de mieux connaître l'influence de tels évènements sur le bruit présent dans les résidus de temps d'arrivée. Mieux caractériser ce type d'effet est de la première importance si on se propose de détecter des corrélations entre pulsars cachées dans le bruit et produites par un fond d'ondes gravitationnelles. En effet, avoir de nombreux évènements permettrait de mieux contraindre

la turbulence du milieu interstellaire et probablement de mieux caractériser les fréquences de coupure (basse ou haute) ainsi que la pente du spectre de puissance des variations de densité électronique (proche de Kolmogorov ou pas).

Après quelques années d'un moindre intérêt porté, dans le milieu de la chronométrie des pulsars, à ces questions de propagation dans le milieu interstellaire, signalons que le sujet rebondit avec l'étude des spectres secondaires (Hill et al. (2003) et Hill et al. (2005)). L'analyse de structures en 'arc' et 'arclet' dans la transformée de Fourier 2D du spectre dynamique (appelé spectre secondaire) des pulsars doit permettre de tracer la distribution des inhomogénéités du milieu interstellaire. Il est surtout possible que la mesure précise des effets de déflexion réfractive ouvre la porte à une correction fine des temps d'arrivée des pulsars millisecondes. Cette correction pourrait se révéler cruciale pour disposer de temps d'arrivée aptes à contribuer à la détection d'un fond d'ondes gravitationnelles d'origine cosmologique.

An extreme scattering event in the direction of the millisecond pulsar 1937 + 21

Ismaël Cognard, Gabriel Bourgois, Jean-François Lestrade, François Biraud, Dominique Aubry, Bernard Darchy & Jean-Pierre Drouhin

Observatoire de Paris, Section Meudon 92195, Meudon, Principal Cedex, France

LARGE fluctuations in the radio emissions from the quasar 0954 + 658 (ref. 1) attest to the existence of large-scale inhomogeneities in the ionized interstellar medium. These fluctuations, termed extreme scattering events, are caused by the refractive focusing of the radio waves by discrete plasma structures. In principle, the radio emissions of pulsars should also be a sensitive probe of such phenomena²⁻⁵, which should be manifest as fluctuations in the flux density and increased delays in the timing measurements. Here we report the detection of an extreme scattering event, lasting about 15 days, in timing observations of the millisecond pulsar 1937 + 21. This event provides independent evidence for the existence of large-scale structure in the interstellar medium, and allows us to constrain the properties of the lensing structure (distance, velocity, linear dimension and electron density) more tightly than has been possible from detections of lensed extragalactic radio sources. Of more practical importance, such events could be the dominant source of timing noise in millisecond pulsars at ~ 1 GHz, and will need to be considered when searching for the subtle signature of gravitational waves in pulsar timing measurements.

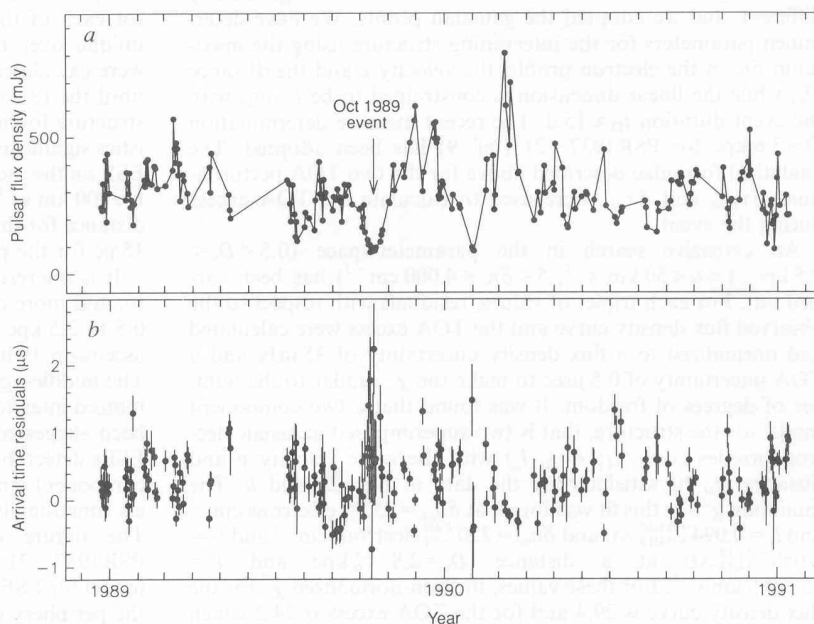
The times of arrival (TOA) of the sharp pulses of millisecond pulsars can be measured with microsecond accuracy, or better, over many years. These pulsars have been studied by several radio observatories to provide information on the cosmic gravitational background and the ionized interstellar medium. Such investigations have applications in astrometry, the stability of the atomic timescale, and in improving the ephemerides of the Solar System. The timing observations of the millisecond pulsar 1937 + 21 presented here have been conducted at the large transit radio telescope (7,000 m², equivalent to a 93-m dish) located

near Nançay (France). Since late 1988 we have conducted timing observations of PSR1937 + 21 ~ 8 –12 times a month at 1,410 MHz at both senses of polarization and at 1,700 MHz since early 1992 to monitor the variations in dispersion measure (DM).

The daily timing observations of PSR1937 + 21 in October 1989 were conducted over a period when the flux density of this pulsar steadily decreased to reach a minimum of 80 mJy, then increased back to its typical flux density of ~ 350 mJy over 15 d. The analysis of the timing data has been carried out by our software ANTIOPE which includes the classical model for pulsar TOA^{6,7} with the Earth orbit geometric delay, the general relativity delay and the mean dispersion measure ($\langle DM \rangle$) delay and a least-squares procedure to adjust relevant parameters. The Earth's orbital motion is read from the Jet Propulsion Laboratory ephemerides DE202 and the timescale adopted is International Atomic Time (TAI). Diffractive and refractive perturbation terms must complement the classical TOA model to account for turbulences and possible large-scale discrete structures in the ionized interstellar medium. These perturbations have been categorized as: (1) the dispersive delay $\delta\tau_{DM}$ which is caused by DM variations around the mean value $\langle DM \rangle$; (2) the geometric refractive delay $\delta\tau_{geo}$ which is the increased path length caused by refraction in an intervening discrete structure; and (3) the barycentric refractive delay $\delta\tau_{bary}$ which is caused by change of the angle-of-arrival after refraction in the structure^{2,4,5}.

The timing observations of PSR1937 + 21 analysed here are from 22 December 1988 to 13 January 1991 (217 TOAs). The seven pulsar parameters solved for with ANTIOPE (period P , $\dot{P}$, coordinates, proper motion components and initial rotational phase) will be presented elsewhere, and compared to the Arecibo solution. The post-fit TOA residuals of this solution are characterized by a mean of 0.01 μ s and a standard deviation of 0.36 μ s. Fig. 1b shows all TOA residuals for the 2-yr period and it is clear that they are positively biased in October 1989 when the flux density of PSR1937 + 21 dropped dramatically as seen in Fig. 1a. Note also that the rapid fluctuations of the flux density for ~ 2 months after the event in Fig. 1a might be a related phenomenon but we shall concentrate here on the well identified part of the event. An enlargement of the event in Fig. 2 shows the striking behaviour of the TOA post-fit residuals with two cusps as high as 2 μ s. These cusps are expected to occur when the increased path length (τ_{geo}) caused by refraction reaches a maximum on each side of an axisymmetric lensing structure².

Fig. 1 Timing observations of PSR1937 + 21 at Nançay Radio Observatory from 22 December 1988 to 13 January 1991. a, Behaviour of the flux density, b, post-fit time of arrival (TOA) residuals after fitting the pulsar parameters characterized by a standard deviation of 0.36 μ s. The pulsar signal is de-dispersed by a swept-frequency oscillator at 80 MHz in the station intermediate-frequency link. This oscillator is a slaved voltage controlled oscillator, driven by a parabolic saw-tooth waveform, synthesized from steps of 100 ns. The station autocorrelator is used to detect the pulse in the frequency domain. The uncertainty of the flux density of the pulse peak depends on the noise set by the integration time, and is 17 mJy for the usual observation of 1 h at the same elevation all the year around at the transit radiotelescope.



This characteristic signature of $\delta\tau_{\text{geo}}$ has already been studied and simulated in conjunction with extreme scattering events (ESEs) and pulsar timing⁵ but we believe this is the first time that it has actually been detected in pulsar timing data. We ensure that the fitting procedure cannot fake this characteristic signature by performing a check as follows: we obtained fits to the two-yr data set with and without the data segment corresponding to the October 1989 event and found no statistically significant differences in the values of the seven fitted parameters. Finally, there was no significant broadening of the pulse width of PSR1937+21 (full-width half-maximum FWHM $\approx 35 \mu\text{s}$) during the event as expected, as any broadening should be of the order of the increased path delay (τ_{geo}) during the event, that is $2 \mu\text{s}$. The Crab Nebula pulsar during a period of depressed flux density has exhibited such a broadening but it was probably caused by the surrounding material of the nebula⁸ whereas an unrelated intervening structure is responsible for the PSR1937+21 event discussed here.

The combination of the flux density behaviour and the deterministic signature in the TOA post-fit residuals of PSR1937+21 form a new and unique set of data to constrain the geometric and physical properties of the ionized structure responsible for the event. It is noticeable that during the event, we were not sensitive to the barycentric refractive perturbation because the Earth barycentric position and the pulsar direction are almost orthogonal in October⁵. Consequently, the modelling of the perturbations in Fig. 2a and b is totally dominated by $\delta\tau_{\text{DM}}$ and $\delta\tau_{\text{geo}}$. These perturbations are $\delta\tau_{\text{DM}}(x) \propto \delta n_e(x)/l$ and $\delta\tau_{\text{geo}}(x) = (1/2c)\theta_r(x)^2 D_s(1 - (D_s/D))$, where the refraction angle $\theta_r(x) \propto \partial\delta n_e(x)/\partial x$, D and D_s are distances to the pulsar and to the screen, respectively, $\delta n_e(x)$ is the electron density profile of the ionized structure modelled as a one-dimensional screen along x , and l is the FWHM for the gaussian electron profile $\delta n_e(x)$. We have used ray-tracing to simulate the defocusing in the far field to model the flux density behaviour. Geometric optics applies here because the Fresnel radius is $5 \times 10^{-4} \text{ AU}$ (for $\lambda = 21 \text{ cm}$ and $D_s \approx 1 \text{ kpc}$), much smaller than the astronomical unit (AU)-size expected for the structure¹. This numerical simulation corresponds partially to the analytical formula of the gain $G = (1 + D_s \partial\theta_r(x)/\partial x)^{-1}$ when $D_s \partial\theta_r(x)/\partial x > -1$ (ref. 4). We used several electron profiles $\delta n_e(x)$; lorentzian, gaussian and bubble-like with constant internal electron density. The latter (bubble-like) produces abrupt changes in the refraction angle that give a double-peaked signature much broader than the observed signature in Fig. 2b. The overall agreement of the lorentzian and gaussian profiles with the observations are not significantly different, and we adopted the gaussian profile. We have determined parameters for the intervening structure using the maximum δn_e of the electron profile, the velocity v and the distance D_s , while the linear dimension is constrained to be $l = vt_D$ with the event duration $t_D \approx 15 \text{ d}$. The recent distance determination $D = 3.6 \text{ kpc}$ for PSR1937+21 (ref. 9) has been adopted. The analytical formulae described above for the two TOA perturbations $\delta\tau_{\text{DM}}$ and $\delta\tau_{\text{geo}}$ were used to calculate the TOA excess during the event.

An extensive search in the parameter-space ($0.5 < D_s < 3.5 \text{ kpc}$, $1 < v < 50 \text{ km s}^{-1}$, $5 < \delta n_e < 4,000 \text{ cm}^{-3}$) has been carried out. For each triplet of values, residuals with respect to the observed flux density curve and the TOA excess were calculated and normalized to a flux density uncertainty of 35 mJy and a TOA uncertainty of $0.5 \mu\text{s}$ to make the χ^2 similar to the number of degrees of freedom. It was found that a two-component model for the structure, that is two superimposed gaussian electron profiles (δn_{e1} , l_1 ; δn_{e2} , l_2) with the same velocity v and distance D_s , fit satisfactorily the data in Fig. 2a and b. The minimum χ^2 for this fit was found at $\delta n_{e1} = 25^{+25}_{-20} \text{ electrons cm}^{-3}$ and $l_1 = 0.094^{+0.040}_{-0.014} \text{ AU}$ and $\delta n_{e2} = 220^{+60}_{-70} \text{ electrons cm}^{-3}$ and $l_2 = 0.050^{+0.014}_{-0.013} \text{ AU}$ at a distance $D_s = 2.8^{+0.5}_{-1.6} \text{ kpc}$ and $v = 15 \pm 2.5 \text{ km s}^{-1}$. For these values, the non-normalized χ^2 for the flux density curve is 29.4 and for the TOA excess is 24.2 which

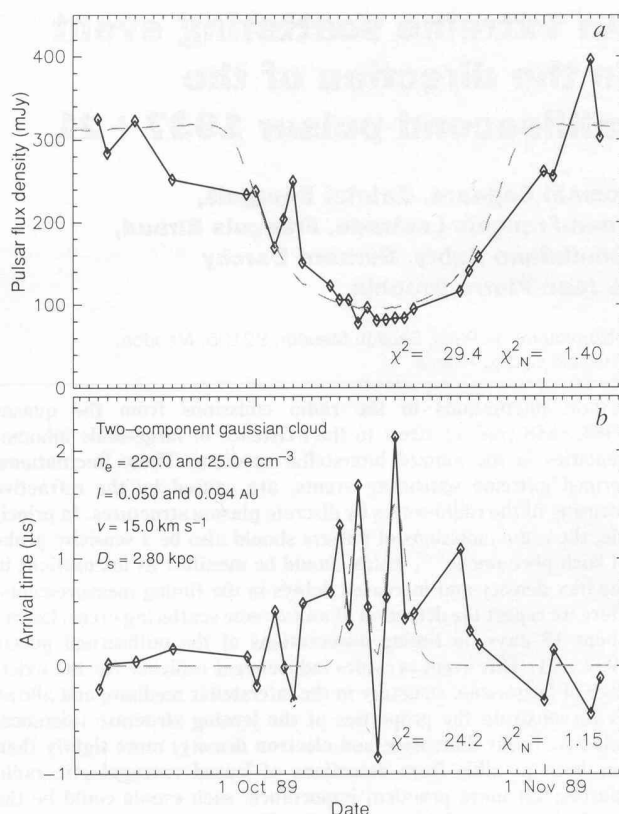


FIG. 2 Enlargement of the extreme scattering event (ESE) on PSR1937+21 in October 1989. a, The flux density behaviour and b, the post-fit TOA residuals both show the double-peaked signature expected to occur when the increased path length caused by refraction reaches a maximum on each side of an axisymmetric lensing structure². The diamonds are the data points and the dashed lines are the model of a purely refractive lens with a two-component model for the electron profile. The theoretical TOA measurement uncertainty is $0.35 \mu\text{s}$ during the event, and is $0.2 \mu\text{s}$ when the flux density is close to the averaged value of 300 mJy . χ^2_N is the χ^2 normalized by the number of degrees of freedom.

compare favourably with the number of degrees of freedom (21) for each of the two data sets. This minimum χ^2 solution was unique over the parameter-space searched. The uncertainties were calculated by varying the parameters to increment the χ^2 until the $(3 - \sigma)$ confidence level was reached. The intervening structure found in the direction of PSR1937+21 has characteristics significantly different from the ones found for the standard ESE on the radio quasar 0954+658 ($\delta n_e \approx 4,000 \text{ electrons cm}^{-3}$, $v \approx 200 \text{ km s}^{-1}$, $l \approx 7 \text{ AU}$) (ref. 1). Finally, we note that the focal distance for this model is $\sim 150 \text{ pc}$ for the shallow gaussian and 15 pc for the peaked gaussian, that is very close to the lens.

It is interesting to note that PSR1937+21 is angularly close to, and more distant than the Cygnus loop which extends from 0.5 to 2.5 kpc from the Sun and occupies the sky sector (right ascension $19 \text{ h } 20 \text{ min}$ to 22 h , declination 30° to 50°) (ref. 10). The middle-aged supernova remnants in the loop can shape the ionized interstellar medium into sheet-like structures¹¹ and it has been suggested that such a structure could be responsible for ESEs detectable in the timing of millisecond pulsars². The two-component model used in our analysis is rather *ad hoc* and models functionally closer to a sheet-like structure will be studied. The nature of the ESE observed, and the location of PSR1937+21 relative to the Cygnus loop, both support the model for ESEs produced by structures of enhanced density near the periphery of expanding superbubbles¹².

Pulsar timing observations combined with flux-density history are powerful tools to constrain the localized large-scale inhomogeneities in the ionized interstellar medium. The relatively short timescale of the ESE observed on PSR1937+21 (15 d) requires daily timing observations. By inspecting Fig. 1a, we can speculate that in early February 1990, an event on PSR1937+21 was missed because it is apparent that the flux density has dropped persistently and that the TOAs residuals are more scattered than elsewhere. As previously found in the event of October 1989, a maximum in the flux density curve is formed after the minimum, but our under-sampling makes any analysis of this event very speculative. Finally, it is possible that refractive scintillation, or superposition of miniature ESEs, might be the dominant source of noise at ~ 1 GHz in the timing of millisecond pulsars. Dense observations should indicate the deterministic signature of the larger events ($> 1 \mu\text{s}$ in TOA). $\square$

Received 15 February; accepted 22 September 1993.

1. Fiedler, R. L., Dennison, B., Johnston, K. J. & Hewish, A. *Nature* **326**, 675–678 (1987).
2. Romani, R. W., Blandford, R. D. & Cordes, J. M. *Nature* **328**, 324–326 (1987).
3. Goodman, J. J., Romani, R. W., Blandford, R. D. & Narayan, R. *Mon. Not. R. astr. Soc.* **229**, 73–102 (1987).
4. Cordes, J. M., Pridwerbetsky, A. & Lovelace, R. V. E. *Astrophys. J.* **310**, 737–767 (1986).
5. Foster, R. S. & Cordes, J. M. *Astrophys. J.* **364**, 123–135 (1991).
6. Hellings, R. W. *Astr. J.* **91**, 650–659 (1986).
7. Taylor, J. H. & Weisberg, J. M. *Astrophys. J.* **345**, 434–450 (1989).
8. Lyne, A. G. & Thorne, D. J. *Mon. Not. R. astr. Soc.* **172**, 97–108 (1975).
9. Taylor, J. H. & Cordes, J. M. *Astrophys. J.* **411**, 674–684 (1993).
10. Bochkarev, N. G. & Sitnik, T. G. *Astrophys. Space Sci.* **108**, 237–302 (1985).
11. Hester, J. J. *Astrophys. J.* **314**, 187–202 (1987).
12. Dennison, B. & Simonetti, J. H. in *Colloquium on Subarcsecond Radio Astronomy* Manchester, 20–24 July 1992 (eds Davis, R. J. & Booth, R. S.) 92–93 (Cambridge Univ. Press, 1993).

ACKNOWLEDGEMENTS. We thank G. Fréon and the Laboratoire Primaire du Temps et Fréquence (LPTF) at the Observatoire de Paris for daily corrections between the station clock at Nançay and the international ur timescale. We thank B. Dennison for comments on the manuscript. This paper is dedicated to the memory of our late co-worker, G. Bourgois.

Chapitre 5

Un micro-glitch sur un pulsar recyclé

Les pulsars lents présentent souvent des instabilités de rotation que l'on pense dues à des structures à densité variable en mouvement chaotique à l'intérieur de l'étoile. Deux grands types d'irrégularités ont été historiquement relevés : le 'timing noise' qui est une fluctuation lente et aléatoire de la rotation et les 'glitches' qui sont des changements soudains de la fréquence de rotation de l'étoile. L'amplitude du changement de fréquence, de la dérivée de la fréquence, la relaxation et l'éventuel changement de fréquence permanent sont une occasion rêvée pour l'étude de la structure interne des étoiles à neutrons. Les 'glitches' sont majoritairement observés sur les pulsars jeunes (Lyne et al., 2000) et sont interprétés comme des transferts brutaux de moment angulaire depuis un intérieur superfluide en rotation rapide vers une croûte solide (Baym et al. (1969) ; Anderson & Itoh (1975)). Jusqu'au résultat présenté ici, le 'glitch' le plus faible était au niveau d'un changement de fréquence de 10^{-9} en relatif (Shemar & Lyne, 1996). Ces auteurs avaient également estimé que 90% des 'glitches' avec une amplitude de 5×10^{-9} étaient réellement détectés. Malgré les excellentes mesures accumulées sur près de 20 ans d'observations de pulsars millisecondes recyclés, aucun 'glitch' n'a été rapporté dans la littérature jusqu'en 2001.

Ce chapitre présente les observations du pulsar PSR B1821-24 effectuées au radiotélescope de Nançay depuis octobre 1989 et la détection d'un micro-glitch d'une amplitude relative de 10^{-11} pour la première fois sur un pulsar milliseconde recyclé.

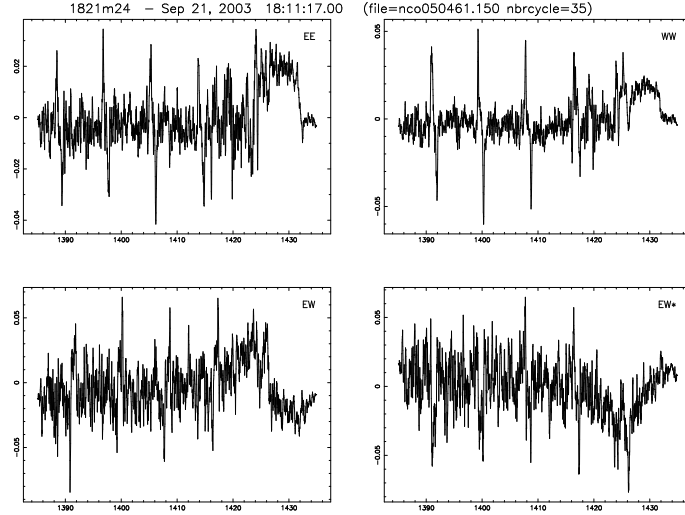


FIG. 5.1 – Observation du pulsar milliseconde PSR B1821-24 avec l'instrumentation à oscillateur balayé utilisé à Nançay de 1988 à 2005. Il s'agit ici d'une observation avec un oscillateur DDS et le corrélateur 50MHz apporté par la rénovation FORT.

5.1 Un micro-glitch sur le pulsar PSR B1821-24 à Nançay

En 1988, juste après les premiers essais concluants de l'observation du pulsar PSR B1937+21 avec le récepteur à oscillateur balayé (voir 2.3.1), il a été décidé d'observer le pulsar PSR B1821-24. Découvert à l'époque très récemment (Lyne et al., 1987) et situé dans l'amas globulaire M28, ce pulsar se caractérise par un DM relativement élevé à 120 pc.cm^{-3} , ce qui le fait adapté à cette instrumentation (qui attend des pulsars très dispersés pour limiter la bande à balayer). Avec une bande de fréquence à balayer de l'ordre de 8MHz autour 1.4 GHz, ce pulsar a pu être observé une dizaine de fois par mois depuis octobre 1989. Les observations ont une durée moyenne d'une heure et le temps d'arrivée est déterminé avec une précision de l'ordre de 2 microsecondes à l'époque. La figure 5.1 donne un exemple d'observation et on se référera à la partie 2.3.1 pour de plus amples détails. Une observation du pulsar PSR B1821-24 obtenue avec la nouvelle instrumentation est présentée figure 5.2. Avec la dédispersion cohérente effectuée sur une large bande de fréquence, l'incertitude moyenne des temps d'arrivée est maintenant de 0.5 microseconde.

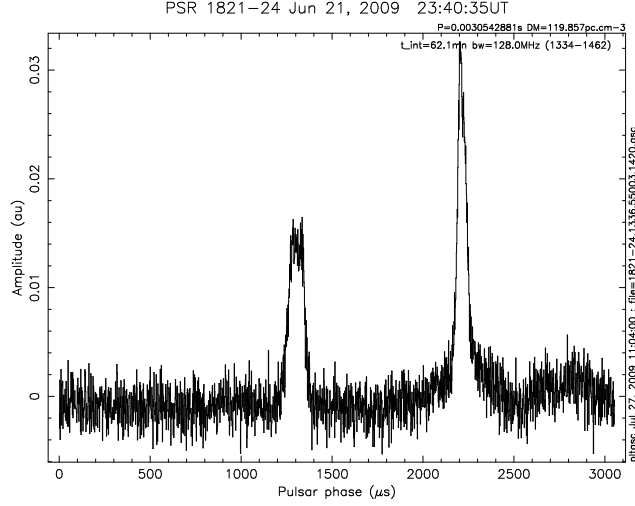


FIG. 5.2 – Observation du pulsar milliseconde PSR B1821-24 avec le dédispenseur cohérent BON utilisé à Nançay depuis 2004. L’observation a duré un petit peu plus d’une heure à 1.4GHz et les trois composantes du profil de ce pulsar (même le très faible tout à droite) sont parfaitement visibles.

Il aura fallu quelques mois pour se convaincre de la présence effective d’un ‘glitch’ dans les données de temps d’arrivée du pulsar recyclé milliseconde PSR B1821-24 obtenues à Nançay. En effet, le ‘glitch’ est un changement brutal de période qui, si le changement est très petit, demande une période de temps assez longue avant de devenir bien évident... Toutefois, dans le cadre d’un programme initié par le Pr D.C.Backer de University of California, Berkeley, ce pulsar était également observé à Green Bank, West Virginia, US, avec le radiotélescope de 140ft de 1989 à 1997 ainsi que quelques fois en 2002-2003 avec le nouveau grand radiotélescope de 100 mètres. Ces précieuses données, en particulier celles postérieures au glitch, ont permis de confirmer l’évènement de façon complètement indépendante.

La figure 5.3 montre les résidus de temps d’arrivée mesurés à Nançay (point) et à Green Bank (croix). A partir du glitch en mars 2001, les données sont affichées deux fois, sans aucune correction pour la série de résidus décroissants rapidement et avec la prise en compte du glitch pour les résidus croissants vers le haut dans la continuité des données précédentes. En l’absence de correction du ‘glitch’, les résidus décroissent jusqu’à $\sim -500\mu s$, soit environ un sixième de la période en deux ans. Il faudrait quelque chose comme

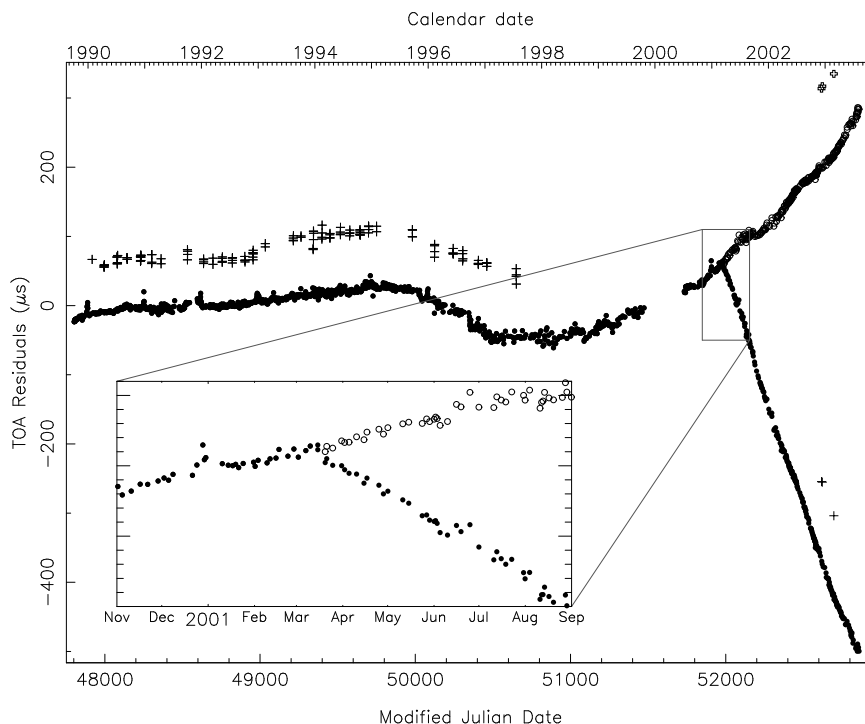


FIG. 5.3 – Résidus de temps d’arrivées du pulsar PSR B1821-24 (période=3.050ms) montrant un ‘glitch’ en mars 2001 (données Nançay - point- et GreenBank -croix-). Après le ‘glitch’, les résidus sont affichés deux fois, sans et avec correction de cet à-coup de rotation (changement de fréquence de 3nHz), avec un agrandissement de quelques mois autour de l’événement.

une quinzaine d’années pour avoir accumulé un décalage d’une période, quantité que l’on peut comparer aux quelques jours typiques des ‘glitches’ violents sur le pulsar du Crabe ou celui de Vela. Les données de Green Bank suivent parfaitement le comportement des données bien plus denses enregistrées à Nançay. L’agrandissement de la figure (en bas à gauche) montre la brièveté du ‘glitch’ ainsi que l’effet de retard dû à la traversée de la couronne solaire par le faisceau radio de ce pulsar quasiment situé dans l’écliptique (à la fin du mois de décembre chaque année). Ce sont les deux-trois points qui sortent sur la gauche de l’agrandissement). On peut d’ailleurs retrouver cet effet sur la figure complète, spécialement sur les premières années (1989, 1990 correspondant à un maximum du cycle solaire). Ce résultat a été publié dans la

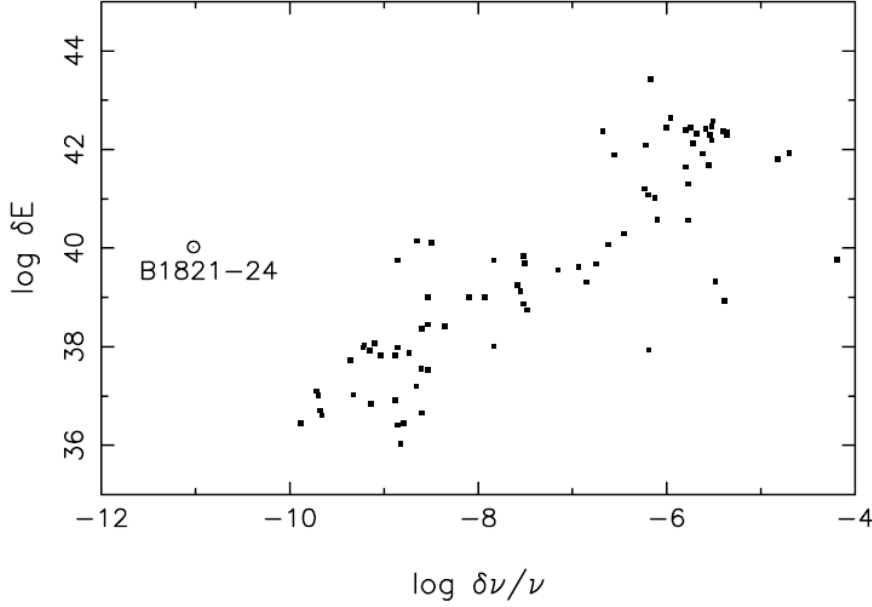


FIG. 5.4 – Changement de l'énergie rotationnelle (δE) en fonction de l'amplitude des 'glitches' ($\delta\nu/\nu$) selon Mandal et al. (2009). Le 'glitch' observé sur le pulsar milliseconde recyclé PSR B1821-24 est clairement en dehors de la distribution moyenne.

revue *Astrophysical Journal* (Cognard & Backer, 2004) et sera trouvé plus loin.

5.2 Discussion

A ce jour, il est admis que les 'glitches' sont fréquents sur les pulsars jeunes et 'adolescents', avec un âge inférieur à 20 000 ans environ. Dans le cadre d'une explication où le 'glitch' libère du stress accumulé entre l'intérieur et la croûte, on peut comprendre pourquoi les pulsars 'adolescents' présentent d'avantage de 'glitches'. Ils ne sont, en effet, ni trop jeunes et encore chauds pour que la libération du stress se fasse de manière progressive et douce, ni trop âgés et n'ayant plus aucune raison d'en accumuler car parvenus à un état d'équilibre. Dans le cas de 'glitches' de grande amplitude sur les pulsars lents, le glitch est en général suivi d'un rétablissement exponentiel de tout ou partie du changement de période, ainsi que d'un possible changement permanent de la dérivée de la période. Les 'glitches' avec un rétablissement exponentiel indiquent bien que l'étoile à neutrons est probablement faite

de deux composantes : un intérieur superfluide et une croûte partiellement couplée. Une fraction des voertex superfluides quantifiés peut être attachée à des défauts dans la croûte piégeant alors le moment angulaire à mesure que l'étoile ralentit et que les voertex migrent vers l'extérieur. (Alpar et al., 1981). Le moment angulaire piégé se libère soudainement au moment du 'glitch' par un phénomène encore mal perçu. Le moment est alors transféré à la croûte et détecté comme une brusque accélération de l'étoile.

Ici, l'âge de PSR B1821-24 est estimé, comme d'habitude, à partir du ralentissement de la rotation à l'aide de l'âge caractéristique donné par $P/2\dot{P}$ (avec l'hypothèse d'un freinage standard, un 'braking index' de 3 (Lyne & Graham-Smith, 1998)). Ce pulsar étant situé dans un amas globulaire (M28), l'estimation de son âge peut être faussée par l'action du potentiel gravitationnel sur la dérivée de la période (une accélération due à ce potentiel se traduisant par une contribution sur la dérivée de la période). Toutefois, Phinney (1993) a montré que la contribution au $\dot{P}$ de cet amas globulaire sur ce pulsar était limité à $0.3 \times 10^{-16} s^{-1}$, soit environ 6% de la valeur de $\dot{P}$. L'âge estimé du pulsar PSR B1821-24 est donc relativement bien établi à 30×10^6 ans et en fait le pulsar le plus jeune parmi les pulsars millisecondes galactiques et d'amas globulaires.

Les caractéristiques spéciales de ce 'glitch' ont poussé Mandal et al. (2009) à proposer que certains pulsars recyclés, et ce pulsar en particulier, soient constitués de particules étranges plutôt que de neutrons ordinaires (a 'strange quark star'). L'âge de PSR B1821-24, un des plus élevés des pulsars présentant des 'glitches', le fait que son champ magnétique soit le plus faible ainsi que son positionnement isolé dans une distribution de la variation d'énergie en fonction de l'amplitude relative supporte l'idée que des particules étranges pourraient entrer dans la composition de l'étoile. Si la variation d'énergie (de l'ordre de $\sim 10^{40}$ erg) est similaire à celle observée dans les 'glitches' des autres pulsars, l'amplitude relative du 'glitch' $\Delta\nu/\nu$ est extrêmement faible due à la grande énergie rotationnelle stockée dans ce pulsar recyclé tournant rapidement sur lui même (voir figure 5.4). Toujours selon Mandal et al. (2009), une étoile à base de particules étranges ne peut faire d'évènement à très grande variation d'énergie ($\sim 10^{42}$ erg), expliquant ainsi l'absence de 'glitches' d'amplitude classique dans les pulsars recyclés.

5.3 Et après...

La détection d'un 'glitch' sur un pulsar milliseconde ne nécessite pas de mode opérationnel particulier. Il apparaît généralement naturellement à l'analyse des temps d'arrivée car ces pulsars présentent une qualité de da-

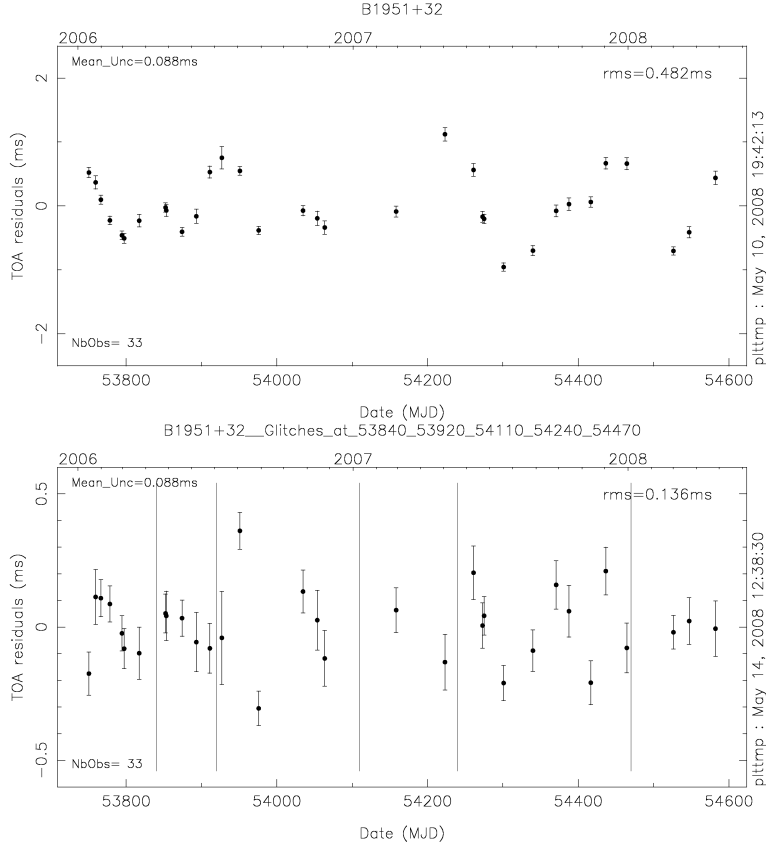


FIG. 5.5 – (haut) Résidus de temps d’arrivée obtenus sur le pulsar PSR B1951+32 à Nançay avec période et dérivée ajustées. (bas) Résidus obtenus en ajustant les paramètres de 5 ‘glitches’ absorbant une bonne partie des variations

tation suffisante pour le voir facilement. Toutefois, la situation n’est pas toujours aussi évidente et il est possible que du bruit de rotation (‘timing noise’) ne soit parfois que la superposition d’un certain nombre de petits ‘glitches’ (Janssen & Stappers, 2006). La figure 5.5 montre le résultat de l’introduction d’un certain nombre de ‘glitches’ lors de l’analyse des données du pulsar PSR B1951+32. Cinq ‘glitches’ ont été répartis sur 2 ans 1/2 pour absorber ce qui apparaît au premier abord comme du bruit de rotation. Ces 5 ‘glitches’ ont donc été introduits avec un écart moyen de ~ 150 jours aux dates MJD 53840, 53920, 54110, 54240 et 54470. L’écart quadratique moyen des résidus de temps d’arrivée est ainsi passé de 482 à $136\mu\text{s}$, une amélioration de près d’un facteur 4 ! L’analyse s’est faite ici étape par étape, en reconnaissant relativement facilement les ‘glitches’ au fur et à mesure que les temps d’arrivée étaient ajoutés de manière chronologique. Toutefois, il est possible

d'imaginer l'existence de 'glitches' d'une amplitude si faible qu'ils soient virtuellement indétectables et uniquement vus comme des variations plus ou moins erratiques des résidus de temps d'arrivée.

Plus de vingt cinq ans après la découverte des pulsars millisecondes recyclés, PSR B1821-24 reste le seul à avoir présenté un tel phénomène. Il n'y a rien de spécial à préparer ou faire ici... juste à suivre un maximum d'objets le plus longtemps possible. Et peut-être qu'un nouveau 'glitch' se produira sur un pulsar recyclé dans un futur proche.

Il est plutôt rassurant qu'aucun autre 'glitch' n'ait été observé sur un pulsar milliseconde recyclé, car ces objets sont utilisés pour contraindre le fond d'ondes gravitationnelles d'origine cosmologique et il est primordial qu'ils soient ultra-stables. Nous risquons donc d'attendre longtemps avant d'avoir un deuxième cas à étudier et cela repoussera d'autant la caractérisation précise des 'glitches' se produisant dans cette population d'objets particuliers ainsi que la détermination des constituants primaires de ces étoiles... quarks ordinaires ou quarks étranges?

A MICROGLITCH IN THE MILLISECOND PULSAR PSR B1821–24 IN M28

ISMAËL COGNARD

Laboratoire de Physique et Chimie de l’Environnement, CNRS, 3A Avenue de la Recherche Scientifique,
F-45071 Orleans, Cedex 2, France; icognard@cnrs-orleans.fr

AND

DONALD C. BACKER

Department of Astronomy, University of California at Berkeley, 601 Campbell Hall, Berkeley, CA 94720-3411; dbacker@astro.berkeley.edu

Received 2004 June 17; accepted 2004 July 23; published 2004 August 6

ABSTRACT

We report on the observation of a very small glitch observed for the first time in a millisecond pulsar, PSR B1821–24, located in the globular cluster M28. Timing observations were mainly conducted with the Nançay radio telescope (France), and confirmation comes from the 140 ft radio telescope at Green Bank and the new Green Bank Telescope data. This event is characterized by a rotation frequency step of 3 nHz, or 10^{-11} in fractional frequency change, along with a short duration limited to a few days or a week. A marginally significant frequency derivative step was also found. This glitch follows the main characteristics of those in the slow-period pulsars but is 2 orders of magnitude smaller than the smallest ever recorded. Such an event must be very rare for millisecond pulsars since no other glitches have been detected when the cumulated number of years of millisecond pulsar timing observations up to 2001 is around 500 for all these objects. However, pulsar PSR B1821–24 is one of the youngest among the old recycled ones, and there is likely a correlation between age, or a related parameter, and timing noise. While this event happens on a much smaller scale, the required adjustment of the star to a new equilibrium figure as it spins down is a likely common cause for all glitches.

Subject headings: pulsars: general — pulsars: individual (PSR B1821–24) — stars: neutron — stars: rotation

1. INTRODUCTION

In long-period pulsars, rotational irregularities are observed that are thought to result from erratic internal structure changes. Two types of irregularities are observed: “timing noise,” which is a slow unpredictable fluctuation of rotation; and “glitches,” which are sudden changes in the rotation rate. Glitches mainly occur in younger pulsars (Lyne et al. 2000) and are usually interpreted as a sudden transfer of angular momentum from a faster rotating component of superfluid to the solid crust of the star (Baym et al. 1969; Anderson & Itoh 1975). These phenomena provide an opportunity to study the internal structure of neutron stars. Days or months are necessary to recover after the glitch, and such long relaxation has been interpreted as strong evidence for superfluid in the neutron star (Sauls 1989). Glitches have been observed with fractional frequency step amplitudes down to the level of 10^{-9} by Shemar & Lyne (1996). They further estimated that 90% of the glitches with size greater than 5×10^{-9} are detected. Despite careful inspection of many years of high-precision timing results of millisecond pulsars (MSPs) by several groups, no glitches have been observed in this subcategory of pulsars. This fact is consistent with the statistical result that the oldest pulsars, like the MSPs, are relatively free from glitches (Lyne et al. 2000). The Nançay radio telescope is involved in a long-term timing program on two MSPs for more than 15 yr. In this Letter, we report the first microglitch observed in a recycled MSP that is 2 orders of magnitude lower than any previously detected.

2. OBSERVATIONS

The timing observations presented here have been conducted at the large decimetric radio telescope (7000 m², equivalent to a 93 m dish) located near Nançay (France). We have gathered observations of PSR B1821–24 since 1989 October about 10 times per month at 1.4 GHz. At Nançay, the pulsar signal is

coherently dedispersed prior to detection by using a swept frequency local oscillator (first at 80 MHz and then at 150 MHz since 2000) in the intermediate frequency chain. The pulse spectra are produced by the station digital autocorrelator. While most timing observations use a fixed center frequency and determine a pulse arrival time at this frequency, our swept-local oscillator approach leads us to determine a frequency of arrival for the start time of the observation by a standard cross-correlation of the daily integrated pulse with a pulse template (Cognard et al. 1996). The Nançay observations, which are occasionally done at 1.68 GHz to monitor the variations of the column density of dispersing electrons, were suspended between 1999 November and 2000 July owing to the upgrade of the telescope. Observations of B1821–24 were also conducted with the 140 ft Green Bank telescope between 1989 and 1997 and briefly with the new 100 m Green Bank Telescope during 2002 and 2003.

The analysis of the pulsar timing data has been carried out by our software package (AnTiOPE) that fits the observations to selected parameters involving the pulsar spin and astrometry along with delays due to dispersive effects (Cognard et al. 1995). The Earth’s orbital motion is obtained from the Jet Propulsion Laboratory ephemerides DE407, and the adopted timescale is international atomic time (TAI). If a model for the times of arrival (TOAs) is complete, then the residuals, observed TOAs minus model TOAs, will have a Gaussian distribution of about zero. A few months after 2001 March, we found that the standard model of B1821–24 was inadequate. Figure 1 shows the timing residuals based on a model up to 2001 March and the abrupt change in slope—a glitch in the rotation frequency. Various checks were done regarding the instrumentation. The most convincing evidence for a real effect came from the lack of any similar effect in the analysis of timing observations of other MSPs in the Nançay program. We also checked that the effect was not a function of the observing

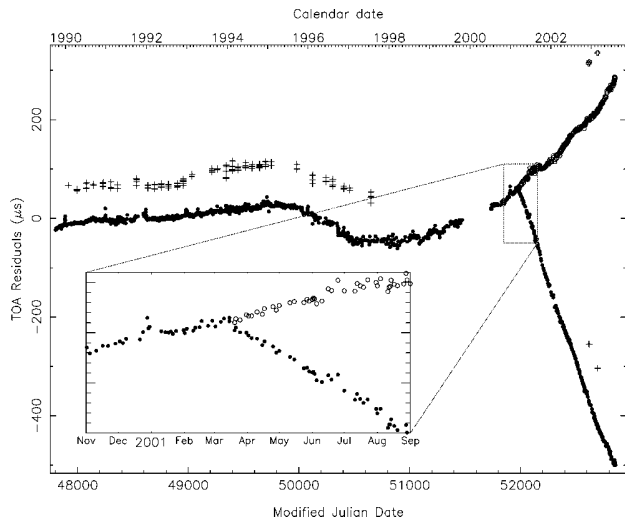


FIG. 1.—Timing residuals of PSR 1821–24 at Nançay Radio Observatory from 1989 October to 2003 August around radio frequency 1.4 GHz. Plus signs from 1989 to 1997 and in late 2002 and early 2003 are Green Bank TOAs. A set of parameters (period, period derivative, position, proper motion, plus a few minors ones) is adjusted over the 1989 October to 2001 February period and used to minimize the TOA residuals. After 2001 March, both TOAs from the original set of parameters and TOAs obtained with a $\delta P/P$ change of 10^{-11} are shown. The inset is an enlargement of the transition region showing that this transition does not last more than a few days or a week. Also clearly visible is the effect of the extra dispersive delay due to the occultation by the solar corona occurring each year around Christmas (Cognard et al. 1996).

radio frequency and therefore could not be the result of dispersion measure variations (Cognard & Lestrade 1997). Moreover, the Green Bank measurements, with two different telescopes before and after 2001 March but at the same frequency, provide confirming evidence (Fig. 1).

3. RESULTS

The parameters of a glitch in rotation (phase step, permanent frequency step, permanent frequency derivative step) were added to AnTiOPE so that we could obtain a consistent overall fit. Table 1 shows the different fitted parameters. We tried to fit for a phase step at the date of the glitch, but nothing reliable was found. A step of the order of $15 \mu\text{s}$ was found, but at the price of a very clear discontinuity in the TOA residuals. We decided not to include this parameter in the fit. A frequency derivative step was also found, but its significance was marginal and the presence of timing noise is a significant source of systematic error. The timing noise of the event (inset of Fig. 1), which is limited to less than a week, is the most important fact that leads to our glitch interpretation, as opposed to timing noise as discussed below.

Because of the dramatic change seen, we are driven to also explore the pulsar spin frequency variability by binning data before and after the glitch. A robust approach was then chosen with independent fits over different subsets of data. Fits for frequency (and arbitrary rotational phase) were done over data sets with durations of 100 and 365 days. The position and proper-motion parameters from the whole data set were used to fix the position in each data subset. The results in Figure 2 show a frequency step of approximately 3 nHz, or 10^{-11} in fractional frequency change, occurring in 2001 March. Note that in both cases, 100 or 365 days, the data bins were phased with the date of 2001 March 10 when the event is assumed to have occurred. Despite some obvious noise in the rotational

TABLE 1

PSR B1821–24 PARAMETERS OBTAINED WITH ANALYSIS SOFTWARE AnTiOPE, TAI TIMESCALE, AND JPL-DE407 EPHEMERIS

Parameter	Value
Spin and Astrometry Parameters	
Frequency (Hz)	327.405641011622(5)
Frequency first derivative (Hz s^{-1})	$-173.5288(1)\text{E}-15$
Frequency second derivative (Hz s^{-2})	$-4.15(7)\text{E}-26$
Epoch	2451468.5
R.A. (J2000.0)	$18^{\text{h}}24^{\text{m}}32^{\text{s}}.00821(3)$
Decl. (J2000.0)	$-24^{\circ}52'10''.784(8)$
R.A. proper motion (mas yr^{-1})	$0.27(8)$
Decl. proper motion (mas yr^{-1})	$-15.2(16)$
Glitch Parameters	
Glitch epoch	2451980.0
Glitch frequency step (Hz)	$3.12(3)\text{E}-9$
Glitch frequency derivative step (Hz s^{-1})	$5.9(5)\text{E}-18$

frequency (e.g., during 1996), the frequency step is confirmed. The frequency residuals could be further characterized as showing a glitch in frequency derivative in late 1996 with magnitude of 0.5 nHz yr^{-1} , or $1.7 \times 10^{-17} \text{ s}^{-2}$; we will not discuss this possibility further in this short account. However, note the long-term nature of this episode contrasting with the sudden frequency change of the 2001 glitch.

The 2001 March frequency glitch is 2 orders of magnitude lower than any previously observed. The smallest ones were observed at the level of 10^{-9} in pulsars 0525+21 (Downs 1982), 1907+00 (Gullahorn et al. 1976), and 0740–28 (D’Alessandro et al. 1993). However, discrimination between glitches and timing noise is difficult at this level. Shemar & Lyne (1996) estimated that 90% of the glitches with relative frequency step greater than 5×10^{-9} were detected. Here we are observing an MSP with a typical TOA uncertainty of $2 \mu\text{s}$, which together with a high timing precision and stability allows easy detection of a glitch as small as 10^{-11} . This small event may indicate a new regime in the evolution of neutron star internal structure. Indeed, there are some very small glitches that may have been identified of both signs in term of rotational

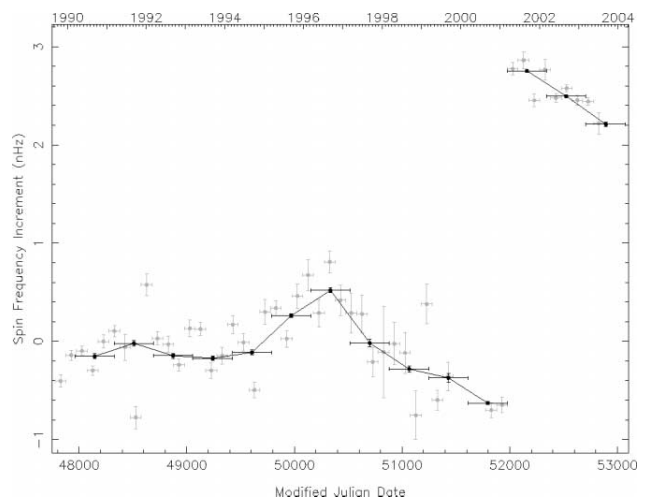


FIG. 2.—Evolution of the PSR B1821–24 rotational frequency. Variations around a mean value are plotted in units of nanohertz as a function of the date. The black points and line are for frequencies determined over a full year (365 days), while gray points were obtained over shorter data spans of only 100 days. Horizontal error bars indicate the duration of the box used to derive the value. The glitch occurring in 2001 March is clearly visible as a step of the order of 3 nHz.

frequency increment from the very young Vela pulsar (Cordes et al. 1988). More events in B1821–24 and other MSPs are required to provide a clearer picture. Part of the surprise and significance is that other MSPs are so stable. PSR B1937+21 is known to be unstable at the microsecond level (Kaspi et al. 1994; Lommen & Backer 2001), but no glitches down to the 10^{-11} level have been seen in over 20 years. The same is true for many other MSPs. We estimate that the cumulated number of years of MSP timing observations up to 2001 is around 500 for all objects.

In order to assess the amount of potential timing noise present in B1821–24 data, we performed a fit of harmonically related sinusoids to the timing residuals in the interval preceding the 2001 March microglitch following the work of Hobbs (2002). The rms of the curve produced can be seen as a measure of the timing noise present in the data. The value obtained for B1821–24 is $24 \mu\text{s}$. This value is a reasonable extrapolation of the trend of rms versus period derivative $\dot{P}$ found by Hobbs (2002) and earlier authors. The value is larger than but comparable to that of the 1.5 ms pulsar B1937+21 but significantly larger than that for other MSPs (Backer 2004).

In the known large glitches in slow pulsars, the sudden increase in rotational frequency is followed by an exponential recovery and a possible permanent change in period derivative. Glitches with exponential recovery observed in young pulsars indicate that the neutron star is probably made of two components, crust and superfluid interior, that are partially coupled together. A fraction of the quantized, superfluid vortices can be pinned to defects in the crust to trap angular momentum as the star spins down and the vortices migrate outward (Alpar et al. 1981). The trapped angular momentum is suddenly released at the time of a glitch by an unexplained catastrophic unpinning event where angular momentum is transferred from the inner part of the crust to the crust to produce the observed speedup.

Glitch activity is thought to be maximum for young or adolescent pulsars, with ages up to 2×10^4 yr. Ages of pulsars are usually estimated from the rotation evolution with a characteristic age given by $P/2\dot{P}$ assuming a magnetic dipole braking index of 3 (Lyne & Graham-Smith 1998). Determination of the age of a pulsar in a globular cluster can be corrupted by the gravitational potential through the period derivative measurements. However, Phinney (1993) showed that contribution from the cluster to the period first derivative is limited to 6% with a $\dot{P}$ term of 0.3^{-16} s^{-1} at maximum. The characteristic age

of 30×10^6 yr for B1821–24 is therefore fairly well established and makes this MSP the youngest among the globular cluster and Galactic field MSPs.

Cordes et al. (1988) find a bimodal distribution of discontinuities in the timing record of the Vela pulsar. The large events are the conventional “glitches” showing sudden spin-up and subsequent exponential decay and amplitudes ($|\Delta\nu/\nu|$) of $\sim 10^{-6}$. They call the small events “microjumps.” These have amplitudes of $\sim 10^{-9}$ and are *not* merely scaled down versions of the glitches. They suggest that random timing noise in other pulsars is caused by unresolved microjumps. With just a single event in the ensemble of MSP timing records, it is difficult to speculate on how the glitch, jump, and timing noise properties evolve with age and magnetic field. For example, Lyne et al. (2000) say “there is a broad range of glitch amplitude, and there is a strong indication that pulsars with large magnetic fields suffer many small glitches while others show a smaller number of large glitches.” Applying this to MSPs with small magnetic fields, we see that they should exhibit a small number of large glitches. One microglitch does not fit in with this statement beyond suggesting that a wide distribution of glitch amplitudes is possible. Glitch amplitude distribution and timing noise (e.g., Backer 2004; Hobbs 2002) in the MSP population will give us more insight into the nature of neutron star interiors in the future.

4. SUMMARY

For the first time, a glitch was observed in a recycled MSP. We must note that this pulsar appears to be one of the younger MSPs. Long-term observations of recycled pulsars are needed to assess the effect of this behavior and influence on long-term studies like the search for the background of primordial gravitational waves. If other glitches are detected in very stable recycled pulsars, the perspective of such long-term goals will need to be considered again.

I. C. thanks G. Theureau and R. W. Hellings for fruitful discussions and the support of the Nançay Radio Observatory, which is part of the Paris Observatory, associated with the French Centre National de la Recherche Scientifique. The Nançay Observatory also gratefully acknowledges the financial support of the Region Centre in France. D. C. B. acknowledges both the staff at the National Radio Astronomy Observatory and NSF grants.

REFERENCES

- Alpar, M. A., Anderson, P. W., Pines, D., & Shaham, J. 1981, *ApJ*, 249, L29
 Anderson, P. W., & Itoh, N. 1975, *Nature*, 256, 25
 Backer, D. C. 2004, in *Binary Radio Pulsars*, ed. F. A. Rasio & I. H. Stairs (San Francisco: ASP), in press
 Baym, G., Pethick, C., Pines, D., & Ruerman, M. 1969, *Nature*, 224, 872
 Cognard, I., Bourgois, G., Lestrade, J.-F., Biraud, F., Aubry, D., & Darchy, B. 1995, *A&A*, 296, 169
 ———. 1996, *A&A*, 311, 179
 Cognard, I., & Lestrade, J.-F. 1997, *A&A*, 323, 211
 Cordes, J. M., Downs, G. S., & Krause-Polstorff, J. 1988, *ApJ*, 330, 847
 D’Alessandro, F., McCulloch, P. M., King, E. A., Hamilton, P. A., & McDonnell, D. 1993, *MNRAS*, 261, 883
 Downs, G. S. 1982, *ApJ*, 257, L67
 Gullahorn, G. E., Payne, R. R., Rankin, J. M., & Richards, D. W. 1976, *ApJ*, 205, L151
 Hobbs, G. 2002, Ph.D. thesis, Univ. Manchester, Jodrell Bank Obs.
 Kaspi, V. M., Taylor, J. H., & Ryba, M. 1994, *ApJ*, 428, 713
 Lommen, A. N., & Backer, D. C. 2001, *ApJ*, 562, 297
 Lyne, A. G., & Graham-Smith, F. 1998, *Pulsar Astronomy* (Cambridge: Cambridge Univ. Press)
 Lyne, A. G., Shemar, S. L., & Graham-Smith, F. 2000, *MNRAS*, 315, 534
 Phinney, E. S. 1993, in *ASP Conf. Ser. 50, Structure and Dynamics of Globular Clusters*, ed. S. G. Djorgovski & G. Meylan (San Francisco: ASP), 141
 Sauls, J. A. 1989, in *Timing Neutron Stars*, ed. H. Ögelman & E. P. J. van den Heuvel (Dordrecht: Kluwer), 457
 Shemar, S. L., & Lyne, A. G. 1996, *MNRAS*, 282, 677

Chapitre 6

Le magnetar XTE 1810-197

Les pulsars de la classe 'Anomalous X-ray Pulsars' (AXP) sont des étoiles à neutrons caractérisées par un rayonnement X très intense et très variable dont on pense, selon le modèle du 'magnetar', qu'il est alimenté par un champ magnétique extrêmement puissant ($> 10^{14}\text{G}$). C'est en 2003 qu'a été découvert le pulsar 'transient anomalous X-ray' (AXP) XTE J1810-197 lorsque sa luminosité X a été multipliée par 100 (Ibrahim et al., 2004) par rapport à son état stable d'inactivité qu'on lui connaissait depuis plus de 20 ans (Halpern & Gotthelf, 2005). Le pulsar a été découvert avec une période de rotation $P=5.54\text{s}$ et un ralentissement très variable au niveau de $\dot{P} \sim 10^{-11}\text{s/s}$, déjà observé pour les magnetars. Un an après son 'burst' en rayons X, une source radio avait été localisée (Halpern et al., 2005) mais il a fallu attendre des observations spécifiques menées au radiotélescope de Parkes pour qu'un pulsar radio très intense soit détecté à la bonne période de rotation de 5.54s (Camilo et al., 2006). Le pulsar radio apparaît alors comme une source très intense d'impulsions individuelles, variables et très polarisées linéairement. Au dessus de 20GHz, c'est même l'étoile à neutrons la plus brillante connue. Cette position du ciel avait en fait été pointée lors du grand programme de recherche de pulsars conduite au radiotélescope de Parkes (Pulsar Multi-Beam Pulsar survey, Manchester et al. (2001)) en 1997 et 1998. Aucune détection de pulsations à 5.5s n'a pu être trouvée rétrospectivement dans ces observations 'pre-burst'. Il est ainsi proposé que le 'burst' de 2003 pourrait avoir allumé le pulsar radio, en tout cas l'avoir rendu détectable.

6.1 Des observations quotidiennes à Nançay

Juste après la découverte du pulsar radio, nous avons débuté une campagne d'observations intense au radiotélescope de Nançay en collaboration

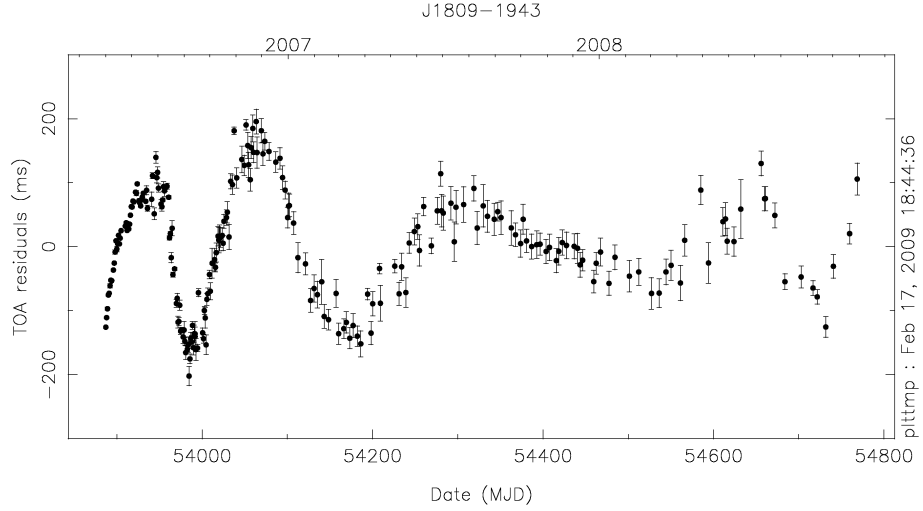


FIG. 6.1 – Résidus de temps d’arrivée obtenus sur les observations du magnétar PSR J1809-1943 effectuées à Nançay jusqu’à ce qu’il devienne indétectable fin 2008.

avec F.Camilo de Columbia University. A partir du 1er juin 2006 et jusqu’en octobre, les observations ont été quasi-quotidiennes pour passer à un rythme d’une observation tous les 2-3 jours ensuite. Ces observations ont été effectuées avec le dédisperseur cohérent BON (voir 2.3.3) sur une bande totale de 64MHz. A partir de juillet 2006, j’ai utilisé un second système pour enregistrer le signal que l’on appelle le **sefram**. Il s’agit tout simplement d’un détecteur de puissance suivi d’un convertisseur 12bits échantillonnant les deux polarisations verticales (Est et West à 45° de l’horizontale) toutes les 2ms sur une bande passante de 50MHz autour de 1410MHz. Une résolution de 2ms, soit $\sim 4 \times 10^{-4}$ de la période (ou 2750 échantillons par période), se révélera suffisante pour étudier les impulsions individuelles de ce pulsar hors norme.

Les observations quasi-quotidiennes ont permis de montrer toute la variabilité de la forme de l’impulsion radio. Une énorme diminution du ralentissement a été mesurée et fin juillet 2006 une brusque diminution semble concomitante avec une diminution également soudaine de la densité de flux du pulsar. Ces résultats ont été publiés dans un article de la revue *Astrophysical Journal* en 2007, (Camilo et al., 2007a), trouvé plus loin. Notons l’existence d’un deuxième article utilisant une partie des données obtenues à Nançay pour l’étude du spectre électromagnétique de cet objet unique (Camilo et al., 2007b).

Depuis juin 2006, les observations du pulsar/magnetar PSR J1809-1943

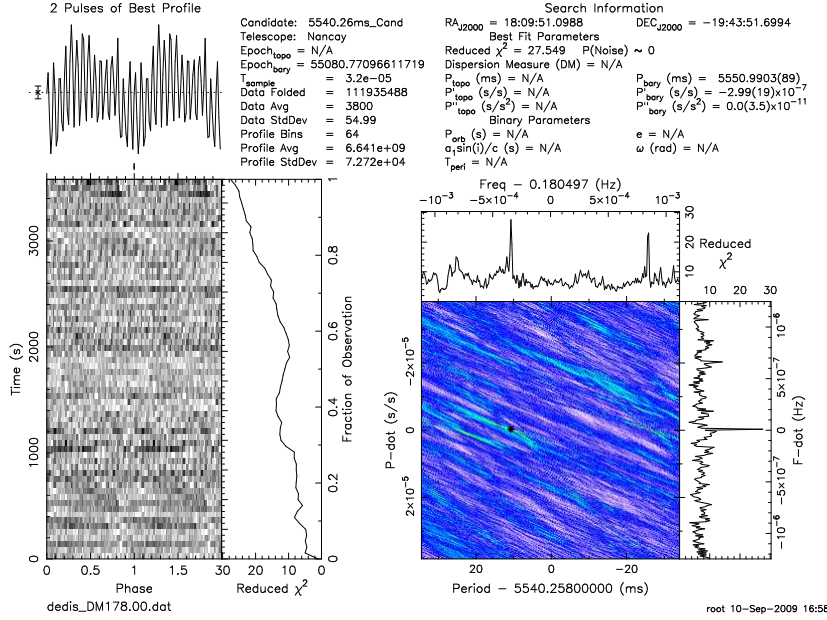


FIG. 6.2 – Observation du magnétar PSR J1809-1943 effectuée en mode 'recherche' le 6 septembre 2009, suite à plusieurs non-détections avec l'instrumentation BON utilisée en mode de dédispersion cohérente et intégration à la période du pulsar (5.5sec). Aucune détection probante n'est confirmée.

se poursuivent, et avec des dérivées de la fréquence de rotation jusqu'au 7ème ordre (F0 à F7 au sens de tempo2), il m'a été possible de connecter tous les temps d'arrivée et d'obtenir des résidus caractérisés par un écart-type de moins de 100ms (voir figure 6.1). Cet objet semble toujours entaché d'irrégularités de rotation. Après la campagne d'observation intensive, j'ai poursuivi les observations du pulsar/magnetar à Nançay en 2007 et 2008 mais celui-ci devenait de plus en plus faible. Mi-2008, le passage au dédispenseur à GPU avec 128MHz a permis de prolonger un peu la période de détection et le pulsar est malheureusement devenu définitivement invisible en octobre 2008.

6.2 Un comportement hors norme...

En 2008, le pulsar est donc devenu très difficile à détecter et à la fin de l'année le signal a été perdu. Quelques tentatives d'observation en mode 'recherche' ont été menées sans succès. La figure 6.2 montre le résultat d'une

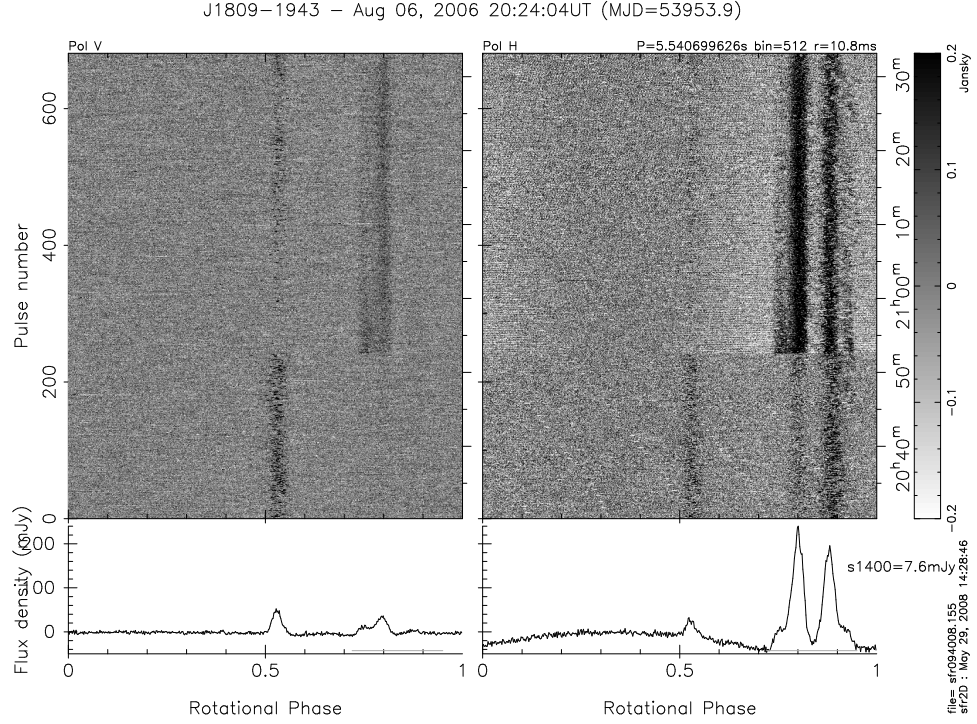


FIG. 6.3 – Tracé de l'évolution du profile radio du magnetar PSR J1809-1943 (XTE1810-197) enregistré environ 1 heure (~ 700 pulses) le 6 août 2006 au radiotélescope de Nançay avec le 'sefram' numérique (signal d'une bande de 50MHz détecté et échantillonné à 2ms)

recherche effectuée au DM de 178 pc.cm^{-3} autour de la période de 5.5 secondes sur une observation du 6 septembre 2009. Aucune détection n'a pu être confirmée et il semble bien que ce pulsar soit passé sous le seuil de détection du radiotélescope de Nançay ou même que le processus d'émission radio se soit arrêté.

Enfin, mentionnons des données encore à l'état quasi-brute et en attente d'analyse plus poussée. En juillet et août 2006, les observations que j'ai effectuées avec le sefram (une bande de 50MHz à 1410MHz échantillonnée à 2ms) ont montré un comportement des plus étonnants. Des modifications extrêmement brutales de l'émission du magnetar ont été observées à plusieurs reprises. La figure 6.3 montre l'observation du 6 août 2006 où une vingtaine de minutes après le début, l'impulsion a complètement changé de forme avec un comportement différent selon la polarisation linéaire Est ou

West. Une poignée d'évènements de ce type (avec parfois du 'drifting', voir figure 6.4) ont été enregistrés au cours de ces deux mois où le magnetar était encore suffisamment intense pour que les impulsions individuelles soient aisément visibles. En conjonction avec l'inspection approfondie de l'évolution des temps d'arrivée, l'analyse de ces évènements particuliers a commencé. Il me reste à finaliser ce travail et en faire une publication.

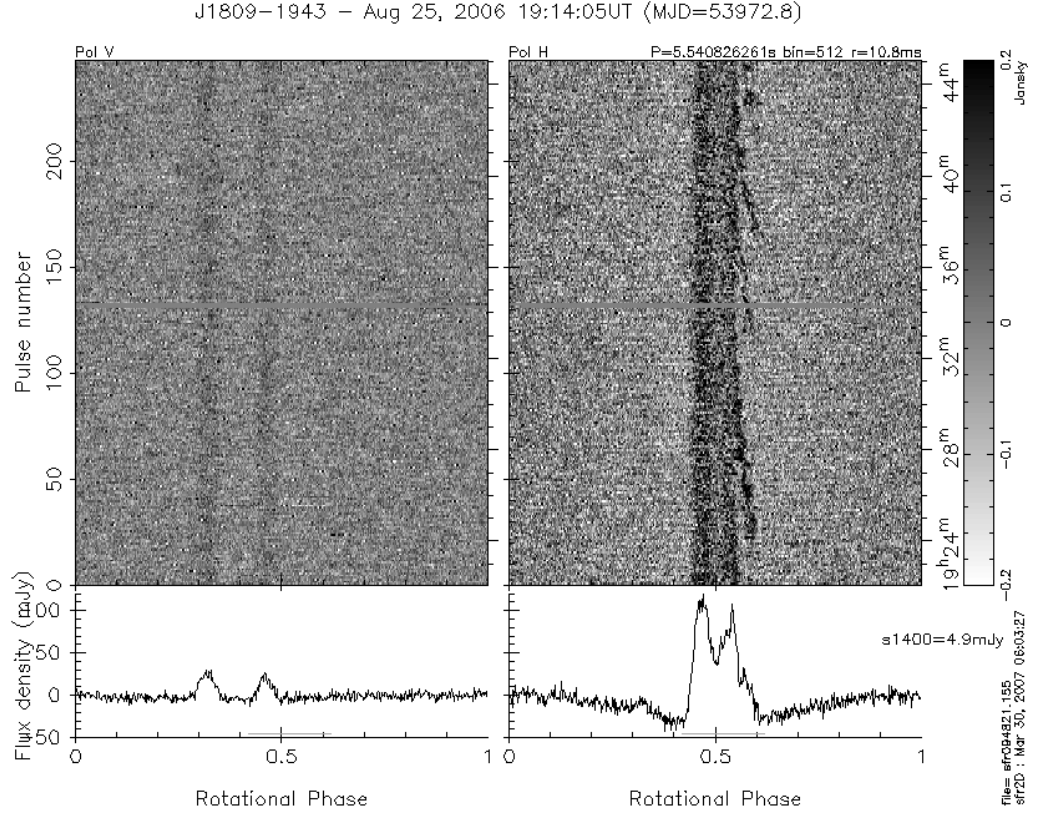


FIG. 6.4 – Tracé de l'évolution du profile radio du magnetar PSR J1809-1943 (XTE1810-197) enregistré environ 23 minutes (~ 250 pulses) le 25 août 2006 au radiotélescope de Nançay. Dans la polarisation horizontale H, des structures en retard rattrape l'impulsion principale en quelques dizaines de rotations de l'étoile. Cet étrange phénomène a lieu plusieurs fois, avec une périodicité plus ou moins régulière.

THE MAGNETAR XTE J1810–197: VARIATIONS IN TORQUE, RADIO FLUX DENSITY, AND PULSE PROFILE MORPHOLOGY

F. CAMILO,¹ I. COGNARD,² S. M. RANSOM,³ J. P. HALPERN,¹ J. REYNOLDS,⁴ N. ZIMMERMAN,¹
 E. V. GOTTHELF,¹ D. J. HELFAND,¹ P. DEMOREST,⁵ G. THEUREAU,² AND D. C. BACKER⁵

Received 2006 October 22; accepted 2007 March 19

ABSTRACT

We report on 9 months of observations of the radio-emitting anomalous X-ray pulsar XTE J1810–197 starting in 2006 May using the Nançay, Parkes, Green Bank Telescope, and VLA telescopes mainly at a frequency of 1.4 GHz. The torque experienced by the neutron star during this period, as inferred from a measurement of its rotational frequency derivative, decreased by 60%, although not in a steady manner. We have also observed very large ongoing fluctuations in flux density and pulse shape. Superimposed on these, a general diminution of flux density and a broadening of the pulse profile components occurred nearly contemporaneously with a decrease in torque of about 10% that took place in late 2006 July over an interval of 2 weeks. After a slight increase in average flux density, since 2006 October the flux density has continued to decline and the pulse profiles, while still varying, appear more uniform. In addition, a simultaneous observation of the pulsar with the *Chandra X-ray Observatory* and the Green Bank Telescope allows us to show how the X-ray and radio profiles are aligned. We discuss briefly the implications of these results for the magnetospheric currents in this remarkable object.

Subject headings: pulsars: individual (XTE J1810–197) — stars: neutron

1. INTRODUCTION

The transient anomalous X-ray pulsar (AXP) XTE J1810–197 ($P = 5.54$ s) was discovered in early 2003, when its X-ray luminosity increased ~ 100 -fold (Ibrahim et al. 2004) compared to the quiescent state maintained for >24 yr (Halpern & Gotthelf 2005). Initial X-ray observations revealed unsteady spin-down with $\dot{P} \approx 10^{-11}$ (implying a surface magnetic dipole field strength $B \approx 2 \times 10^{14}$ G) that varied by up to a factor of 2 within a few months of the outburst. Such rotational instability has been observed in other magnetars (see Woods & Thompson 2006 for a review of the properties of magnetars).

The origin of a radio source positionally coincident with the pulsar (Halpern et al. 2005) was clarified by the detection of strong, narrow, highly linearly polarized radio pulses once per stellar rotation (Camilo et al. 2006). This emission has several unique characteristics. First, it is at least 1 order of magnitude brighter than in the late 1990s, when it was undetected; presumably the radio source turned on following the X-ray outburst. Just as the X-ray flux has now decayed to a level approximating the historical low state (Gotthelf & Halpern 2007), the radio emission can be expected to cease “shortly.” In the initial observations, Camilo et al. (2006) also noted that the radio flux density of XTE J1810–197 varied on timescales of approximately 1 day in a manner inconsistent with interstellar scintillation, implying large day-to-day radio luminosity changes not seen in ordinary pulsars. The “average” pulse profiles were also found to change in a manner seemingly inconsistent with variations observed in other neutron stars. Lastly, the magnetar has a very flat radio spectrum

and has been detected at higher radio frequencies than any other pulsar.

These unusual characteristics of XTE J1810–197 presumably reflect different physical conditions in its magnetosphere compared with those of both ordinary radio pulsars and persistent magnetars, which so far have shown no evidence of magnetospheric radio activity (e.g., Burgay et al. 2006). The study of this radio emission thus provides a new window into the coronae of magnetars. We summarize here some results from our monitoring program of XTE J1810–197, focusing on rotational, flux density, and pulse profile evolution.

2. DATA ACQUISITION, ANALYSIS, AND RESULTS

2.1. Observations

2.1.1. Nançay

We have observed XTE J1810–197 at Nançay since 2006 June 1 (MJD 53887) with typical integration times of 15–60 minutes using the Berkeley-Orleans-Nançay (BON) coherent dedispersor (Cognard & Theureau 2006) based on a Serendip V spectrometer.⁶ The Nançay radio telescope has a gain of 1.5 K Jy^{-1} and a system temperature of 47 K at 1.4 GHz in the direction of XTE J1810–197, which this meridian-type telescope can track for 1 hr each day. We monitored the pulsar nearly every day until 2006 October, and have done so every 2–3 days on average since then. The last observations reported on here are from 2007 January 27. Dedispersion of a 64 MHz band centered on 1398 MHz is done coherently into sixteen 4 MHz channels using a 64-node computer cluster, with each data stream then folded every 2 minutes at the pulsar’s predicted period. In Figure 1 we show the daily folded pulse profiles obtained in the linear horizontal polarization (with dipole orientation parallel to the ground) after excising significant levels of radio frequency interference (RFI). Regional telephone relay and radio transmitters use the

¹ Columbia Astrophysics Laboratory, Columbia University, New York, NY 10027.

² Laboratoire de Physique et Chimie de l’Environnement, CNRS, F-45071 Orleans, Cedex 2, France.

³ National Radio Astronomy Observatory, Charlottesville, VA 22903.

⁴ Australia Telescope National Facility, CSIRO, Parkes Observatory, Parkes, NSW 2870, Australia.

⁵ Department of Astronomy, University of California, Berkeley, CA 94720-3411.

⁶ See <http://seti.berkeley.edu/casper/projects/SERENDIP5/>.

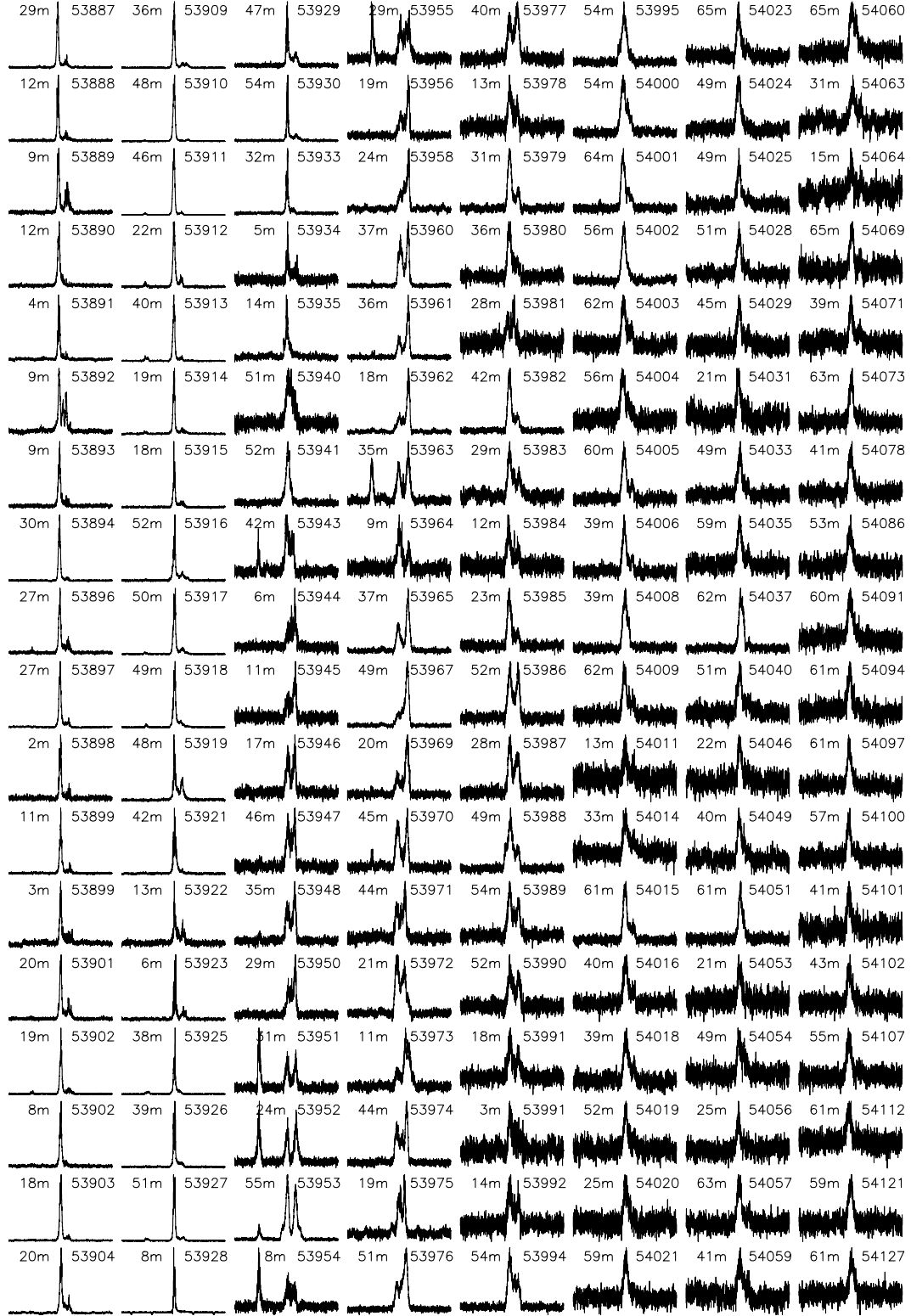


FIG. 1.—Daily pulse profiles from XTE J1810–197 recorded in the linear horizontal polarization at Nançay at a frequency of 1.4 GHz across a bandwidth of 64 MHz (§ 2.1.1), each displayed with 2048 bins (the first is from 2006 June 1 and the last from 2007 January 27). We aligned these profiles using an ephemeris containing 11 frequency derivatives that resulted in featureless residuals (see § 2.2). Each profile is labeled with the effective integration time (i.e., after the removal of RFI) in minutes to its left and the observing date (MJD) to its right. In some cases minor artifacts remain, due to incompletely excised RFI.

vertical polarization, leading to much more severe RFI in that channel. However, the radio emission from XTE J1810–197 is highly polarized (Camilo et al. 2007) and fortuitously is much stronger in the direction parallel to the ground at Nançay, so that the vertical signal is in any case usually very small (the parallactic angle change during the maximum integration is a negligible $\pm 2.5^\circ$).

Since 2006 July we have used a second observing system in parallel with BON, where square-law detectors sampled every 2 ms record the total power for each polarization channel in a 50 MHz band centered on 1410 MHz. These data are flux calibrated by the firing of a calibrated pulsed noise diode at the beginning of each observation. However, this detector’s sampling rate is not stable enough for pulsar timing purposes, for which we use the accurately time-tagged BON records.

We have used data from both systems to obtain flux density estimates for the daily profiles. The square-law detected outputs suffer less from RFI (because of their higher central frequency and narrower bandwidth) and are accurately flux calibrated. On the other hand, removal of RFI in these records is complicated by the lack of frequency resolution. For BON data we first carefully removed RFI in the time–frequency plane and then used the radiometer equation, along with the known telescope noise characteristics, to convert the rms noise fluctuation in the off-pulse part of the profiles to a Jansky scale. We determined this conversion factor for the horizontal polarization and applied it to both channels. We then added the corresponding profiles from both polarizations and, by integrating the area under each profile, finally measured the pulsed flux density. On most days the flux densities estimated from the two systems agree to within $\sim 25\%$, and hereafter we use only the BON values.

It is evident from Figure 1 that the pulse profiles are not stable, particularly for the 2 months following late 2006 July (MJD 53935 is July 19). This presents obvious difficulties for obtaining pulse times of arrival (TOAs) by following the usual prescription of cross-correlating a “standard profile” with each day’s profile. Instead, we obtain TOAs from the maximum of a parabola fitted to one pulse profile component that we assume, regardless of variations, corresponds to the same longitudinal fiducial point on the pulsar. We choose for this fiducial point the left-most of the (typically) two components that make up the main cluster of emission. This choice is motivated by the facts that, within our large and densely sampled set of observations, (1) the longitudinal separation between the corresponding peaks ($0.08P$) remains essentially fixed even as the profiles vary enormously (e.g., see the profiles for MJDs 53929 and 53977 in Fig. 1, for which the fiducial points are effectively the peaks of, respectively, the highest and lowest clearly visible pulse components); and (2) the angular separation between the left-most peak and the “precursor” visible on some days, 0.3 in pulse phase preceding it (which is generally much fainter than the main components, but not always: see, e.g., the profiles for MJDs 53925 and 53951), also remains constant within the uncertainties. Also commending this method is the empirical consideration that it works well, with only a handful of TOAs rejected, because their prefit residuals are particularly large, owing presumably to “awkward” pulse shapes. The TOAs thus obtained for timing purposes (§ 2.2) also match (up to a constant offset of ≈ 25 ms) those obtained via the standard cross-correlation method for data acquired before mid 2006 July (when profile variation was relatively small).

2.1.2. *Parkes*

The first detection of radio pulsations from XTE J1810–197 took place at the ATNF Parkes telescope on 2006 March 17, with

confirmation following on April 25 (Camilo et al. 2006). Since then we have observed the pulsar there at frequencies ranging from 0.7 to 8.4 GHz using a variety of spectrometers. Unless otherwise noted, in this paper we use only 1.4 GHz data, obtained with the analog filterbanks as described by Camilo et al. (2006).

The 1.4 GHz Parkes data set is very sparse by comparison with Nançay’s, but is particularly useful here for two purposes: to extend the overall timing span by more than 1 month, and to perform consistency checks on the timing solution using two independent sets of TOAs. Because the vast majority of the Parkes data used here were obtained before late 2006 July (when pulse shapes were relatively stable; see Fig. 1 and § 2.1.1), the standard cross-correlation method that we used to obtain these TOAs works well enough.

2.1.3. *GBT*

We have observed XTE J1810–197 at the NRAO Green Bank Telescope (GBT) since 2006 May 2 at frequencies spanning 0.3–42 GHz. Very few of these data are at 1.4 GHz. Starting in 2007 January, after the monitoring rate decreased substantially at Nançay (§ 2.1.1), we increased GBT monitoring at 1.9 GHz, with data collected as described by Camilo et al. (2006). The TOAs derived from these data, using the standard cross-correlation method with pulse profiles that vary little, are used to complement Nançay TOAs. Also, using the large gain, bandwidth, and frequency agility of GBT, we have obtained very high quality pulse profiles at a number of widely separated frequencies that illustrate the remarkable time variation in pulse shapes displayed by this magnetar. Some examples of this collection at a frequency of 1.9 GHz are shown in Figure 2.

2.1.4. *VLA*

We have used a subarray of the NRAO Very Large Array (VLA) to measure with high precision the flux density of XTE J1810–197 at 1.4 GHz on 13 days between 2006 February 28 and September 5. During a typical observation we accumulate 40 minutes of on-source visibilities in continuum mode, with a bandwidth of 100 MHz. Each observation begins with a ≈ 5 minute scan of a flux calibrator, either 3C 286 or 3C 48. The remainder of the observation consists of three ≈ 2 minute scans of the phase calibrator 1811–209 interspersed with two ≈ 20 minute on-source scans. The recorded visibilities are calibrated and imaged using standard procedures in the Astronomical Image Processing System. Due to variations in the array configuration, the number of antennas used, and the amount of observing time allocated, the errors in our flux density measurements range between 0.2 and 1.0 mJy.

2.1.5. *Chandra*

XTE J1810–197 was observed with the *Chandra X-ray Observatory* on 2006 September 10–11 using the back-illuminated S3 chip of the ACIS-S CCD detector in TIMED/VFAINT mode with a subarray readout that provided a time resolution of 0.441 s and a dead time of 9%. Data were acquired continuously over an interval of 8.4 hr starting at 19:40 UT with no background contamination. All photon arrival times were corrected to the solar system barycenter (TDB) using the pulsar position given in Table 1, the JPL DE200 ephemeris, and the *axbary* task in the Chandra Interactive Analysis of Observations. Photons falling within an aperture of radius $3''$ centered on XTE J1810–197 were extracted from the standard processing event level 2 data files, and a total of 7014 counts were accumulated in the 0.5–3.0 keV energy range, chosen to maximize the source signal-to-noise ratio.

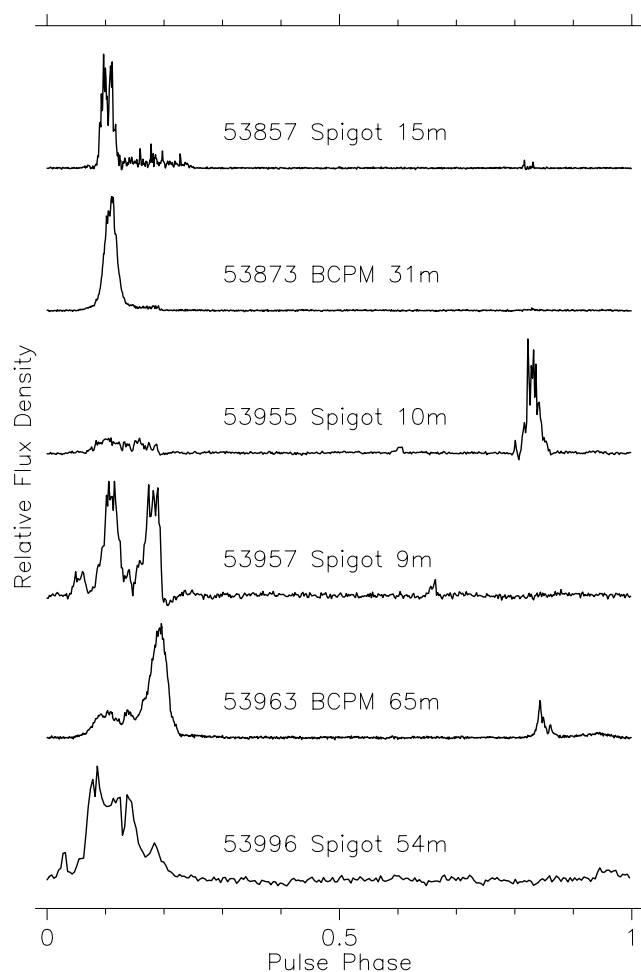


FIG. 2.—Changing pulse shapes of XTE J1810–197 from GBT observations. All profiles were aligned with the polynomial used for Fig. 1. The labels list the observation date (MJD), spectrometer used, and effective integration time in minutes. Spigot (Kaplan et al. 2005) data were recorded across a 600 MHz band centered at 1.95 GHz, while a 134 MHz band centered on 1.85 GHz was used for BCPM (Backer et al. 1997). Note the low-level emission near phases 0.8 on MJD 53857, 0.6 on MJD 53955, 0.65 on MJD 53957, and 0.95 on MJD 53963. See also Fig. 5.

The barycentered photon arrival times were folded at epoch MJD 53989.0 (midnight TDB on September 11) into 10 bins using $P = 5.540362$ s determined from a simultaneous radio observation at the GBT (see § 2.2.1).

2.2. Timing

We have used the available TOAs (§§ 2.1.1–2.1.3), along with the TEMPO⁷ software, to obtain the timing solution that describes the rotational history of XTE J1810–197 during 2006 May–2007 January. Because of the changing pulse shapes and heterogeneity of the available data (§ 2.1), particular care must be taken with this process.

First we used Nançay TOAs to obtain a solution beginning in 2006 June. Starting with a handful of TOAs and an initial solution fitting only for rotational phase and frequency $\nu = 1/P$, we subsequently added $\dot{\nu}$ as needed. We then added one TOA at a time, paying particular attention to its prefit residual and corresponding pulse shape, as well as the postfit residuals and fit parameters. In this way we eliminated seven TOAs, from a set of

TABLE 1
TIMING PARAMETERS FOR XTE J1810–197

Parameter	Value
R.A.	18 ^h 09 ^m 51.087 ^s
Decl.	−19°43′51.93″
DM (cm ^{−3} pc).....	178.0
Epoch (MJD).....	54000.0
ν (s ^{−1}) ^a	0.180493891(6)
$\dot{\nu}$ (10 ^{−13} s ^{−2}) ^a	−2.53(1)
MJD range	53850–54127

NOTES.—The celestial coordinates were held fixed at the values obtained from VLBA observations (Helfand et al. 2007), and the DM was held fixed at the value obtained from simultaneous 0.7 and 2.9 GHz observations (Camilo et al. 2006).

^a These two parameters are sufficient to obtain a phase-connected solution encompassing the MJD range, but do not fully describe the rotation of the neutron star. They are nonstationary and, strictly, not predictive. See Fig. 3 and § 2.2 for more details.

144, that had large (≥ 100 ms) prefit residuals; these could usually be ascribed to particularly unusual pulse shapes. After approximately 1 month it is no longer possible to obtain featureless timing residuals without fitting for higher frequency derivatives. After this we added the Parkes TOAs, fitting also for an offset between both TOA sets to account for an arbitrary alignment between the respective fiducial points. The magnitude of this offset (21 ± 15 ms; unless otherwise stated, the uncertainties used in this paper all represent 1 σ confidence levels) is as expected, considering the different methods used to obtain the respective TOAs (see §§ 2.1.1 and 2.1.2). Finally, when measuring $\dot{\nu}$ in piecewise fashion for 2007 January, we complemented the Nançay TOAs with those from the GBT (§ 2.1.3).

In general it is difficult to estimate TOA uncertainties reliably for our data, owing to changing pulse shapes and the principal method used to obtain TOAs (see § 2.1.1). For the early Parkes data these are typically in the 5–10 ms range. The uncertainty of early Nançay TOAs is more often 10–20 ms. Following the general weakening of the pulsar, the broadening of its profile components, and the huge variability displayed by the pulse shapes (Fig. 1), we estimate that the TOA uncertainties are commonly around 25–50 ms but can reach values approaching 100 ms on occasion. As noted above we have excluded from the timing fits a few TOAs with such large prefit residuals (and estimated uncertainties). Because of these difficulties, we assigned a uniform weight to the TOAs, and as a result, we do not obtain a χ^2 figure of merit for the timing fits. Nevertheless, the TOA uncertainty estimates noted here are in keeping with the corresponding fit rms residuals.

We obtained a phase-connected timing solution that encompasses all data beginning with the confirmation TOAs from April 25 (we comment below on use of the discovery TOAs from 2006 March 17). The residuals from a quadratic fit to pulse phase are shown in the top panel of Figure 3, and the respective solution is given in Table 1. An independent solution using only Parkes TOAs results in similar parameters. The cubic trend of large amplitude visible in the residuals points to very significant unmodeled behavior, expected of young pulsars in general (whose rotation is “noisy”) and of XTE J1810–197 in particular (Ibrahim et al. 2004). While $\dot{\nu}$ clearly varies with time, the bottom panel of Figure 3 shows that it does not do so smoothly. A total of 11 frequency derivatives are required to “whiten” the residuals, which then have an rms of 18 ms.

⁷ See <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/tempo/>.

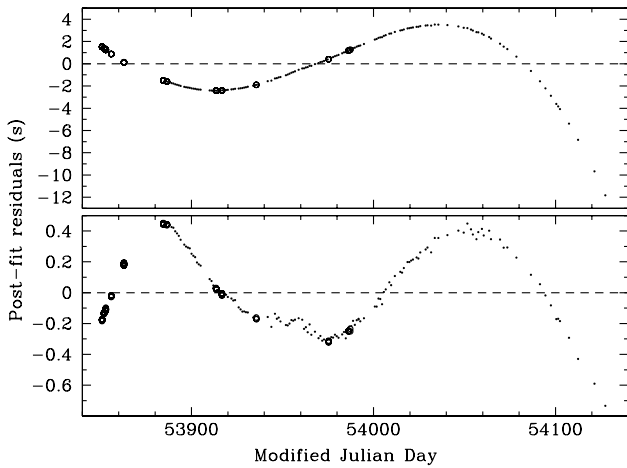


FIG. 3.—Timing residuals for XTE J1810–197. Black dots correspond to Nançay TOAs, while open circles represent Parkes TOAs (see § 2.1). *Top*: Residuals for a model that contains only the rotation phase, frequency ν and $\dot{\nu}$ (see Table 1), showing a clear cubic residual trend. *Bottom*: Residuals for a model with an additional polynomial term, $\ddot{\nu} = 9.40 \pm 0.06 \times 10^{-21} \text{ s}^{-3}$. Note the change in vertical scale by a factor of about 10, and the remaining quartic trend.

In order to extract from this record of unsteady rotation a quantitative measure of the varying torque acting on the neutron star, we have measured $\dot{\nu}$ as a function of time. We have done this in a piecewise fashion, performing quadratic fits to phase for TOA spans long enough that the nominal resulting fractional uncertainty in $\dot{\nu}$ was no more than 3%, but short enough that no trends were seen in the residuals. In practice this implied individual segments of very nearly 30 days each. So as to better sample the variation in $\dot{\nu}$, we did this with Nançay data (supplemented in 2007 January by GBT TOAs) while stepping through the TOAs in offsets of 15 days. A fit to all the good Nançay TOAs using 11 frequency derivatives also yields $\dot{\nu}(t)$ (without associated uncertainties) consistent with the discrete measurements.

Owing to the lack of Nançay observations and the sparser data from Parkes and GBT, this was not straightforward before 2006 June 1. We opted for performing timing fits using multifrequency data from both Parkes and GBT, thereby gaining some additional leverage in our solutions. At this time, the radio emission at most frequencies was usually dominated by a single narrow component (see Camilo et al. 2006), so that TOA artifacts were relatively small. In this manner, we obtained a $\dot{\nu}$ measurement for late April–late May. Finally, we also used the 2006 March 17 Parkes discovery observations in a timing fit. We appear to have maintained phase connection with the confirmation observations 39 days later (the prefit residual between the discovery TOAs and the solution computed with the first month of data following confirmation is only 0.16P). However, we have established with Nançay data that cubic trends typically become significant for ≥ 30 days, and we have therefore obtained this earliest measurement of $\dot{\nu}$ also by computing the difference in barycentric frequencies between 2006 March 17 and April 25. The two $\dot{\nu}$ values differ by only 2.7 σ of the (much smaller) uncertainty of the phase-connected fit, and this agreement allows us to extend our record of $\dot{\nu}$ by 1 additional month.

The run of $\dot{\nu}$ measured over 9 months is shown in the top panel of Figure 4. The overall trend is one of increasing $\dot{\nu}$ (as could be inferred from the top panel of Fig. 3), but the way in which this occurs is far from steady. In the 3 months prior to mid 2006 July, $\dot{\nu}$ varied in a relatively steady and gradual fashion from $-3.3 \times 10^{-13} \text{ s}^{-2}$ to $-3.0 \times 10^{-13} \text{ s}^{-2}$. Then, in late July, it

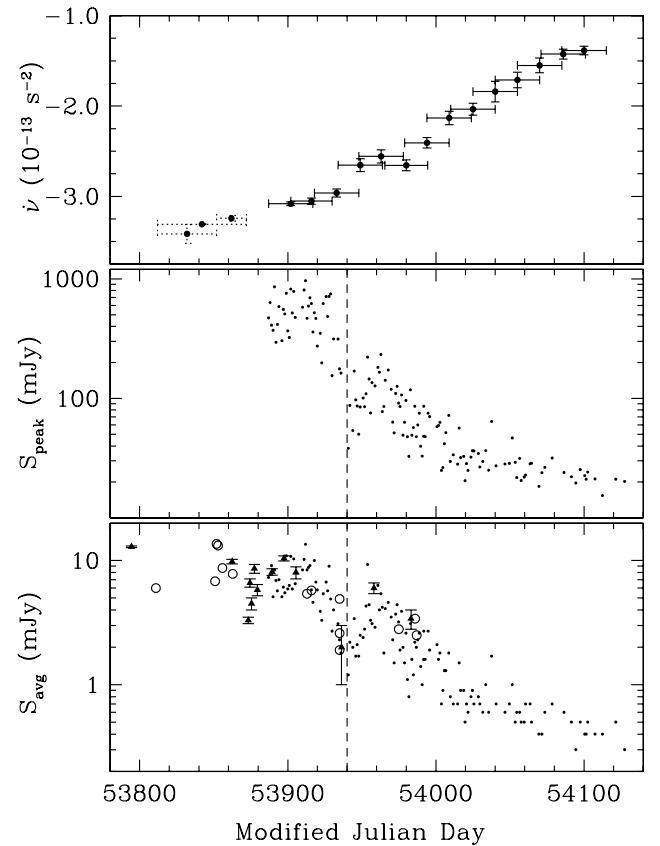


FIG. 4.—Frequency derivative and flux densities at 1.4 GHz for XTE J1810–197. *Top*: Frequency derivative obtained from a variety of timing fits each spanning about 30 days. Solid error bars denote fits obtained with Nançay data alone (excepting the last one, which also contains some GBT data), while dotted error bars correspond to fits that contain Parkes and in some cases also GBT data. For fits containing Nançay data the error bars represent nominal 2σ confidence levels; for all others, 4σ . In late 2006 July (indicated by the dashed line at MJD 53940 in the lower panels), $\dot{\nu}$ increased at a large rate, the flux densities reached a local minimum, and the pulse profiles changed in character. See § 2.2 for details. *Middle*: Daily peak flux density of the profile component used to obtain Nançay TOAs (see § 2.1.1 and Fig. 1). *Bottom*: Daily period-averaged flux density from Nançay (black dots) and Parkes (open circles), and continuum VLA flux density (triangles with error bars).

changed to $-2.7 \times 10^{-13} \text{ s}^{-2}$ over a span of 15 days; the implied change in torque is $-2 \times 10^{32} \text{ dyn cm}$ (using a stellar moment of inertia of 10^{45} g cm^2), which is larger than the torque powering three-quarters of all known ordinary pulsars! Regardless of the detailed mechanisms that produce radio pulses in XTE J1810–197, it should perhaps not be surprising if other observational properties of the magnetar should have changed around this time.

In fact, as the middle panel of Figure 4 shows, the peak flux density of XTE J1810–197 has dramatically decreased since about that time. Interestingly, while the period-averaged flux density has also decreased compared to its average value before mid July (bottom panel of Fig. 4), until about 2006 October it did so by a smaller factor and continued to fluctuate greatly from day to day (when average flux densities are available from at least two of Nançay, Parkes or VLA within 1 day of each other, they are consistent within expectations given the inherent variations). These two observations can be understood by inspection of the profiles shown in Figure 1: from late July to mid September (MJD ~ 53994), the daily profiles of XTE J1810–197 tended to be composed of two (or more) significant peaks, each much broader than the one peak generally prominent before mid July

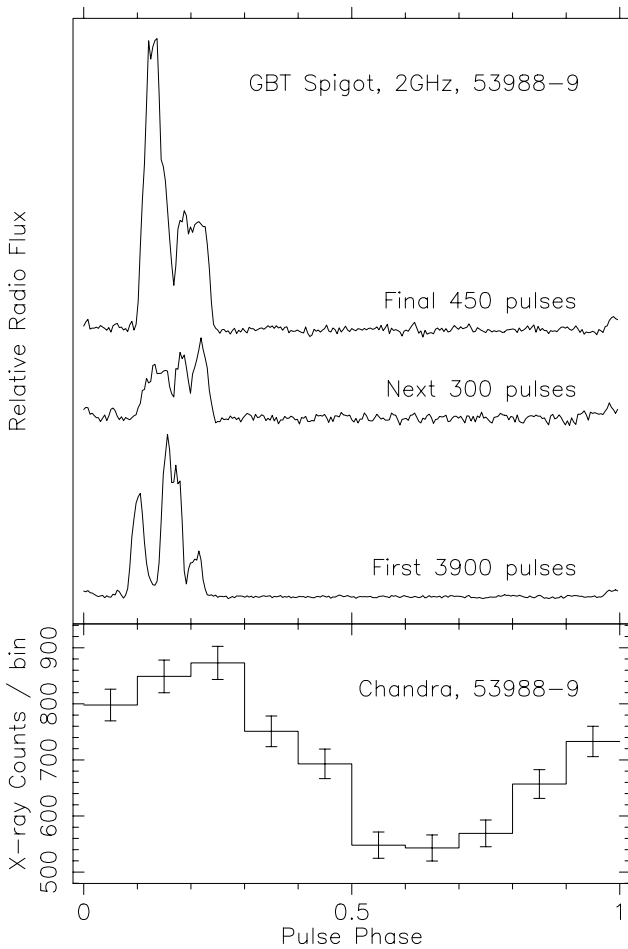


FIG. 5.—*Bottom*: X-ray pulse profile (0.5–3.0 keV) of XTE J1810–197 from an observation with *Chandra* on 2006 September 10–11, folded with barycentric $P = 5.540362$ s as determined from a simultaneous radio observation (see § 2.1.5). Phase zero on this plot corresponds to MJD 53989.0 (TDB). *Top*: Radio profiles from a simultaneous GBT observation, starting on September 10, 20:50 UT. After 6 hr (*bottom trace*), the pulse profile abruptly changed to a different configuration for 30 minutes (*middle trace*), after which it changed yet again (*top trace*). The relative integrated flux densities of the three profiles are 1.4, 1.0, 2.9, from bottom to top. The middle peak of the bottom radio profile arrives at phase 0.17 on the plot, and all four profiles are absolutely aligned (see § 2.2.1). Note also the alignment between the left-most peak of the top profile and the first notch in the bottom profile.

(with typical full width at half-maximum $\approx 0.04P$, versus about half of that value beforehand), and with greater pulse-shape variance than before. This may also explain why the Nançay timing residuals for each 1-month fit after mid 2006 July are about 24 ms rms, twice as large as the typical corresponding value before then.

Since 2006 October, the Nançay profiles appear to have varied less and to be composed mainly of one broad peak (Fig. 1), although on some days the trailing peak is still recognizable (as it is more often in higher quality GBT data). After another relatively large increase over the month of September, $\dot{\nu}$ has continued a steady increase at approximately the average rate for the 9-month span of our observations, $7.5 \times 10^{-16} \text{ s}^{-2}$ per day.

2.2.1. X-Ray and Radio Pulse Alignment

On 2006 September 10–11 we observed XTE J1810–197 for 7.2 hr with the GBT at 1.9 GHz, starting 1 hr after the beginning of the *Chandra* observation (§ 2.1.5). We have used the contemporaneous TOAs thus obtained to measure the phase offset

between the X-ray and radio pulses. The folded X-ray profile is shown in Figure 5, with the first phase bin chosen to begin at midnight on September 11 (TDB). After translating the TOAs for the first radio profile (see Fig. 5) converted to infinite frequency to the solar system barycenter, a TEMPO fit yields a phase offset for the fiducial point of the radio profile (here its middle peak) of 0.167 ± 0.006 in Figure 5. The uncertainty includes a component due to the fit and a slightly smaller contribution from the uncertainty in the dispersion measure (DM) of XTE J1810–197.

Within the larger uncertainty imposed by the *Chandra* resolution (0.08P; see § 2.1.5) and the relatively small number of pulsed X-ray counts, the main component of the radio profile on this day arrives at the same time as the peak of the X-ray pulse (Fig. 5).

Interestingly, the radio profile changed in both shape and flux during the *Chandra* observation, twice within a span of 30 minutes (Fig. 5). This does not modify the conclusion in the above paragraph, but helps answer a question concerning the radio flux and profile variations observed in XTE J1810–197: they can occur suddenly (observed at a resolution of ~ 10 s). We have “caught in the act” at least nine such changes at Nançay, GBT, and Parkes, all since mid 2006 July. As this corresponds to some 150 hr of observing time, we can estimate that such transitions occur on average every ~ 15 hr at the present epoch. No X-ray bursts or significant changes in the X-ray flux or pulse shape were seen at the times of the radio transitions indicated in Figure 5. The *Chandra* count rates during the three radio pulse states— 0.235 ± 0.003 , 0.213 ± 0.011 , and $0.218 \pm 0.007 \text{ s}^{-1}$, respectively—are uncorrelated with the large changes in radio flux density and pulse shape.

3. DISCUSSION

All young radio pulsars experience rotational instabilities, observed as a continuous quasi-stochastic wandering of the pulse phase (“timing noise”) or as discontinuous spin-up events (“glitches”). These are thought ultimately to be driven by the unsteady transfer of angular momentum from the interior superfluid to the crust of the neutron star. XTE J1810–197 displays large amounts of timing noise-like behavior; despite very large changes observed in $\dot{\nu}$ on short timescales, all observed rotational changes have been continuous to within the available resolution, and we have not observed any clear glitch-like behavior. Arzoumanian et al. (1994) quantified timing noise as the time magnitude of its cumulative contribution over a time interval t to the cubic term in a Taylor series expansion of rotational phase, i.e., $\ddot{\nu}t^3/6\nu$. For XTE J1810–197 this amounts to 120 s over 277 days, a huge amount that far surpasses anything observed in radio pulsars and that is also greater than an extrapolation based on the notion that the magnitude of timing noise is proportional to $\dot{P}$ (Arzoumanian et al. 1994). However, this level of timing noise is not unprecedented for magnetars.

Six AXPs, including XTE J1810–197, and two soft-gamma repeaters (SGRs)—i.e., the majority of all known magnetars—have been observed with phase connection maintained for at least a few months (see Kaspi et al. 2001; Gotthelf et al. 2002; Gavril & Kaspi 2002, 2004; Woods et al. 2002; Kaspi & Gavril 2003). The SGRs 1806–20 and 1900+14 usually have the largest amounts of timing noise, roughly 1 order of magnitude above the level we observe in XTE J1810–197, with $\dot{\nu}$ varying by factors of up to 4 (Woods et al. 2002). The rotational stability of AXPs is generally greater (although at least two have been observed to glitch; see Kaspi et al. 2003; Kaspi & Gavril 2003), and four are substantially quieter than XTE J1810–197. The

remaining one, 1E 1048.1–5937, was relatively quiet during 2005–2006 (Kaspi 2007), but previously displayed far greater rotational instability than observed in XTE J1810–197 (Gavril & Kaspi 2004). Therefore, while noisier than most AXPs, XTE J1810–197 may not be particularly remarkable in this respect. What is unusual is that we can now track its rotation via nearly daily observations, in greater detail than is possible for other AXPs.

Following its discovery with the *Rossi X-ray Timing Explorer*, a phase-connected solution was obtained for XTE J1810–197 spanning 2003 January–September, during which $\dot{\nu}$ varied between $-6.7 \times 10^{-13} \text{ s}^{-2}$, averaged over 8 months, and $-3.8 \times 10^{-13} \text{ s}^{-2}$ over the last 2 months (Ibrahim et al. 2004). The very large initial magnitude may have reflected in part transients associated with a putative glitch at the time of the X-ray outburst in early 2003. In the succeeding 2.5 years, until the radio detection, phase connection was no longer possible owing to the sparse sampling, but individual period measurements 6 months apart established, e.g., that the average $\dot{\nu}$ was $-1.7 \times 10^{-13} \text{ s}^{-2}$ between late 2003 and early 2004 (see Gotthelf & Halpern 2005). The value of $\dot{\nu} = -1.4 \times 10^{-13} \text{ s}^{-2}$ in early 2007 is the largest ever measured for this source, for which the historical range can be summarized as $\dot{\nu} = (-2.6 \pm 1.2) \times 10^{-13} \text{ s}^{-2}$ spanning late 2003–early 2007. Importantly, although $\dot{\nu}$ has increased almost monotonically during our radio observations (Fig. 4), it cannot have been increasing during the entirety of the past 3 years (see also Gotthelf & Halpern 2007). Periods of decreasing torque such as we have observed recently must have been interspersed with at least one epoch of substantially increasing torque. If the torque for XTE J1810–197 were to continue decreasing at the rate in 2007 January, by mid 2007 the pulsar would stop spinning down altogether; presumably this rate will soon decrease.

In ordinary pulsars, the observed rotational instabilities are mainly presumed to be caused by angular momentum transfer processes internal to the neutron star. In the magnetar model, the external energy stored in the magnetosphere, partly released through reconfiguration and decay of the magnetic field and currents, may also lead to erratic variations in the torque acting on the star, for example via a flux of Alfvén waves and particles resulting from magnetically induced (sudden large-scale or persistent small-scale) crustal seismic activity (e.g., Thompson et al. 2000). It is unclear whether any such particular models (see also Duncan 2001) can explain the magnitude and timescale of the variations in torque currently observed in XTE J1810–197, 4 years after the X-ray outburst. In any case, substantial variations in magnetospheric plasma densities and/or currents would likely have implications for other observable properties of the pulsar.

An interesting comparison is with PSR B1931+24, an ordinary radio pulsar during intervals of 5–10 days, with $P = 0.8 \text{ s}$ and $B \approx 2 \times 10^{12} \text{ G}$, which abruptly shuts off for 25–35 days in a pattern that repeats quasi-periodically (Kramer et al. 2006). During these turned-off periods, the torque is only 2/3 of its turned-on value. Kramer et al. (2006) conclude from this extraordinary behavior that the occasional presence of plasma leads to radio emission, and its flow provides the extra braking torque. The plasma density calculated from the torque difference is 100 esu cm^{-3} , in agreement with the corotation value (Goldreich & Julian 1969). In XTE J1810–197 the radio emission has not shut off, but it did diminish and change markedly in character somewhat abruptly in late 2006 July, apparently coincident with a huge reduction in torque ($\dot{\nu}$ changed from $-2.96 \times 10^{-13} \text{ s}^{-2}$ on MJD 53933 to $-2.65 \times 10^{-13} \text{ s}^{-2}$ on MJD 53949; see § 2.2 and Fig. 4). A calculation such as that by Kramer et al. (2006)

would suggest for XTE J1810–197 an “extra” plasma density of about 300 esu cm^{-3} prior to the large torque decrease, compared to the source’s Goldreich-Julian density of 1350 esu cm^{-3} . Implicit in this calculation is the notion that the radio emission originates from open field lines, which has not been proven for XTE J1810–197. For a magnetar, there is additional plasma due to nonaxisymmetric large-scale magnetospheric currents (Thompson et al. 2002). In any case, the pulse profile and flux variations observed in XTE J1810–197 occur on timescales that are apparently too short to be explained by changes in the closed field lines (see, e.g., Beloborodov & Thompson 2007). Also, interpretation of polarimetric data for XTE J1810–197 appears consistent with emission from open field lines (Camilo et al. 2007).

If indeed the measured changes in torque are caused by variations in the magnetospheric plasma density in locations relevant for the production of coherent radio emission, then it should be no surprise that the pulse profiles of XTE J1810–197 change so remarkably: even the “small” torque changes reflected in Figure 4 are enormous by the standards of ordinary pulsars. And certainly, the profile variations in XTE J1810–197 (Figs. 1, 2, and 5) are observationally distinct from the “mode changing” of some ordinary pulsars, where the average pulse profile suddenly changes between two of a small set of different configurations (e.g., Bartel et al. 1982); XTE J1810–197 displays a much greater variety. However, the root cause of mode changing is not well understood, and as we have established that XTE J1810–197 profiles can change suddenly (Fig. 5), some link may exist between these two phenomena. Other behavior also appears extraordinary, such as the broader pulse components typically observed after MJD 53940 even as the phase separation between components remains fixed (Fig. 1 and § 2.2) and the polarimetric properties remain largely unchanged (Camilo et al. 2007).

Compared to such extreme radio variability, the X-ray spectrum and pulse profiles of XTE J1810–197 change slowly as the flux decays (e.g., Gotthelf & Halpern 2007), on a much longer timescale ($\sim 1 \text{ yr}$) than the fluctuations in torque reported here. The alignment of the peaks of the radio and X-ray pulses suggests that the footpoints of the active magnetic field lines on which radio emission is generated are also the locations of concentrated crustal heating that is responsible for the enhanced X-ray emission, at least at the higher energies that apparently come from a relatively small area (see Gotthelf & Halpern 2007). However, even if the energetic particle bombardment that heats the surface hot spot fluctuates on timescales of less than 1 day, the absence of correlated X-ray variability on similar timescales indicates that most of the X-ray luminosity originated in deeper crustal heating at the time of the X-ray turn on, or from more gradual decay of the magnetic field (Eichler & Cheng 1989).

Among persistent AXPs it is not altogether clear what is the relationship between observed radiative properties (such as pulse shapes and fluxes) and rotational evolution (such as variations in torque). Pulse profiles can change following glitches (e.g., Kaspi et al. 2003), but otherwise appear to be fairly stable (Gavril & Kaspi 2002). Quite apart from the phenomenon of X-ray bursts (for bursts in XTE J1810–197, see Woods et al. 2005), some AXPs have shown substantial variability in X-ray flux (e.g., Gavril & Kaspi 2004). Nevertheless, with the possible exception of 1E 1048.1–5937 (Gavril & Kaspi 2004), there has been no reported correlation between X-ray flux and spin-down rate. For XTE J1810–197, on the other hand, there is an observed correlation between radio flux density and torque over a period of 9 months (Fig. 4), although we know neither whether

this correlation is causal nor whether it holds over longer periods of time.

With observations of XTE J1810–197, we now find ourselves in the curious position of relying on energetically insignificant radio pulsations exhibiting a remarkably diverse phenomenology to illuminate rather more energetic events on the magnetar. Attempting to understand key aspects of the radio observations may lead to a deeper understanding of both magnetars and radio pulsar emission.

We are grateful to John Sarkissian for help with Parkes observations, Eric Gerard for useful discussions concerning Nançay flux calibration, and David Nice for wisdom on time systems as used in TEMPO. The Nançay radio telescope is part of the

Paris Observatory, associated with the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), and partially supported by the Region Centre in France. The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation, operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc. The Parkes Observatory is part of the Australia Telescope, which is funded by the Commonwealth of Australia for operation as a National Facility managed by CSIRO. F. C. thanks the NSF for support through grant AST-05-07376. E. V. G. acknowledges support for this work provided by the National Aeronautics and Space Administration through Chandra Award GO6-7044X issued by the Chandra X-ray Observatory Center, which is operated by the Smithsonian Astrophysical Observatory for and on behalf of NASA under contract NAS8-03060, and by NASA ADP grant NNG05GC43G.

REFERENCES

- Arzoumanian, Z., Nice, D. J., Taylor, J. H., & Thorsett, S. E. 1994, *ApJ*, 422, 671
- Backer, D. C., Dexter, M. R., Zepka, A., D., N., Wertheimer, D. J., Ray, P. S., & Foster, R. S. 1997, *PASP*, 109, 61
- Bartel, N., Morris, D., Sieber, W., & Hankins, T. H. 1982, *ApJ*, 258, 776
- Beloborodov, A. M., & Thompson, C. 2007, *ApJ*, 657, 967
- Burgay, M., Rea, N., Israel, G. L., Possenti, A., Burderi, L., di Salvo, T., D'Amico, N., & Stella, L. 2006, *MNRAS*, 372, 410
- Camilo, F., Ransom, S. M., Halpern, J. P., Reynolds, J., Helfand, D. J., Zimmerman, N., & Sarkissian, J. 2006, *Nature*, 442, 892
- Camilo, F., Reynolds, J., Johnston, S., Halpern, J. P., Ransom, S. M., & van Straten, W. 2007, *ApJ*, 659, L37
- Cognard, I., & Theureau, G. 2006, in *On the Present and Future of Pulsar Astronomy*, 26th meeting of the IAU (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 2, 36
- Duncan, R. C. 2001, in *AIP Conf. Proc.* 556, ed. H.-Y. Chang, et al. (New York: AIP), 228
- Eichler, D., & Cheng, A. F. 1989, *ApJ*, 336, 360
- Gavriil, F. P., & Kaspi, V. M. 2002, *ApJ*, 567, 1067
- . 2004, *ApJ*, 609, L67
- Goldreich, P., & Julian, W. H. 1969, *ApJ*, 157, 869
- Gotthelf, E. V., Gavriil, F. P., Kaspi, V. M., Vasisht, G., & Chakrabarty, D. 2002, *ApJ*, 564, L31
- Gotthelf, E. V., & Halpern, J. P. 2005, *ApJ*, 632, 1075
- . 2007, *Ap&SS*, 308, 79
- Halpern, J. P., & Gotthelf, E. V. 2005, *ApJ*, 618, 874
- Halpern, J. P., Gotthelf, E. V., Becker, R. H., Helfand, D. J., & White, R. L. 2005, *ApJ*, 632, L29
- Helfand, D. J., Chatterjee, S., Briskin, W. F., Camilo, F., Reynolds, J., van Kerkwijk, M. H., Halpern, J. P., & Ransom, S. M. 2007, *ApJ*, 662, 1198
- Ibrahim, A. I., et al. 2004, *ApJ*, 609, L21
- Kaplan, D. L., Escoffier, R. P., Lacasse, R. J., O'Neil, K., Ford, J. M., Ransom, S. M., Anderson, S. B., Cordes, J. M., Lazio, T. J. W., & Kulkarni, S. R. 2005, *PASP*, 117, 643
- Kaspi, V. M. 2007, *Ap&SS*, 308, 1
- Kaspi, V. M., & Gavriil, F. P. 2003, *ApJ*, 596, L71
- Kaspi, V. M., Gavriil, F. P., Chakrabarty, D., Lackey, J. R., & Munro, M. P. 2001, *ApJ*, 558, 253
- Kaspi, V. M., Gavriil, F. P., Woods, P. M., Jensen, J. B., Roberts, M. S. E., & Chakrabarty, D. 2003, *ApJ*, 588, L93
- Kramer, M., Lyne, A. G., O'Brien, J. T., Jordan, C. A., & Lorimer, D. R. 2006, *Science*, 312, 549
- Thompson, C., Duncan, R. C., Woods, P. M., Kouveliotou, C., Finger, M. H., & van Paradijs, J. 2000, *ApJ*, 543, 340
- Thompson, C., Lyutikov, M., & Kulkarni, S. R. 2002, *ApJ*, 574, 332
- Woods, P. M., Kouveliotou, C., Göğüş, E., Finger, M. H., Swank, J., Markwardt, C. B., Hurley, K., & van der Klis, M. 2002, *ApJ*, 576, 381
- Woods, P. M., & Thompson, C. 2006, in *Compact Stellar X-ray Sources*, ed. W. H. G. Lewin & M. van der Klis (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 547
- Woods, P. M., et al. 2005, *ApJ*, 629, 985

Chapitre 7

Le pulsar du Crabe

Avec le développement d'instrumentations versatiles pour l'observation des pulsars millisecondes au radiotélescope de Nançay, il a été possible d'observer tous types de pulsar, même les plus lents et les moins dispersés. Du fait de leurs environnements souvent extrêmes et de leurs caractéristiques de rotation, ils sont souvent très intéressants aussi. Ainsi, le pulsar du Crabe a été suivi depuis 2005 très régulièrement. Depuis mars 2007, les impulsions géantes ('giant pulses') qu'émet épisodiquement ce pulsar sont systématiquement enregistrées.

Le pulsar du Crabe situé au centre de la nébuleuse du Crabe est associé à la supernovae de 1054 consignée par les 'astronomes' chinois de l'époque. Ce pulsar a été découvert (comme tous les premiers pulsars d'ailleurs) par le biais de ses impulsions individuelles (Staelin & Reifenstein, 1968), la particularité du pulsar du Crabe étant d'émettre des impulsions d'une amplitude des centaines ou des milliers de fois plus intense que l'impulsion moyenne. Dotées d'une structure fine à peine résolue au niveau de la nanoseconde (Hankins et al., 2003), ces impulsions géantes ('giant pulses') présentent une distribution des amplitudes bien spécifique par rapport à la distribution des impulsions ordinaires.

7.1 Les impulsions géantes

Depuis début 2007, une évolution du code de dédispersion cohérente permet d'enregistrer tout évènement impulsionnel détecté dans un des canaux élémentaires de 4MHz. Juste après la transformée de Fourier inverse qui permet de revenir dans le domaine temporel après avoir appliqué le filtre inverse à la dispersion interstellaire (voir 2.2.2) et juste avant d'empiler les données à la fréquence de rotation du pulsar observé ('folding'), une recherche de signaux

sortant largement du bruit est effectuée. Si un échantillon de la série temporelle sort à plus de 15 sigma (typiquement), un extrait de 8k échantillons est archivé sur disque (avec son temps de début exact). Ceci est fait de façon complètement indépendante à l’empilement standard qui produit le profil moyen utilisé pour la détermination du temps d’arrivée.

La figure 7.1 montre les données acquises sur une impulsion géante enregistrée le 24 mai 2009 à Nançay dans les 32 canaux de 4MHz (sur une bande totale de 128MHz). On notera que la valeur du DM (56.791pc.cm^{-3}) utilisée pendant l’observation n’est pas parfaitement adaptée ce jour là. On remarquera également que la forme de cette impulsion, qui ne dure que quelques microsecondes, est variable en fréquence.

7.2 L’observation simultanée en optique et radio

Le pulsar du Crabe est connu pour émettre sur une très large gamme d’ondes électromagnétiques, des ondes radio basses fréquences aux très énergétiques rayons X et γ , en passant par l’optique. Avec une magnitude visuelle de 16.6, le pulsar du Crabe est relativement aisément observé par les télescopes optiques actuels. Le profil de l’impulsion optique est relativement similaire à ce que l’on observe en rayons X et γ . Il a été suggéré que la composante appelée ‘précurseur’ ait son origine dans la calotte polaire alors que les impulsions principale et secondaire viendraient plutôt de cavités externes plus loin dans la magnétosphère, avec les impulsions de plus grandes énergies émises à beaucoup plus haute altitude (Romani & Yadigaroglu, 1995). Avec une datation précise de l’instant d’arrivée des impulsions observées sur tout le spectre, il doit être possible de détecter cette différence d’altitude d’émission. Alors qu’il est relativement clair que les impulsions X et γ précèdent l’impulsion radio de 200 à 300 μs environ (surtout depuis les résultats de FERMI/LAT), la situation est beaucoup moins évidente entre les impulsions optique et radio. Les travaux de Sanwal (1999), Shearer et al. (2003), Golden et al. (2000) et Romani et al. (2001) ne sont pas vraiment concordants, soit à cause de la non-simultanéité obligeant à utiliser une éphéméride discutable, soit à cause de l’utilisation d’une valeur de dispersion DM entachée d’une trop grande erreur systématique. Ainsi, pour tenter de déterminer le décalage entre le pic de l’émission radio et le pic de l’émission optique, des observations simultanées du pulsar du Crabe ont été conduites les 16 et 17 septembre 2007 au radiotélescope de Nançay et sur le télescope de l’ESA Optical Ground Station (OGS) à Ténérife aux îles Canaries.

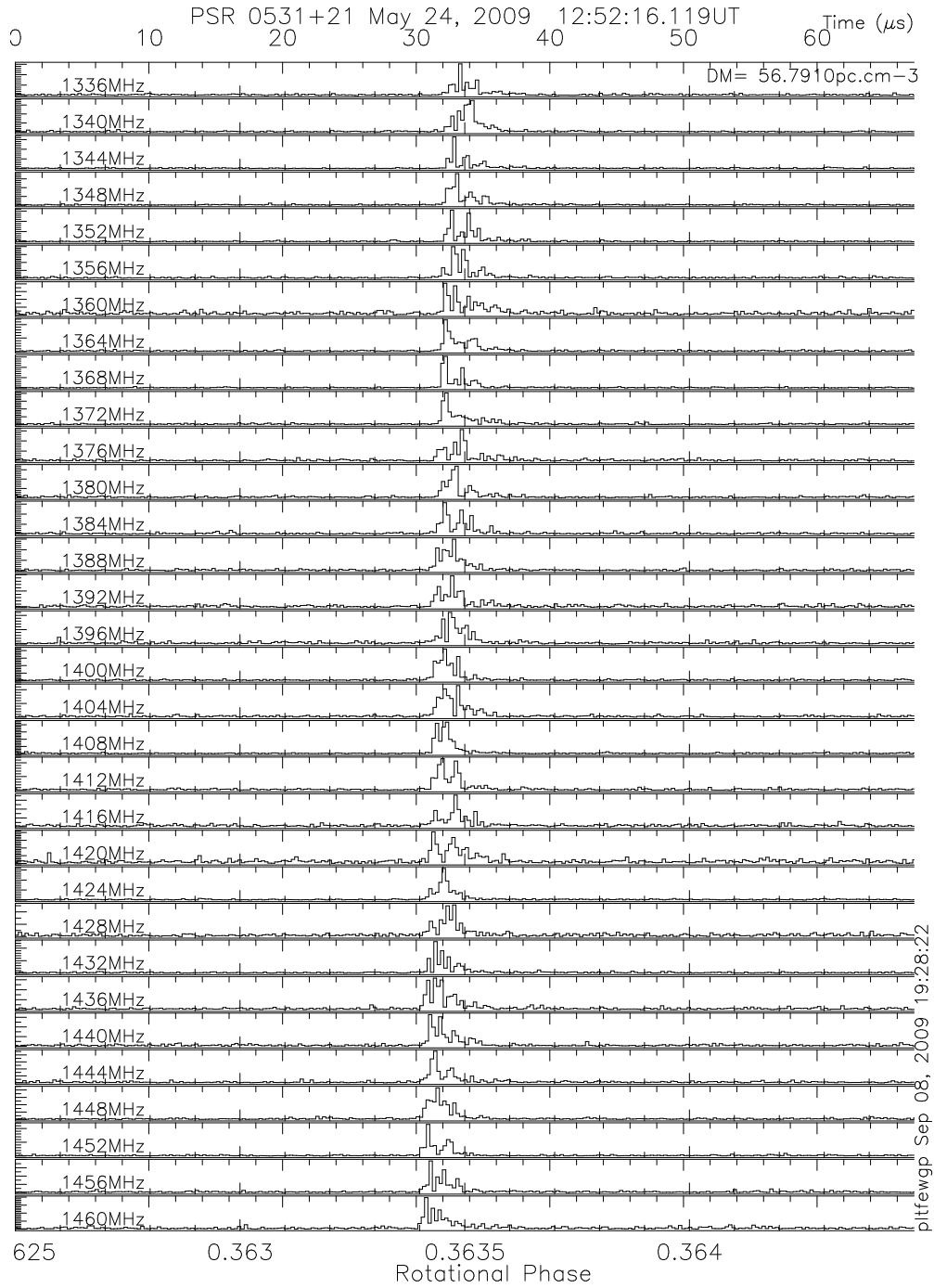


FIG. 7.1 – Une impulsion géante sur le pulsar du Crabe le 24 mai 2009.

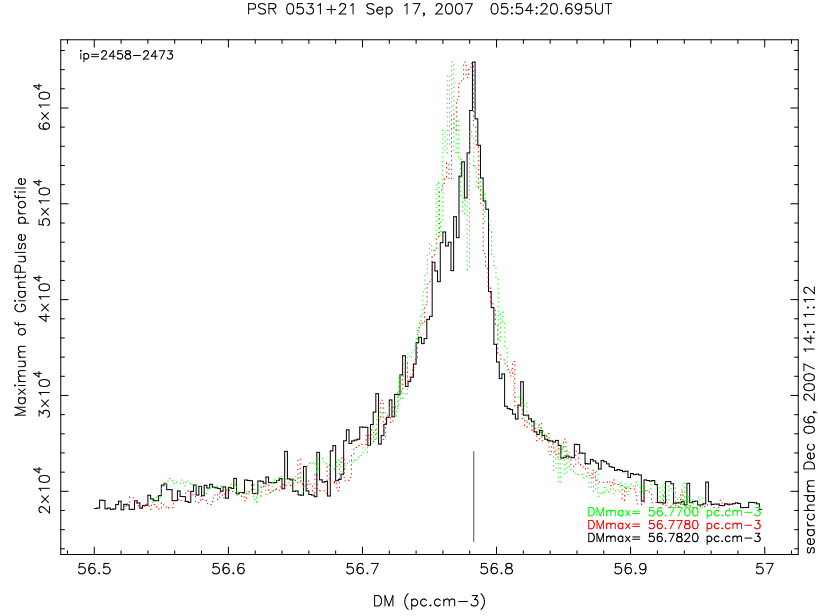


FIG. 7.2 – Détermination de la valeur de dispersion DM à partir des impulsions géantes. Pour une multitude de DM tabulés en abscisse, une impulsion intégrée est construite et son amplitude maximale tracée. Un ajustement d'une partie de parabole permet de déterminer la valeur optimale de DM.

Les observations optique se sont donc déroulées avec l'Optical Ground Station (OGS) de l'Agence Spatiale Européenne (ESA). Cette station comprend un télescope de 1 mètre de diamètre construit pour tester les télécommunications optiques (laser Ion Argon de 25W) avec des satellites en orbite terrestre. Environ un tiers du temps est toutefois dévolu à des observations astronomiques plus classiques. Les observations ont été effectuées durant les nuits des 16 et 17 septembre 2007 avec l'instrument S-Cam3 (Martin et al., 2006) construit à base de jonctions à effet tunnel supraconductrices (Superconducting Tunnel Junctions ou STJs) dans la gamme 3500-8200Å.

Les observations radio se sont déroulées avec le radiotélescope de Nançay et l'instrumentation de dédispersion cohérente BON (avec le mode d'enregistrement des impulsions géantes). A cause d'un problème technique avec le récepteur Basse Fréquence (1.1-1.8GHz), les observations ont été effectuées avec le récepteur haute Fréquence (1.7-3.5GHz) dans une bande de 64MHz entre 2016 et 2080 MHz. Des temps d'arrivée des impulsions moyennes obtenues sur les quatre jours d'observation (15, 16, 17 et 18 septembre) ont été

Date (MJD)	DM (pc.cm ⁻³)	Incertitude	Nombre d'impulsions géantes
Sept 15 (54358.25)	56.776252	0.007875	6
Sept 16 (54359.25)	56.774350	0.003777	7
Sept 17 (54360.24)	56.772955	0.003484	13
Sept 18 (54361.25)	56.774374	0.006301	5

TAB. 7.1 – Détermination de la valeur du DM du pulsar du Crabe à partir des observations radio de septembre 2007. Les impulsions géantes enregistrées à différentes fréquences ont été combinées (voir texte).

obtenus selon la méthode traditionnelle avec l'utilisation d'une impulsion de référence ('template'). Les incertitudes sur ces datations sont au niveau de 3 à 8 μ s.

Pour pouvoir comparer directement les temps d'arrivée radio avec les temps optiques, il faut prendre en compte le délai instrumental propre au radiotélescope de Nançay. Ceci a pu être estimé grâce à l'observation du pulsar PSR J1824-2452 effectuée à Nançay et à Green Bank avec des instrumentations de la même famille ASP (pour Astronomical Signal Processor Demorest (2007)). Une comparaison des temps d'arrivée obtenus aux deux radiotélescopes et des deux impulsions de référence a permis de déterminer un décalage de $7.0 \pm 0.4 \mu$ s. Avec la connaissance précise du décalage instrumental du radiotélescope de Green Bank d'une valeur de 15.74 μ s (Demorest, 2008, communication personnelle), il est possible d'en déduire un délai instrumental pour Nançay au niveau de $8.7 \pm 0.4 \mu$ s.

Une deuxième source d'incertitude lors de la comparaison des temps d'arrivée optique et radio apparaît lors de la soustraction du délai dispersif provoqué par la composante ionisée du milieu interstellaire. En effet une incertitude de 0.010 pc.cm⁻³ sur la valeur du DM se traduit par une incertitude de 10 μ s sur le délai dispersif total (le DM est de 56.791 pc.cm⁻³ et le délai dispersif total est de 0.056065 secondes à la fréquence de 2050MHz). Pour s'assurer une bonne détermination de la valeur du DM au moment des observations, j'ai décidé d'utiliser les temps d'arrivée précis des impulsions géantes détectées sur toute la bande. En effet, même si la bande est limitée (64MHz), la finesse des impulsions géantes permet des datations extrêmement précises. Les durées des impulsions géantes ne sont que de quelques microsecondes en général avec des structures non résolues très marquées au niveau de 250ns. On remarquera que la forme des impulsions géantes est variable (voir figure 7.1) et que la datation, qui se fait naturellement sur la position du maximum, est donc entachée de systématismes. J'ai donc tenté une autre approche où une impulsion intégrée sur toute la bande (en sommant les impulsions en-

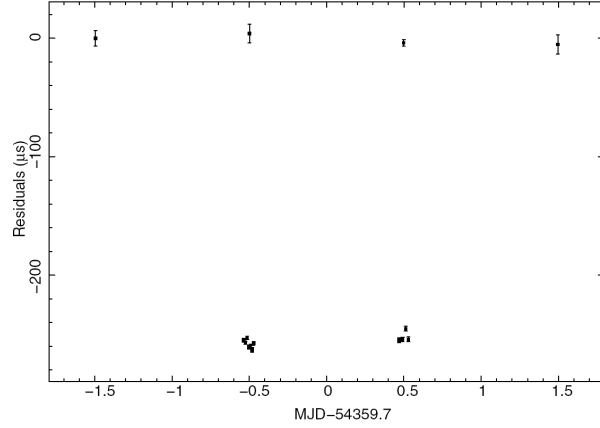


FIG. 7.3 – Résidus de temps d’arrivée obtenus pendant les observations simultanées du pulsar du Crabe, en radio à Nançay et en optique à Ténérife, les 16 et 17 septembre 2007. Les 4 résidus radio des 15, 16, 17 et 18 septembre obtenus à Nançay se trouvent en haut, alors que les quelques résidus optique des 16 et 17 septembre apparaissent bien décalés d’environ $250\mu s$.

registrées dans chaque canal de 4MHz) est construite pour une multitude de valeurs de DM dans un intervalle donné. Pour chaque impulsion intégrée construite la valeur du maximum est retenue ; c’est elle qui est tracée en figure 7.2. Lorsque le DM est proche de la vraie valeur, on s’attend à ce que le maximum de l’impulsion intégrée soit le plus grand. Pour s’affranchir d’un peu de bruit toujours présent dans les données, j’effectue un ajustement d’une petite portion de parabole au voisinage du maximum. Ici, pour les observations des 4 nuits, on a obtenu les résultats présentés en table 7.1 où l’on notera la cohérence des déterminations sur les quatre nuits.

Les quatre temps d’arrivée radio ont été utilisés pour améliorer la connaissance des paramètres de rotation du pulsar à la mi-septembre 2007 et servir de référence pour les observations optiques. Le logiciel d’analyse des temps d’arrivée TEMPO2 (Hobbs et al., 2006) a alors été utilisé pour déterminer un décalage entre les jeux de temps d’arrivée radio et optique de $255 \pm 21 \mu s$. Ce résultat est en désaccord avec certains résultats précédents, Shearer et al. (2003) et Golden et al. (2000) par exemple. Bien que le traitement des systématismes n’a peut-être pas été aussi minutieux dans ces travaux plus anciens, il ne faut pas exclure la possibilité d’une évolution de ce décalage sur le long terme. On notera toutefois que le décalage ici déterminé est voisin des valeurs trouvées sur le spectre électromagnétique sur environ 7 ordres de grandeurs (de l’optique aux rayons γ). D’autre part, une recherche pour un excès de photons optiques simultanément avec une impulsion radio géante a

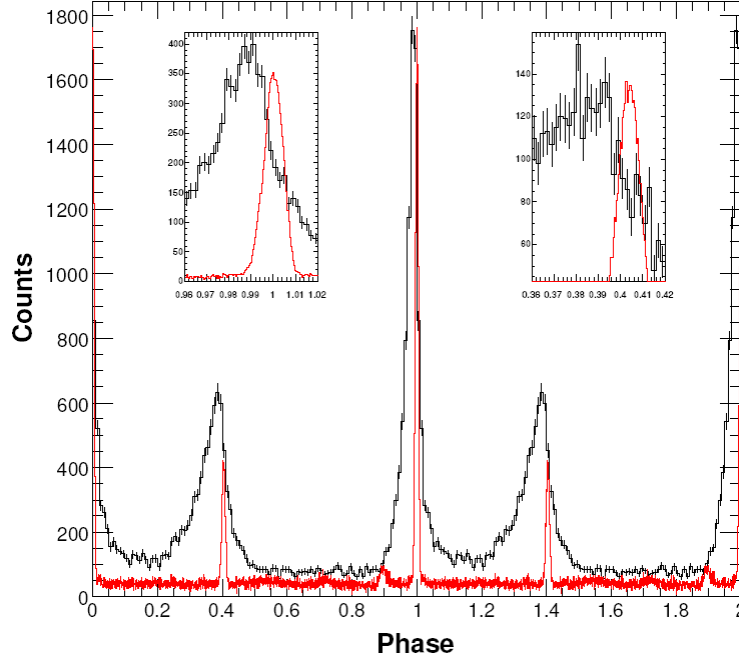


FIG. 7.4 – Phasogrammes γ (observatoire FERMI/LAT) et radio (radiotélescope de Nançay) du pulsar du Crabe.

été menée sans succès.

Ce résultat a fait l'objet d'une publication dans *Astronomy & Astrophysics* (Oosterbroek et al., 2008) présentée plus loin.

7.3 Et après...

L'observatoire FERMI/LAT a confirmé le décalage entre l'émission radio et celle de haute énergie avec une valeur de $281 \pm 12 \pm 21 \mu s$ pour l'avance des rayons γ sur la radio. La figure 7.4 montre la superposition du phasogramme γ produit par Marie-Hélène Grondin du CENBG à Bordeaux-Gradignan avec l'impulsion radio que j'ai intégrée (Abdo et al., 2009, ApJ submitted). L'observation du pulsar du Crabe effectuée avec le FERMI/LAT à un niveau de précision jamais atteint auparavant permet de déterminer très précisément l'énergie de coupure au dessus de laquelle l'émission cesse à ~ 6 GeV, l'indice spectral à ~ 2 ainsi que le flux de photons intégré au-dessus de 100 MeV à 10% près.

Il semble bien que tous les pulsars dont on observe des impulsions géantes soient aussi observés à haute énergie. Les pulsars radio dont on détecte des

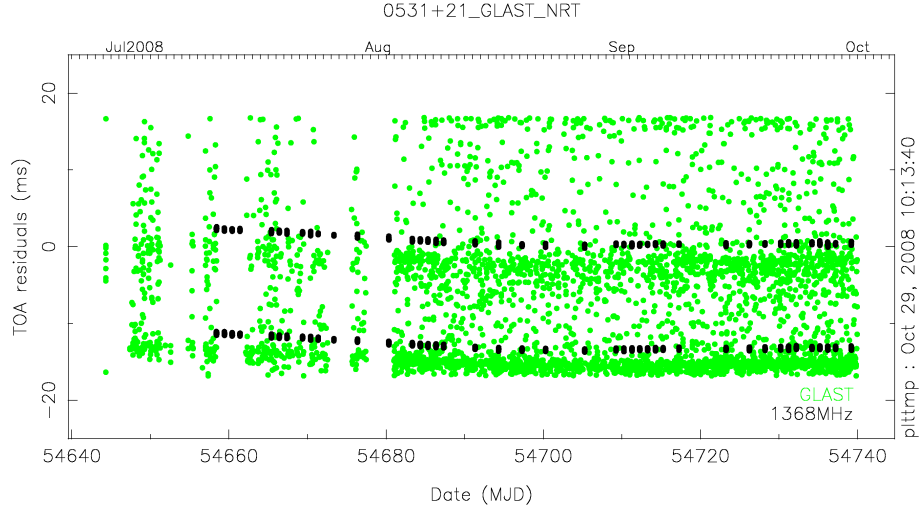


FIG. 7.5 – Résidus de temps d’arrivée du pulsar du Crabe obtenus avec l’observatoire FERMI/LAT et avec le radiotélescope de Nançay.

impulsions géantes ont les plus grandes valeurs du champ magnétique au cylindre lumière (la distance à laquelle la vitesse de co-rotation atteint la vitesse de la lumière). Il est ainsi possible que cette propriété locale particulière puisse relier l’émission des impulsions radio géantes avec le lieu supposé de l’émission à haute énergie. De plus, il apparaît que la phase rotationnelle des impulsions géantes correspondent peu ou prou avec la phase des émissions haute énergie. C’est particulièrement clair pour le pulsar PSR B1937+21 dont les impulsions radio géantes sont légèrement en retard par rapport au profil radio moyen et en phase avec l’émission haute énergie connue (rayons X détectés par ASCA, Cusumano et al. (2003)). Pour le pulsar PSR J1824-2452, les quelques impulsions radio géantes détectées sont en phase avec les composantes vues par RXTE (Romani & Johnston, 2001). Pour le pulsar du Crabe, les impulsions géantes ne sont observées que pour les pics principal et secondaire (‘main’ and ‘interpulse’) et sont absentes du pic appelé précurseur (‘precursor’), justement celui qui semble réellement être radio et émis à basse altitude près de la surface et qui devient prépondérant à mesure que la fréquence radio diminue. Les impulsions principales et secondaires seraient ainsi un sous-produit des processus haute énergie prenant place à plus haute altitude. Dans un exercice de prospective très audacieux, on pourrait prédire la phase rotationnelle de l’émission γ du pulsar PSR B1937+21 si elle est un jour détectée. On doit pouvoir affirmer qu’elle se situera un peu en retard par rapport aux impulsions radio, là où les impulsions géantes sont observées !

L'observatoire FERMI/LAT enregistre les photons γ du Crabe depuis son lancement, le radiotélescope de Nançay fait systématiquement l'enregistrement des impulsions géantes lors des observations du Crabe.. il est tentant de chercher à croiser directement les deux jeux de données de temps d'arrivée. La figure 7.5 montre les résidus de temps d'arrivée du pulsar du Crabe obtenus avec FERMI/LAT et Nançay. Malgré la quantité de données importantes sur plusieurs mois, il y a très peu de recouvrement des périodes d'observations entre Nançay qui observe au maximum une heure de temps en temps et FERMI/LAT qui ne peut recevoir des photons γ du Crabe qu'un tiers du temps. Sur 3561 photons γ du Crabe, seuls 19 photons tombent pendant que Nançay observe le pulsar. Cela est bien peu pour avoir une statistique suffisante... et aucune corrélation n'a bien sûr été trouvée entre la radio et la haute énergie. Les bases de données vont grandir avec le temps, on peut espérer que la statistique s'améliore !

Simultaneous absolute timing of the Crab pulsar at radio and optical wavelengths

T. Oosterbroek¹, I. Cognard², A. Golden³, P. Verhoeve¹, D. D. E. Martin¹, C. Erd¹,
R. Schulz⁴, J. A. Stüwe⁵, A. Stankov¹, and T. Ho⁴

¹ Advanced Studies and Technology Preparation Division, Science Directorate of the European Space Agency, ESTEC-ESA,
PO Box 299, 2200 AG, Noordwijk, The Netherlands
e-mail: toosterb@rssd.esa.int

² Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement, CNRS, 3A avenue de la Recherche Scientifique, 45071 Orleans, France

³ Computational Astrophysics Laboratory, I.T. Building, National University of Ireland, Galway, Ireland

⁴ Research and Scientific Support Department of ESA, ESTEC,
PO Box 299, 2200 AG Noordwijk, The Netherlands

⁵ Sterrewacht Leiden, Niels Bohrweg 2, 2333 CA Leiden, The Netherlands

Received 10 March 2008 / Accepted 17 June 2008

ABSTRACT

Context. The Crab pulsar emits across a large part of the electromagnetic spectrum. Determining the time delay between the emission at different wavelengths will allow to better constrain the site and mechanism of the emission. We have simultaneously observed the Crab Pulsar in the optical with S-Cam, an instrument based on Superconducting Tunneling Junctions (STJs) with μs time resolution and at 2 GHz using the Nançay radio telescope with an instrument doing coherent dedispersion and able to record giant pulses data.

Aims. We have studied the delay between the radio and optical pulse using simultaneously obtained data therefore reducing possible uncertainties present in previous observations.

Methods. We determined the arrival times of the (mean) optical and radio pulse and compared them using the tempo2 software package.

Results. We present the most accurate value for the optical-radio lag of $255 \pm 21 \mu\text{s}$ and suggest the likelihood of a spectral dependence to the excess optical emission associated with giant radio pulses.

Key words. stars: pulsars: individual: Crab Pulsar, PSR J0534+2200

1. Introduction

The Crab pulsar was the first pulsar detected as a consequence of its occasional bright pulses (now known as Giant Radio Pulses) at radio wavelengths (Staelin & Reifenstein 1968; the first pulsar ever detected was PSR J1921+2153, Hewish et al. 1968). Later on pulsations have been detected at optical wavelengths (Cocke et al. 1969) and throughout the electromagnetic spectrum at X-rays and γ -rays. One feature which is constant over the whole spectrum is the pulsed emission, but the details differ substantially. E.g. the strength of the interpulse, the presence of a pre-cursor to the main pulse (at low radio frequencies) change with wavelength. However, the precise timing of the pulse over many orders of magnitude of energy imposes severe constraints on the emission regions (and mechanism). For example Romani & Yadigaroglu (1995) have suggested that the pre-cursor originates at the polar cap, while the pulse and interpulse originate in the outer gap in the magnetosphere, with higher energy pulses being generated at significantly greater heights. This should then be reflected in the timing of the pulses at different energies. Small differences in pulse alignment allow to study the emission regions at relatively small scales (about 10 km per 0.001 phase in case of the Crab pulsar), and precise timing of pulsar light curves throughout the electromagnetic spectrum is thus a powerful tool to constrain theories of the spatial distribution of

various emission regions: a time delay most naturally implies that the emission regions differ in position.

In recent years, it has become clear that the main and secondary pulses of the Crab Pulsar (PSR J0534+2200) are not aligned in time at different wavelengths. X-rays are leading the radio pulse by reported values of $344 \pm 40 \mu\text{s}$ (Rots et al. 2004; RXTE data) and $280 \pm 40 \mu\text{s}$ (Kuiper et al. 2003; INTEGRAL data) and γ -rays are leading the radio pulse by $241 \pm 29 \mu\text{s}$ (Kuiper et al. 2003; EGRET data). The uncertainty in this value does not include the EGRET absolute timing uncertainty of better than $100 \mu\text{s}$. At optical wavelengths, the observations presented a less coherent picture. Sanwal (1999) has reported a time shift of $140 \mu\text{s}$ (optical leading the radio). The uncertainty in this value is $20 \mu\text{s}$ in the determination of the optical peak and $75 \mu\text{s}$ in the radio ephemeris. Shearer et al. (2003) have reported a lead of $100 \pm 20 \mu\text{s}$ for simultaneous optical and radio observations of giant radio pulses. Golden et al. (2000) have reported that the optical pulse *trails* the radio pulse by $\sim 80 \pm 60 \mu\text{s}$. Romani et al. (2001) conclude that the radio and optical peaks are coincident to better than $30 \mu\text{s}$, but their error excludes the uncertainty of the radio ephemeris ($150 \mu\text{s}$). Oosterbroek et al. (2006, hereafter O06) have studied this issue in detail and found an optical lead of $273 \pm 100 \mu\text{s}$. In this paper we will use simultaneous optical and radio observations at 2 GHz to further improve the accuracy of this value.

Table 1. Log of optical and radio observations. All times are in UT. The first two optical observations were performed with a different instrumental setting resulting in different instrumental delays (see text).

Observation	Exposure (s)	Start time (yyyy-mm-dd hh:mm:ss)
0001	179	2007-09-16 04:05:49
0002	900	2007-09-16 04:09:05
0003	900	2007-09-16 04:25:58
0004	900	2007-09-16 04:41:03
0005	900	2007-09-16 04:56:09
0006	900	2007-09-16 05:11:14
0007	900	2007-09-16 05:26:19
0008	900	2007-09-16 05:41:25
0009	373	2007-09-16 05:56:30
0013	1800	2007-09-17 04:10:47
0014	1800	2007-09-17 04:41:42
0015	1800	2007-09-17 05:11:48
0016	1100	2007-09-17 05:41:53
Radio 1	3420	2007-09-15 05:17:10
Radio 2	3930	2007-09-16 05:12:50
Radio 3	3960	2007-09-17 05:08:40
Radio 4	3890	2007-09-18 05:04:50

We also study the possible changes in the peak emission co-incident with Giant Radio Pulses (hereafter GP) as previously reported by Shearer et al. (2003).

2. Observations

Optical observations were obtained with S-Cam3 (Martin et al. 2006) mounted on the ESA Optical Ground Station (OGS) telescope on Tenerife on September 16 and 17, 2007. For test purposes the first two observations were obtained in the so-called FAST mode of the instrument. This mode only differs in the digital filter used to obtain the pulse shape of the photons. In S-Cam3 each photon gives rise to a bi-polar signal in the detector electronics chain, the zero-crossing of this signal is used to time tag the photon. The instrumental delays in both modes were determined by triggering an LED using a GPS and registering the assigned time of the observed photons (see also O06). The instrumental delay of S-Cam3 amounts to $39.7 \pm 0.5 \mu\text{s}$ in the instrumental mode which was used for all but the first two observations, and $14.0 \pm 0.5 \mu\text{s}$ for the first two (i.e. “FAST mode”) observations. Note that these values are different from those reported in O06, since a physically different detector array and different instrument modes were used. Observations 0009 and 0016 have a shorter duration than the typical exposure time for the night since they were interrupted because of rising sky background (twilight). Some thin cirrus was present at the end of the first night (starting at around 5:30 UT), while the seeing was somewhat better during the first night compared to the second night.

Radio observations at 2 GHz were performed using the Nançay radio telescope on September 15–18, 2007. The observations were done over a bandwidth of 64 MHz (from 2016–2080 MHz) in 16 channels. Data were coherently dedispersed over 4 MHz bandwidth channels (providing 250 ns resolution) using a transfer function in the complex Fourier domain of the recorded voltages (Cognard & Theureau 2006; Demorest 2007). Using a polynomial representation for the expected evolution of the apparent rotational phase of the pulsar, data were folded to produce a profile every minute. A daily profile is built by integration of the 1 min profiles obtained over the typical 1 h duration of an observation. During data processing, the

instrumentation is able to detect and store shortlived events such as giant pulses known to occur on this pulsar. Radio observations at this high frequency allow to minimize the effect of uncertainties in the Dispersion Measure (DM). For a log of the optical and radio observations we refer to Table 1.

3. Analysis and results

3.1. Optical TOAs

The analysis of the optical data consisted of searching for the best *local* period by using a profile-folding technique for each S-Cam observation. Since these observations are relatively short (up to 1800 s) we did not take into account the period derivative nor did we perform any barycentering on the time stamps. The data was then folded on the best local period, using the midpoint of the observation as the epoch. This resulted in 13 profiles, one for each observation. A template profile was constructed. This template was created by applying a barycentric correction to the time stamps of the photons and folding on phase (i.e. calculating the phase of every photon using an epoch and period and summing to obtain a phase histogram) using the best period determined by folding the data on a range of trial periods and maximizing the χ^2 with respect to the mean. All data were used, except the two first observation, since they are obtained in a different instrumental mode. A cross-correlation between every observation and the template profile was performed and the delay/lead was determined by fitting a Gaussian around the peak of the cross-correlation curve. The time of arrival of each average pulse profile was then assigned to the midpoint of each observation. These TOA’s were corrected for the instrumental delay of S-Cam ($14.0 \pm 0.5 \mu\text{s}$ for the first two observations, $39.7 \pm 0.5 \mu\text{s}$ for the remainder, see Sect. 2). Using the cross-correlation technique the most significant contribution to the uncertainty in the TOA is the uncertainty in the determination of the peak of the template profile, which amounts to $18 \mu\text{s}$. This uncertainty was determined by fitting the data points with a Gaussian in a 0.01 wide phase range around the peak. This phase range was determined iteratively and chosen symmetrically around the peak (see also O06). The uncertainty represents the 1σ uncertainty on the peak position ($\Delta\chi^2 = 1$). This uncertainty is larger than the uncertainty introduced by the cross-correlation since for the cross-correlation the whole profile is used. The individual uncertainties from the cross-correlation are an estimated 1.4 – $3.3 \mu\text{s}$. The value of $18 \mu\text{s}$ can be considered as a systematical error on all the individual optical points, since they are all determined using the same template profile.

In order to test whether some of the scatter in arrival times was caused by the presence of noise in the template profile we constructed a template profile using all data (except the first two observations) which was modestly smoothed by a Savitzky-Golay filter (see Fig. 1). The filter was constructed using 4 forward and 4 backward data points and degree 4 (see Press et al. 1992). This almost did not affect the results: arrival times did not change by more than $4.3 \mu\text{s}$ and the change was typically less than $2 \mu\text{s}$ in a seemingly random way. This implies that the obtained time shift does not depend on some modest smoothing of the template pulse profile.

3.2. Radio TOAs

The radio time of arrivals (TOAs) were derived for each day of observations yielding 4 TOAs. Each TOA was obtained by doing a cross-correlation of each daily profile with a mean profile

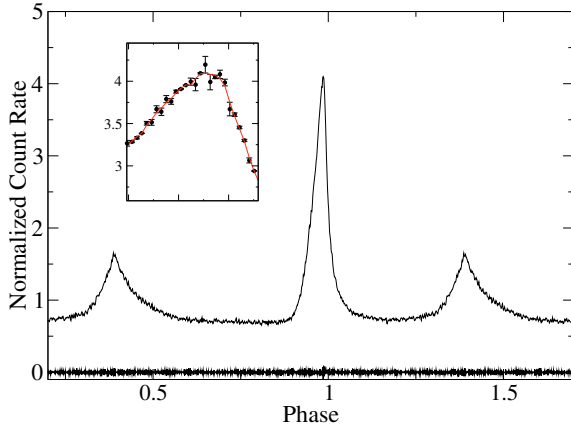


Fig. 1. The pulse profile template used for obtaining the TOAs. The profile shown is the modestly smoothed profile (see text) which at this scale is indistinguishable from the unprocessed data. In the zoom-in the difference between the data points (circles with error bars) and the smoothed data (line) is shown for the peak where the differences are largest. At the bottom of the main plot the difference between the smoothed and non-smoothed data is shown.

obtained by integration over many months of observation. This cross-correlation gives a time and a uncertainty ranging from 3 to $8 \mu\text{s}$. The relatively low signal-to-noise ratio (around 20) for the daily profiles explains the limited accuracy of the TOA determinations. The reference point in the mean profile was chosen to be the phase bin with highest radio flux. Given the signal-to-noise ratio and the width of the phase bins, we estimate that this introduces an uncertainty of $8 \mu\text{s}$ which affects the ensemble of radio TOA in an identical way (and does not disappear when averaged over multiple TOAs).

The determination of the radio TOAs included the Nançay instrumental delay. This delay was estimated from several observations of the millisecond pulsar J1824-2452 done with the Green Bank and the Nançay radiotelescopes at the same epoch. A careful analysis of the mean profiles obtained with the two similar instrumentations installed at Green Bank and Nançay (both Astronomy Signal Processor –ASP–, Demorest 2007) give a relative offset of $7.0 \pm 0.4 \mu\text{s}$. Knowing accurately the Green Bank instrumental delay (which amounts to $15.74 \mu\text{s}$; Demorest 2008), we can derive the Nançay instrumental delay as $8.7 \pm 0.4 \mu\text{s}$.

3.3. Giant radio pulses and DM determination

Accurate determination of DM variations is usually done from TOAs obtained at two different frequencies, as much separated as possible in order to maximize the effect of the differential dispersion delay to measure. However, as shown by Ramachandran et al. (2006), highly frequency-dependent multipath propagation in the turbulent interstellar medium produces huge variations of the space (cigar shape like) within which the radio waves senses the electron density. TOAs obtained at very different frequencies did not see exactly the same electron density and should not be used to derive a highly reliable Dispersion Measure value. Using frequencies as close as possible tends to remove this effect but then TOAs determination must be much better to compensate. As Giant Pulses TOAs are characterized by very short bursts of radio emissions suitable for a very good TOA determination, we should be able to use them even on limited frequency span to determine unbiased DM variations. For example, a differential delay between 2016 and 2080 MHz known at $0.5 \mu\text{s}$ gives roughly

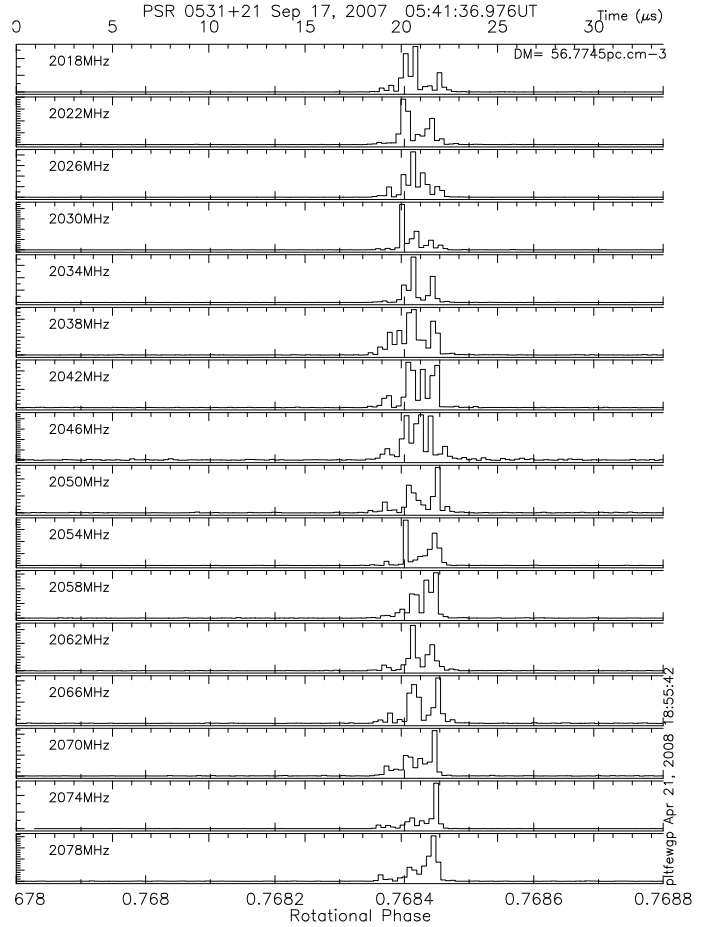


Fig. 2. Example of a giant pulse detected on Sept 17th with the Nançay radiotelescope. Total intensity is plotted for every 4 MHz channels with a resolution of 250 ns. Duration of this giant pulse is of the order of $2 \mu\text{s}$.

the same DM uncertainty as a $10 \mu\text{s}$ accuracy between 1400 and 2050 MHz.

We have determined the DM value from the Nançay data alone in the following way: each GP (an example is shown in Fig. 2) which was detected in more than 14 channels (among the 16 available, using a 15 sigma threshold for each channel) was dedispersed with different DM values and integrated in frequency to produce a 56 to 64 MHz total bandwidth profile. Based on the fact that a good DM value will tend to properly align the individual GPs and thus maximize the amplitude of the integrated profile, this maximum amplitude was kept for each trial DM and a Gaussian fit was done on those maximum amplitudes to find the best DM. An average of the numerous DM obtained for a given observation (one per single GP event) provides us with a nightly DM value (see Fig. 3). Uncertainties are estimated from the rms of the different DM values obtained each night. The overall average value over the 69 DM values obtained over 4 nights is $56.7740 \text{ pc cm}^{-3}$ and again an uncertainty of 0.005 is estimated (from the rms over the 69 individual values).

3.4. Optical-radio lag

We determined an improved solution to the ν and $\dot{\nu}$ starting from the Jodrell Bank ephemeris to the TOAs of the mean pulse using the Nançay radio data. While the fit to the 4 data points is not very constraining, it establishes a reliable baseline against which

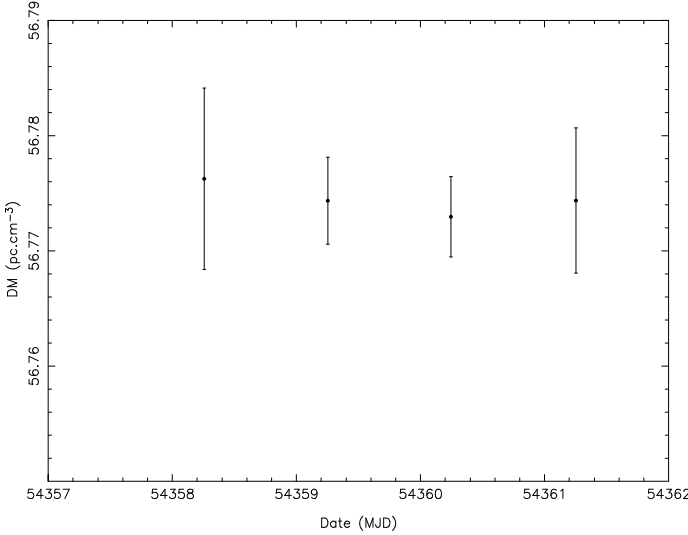


Fig. 3. The DM value determined from the Nançay GP data. Displayed are the nightly mean values.

the optical TOAs can be compared. The obtained values are $\nu = 29.755351174(9) \text{ s}^{-1}$, and $\dot{\nu} = -3.727(6) \times 10^{-10} \text{ s}^{-2}$ (for a fixed value of $\ddot{\nu}$ of $3.72 \times 10^{-22} \text{ s}^{-3}$). The dispersion measure was fixed at the value reported above of $56.7740 \text{ pc cm}^{-3}$.

The OGS geocentric coordinates used in the reduction (within TEMPO2) are $(X, Y, Z) = (5390280.91, -1597890.59, 3007083.48)$. These coordinates were obtained from the reading of two different GPS units (see O06). The obtained optical TOAs were then used in the TEMPO2 analysis package (Hobbs et al. 2006), together with the radio TOAs. The radio and optical data points were fit together allowing for an offset between the radio and optical. Since a comparison of arrival times is made at (almost) the same time, this procedure is not substantially affected by e.g. uncertainties in the pulsar position (proper motion) or uncertainties in e.g. frequency and derivatives.

In Fig. 4 the results of this analysis are displayed: an offset of $255 \pm 4 \mu\text{s}$ between the radio peak and the optical peak. The uncertainty in this value is purely the statistical uncertainty in the best-fit value for an offset between the radio and the optical measurements. This value does not take into account uncertainties in the DM values, which could be of the same order. A difference in the DM value of 0.005 pc cm^{-3} (more than a typical month-to-month variation, see Fig. 5) will result in a time difference at 2 GHz of $\sim 6 \mu\text{s}$. We therefore assume an uncertainty of $6 \mu\text{s}$ as a result of uncertainties in the DM value. This uncertainty in time is smaller than quoted by other authors (e.g. Lyne et al. 1993), since our radio observations have been obtained at a higher frequency which is substantially less affected by timing delays due to scattering.

Adding all of the above uncertainties ($18 \mu\text{s}$ from the optical template, $8 \mu\text{s}$ from the radio template, $6 \mu\text{s}$ from DM uncertainty, $4 \mu\text{s}$ from the fit to the offset between the radio and optical TOAs) linearly we obtain a total uncertainty of $36 \mu\text{s}$. This is likely to be an overestimate of the total uncertainty since all individual deviations have to be in the same direction to end up at this value. Adding all uncertainties in quadrature yields a final uncertainty of $21 \mu\text{s}$.

From Fig. 4 we conclude that the variation in the optical-radio delay is substantially larger than the individual uncertainties on the TOAs (which are between 1.4 and $2.1 \mu\text{s}$, 1σ). The average value of the delays obtained during the first and second

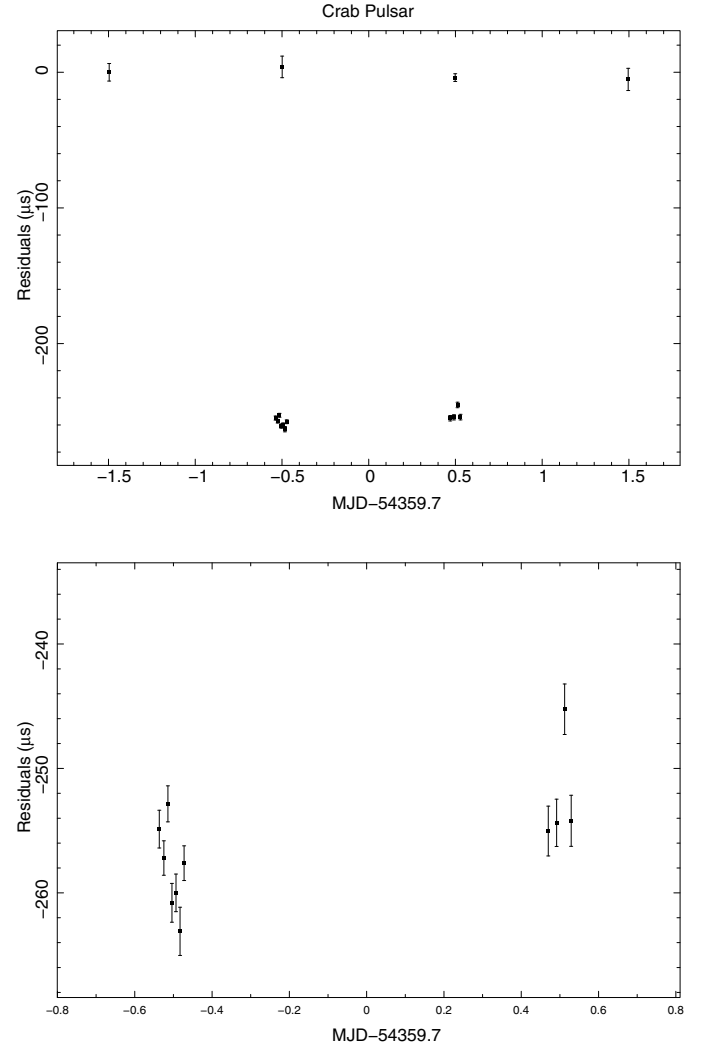


Fig. 4. Comparison of radio and optical results. At the *bottom* a zoom-in on the optical data points only is presented. Plotted error bars represent 1σ uncertainties.

night differ by $6 \mu\text{s}$ (only $1.4 \mu\text{s}$ when one excludes the deviant point in the second night). The observed scatter during the first night and the possible difference between the two nights, suggests that small variations (less than about $10 \mu\text{s}$) exist. For this relative comparison the uncertainties introduced by determining phase zero on both the radio and optical templates (which each amount to $8 \mu\text{s}$) should not be considered, since they affect all data points in the same way. We consider it unlikely that this night-to-night variation is solely caused by variations in the DM, since a variation of ~ 1 times that of typical monthly variations is needed in 1 day. Variations in the peak position on time scales of days and shorter are studied in more detail by Karpov et al. (2007), who find, during one observation, variations at the $\sim 150 \mu\text{s}$ -level.

3.5. Giant radio pulses and optical

In total 927 Giant radio pulses were detected during the radio observations. The rate of GPs was much higher during the second night where we have optical data (on average 1 per 6.6 s) than the first night (1 per 29.5 s).

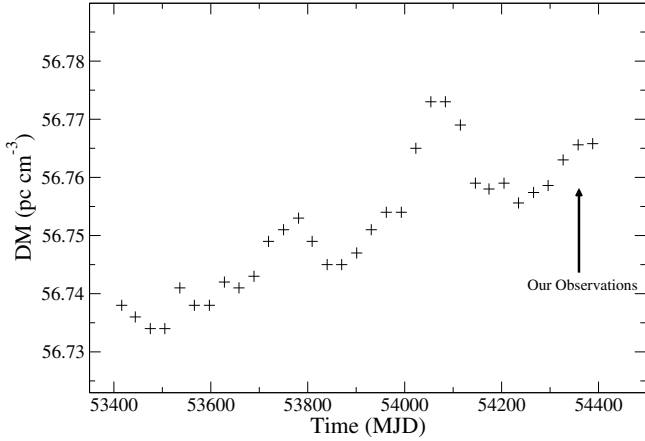


Fig. 5. The recent (past 1000 days) history of the dispersion measure towards the Crab pulsar (data taken from Lyne et al. 2007). The data points are monthly values. The time of our observations is indicated by an arrow. The difference between the Nançay DM value and the value plotted here is less than 2σ (offset is 0.008 while uncertainty is 0.005 for both determinations). As the frequency spans used for these two derivations are not the same (610–1400 MHz for Jodrell and 2018–2080 MHz for Nançay), the difference is acceptable (see text).

Following the method by Shearer et al. (2003) we have selected the optical data coincident with Giant Pulses (GPs) detected in the radio observations. The barycentric arrival times of the GPs were computed using TEMPO2, while the event time tags were corrected using our barycentering code. We checked that these corrections are consistent to better than $15 \mu\text{s}$ and that therefore this procedure provides the required accuracy. We find, in total, 603 GPs coincident with optical data. We made sure that these GPs occurred near the main peak of the profile and selected data half a phase range before and half a phase range after the main peak (in the radio). The data was then folded to obtain a pulse profile coincident with radio GPs. A reference profile was also constructed from data spanning 80 cycles around (but not including) this cycle. This was done since changes in sky background and airmass force us to select data close to the cycle coincident with the GP. Several different ranges were tried and all gave similar results, with obviously better statistics as the number was increased. We settled for 80 cycles, since this gives a very good reference profile and yet it still only spans 2.7 s of data. We ensured that no optical data was missing during these periods (e.g. at the end of an observation). We present the obtained results in Fig. 6. As can be seen from this figure no clear excess is present. Depending on the choice of phase range this excess amounts to about $\sim 2.1\sigma$. We view this a confirmation of the result of Shearer et al. (2003) and shows that their dataset has a much better statistical quality given the longer exposure times and larger telescope aperture.

3.6. Wavelength dependence of the delays

In order to investigate whether we are able to detect a delay between the pulse profiles obtained at different wavelengths we divided the photons obtained during the observations described above in three adjacent bands, each containing approximately the same number of photons, using the intrinsic energy resolution of S-Cam. The wavelength boundaries of the three bands were: 3920–5490 Å, 5490–6330 Å, 6330–8230 Å. We then created the folded profiles per observation and did the crosscorrelation with the smoothed profile (which was obtained using all

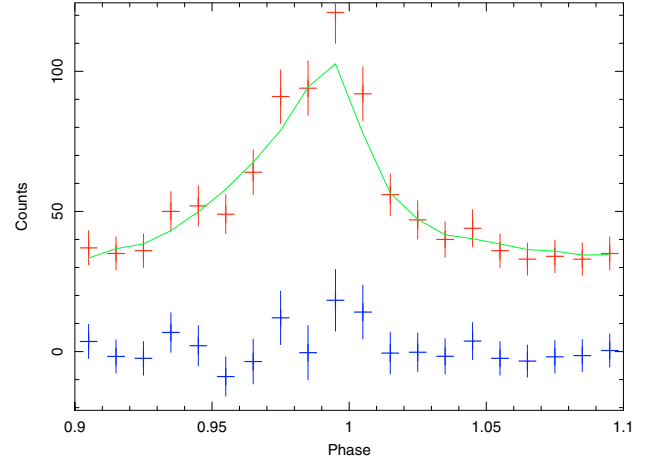


Fig. 6. A comparison of the optical pulse profile obtained coincident with a Giant radio Pulse in red and a reference profile in green (see text). The difference between the two is also displayed.

photons) as described above. The results are displayed in Fig. 7. While the quality of the data does not seem to justify drawing strong conclusions, a linear fit to the datapoints reveals that the slope in the delay is $-5.9 \pm 1.9 \mu\text{s}/1000 \text{ Å}$, which seems to indicate that the blue photons arrive, averaged over phase, slightly earlier than the red photons. A similar result is obtained when only the main peak part of the pulse profile is used for this analysis. It is important to realize that this is only a statement about the phase-averaged arrival times of photons: the full width at half-maximum (FWHM) of the pulse peak is known to decrease with decreasing wavelength (Percival et al. 1993; Eikenberry et al. 1997; Sollerman et al. 2000). This trend is also evident in our data. Together with the asymmetry in the profile the decrease in FWHM with decreasing wavelength will lead to an average time shift. Close inspection of our profiles in colour suggests that the profile rises slightly earlier in the blue band, which could yield the result present above. Furthermore the separation between the main and secondary peak is smaller in the UV than in the optical (Percival et al. 1993). In essence this shows the limitation of using the cross-correlation method: it is only possible to obtain a proper time shift if the profile and template are identical in shape. Any other method (e.g. fitting around the peak) will also be affected by the asymmetry of the profile and will give similar results.

4. Discussion and conclusions

We have performed simultaneous observations of the Crab pulsar in the optical (3500–8200 Å) and radio (2 GHz). The results provide the current best estimate of the optical lead (with respect to the radio peak) of $255 \pm 21 \mu\text{s}$. The two major contributions to the uncertainty are the determination (or definition) of the peak in the optical, since the profile is asymmetric, and uncertainties in the DM value which translate into significant uncertainty in the correction of the radio data. Additionally a true jitter in the optical peak on different time scales might take place with an amplitude of $5\text{--}10 \mu\text{s}$. However, our value is an order of magnitude more precise than determined by O06 and fully consistent with the value reported there. The close match with their value ($273 \pm 100 \mu\text{s}$) must be fortuitous given the large uncertainties on the values, and can be considered a statistical coincidence. A comparison with previous results can be found in O06, however due to the increased precision we can now conclude that the

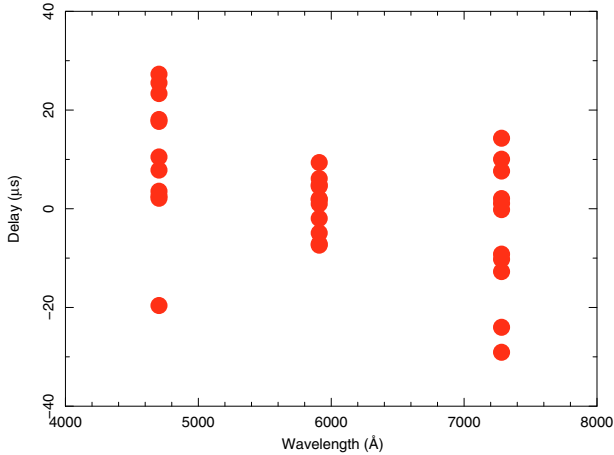


Fig. 7. The delay between photons in different energy bands. Wavelengths indicate the center of the three bands (not the average energy of the photons).

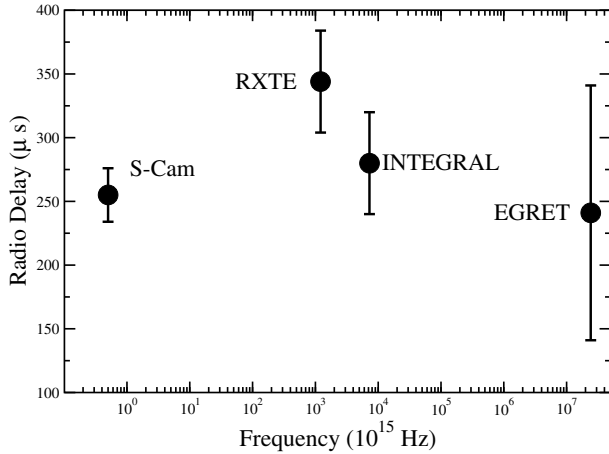


Fig. 8. The radio delay with respect to other frequencies. The S-Cam data point is presented in this paper, the RXTE value is from Rots et al. (2004), the INTEGRAL and EGRET points are taken from Kuiper et al. (2003). We have added a $100 \mu\text{s}$ error bar to the EGRET value, because of uncertainties in the EGRET absolute time calibration (see Kuiper et al. 2003).

result of Shearer et al. (2003), an optical lead of $100 \pm 20 \mu\text{s}$, is not consistent with our result. Together with the result of Golden et al. (2000), an optical *delay* of $\sim 80 \pm 60 \mu\text{s}$, which was already inconsistent with the results presented in O06, this raises the possibility of a long-term change in the radio-optical difference.

From a plot of the radio delay throughout the electromagnetic spectrum (see Fig. 8) it appears that this delay is approximately constant over more than 7 orders of magnitude. We note that the non-optical results have been derived from a comparison with, non-simultaneous Jodrell Bank observations, which results in larger error bars. This near-constancy of the delay with respect to the radio profile implies a similar emission mechanism and emission location from the optical to γ -rays. This is indeed the case in modern models by e.g. Takata & Chang (2007).

Our results for the stability of the pulse profile (differences of up to $\sim 10 \mu\text{s}$ on a time scale of a day and even smaller variations on a time scale of less than a day; see Fig. 4) are not consistent with the results from Karpov et al. (2007) who present variations of up to $\sim 150 \mu\text{s}$ in a fraction of a day. However, this variation is only present in a small part of their data set (December 2005 and January 2006), while the remainder of their data (obtained

in December 1994 and 1999, and November 2003) do not show substantial variations. This suggests that the behaviour observed in December–January 2005/2006 is an anomaly and that night-to-night variations in the Crab optical peak positions amounts to at most $\sim 10 \mu\text{s}$.

Our value for the time delay between red and blue photons of $-5.9 \pm 1.9 \mu\text{s}/1000 \text{ \AA}$ can be compared to the results of Sanwal (1999) who found a delay between the *R* and *U* band of $-10 \pm 4 \mu\text{s}$ and Golden et al. (2000) who found that the peaks in *B* and *V* are coincident within $10 \mu\text{s}$. Taken together these three measurements indicate a small delay between blue and red photons. However changes in the FWHM of the pulse profile and the asymmetry of the profile and possible differences in the separation between the main and secondary peak make an interpretation complex.

Current models for high-energy pulsar emission (e.g. Dyks & Rudak 2003), describe the peaks as caustics: special relativity effects (aberration of emission directions and time of flight delays due to the finite speed of light) cause photons emitted at different altitudes to pile up at the same pulse phase. It is difficult if not contrived to imagine how caustics originating from the trailing edge extending along the full length of the open field lines within the magnetosphere could produce phase bunching yielding a common main peak cusp spanning 7 orders of magnitude in photon energy from incoherent synchrotron emission, and less than 1% in phase difference from coherent radio emitting sources, spanning in this case some 12 orders in photon energy. As such arguments are usually presented in the context of outer gap or slot gap model formalisms, these new results argue strongly for a localised source for the observed multiwavelength emission from the Crab pulsar.

That the radio and higher energy emission process are in some way linked is not in doubt, following on from the optical-GP association originally shown by Shearer et al. (2003). Our confirmation of an excess, albeit at low significance further strengthens the connection between these energy bands. Variations in the optical emission correlated with GPs have been argued to be a consequence of local density enhancements to the plasma stream (Shearer et al. 2003). Recent studies of GPs from the Crab have indicated that these can and do originate as short-lived ($\sim \text{ns}$), narrowband nanoshots, which have been argued to have their origin in strong, highly localised plasma turbulence (Hankins & Eilek 2007). That there is no change in phase or shape of the Crab’s optical light curve morphology during a GP associated event, just flux, requires an extended region of plasma turbulence to produce the same phase-bunching effect following the caustic model *ansatz*, which is clearly implausible. The measured time delay across the optical bands represents $\leq 3.0 \times 10^{-4}$ of phase, with some evidence of a jitter in the optical peak across several time scales occurring with a similar variation in terms of phase. Again, these effects are not associated with any measurable change in incident flux. Assuming a constant emission source, localised geometric constraints represent the most likely cause of such observational effects. Together these interpretations merit some revision of the fundamental approaches to modeling the Crab pulsar’s emission processes, and there may be some use in trying to geometrically constrain emission regions within the magnetosphere first, and then address the local physical conditions that are consistent with the data we have available to us – rather than the other way round.

Finally the anticipated detection of excess optical emission associated with GPs extrapolating from the work of Shearer et al. (2003) was expected to be $< 1\sigma$ prior to our observations, so its marginal detection is somewhat surprising. We note that our

passband ($\sim 3500\text{--}8000\text{ \AA}$) is quite different from the passband ($6000\text{--}7500\text{ \AA}$) of Shearer et al. (2003) and might result in different results depending on the spectrum of the “excess” optical emission. If our observed excess had been significant we could have constructed the optical spectrum obtained when a GP occurs and compare it with the reference spectrum when no GP is present. This is possible by using the intrinsic energy resolution of S-Cam (each photon is tagged with a time stamp, but also its energy, Martin et al. 2006). Such an approach could reveal the spectrum of the excess emission and consequently would impose important further constraints on the emission mechanism. We regard the acquisition of deeper coincident radio-optical data as critically important to confirm the spectral dependence of such an excess.

Acknowledgements. A.G. is supported by funding from Science Foundation Ireland (SFI/RFP/PHYF553). I.C. thanks Paul Demorest for fruitful interactions on the instrumental delay determination and the support of the Nançay Radio Observatory, which is part of the Paris Observatory, associated with the French Centre National de la Recherche Scientifique. The Nançay Observatory also gratefully acknowledges the financial support of the Region Centre. We thank an anonymous referee for comments which improved the paper.

References

- Cocke, W. J., Disney, M. J., & Taylor, D. J. 1969, *Nature*, 221, 525
- Cognard, I., & Theureau, G. 2006, On the Present and Future of Pulsar Astronomy, 26th meeting of the IAU, Joint Discussion 2, Prague, Czech Republic, JD02, 36
- Demorest, P. B. 2007, Ph.D. Thesis, University of California, Berkeley
- Demorest, P. B. 2008, personal communication
- Dyks, J., & Rudak, B. 2003, *ApJ*, 598, 1201
- Eikenberry, S. S., Fazio, G. G., Ransom, S. M., et al. 1997, *ApJ*, 477, 465
- Golden, A., Shearer, A., Redfern, R. M., et al. 2000, *ApJ*, 363, 617
- Hankins, T. H., & Eilek, J. A. 2007, *ApJ*, 670, 693
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D., Scott, P. F., & Collins, R. A. 1968, *Nature*, 217, 709
- Hobbs, G. B., Edwards, R. T., & Manchester, R. N. 2006, *MNRAS*, 369, 655
- Kanbach, G., Slowikowska, A., Kellner, S., & Steinle, H. 2005, *Astrophysical Sources of High Energy Particles and Radiation*, 801, 30
- Karpov, S., Beskin, G., Biryukov, A., et al. 2007, *Ap&SS*, 308, 595
- Kuiper, L., Hermsen, W., Walter, R., & Foschini, L. 2003, *A&A*, 411, L31
- Lyne, A. G., Pritchard, R. S., & Graham-Smith, F. 1993, *MNRAS*, 265, 1003
- Lyne, A. G., Jordan, C. A., & Roberts, M. E., 2007, *Crab Monthly Ephemeris* available on http://www.jb.man.ac.uk/_pulsar/crab.html
- Martin, D. D. E., Verhoeve, P., Oosterbroek, T., et al. 2006, *Proc. SPIE*, 6269
- Oosterbroek, T., de Bruijne, J. H. J., Martin, D., et al. 2006, *A&A*, 456, 283 (O06)
- Percival, J. W., Biggs, J. D., Dolan, J. F., et al. 1993, *ApJ*, 407, 276
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing* (Cambridge: University Press)
- Ramachandran, R., Demorest, P., Backer, D. C., Cognard, I., & Lommen, A. 2006, *ApJ*, 645, 303
- Romani, R. W., & Yadigaroglu, I. A. 1995, *ApJ*, 438, 314
- Romani, R. W., Miller, A. J., Cabrera, B., et al. 2001, *ApJ*, 563, 221
- Rots, A. H., Jahoda, K., & Lyne, A. G. 2004, *ApJ*, 605, L129
- Sanwal, D. 1999, Ph.D. Thesis, Univ. Texas at Austin
- Shearer, A., Stappers, B., O’Connor, P., et al. 2003, *Science*, 301, 493
- Sollerman, J., Lundqvist, P., Lindler, D., et al. 2000, *ApJ*, 537, 861
- Staelin, D. H., & Reifenstein, E. C. 1968, *Science*, 162, 1481
- Takata, J., & Chang, H.-K. 2007, *ApJ*, 670, 677

Chapitre 8

Etude multi-longueurs d'onde des pulsars

Le Fermi Gamma-ray Space Telescope est un observatoire dédié à la détection de sources de rayonnement γ qui a été mis en orbite autour de la Terre le 11 juin 2008. Il est le successeur du Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) qui a opéré dans les années 1990s. Principalement grâce à l'instrument EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) sur CGRO, le nombre de pulsars connus émetteurs de γ avant FERMI/LAT étaient au nombre de sept : le Crabe, Vela, B1509-58, B1706-44, B1951+32, B1055-52 et Geminga. Ce sont sept pulsars jeunes et énergétiques. Les différentes prédictions de détections de pulsars par le FERMI/LAT faisaient état d'un nombre de l'ordre de plusieurs dizaines avec une proportion variable entre pulsars trouvés à partir d'éphémérides radio et pulsars trouvés en aveugle et inconnus en radio.

Pour s'assurer d'exploiter au mieux les multiples photons γ enregistrés par l'observatoire FERMI sur les 5 à 10 ans de la durée de sa mission, il est primordial d'avoir des éphémérides décrivant la rotation des pulsars déjà connus les plus complètes possibles. Il s'agit en effet d'accumuler de rares photons pendant des mois ou des années pour faire sortir une courbe de lumière γ (une impulsion intégrée ou 'phasogramme'). Pour rappel, le pulsar connu le plus intense en rayons γ est le pulsar du Crabe dont on ne reçoit avec l'observatoire FERMI qu'un photon toutes les 500 rotations seulement. En janvier 2006, nous avons organisé un workshop national pour attirer l'attention de la communauté 'pulsar' française sur les excellentes possibilités offertes par la nouvelle instrumentation pulsar installée à Nançay et dégager des pistes de collaboration. Le but de cette réunion de deux jours a été amplement rempli avec, en particulier, les liens tissés avec la communauté FERMI/pulsar de Bordeaux autour de David Smith. Ainsi, dans les mois qui ont précédé le lan-

cement de l’observatoire FERMI, une liste des pulsars à monitorer en radio a été dressée. Un Memorandum Of Understanding (MoU) a été signé entre les différents grands radiotélescopes du monde ayant décidé de participer à ce suivi : le télescope de 64m de Parkes en Australie, le télescope Lovell de 76m à Jodrell Bank en Angleterre, le radiotélescope de 110m de Green Bank aux Etats-Unis et le radiotélescope de Nançay en France (équivalent à une antenne de 94m). Des contributions ponctuelles ont également été apportées par les télescopes de Westerbork (Pays-Bas) et Arecibo (Porto Rico).

Le radiotélescope de Nançay a ainsi démarré un programme de suivi de 150 pulsars dans le but affiché de fournir des éphémérides précises de rotation pour l’analyse des photons FERMI. Une portion de cette liste faisant d’ailleurs déjà parti d’autres programmes justifiés par d’autres considérations scientifiques. C’est le cas, par exemple, de quelques pulsars millisecondes qui étaient déjà suivis dans le but de contraindre le fond d’ondes gravitationnelles d’origine cosmologique.

Signalons pour être complet la collaboration que nous avons avec l’équipe d’AGILE¹, le satellite haute énergie de l’agence spatiale italienne. Les éphémérides de quelques pulsars que j’ai produites à partir des observations au radiotélescope de Nançay ont été utilisées pour chercher des pulsations à haute énergie, avec succès d’ailleurs (Pellizzoni et al., 2009a,b). Mis sur orbite après AGILE, l’observatoire FERMI/LAT, de part sa sensibilité bien plus élevée, fournit maintenant la majeure partie des résultats marquants à haute énergie.

8.1 Les observations haute énergie

L’observatoire spatial FERMI possède deux instruments principaux : le GLAST Burst Monitor (GBM) et le Large Area Telescope (LAT) spécifiquement dédié à la datation et la caractérisation des photons γ . Sur un satellite placé sur orbite basse (565km) et fonctionnant en mode balayage permettant une vision complète du ciel toutes les 3 heures, le LAT permet l’étude des pulsars γ avec une sensibilité et une uniformité sans précédent. Sur le FERMI/LAT, le champ de vue (2.4sr) et la surface effective (9500cm²) sont 6 fois supérieurs par rapport à EGRET (Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope) sur le Compton Gamma-Ray Observatory. Les temps d’arrivée des photons γ sont enregistrés à bord du satellite avec un grand nombre d’autres paramètres (Guillemot, 2009) et transférés au sol pour une analyse plus poussée. Une recherche de périodicité peut être faite pour trouver des pulsars dont on ne connaît pas l’existence. Il est aussi possible, à

¹<http://agile.rm.iasf.cnr.it/>

partir d'une éphéméride obtenue par ailleurs, de construire directement une courbe de lumière. Un tableau, de 32 ou 64 éléments typiquement, représente une période du pulsar. La phase rotationnelle d'un photon γ est calculée à partir de son temps d'arrivée et de l'éphéméride. L'élément du tableau correspondant à cette phase rotationnelle est alors incrémenté de 1. La courbe de lumière (ou 'phasogramme') peut ainsi être produite après d'éventuels tris sur les photons : énergie, direction d'arrivée, etc...

Les temps d'arrivée des impulsions géantes du pulsar du Crabe (PSR J0534+2200) et de PSR J1939+2134 enregistrés régulièrement à Nançay ont été utilisés pour tester les outils d'analyse de FERMI (Smith et al., 2008). En effet, les temps d'arrivée d'impulsions géantes en radio ont le même 'statut' que des temps d'arrivée de photons γ . Nous pouvons donc injecter ces temps d'arrivée radio dans la chaîne de traitement FERMI pour la tester. Après calcul de la position de l'observatoire FERMI en orbite terrestre, les temps d'arrivée au radiotélescope de Nançay ont été transférés à l'observatoire (avec soustraction du délai dispersif). Un premier outil FERMI, *gtbary*, permet alors de transférer les temps d'arrivée vers le barycentre du Système Solaire et le second outil *gtpphase* permet de calculer la phase rotationnelle de chaque temps d'arrivée et de construire la 'courbe de lumière' (ou phasogramme). Les outils FERMI ont parfaitement fonctionné sur les données du pulsar rapide PSR J1939+2134 ($P=1.55\text{ms}$), ce qui atteste que le traitement est satisfaisant au niveau de la microseconde (sur l'échelle de temps des quelques semaines des temps d'arrivée utilisés). La partie orbitale a été testée avec succès avec des temps d'arrivée générés par le mode simulation (FAKE) du logiciel tempo2 (Hobbs et al., 2006) pour le pulsar PSR J0437-4715 ($P=5.76\text{ms}$ et $P_{\text{orbitale}}=5.7\text{jours}$).

8.2 Les observations radio

De nombreux pulsars sont donc suivis en radio avec le radiotélescope de Nançay dans le cadre du programme '*Multi-wavelength study of pulsars from radio to TeV photons : a joint long term program with FERMI*'. Le grand nombre de pulsars suivis a nécessité le développement d'un 'pipe'line' de données efficace qui rende quasi-automatique la génération des éphémérides de pulsars.

N.Hallet, de l'Observatoire de Paris-Meudon, produit un planning mensuel du radiotélescope de Nançay sur lequel une bonne dizaine d'heures d'observations de pulsars sont réparties par journée. Ces tranches horaires sont repérées en temps sidéral car le radiotélescope est méridien. J'ai écrit un code avec une interface graphique (C et PgPlot), qui à partir des observa-

tions déjà effectuées, des tranches horaires allouées et de l'ascension droite des sources permet de planifier les futures observations. J'effectue ce travail une fois par semaine pour que l'opérateur du radiotélescope ait dès le lundi ce qu'il lui faut pour construire les fichiers de commandes du radiotélescope qui seront lancés régulièrement et vont se dérouler, normalement sans anicroche. Le déroulement des observations 'pulsar' est alors complètement automatique avec le système de contrôle du radiotélescope capable d'ordonner le départ d'une observation 'pulsar' en s'adressant au calculateur du dédisperseur cohérent ('psrsc'). Après l'observation, à la fois le fichier brut (un fichier FITS avec des impulsions moyennes par canal de fréquence toutes les 2 minutes) et le fichier intégré (un fichier ASCII contenant l'impulsion intégrée sur toute la bande de fréquence durant toute la durée d'observation) sont transférés sur l'ordinateur central d'analyse du radiotélescope ('nrt'). Pour une grande majorité de pulsars, le fichier intégré suffit pour produire une éphéméride de qualité et c'est ce fichier qui est utilisé de façon automatique. Des scripts écrits par Lucas Guillemot, du CENBG Bordeaux-Gradignan, prennent automatiquement chaque jour les nouveaux fichiers intégrés, produisent les temps d'arrivée qui sont intégrés avec les temps d'arrivée précédents conduisant à une version améliorée de l'éphéméride du pulsar concerné (Guillemot, 2009). J'ai formé Lucas Guillemot à la détermination des temps d'arrivée et à l'utilisation adéquate du logiciel d'analyse 'tempo2'. Les multiples données 'pulsar' disponibles à Nançay ont permis à Lucas Guillemot, et à toute l'équipe au CENBG Bordeaux-Gradignan, de se former efficacement au traitement de données pulsars et acquérir ainsi une expertise précieuse dans le cadre du traitement des données du FERMI/LAT. Il est ainsi agréable de penser que nous ayons pu, au LPC2E et à Nançay, participer à la consolidation de la place de l'équipe de Bordeaux-Gradignan dans le consortium FERMI pour ce qui est de l'analyse des données pulsar.

8.2.1 Un pulsar jeune : PSR J0631+1036

Le pulsar PSR J0631+1036 est un pulsar jeune et présentant de nombreux 'glitches'. C'est l'exemple du type de pulsar dont la détection attendue par le FERMI/LAT requiert un suivi radio régulier pour caractériser au mieux sa rotation et ses instabilités. Ainsi depuis le début du suivi de ce pulsar (juillet 2007), ce ne sont pas moins de 3 'glitches' qui ont été observés. Pour celui-là, il faudrait intervenir dans le traitement automatique et insérer 'à la main' les paramètres supplémentaires du 'glitch'... en fait, les 'glitches' ont tous eu lieu avant le lancement de FERMI et il a suffi d'ignorer les temps d'arrivée radio précédents le lancement. Toutefois, remarquons que si ce pulsar est peu suivi et que les dates des 'glitches' ne peuvent être déterminées avec suffisamment

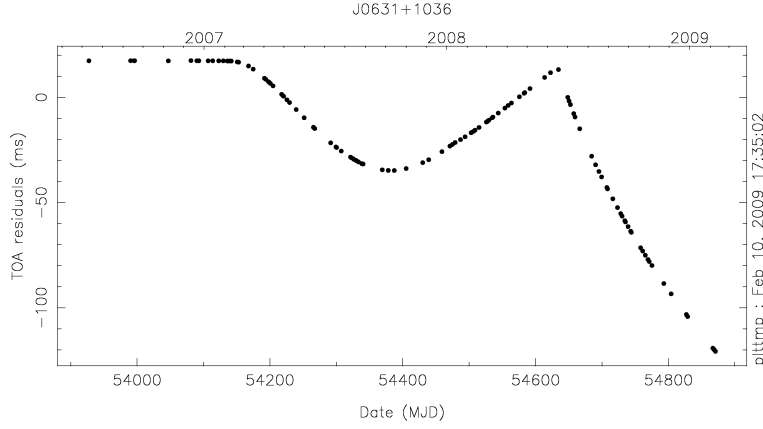


FIG. 8.1 – Evolution des résidus de temps d’arrivée du pulsar PSR J0631+1036 observé à Nançay. Ce ne sont pas moins de 3 glitches (MJD=54095,54160,54632), dont le dernier est facilement visible, qui se sont produits sur ce pulsar détecté par le FERMI/LAT.

de précision, la qualité de l’éphéméride diminuera et l’empilement des rares photons γ ne se fera pas de façon optimale. Les pulsars jeunes et donc plutôt sujets à ‘glitch’ sont parmi les sources prédisposées à la détection par le FERMI/LAT, il est important de les suivre régulièrement.

8.2.2 Les pulsars millisecondes

Les éphémérides produites pour les pulsars millisecondes faisant parti du traitement automatique peuvent être acceptables au premier abord. Elles peuvent suffire pour mettre en évidence une pulsation γ car l’écart-type (la dispersion) des résidus de temps d’arrivée radio est alors généralement bien plus petit que la résolution sur la courbe de lumière.

Pour obtenir une éphéméride bien meilleure, il faut apporter un peu plus d’attention à l’analyse des données de ces pulsars ultra-stables. J’ai, avec Grégory Desvignes, développé une série de code pour analyser au mieux les données brutes de ces pulsars millisecondes. En particulier, un code a été écrit capable de ré-intégrer les sous-intégrations individuelles (2 minutes ou moins) à partir d’une nouvelle éphéméride ‘tempo2’ sortie d’une première analyse ainsi que d’aligner finement les impulsions radio selon les délais instrumentaux (voir la fin de la section 2.3.3). En itérant plusieurs fois, avec une nouvelle éphéméride à chaque fois pour ré-intégrer les données brutes, nous parvenons à améliorer significativement la qualité de la datation, un facteur 10 d’amélioration peut facilement être obtenu dans le cas de pulsars binaires serrés. Les résultats remarquables obtenus par ce genre de traitement

minutieux sont présentés en détail dans le mémoire de thèse de G.Desvignes (Desvignes, 2009) ainsi que résumés dans la Table 8.1 présentée dans les 'Perspectives' (page 117). Mentionnons juste qu'une dizaine de pulsars présentent un écart-type des résidus inférieur à $1 \mu\text{s}$ sur les 4 ou 5 ans de données obtenues à ce jour.

8.3 Une dizaine de pulsars millisecondes détectés avec le FERMI/LAT

Ce travail de production d'éphémérides automatisée a été mis à profit pour produire des phasogrammes γ (ou courbe de lumière) en masse et tenter de détecter la contre-partie haute énergie des pulsars connus en radio. La moisson a été fructueuse avec pas moins de 8 pulsars millisecondes détectés en cette fin Septembre 2009. La figure 8.2 montre le premier pulsar détecté, PSR J0030+0451 sur lequel deux pics sont clairement vus. Il présente beaucoup de similitude avec les quelques pulsars lents vus en γ jusqu'alors. Ces résultats importants, pour lesquels Nançay a été indispensable, viennent d'être publiés dans la revue Science (Abdo et al., 2009d), article trouvé plus loin.

8.4 Les autres pulsars détectés

Signalons pour être complet que les pulsars millisecondes ne sont pas les seuls pulsars détectés par le FERMI/LAT et que bien d'autres objets ont été détectés. Le pulsar PSR B1951+32, qui avait déjà été détecté avec EGRET, est facilement vu avec le FERMI/LAT (voir figure 8.3) avec une coupure à une valeur classique vers 4-5GeV. Le pulsar PSR J0248+6021 découvert à Nançay (Ray et al., 1999) est également bien détecté (figure 8.4).

Un nombre maintenant considérable d'articles décrivant les observations pulsar du FERMI/LAT et utilisant les données de Nançay à des degrés divers existent :

- la validation des outils du FERMI/LAT, (Smith et al., 2008), 'Pulsar timing for the Fermi gamma-ray space telescope'
- la détection du premier pulsar milliseconde PSR J0030+0451, par Lucas Guillemot, (Abdo et al., 2009d), 'Pulsed Gamma Rays from the Millisecond Pulsar J0030+0451 with the Fermi Large Area Telescope'
- la détection de J0205+6449, (Abdo et al., 2009b), 'Discovery of Pulsations from the Pulsar J0205+6449 in SNR 3C 58 with the Fermi Gamma-Ray Space Telescope'

- la détection de J2021+3651, (Abdo et al., 2009c), 'Pulsed Gamma-rays from PSR J2021+3651 with the Fermi Large Area Telescope'
- la petite dizaine de pulsars millisecondes détectée, par Lucas Guillemot, (Abdo et al., 2009a), 'A Population of Gamma-Ray Millisecond Pulsars Seen with the Fermi Large Area Telescope'
- l'étude détaillée du pulsar du Crabe, par Marie-Hélène Grondin, (Abdo et al., ApJ submitted), 'FERMI Large Area Telescope observations of the Crab Pulsar and Nebula'
- un catalogue FERMI pulsar qui vient d'être soumis (Abdo et al., arXiv : 0910.1608v1 [astro-ph.HE] 8 Oct 2009), 'The First Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-rays Pulsars'
- une étude de la polarisation radio de six pulsars vus par FERMI/LAT, Patrick Weltevrede, ApJ submitted, 'The Radio Polarization of Six Gamma-rays Pulsars seen with the FERMI LAT'
- une étude sur 3 pulsars dont PSR B1951+32, (Abdo et al., in preparation), 'FERMI LAT Observations of Gamma-rays Pulsar PSR J1057-5226, J1709-4429 and J1952+3252'

8.5 Et après...

L'observatoire FERMI/LAT est probablement encore en fonctionnement pour une dizaine d'années. Avec l'augmentation de la statistique, nous devrions encore détecter beaucoup de pulsars émettant à haute énergie, ouvrant la porte à de véritables études statistiques sur cette population. Il faut donc continuer à observer les nombreux pulsars en cours de suivi. Espérons, qu'après cette floraison de résultats, le Comité des Programmes du radiotélescope de Nançay saura maintenir sur le long terme le conséquent volume horaire actuellement alloué ($\sim 1000\text{h/an}$). Des études plus détaillées deviendront aussi probablement possible, comme par exemple la recherche de corrélation éventuelle entre les 'giant pulses' datées en radio et les photons γ détectés à haute énergie (voir partie 7.3).

L'artisan de la collaboration FERMI/radio, Lucas Guillemot, ne nous quitte pas. Il sera en poste à Bonn au plus près du radiotélescope d'Effelsberg... il ne fait donc pas de doute que les données radio et haute énergie continueront de s'échanger !

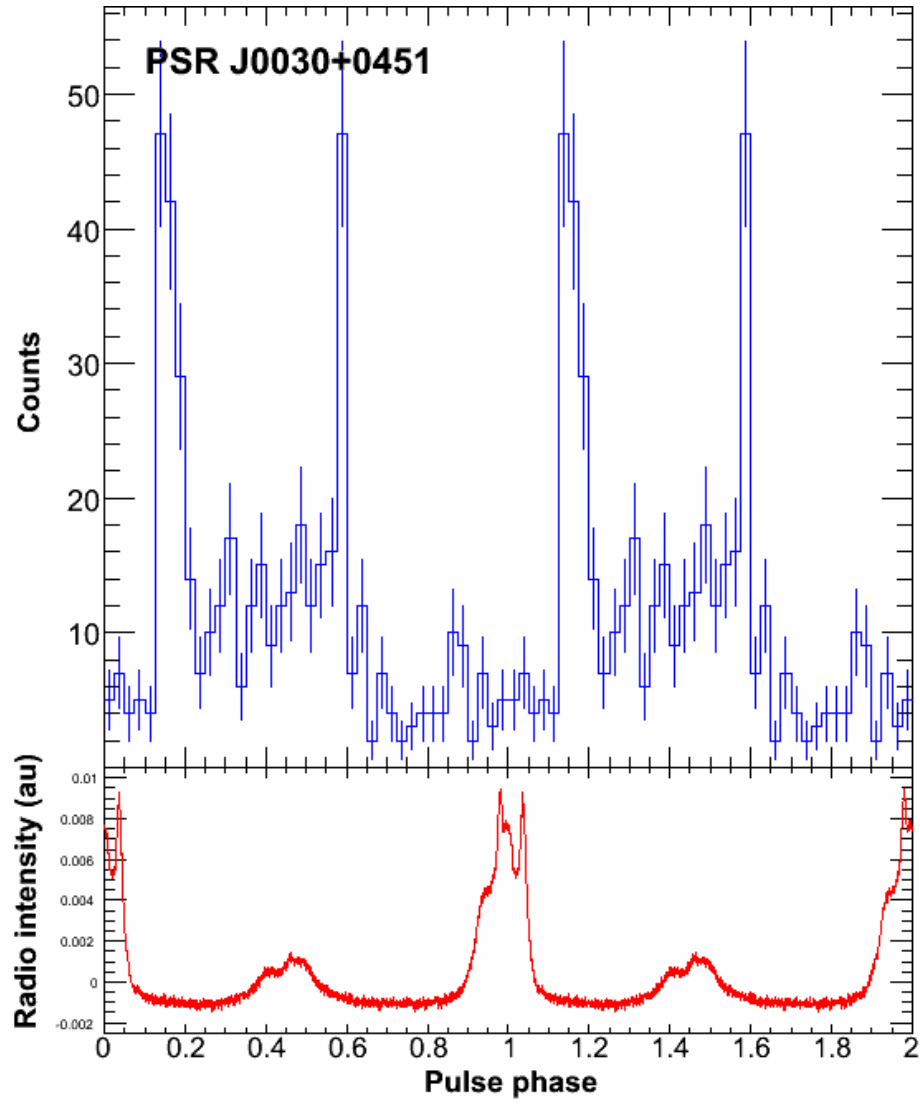


FIG. 8.2 – Détection du pulsar milliseconde PSR J0030+0451 avec le FERMI/LAT. (haut) Courbe de lumière obtenue avec une coupure des photons γ à 10MeV. (bas) Impulsion radio moyenne obtenue à Nançay et proprement phasée.

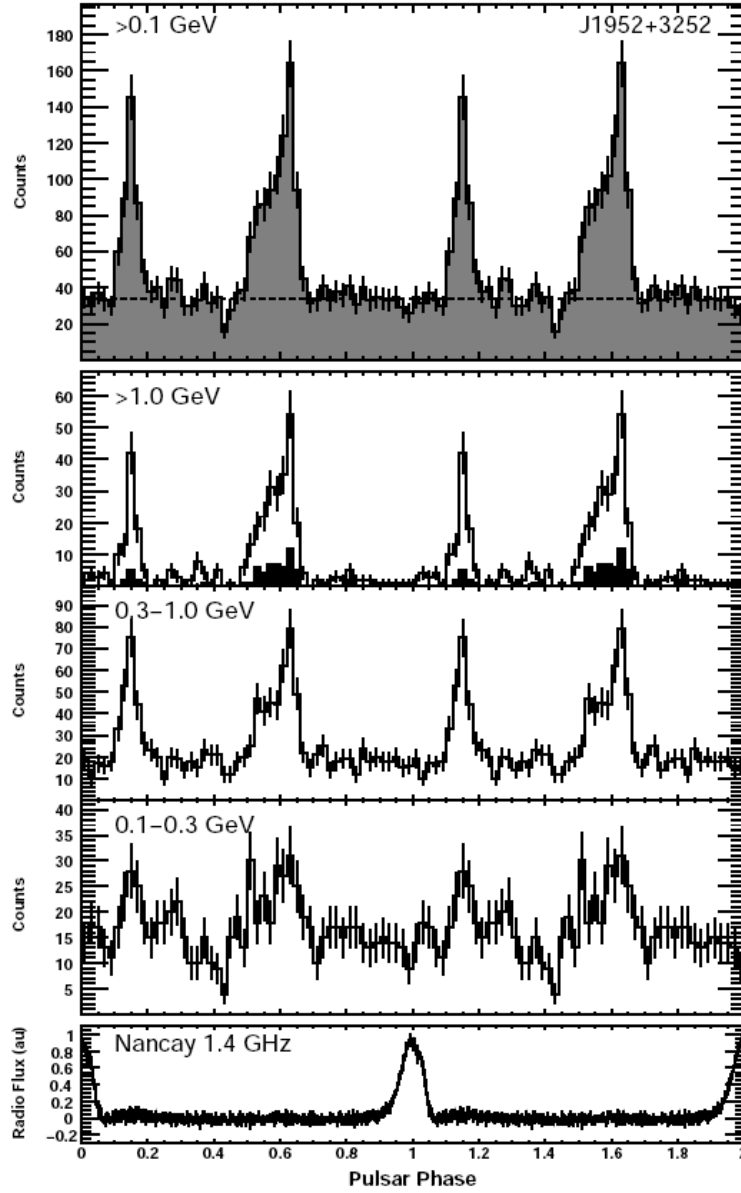


FIG. 8.3 – Détection du pulsar PSR B1951+32 avec le FERMI/LAT. les 4 courbes du haut montrent les 'phasogrammes' obtenus avec différentes coupures sur les photons γ . En bas, l'impulsion radio moyenne obtenue à Nançay et proprement phasée.

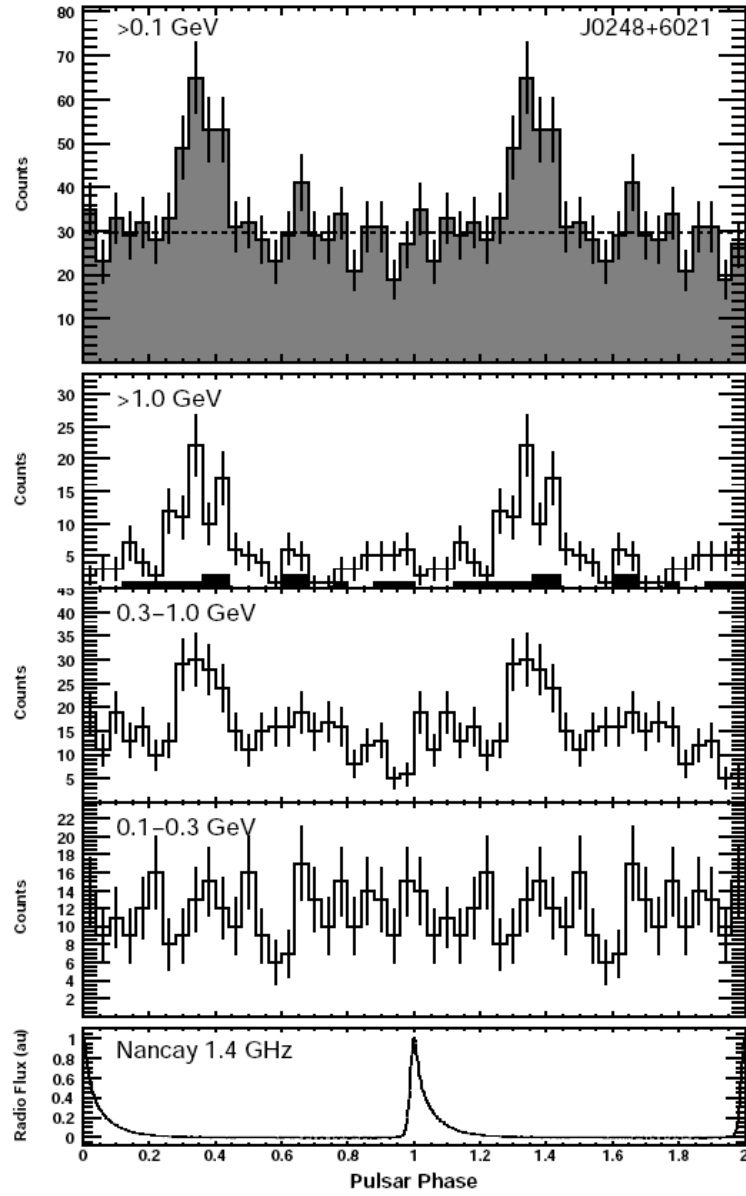


FIG. 8.4 – Détection du pulsar PSR J0248+6021 avec le FERMI/LAT. les 4 courbes du haut montrent les 'phasogrammes' obtenus avec différentes coupures sur les photons γ . En bas, l'impulsion radio moyenne obtenue à Nancay et proprement phasée.

28. F. Aharonian *et al.*, *Astron. Astrophys.* **499**, 273 (2009).
 29. A. A. Abdo *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **183**, 46 (2009).
 30. B. J. McLean, G. R. Greene, M. G. Lattanzi, B. Pirenne, *ASP Conf. Ser.* **216**, 145 (2000).
 31. The Fermi LAT Collaboration is supported by NASA and the U.S. Department of Energy; the Commissariat à l'Énergie Atomique and CNRS/Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (France); the Agenzia Spaziale

Italiana and Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (Italy); the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology, High Energy Accelerator Research Organization (KEK), and Japan Aerospace Exploration Agency (Japan); and the K. A. Wallenberg Foundation, Swedish Research Council, and National Space Board (Sweden). Additional support was provided by the Istituto Nazionale di Astrofisica (Italy) and the Centre National d'Études Spatiales (France).

Supporting Online Material

www.sciencemag.org/cgi/content/full/325/5942/845/DC1
 SOM Text
 Figs. S1 and S2
 References

29 May 2009; accepted 20 July 2009
 10.1126/science.1177023

A Population of Gamma-Ray Millisecond Pulsars Seen with the Fermi Large Area Telescope

A. A. Abdo,^{1*} M. Ackermann,² M. Ajello,² W. B. Atwood,³ M. Axelsson,^{4,5} L. Baldini,⁶ J. Ballet,⁷ G. Barbiellini,^{8,9} M. G. Baring,¹⁰ D. Bastieri,^{11,12} B. M. Baughman,¹³ K. Bechtol,² R. Bellazzini,⁶ B. Berenji,² G. F. Bignami,¹⁴ R. D. Blandford,² E. D. Bloom,² E. Bonamente,^{15,16} A. W. Borgland,² J. Bregeon,⁶ A. Brez,⁶ M. Brigida,^{17,18} P. Bruel,¹⁹ T. H. Burnett,²⁰ G. A. Caliendo,^{17,18} R. A. Cameron,² F. Camilo,²¹ P. A. Caraveo,²² P. Carlson,^{4,23} J. M. Casandjian,⁷ C. Cecchi,^{15,16} Ö. Çelik,²⁴ E. Charles,² A. Chekhtman,^{1,25} C. C. Cheung,²⁴ J. Chiang,² S. Ciprini,^{15,16} R. Claus,² I. Cognard,²⁶ J. Cohen-Tanugi,²⁷ L. R. Cominsky,²⁸ J. Conrad,^{4,23,29} R. Corbet,^{24,30} S. Cutini,³¹ C. D. Dermer,¹ G. Desvignes,²⁶ A. de Angelis,³² A. de Luca,¹⁴ F. de Palma,^{17,18} S. W. Digel,² M. Dormody,³ E. do Couto e Silva,² P. S. Drell,² R. Dubois,² D. Dumora,^{33,34} Y. Edmonds,² C. Farnier,²⁷ C. Favuzzi,^{17,18} S. J. Fegan,¹⁹ W. B. Focke,² M. Frailis,³² P. C. C. Freire,³⁵ Y. Fukazawa,³⁶ S. Funk,² P. Fusco,^{17,18} F. Gargano,¹⁸ D. Gasparrini,³¹ N. Gehrels,^{24,37} S. Germani,^{15,16} B. Giebels,¹⁹ N. Giglietto,^{17,18} F. Giordano,^{17,18} T. Glanzman,² G. Godfrey,² I. A. Grenier,⁷ M. H. Grondin,^{33,34} J. E. Grove,¹ L. Guillemot,^{33,34} S. Guiriec,³⁸ Y. Hanabata,³⁶ A. K. Harding,²⁴ M. Hayashida,² E. Hays,²⁴ G. Hobbs,³⁹ R. E. Hughes,¹³ G. Jóhannesson,² A. S. Johnson,² R. P. Johnson,² T. J. Johnson,^{24,37} W. N. Johnson,¹ S. Johnston,³⁹ T. Kamae,² H. Katagiri,³⁶ J. Kataoka,⁴⁰ N. Kawai,^{41,42} M. Kerr,²⁰ J. Knödseder,⁴³ M. L. Kocian,² M. Kramer,⁴⁴ M. Kuss,⁶ J. Lande,² L. Latronico,⁶ M. Lemoine-Goumard,^{33,34} F. Longo,^{8,9} F. Loparco,^{17,18} B. Lott,^{33,34} M. N. Lovellette,¹ P. Lubrano,^{15,16} G. M. Madejski,² A. Makeev,^{1,25} R. N. Manchester,³⁹ M. Marelli,²² M. N. Mazziotta,¹⁸ W. McConville,^{24,37} J. E. McEnery,²⁴ M. A. McLaughlin,⁴⁵ C. Meurer,^{4,29} P. F. Michelson,² W. Mitthumsiri,² T. Mizuno,³⁶ A. A. Moiseev,^{37,46} C. Monte,^{17,18} M. E. Monzani,² A. Morselli,⁴⁷ I. V. Moskalenko,² S. Murgia,² P. L. Nolan,² J. P. Norris,⁴⁸ E. Nuss,²⁷ T. Ohsugi,³⁶ N. Omodei,⁶ E. Orlando,⁴⁹ J. F. Ormes,⁴⁸ D. Paneque,² J. H. Panetta,² D. Parent,^{33,34} V. Pelassa,²⁷ M. Pepe,^{15,16} M. Pesce-Rollins,⁶ F. Piron,²⁷ T. A. Porter,³ S. Rainò,^{17,18} R. Rando,^{11,12} S. M. Ransom,⁵⁰ P. S. Ray,¹ M. Razzano,⁶ N. Rea,^{51,52} A. Reimer,^{2,53} O. Reimer,^{2,53} T. Reposeur,^{33,34} S. Ritz,²⁴ L. S. Rochester,² A. Y. Rodriguez,⁵² R. W. Romani,² M. Roth,²⁰ F. Ryde,^{4,23} H. F. W. Sadrozinski,³ D. Sanchez,¹⁹ A. Sander,¹³ P. M. Saz Parkinson,³ J. D. Scargle,⁵⁴ T. L. Schalk,³ C. Sgrò,⁶ E. J. Siskind,⁵⁵ D. A. Smith,^{33,34} P. D. Smith,¹³ G. Spandre,⁶ P. Spinelli,^{17,18} B. W. Stappers,⁴⁴ J. L. Starck,⁷ E. Striani,^{47,56} M. S. Strickman,¹ D. J. Suson,⁵⁷ H. Tajima,² H. Takahashi,³⁶ T. Tanaka,² J. B. Thayer,² J. G. Thayer,² G. Theureau,²⁶ D. J. Thompson,²⁴ S. E. Thorsett,³ L. Tibaldo,^{11,12} D. F. Torres,^{52,58} G. Tosti,^{15,16} A. Tramacere,^{2,59} Y. Uchiyama,² T. L. Usher,² A. Van Etten,² V. Vasileiou,^{30,46} C. Venter,^{24,60} N. Vilchez,⁴³ V. Vitale,^{47,56} A. P. Waite,² E. Wallace,²⁰ P. Wang,² K. Watters,² N. Webb,⁴³ P. Weltevrede,³⁹ B. L. Winer,¹³ K. S. Wood,¹ T. Ylinen,^{4,23,61} M. Ziegler³

Pulsars are born with subsecond spin periods and slow by electromagnetic braking for several tens of millions of years, when detectable radiation ceases. A second life can occur for neutron stars in binary systems. They can acquire mass and angular momentum from their companions, to be spun up to millisecond periods and begin radiating again. We searched Fermi Large Area Telescope data for pulsations from all known millisecond pulsars (MSPs) outside of globular clusters, using rotation parameters from radio telescopes. Strong gamma-ray pulsations were detected for eight MSPs. The gamma-ray pulse profiles and spectral properties resemble those of young gamma-ray pulsars. The basic emission mechanism seems to be the same for MSPs and young pulsars, with the emission originating in regions far from the neutron star surface.

After the discovery of pulsars, 15 years elapsed before instrumental and computing advances enabled the first radio detections of neutron stars with millisecond spin periods (1). Similarly, 17 years after the launch of

the Compton Gamma Ray Observatory (CGRO), the Large Area Telescope (LAT) on the Fermi Gamma-ray Space Telescope (formerly GLAST) is now revealing new classes of GeV gamma-ray pulsars. Here, we report LAT detections of pulsed

gamma rays from eight galactic millisecond pulsars (MSPs), confirming the marginal detection of PSR J0218+4232 made using the Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (EGRET) detector on CGRO (2), and including the first MSP seen with the LAT, PSR J0030+0451 (3). A companion article (4) describes the discovery of 16 young pulsars on the basis of their gamma-ray emission alone. In addition, the LAT has detected about 20 young, radio-loud pulsars (5–7). The AGILE collaboration has recently detected pulsed gamma-ray emission from an MSP in the globular cluster M28 (8).

The Fermi LAT measurements of pulsars in all three of these categories will clarify how neutron stars accelerate the charged particles that radiate at gamma-ray and lower energies. Observed pulse profiles depend on the beam shapes and how they sweep across Earth; comparison of the radio, x-ray, and gamma-ray profiles constrains models of beam formation in pulsar magnetospheres. For gamma-ray pulsars, the high-energy emission dominates the power of the observed electromagnetic radiation (9). Consequently, gamma rays provide a probe of these cosmic accelerators. Millisecond pulsars shine for billions of years longer than do normal pulsars. We now know that they can radiate brightly in gamma rays.

The LAT images the entire sky every 3 hours at photon energies from 20 MeV to >300 GeV (10). Incident gamma rays convert to electron-positron pairs in tungsten foils, leaving tracks in single-sided silicon strip detectors that provide the photon direction. A hodoscopic CsI calorimeter samples the photon energy, and charged particles are rejected through the use of information from a segmented scintillator array.

MSPs form a distinct class, with small spin periods ($P < 30$ ms) and minuscule braking rates ($\dot{P} < 10^{-17}$). Most are in binary systems. The idea that they have been spun up by the torque resulting from accretion of mass from their companions (11) is supported by the recent observations reported in (12). MSPs are 10^8 to 10^{10} years old, whereas the young gamma-ray pulsars are 10^3 to 10^5 years old. Their surface magnetic fields are a factor of 10^4 weaker than when the neutron star first formed. However, both the rate of rotational kinetic energy loss, $\dot{E} = 4\pi^2 I \dot{P} / P^3$ (on the assumptions of dipole magnetic fields and a neutron star moment of inertia $I = 10^{45}$ g-cm²), and the magnetic field at the light cylinder, $B_{LC} = 4\pi^2 (3I\dot{P}/2c^3 P^5)^{1/2}$ (where c is the speed of light), are comparable to those of newly formed pulsars (13). On the basis of theoretical models of gamma-ray emission from MSPs, it

was predicted that Fermi would detect roughly 10 pulsar detections in 1 year (14, 15).

The Australia Telescope National Facility (ATNF) pulsar database, V1.35 (16, 17), lists 1794 spin-powered pulsars, of which 168 have $P < 30$ ms and $\dot{P} < 10^{-17}$. Of these, 96 are in globular clusters (18). Here, we consider the 72 remaining field MSPs. A radio and x-ray pulsar timing campaign provided rotation ephemerides for Fermi (19). MSP timing solutions were obtained from the Nançay Radio Telescope (20), the Parkes Radio Telescope (21), the Green Bank Telescope (22), the Lovell Telescope at Jodrell

Bank Observatory (23), the Arecibo Observatory radio telescope (24), and the Westerbork Synthesia Radio Telescope (25). For six of the field MSPs, we used noncontemporaneous ephemerides from the ATNF database. The timing parameters used in this work will be made available on the servers of the Fermi Science Support Center (26).

For the gamma-ray timing analysis, we used LAT data acquired from 30 June 2008 to 15 March 2009, selecting events with energy > 0.1 GeV that passed the diffuse gamma-ray selection cuts (10). For pulsars with galactic latitude $|b| > 10^\circ$, we selected events within 1° of the radio

position; this threshold was reduced to 0.5° for $|b| < 10^\circ$ because of the bright gamma-ray background in the galactic plane resulting from cosmic rays interacting with the interstellar medium. LAT photon arrival times were recorded with an accuracy relative to UTC better than $1 \mu\text{s}$ (27).

Following this analysis, eight MSPs showed strong gamma-ray pulsations with H-test (28) values of > 25 (Fig. 1 and Table 1). Three are associated with EGRET sources: PSRs J0030+0451, J0218+4232, and J1614–2230. The latter was discovered in a radio search of unidentified EGRET sources (29). All of the detected pulsars had con-

Table 1. Properties of the millisecond pulsars detected by Fermi. For each pulsar we give the galactic longitude and latitude (l, b), the rotational period P , the distance d , and the spin-down power $\dot{E}$. Pulsars marked “b” belong to binary systems. The distances come from parallax measurements except for the values marked by an asterisk, which are based on the dispersion measure. The $\dot{E}$ values have been computed using period derivatives corrected for the Shklovskii effect (36). The δ parameter gives the phase offset between the

maximum of the radio emission and that of the nearest gamma-ray peak, and Δ is the peak separation for two-peaked gamma-ray profiles. Integral photon and energy fluxes over 0.1 GeV are given, as well as spectral indices, exponential cutoff energies, and gamma-ray emission efficiencies η . The systematic uncertainties stemming from the instrument response and the diffuse background are $(-0.1, +0.3)$ for Γ , $(-10\%, +20\%)$ for E_c , $(-10\%, +30\%)$ for the photon flux, and $(-10\%, +20\%)$ for the energy flux.

Pulsar name	l, b	P (ms)	d (pc)	$\text{Log } \dot{E}$ (ergs s^{-1})	δ	Δ	Photon flux >0.1 GeV (10^{-8} photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	Energy flux >0.1 GeV (10^{-11} ergs $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	Spectral index	Exponential cutoff energy (GeV)	η (%)
J0030+0451	113.1°, –57.6°	4.865	300 ± 90	33.54	0.16	0.45	5.5 ± 0.7	4.9 ± 0.3	1.3 ± 0.2	1.9 ± 0.4	15 ± 9
J0218+4232 (b)	139.5°, –17.5°	2.323	2700 ± 600*	35.39	0.50	—	5.6 ± 1.3	3.5 ± 0.5	2.0 ± 0.2	7 ± 4	13 ± 6
J0437–4715 (b)	253.4°, –42.0°	5.757	156 ± 2	33.46	0.45	—	4.4 ± 1.0	1.9 ± 0.3	2.1 ± 0.3	2.1 ± 1.1	1.9 ± 0.3
J0613–0200 (b)	210.4°, –9.3°	3.061	480 ± 140	34.10	0.42	—	3.1 ± 0.7	3.1 ± 0.3	1.4 ± 0.2	2.9 ± 0.7	7 ± 4
J0751+1807 (b)	202.7°, 21.1°	3.479	620 ± 310	33.85	0.42	—	2.0 ± 0.7	1.7 ± 0.2	1.6 ± 0.2	3.4 ± 1.2	11 ± 11
J1614–2230 (b)	352.5°, 20.3°	3.151	1300 ± 250*	33.7	0.20	0.48	2.3 ± 2.1	2.5 ± 0.8	1.0 ± 0.3	1.2 ± 0.5	100 ± 80
J1744–1134	14.8°, 9.2°	4.075	470 ± 90	33.60	0.85	—	7.1 ± 1.4	4.0 ± 1.0	1.5 ± 0.2	1.1 ± 0.2	27 ± 12
J2124–3358	10.9°, –45.4°	4.931	250 ± 125	33.6	0.85	—	2.9 ± 0.5	3.4 ± 0.3	1.3 ± 0.2	2.9 ± 0.9	6 ± 6

¹Space Science Division, Naval Research Laboratory, Washington, DC 20375, USA. ²W. W. Hansen Experimental Physics Laboratory, Kavli Institute for Particle Astrophysics and Cosmology, Department of Physics, and SLAC National Accelerator Laboratory, Stanford University, Stanford, CA 94305, USA. ³Santa Cruz Institute for Particle Physics, Department of Physics and Department of Astronomy and Astrophysics, University of California, Santa Cruz, CA 95064, USA. ⁴Oskar Klein Centre for Cosmo Particle Physics, AlbaNova, SE-106 91 Stockholm, Sweden. ⁵Department of Astronomy, Stockholm University, SE-106 91 Stockholm, Sweden. ⁶Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Pisa, I-56127 Pisa, Italy. ⁷Laboratoire AIM, CEA/IRFU/CNRS/Université Paris Diderot, Service d'Astrophysique, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France. ⁸Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Trieste, I-34127 Trieste, Italy. ⁹Dipartimento di Fisica, Università di Trieste, I-34127 Trieste, Italy. ¹⁰Department of Physics and Astronomy, Rice University, Houston, TX 77251, USA. ¹¹Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova, I-35131 Padova, Italy. ¹²Dipartimento di Fisica “G. Galilei,” Università di Padova, I-35131 Padova, Italy. ¹³Department of Physics, Center for Cosmology and Astroparticle Physics, Ohio State University, Columbus, OH 43210, USA. ¹⁴Istituto Universitario di Studi Superiori, I-27100 Pavia, Italy. ¹⁵Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Perugia, I-06123 Perugia, Italy. ¹⁶Dipartimento di Fisica, Università degli Studi di Perugia, I-06123 Perugia, Italy. ¹⁷Dipartimento di Fisica “M. Merlin” dell'Università e del Politecnico di Bari, I-70126 Bari, Italy. ¹⁸Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Bari, I-70126 Bari, Italy. ¹⁹Laboratoire Leprince-Ringuet, Ecole Polytechnique, CNRS/IN2P3, Palaiseau, France. ²⁰Department of Physics, University of Washington, Seattle, WA 98195, USA. ²¹Columbia Astrophysics Laboratory, Columbia University, New York, NY 10027, USA. ²²INAF-Istituto di Astrofisica Spaziale e Fisica Cosmica, I-20133 Milano, Italy. ²³Department of Physics, Royal

Institute of Technology (KTH), AlbaNova, SE-106 91 Stockholm, Sweden. ²⁴NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA. ²⁵George Mason University, Fairfax, VA 22030, USA. ²⁶Laboratoire de Physique et Chimie de l'Environnement, UMR 6115 CNRS, F45071 Orléans Cedex 02, and Station de Radio-astronomie de Nançay, Observatoire de Paris, CNRS/INSU, F18330 Nançay, France. ²⁷Laboratoire de Physique Théorique et Astroparticules, Université Montpellier 2, CNRS/IN2P3, Montpellier, France. ²⁸Department of Physics and Astronomy, Sonoma State University, Rohnert Park, CA 94928, USA. ²⁹Department of Physics, Stockholm University, AlbaNova, SE-106 91 Stockholm, Sweden. ³⁰University of Maryland, Baltimore County, Baltimore, MD 21250, USA. ³¹Agenzia Spaziale Italiana (ASI) Science Data Center, I-00044 Frascati (Roma), Italy. ³²Dipartimento di Fisica, Università di Udine and Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Trieste, Gruppo Collegato di Udine, I-33100 Udine, Italy. ³³CNRS/IN2P3, Centre d'Études Nucléaires Bordeaux Gradignan, UMR 5797, 33175 Gradignan, France. ³⁴Université de Bordeaux, Centre d'Études Nucléaires Bordeaux Gradignan, UMR 5797, 33175 Gradignan, France. ³⁵Arecibo Observatory, Arecibo, PR 00612, USA. ³⁶Department of Physical Sciences, Hiroshima University, Higashi-Hiroshima, Hiroshima 739-8526, Japan. ³⁷University of Maryland, College Park, MD 20742, USA. ³⁸University of Alabama, Huntsville, AL 35899, USA. ³⁹Australia Telescope National Facility, Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation (CSIRO), Epping, NSW 1710, Australia. ⁴⁰Waseda University, 1104 Totsukamachi, Shinjuku, Tokyo 1698050, Japan. ⁴¹Cosmic Radiation Laboratory, Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), Wako, Saitama 3510198, Japan. ⁴²Department of Physics, Tokyo Institute of Technology, Meguro City, Tokyo 152-8551, Japan. ⁴³Centre d'Étude Spatiale des Rayonnements, CNRS/UPS, BP 44346, F-30128 Toulouse Cedex 4, France. ⁴⁴Jodrell Bank Centre for Astrophysics, School of Physics and Astronomy, University of Manchester, Manchester M13 9PL, UK.

⁴⁵Department of Physics, West Virginia University, Morgantown, WV 26506, USA. ⁴⁶Center for Research and Exploration in Space Science and Technology, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA. ⁴⁷Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Roma “Tor Vergata,” I-00133 Roma, Italy. ⁴⁸Department of Physics and Astronomy, University of Denver, Denver, CO 80208, USA. ⁴⁹Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, 85748 Garching, Germany. ⁵⁰National Radio Astronomy Observatory (NRAO), Charlottesville, VA 22903, USA. ⁵¹Sterrenkundig Instituut “Anton Pannekoek,” 1098 SJ Amsterdam, Netherlands. ⁵²Institut de Ciències de l'Espai (IEECSIC), Campus UAB, 08193 Barcelona, Spain. ⁵³Institut für Astro- und Teilchenphysik, Leopold-Franzens-Universität Innsbruck, A6020 Innsbruck, Austria. ⁵⁴Space Sciences Division, NASA Ames Research Center, Moffett Field, CA 94035, USA. ⁵⁵NYCB RealTime Computing Inc., Lattingtown, NY 11560, USA. ⁵⁶Dipartimento di Fisica, Università di Roma “Tor Vergata,” I-00133 Roma, Italy. ⁵⁷Department of Chemistry and Physics, Purdue University Calumet, Hammond, IN 46323, USA. ⁵⁸Institució Catalana de Recerca i Estudis Avançats, Barcelona, Spain. ⁵⁹Consorzio Interuniversitario per la Fisica Spaziale, I-10133 Torino, Italy. ⁶⁰Unit for Space Physics, NorthWest University, Potchefstroom Campus, Private Bag X6001, Potchefstroom 2520, South Africa. ⁶¹School of Pure and Applied Natural Sciences, University of Kalmar, SE-391 82 Kalmar, Sweden.

*National Research Council Research Associate.

†Royal Swedish Academy of Sciences Research Fellow, funded by a grant from the K. A. Wallenberg Foundation.

‡To whom correspondence should be addressed. E-mail: guillemo@cenbg.in2p3.fr (L.G.); tyrel.j.johnson@nasa.gov (T.J.J.); kerrm@u.washington.edu (M.K.); smith@cenbg.in2p3.fr (D.A.S.)

temporaneous radio ephemerides with weighted root mean square timing residuals of 10 μ s or less. For all eight MSPs, uncertainties in the dispersion measure led to uncertainties of less than 0.005 rotations in the extrapolation of the radio pulse arrival times to infinite frequency;

such values are negligible for the gamma-ray light curve bin widths imposed by the photon counts. Analyses for PSRs J0218+4232, J0613-0200, J1614-2230, J1744-1134, and J2124-3358 using ephemerides from different observatories confirmed the absolute phase alignment.

We also searched for steady point-source emission at the locations of the 72 field MSPs. For 13 locations, including those of the eight pulsed detections, emission exceeded the diffuse gamma-ray background by at least 5σ . For the five sources for which only steady emission was seen, the 95%

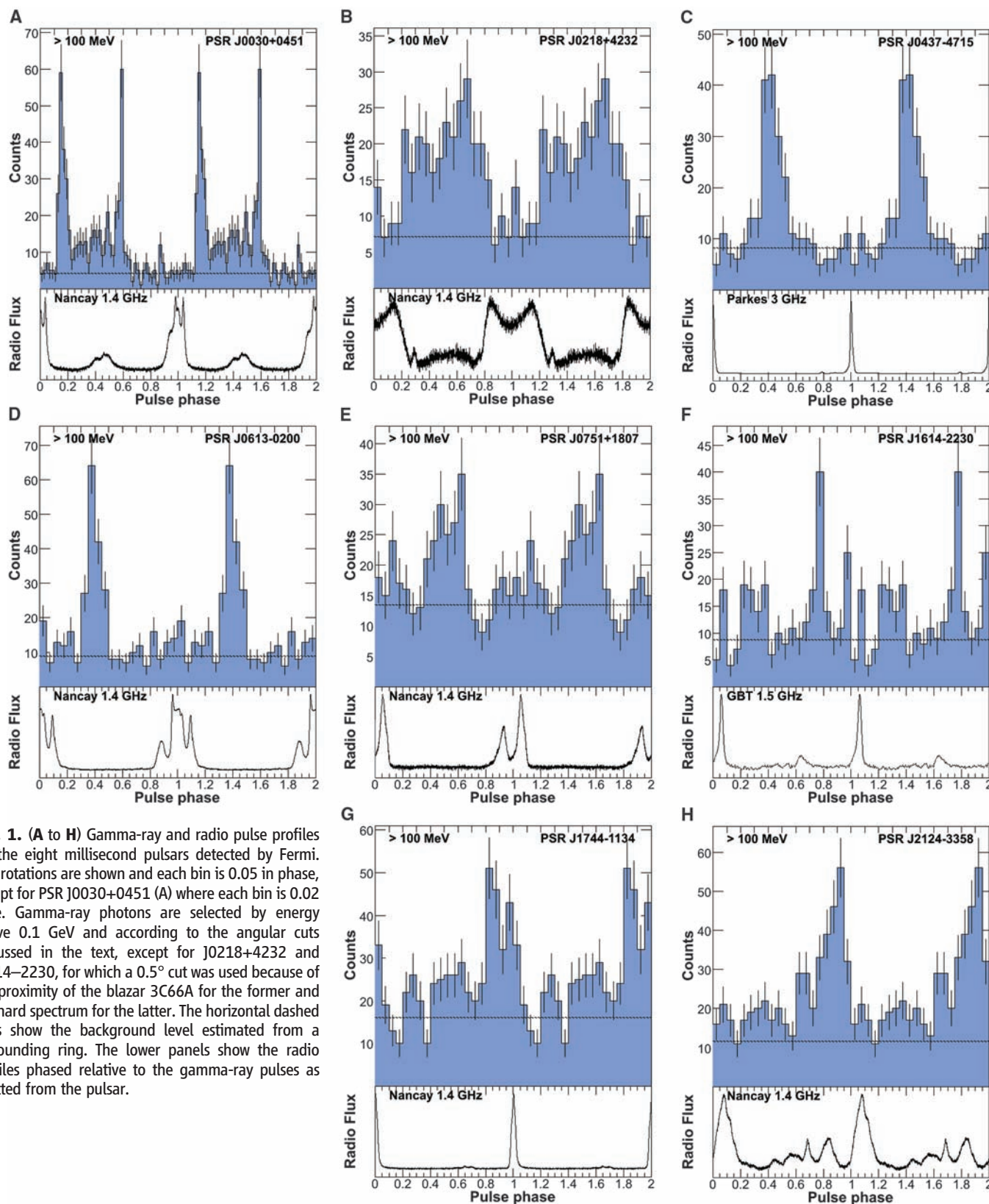


Fig. 1. (A to H) Gamma-ray and radio pulse profiles for the eight millisecond pulsars detected by Fermi. Two rotations are shown and each bin is 0.05 in phase, except for PSR J0030+0451 (A) where each bin is 0.02 wide. Gamma-ray photons are selected by energy above 0.1 GeV and according to the angular cuts discussed in the text, except for J0218+4232 and J1614-2230, for which a 0.5° cut was used because of the proximity of the blazar 3C66A for the former and the hard spectrum for the latter. The horizontal dashed lines show the background level estimated from a surrounding ring. The lower panels show the radio profiles phased relative to the gamma-ray pulses as emitted from the pulsar.

confidence level radii contained no other candidates besides PSRs J0034–0534, J0610–2100, J1600–3053, J1939+2134, and J1959+2048.

We used the spectral likelihood methods described in (30) (see supporting online text). To reduce the background from cosmic-ray interactions in the upper atmosphere, we required photon zenith angles to be less than 105° and excluded time periods when Earth's limb came within 28° of the source. Because of uncertainties in the instrument response, we rejected events with energies below 0.2 GeV. We modeled the gamma-ray spectra with an exponentially cut-off power law of the form $N_0 E^{-\Gamma} \exp[-(E/E_c)]$, where E is the photon energy, E_c is the exponential cutoff energy, Γ is the spectral index, and N_0 is a normalization factor (Table 1). The cutoff energies ranged from 1 GeV to almost 4 GeV (neglecting the J0218+4232 cut-off, which has a large error) and the spectra were hard ($\Gamma < 2$). Overall, the MSP spectral shapes resembled those of young pulsars.

We converted the integral energy fluxes h to luminosities using $L_\gamma = 4\pi h d^2$, where d is the pulsar distance. This corresponds to a flux correction factor $f_\Omega = 1$, appropriate for a fan-like beam as given by outer-magnetosphere emission models (31). Six of the pulsars are close and have parallax distance measurements (32–34), although uncertainties are large in some cases. The distances to PSR J0218+4232 and PSR J1614–2230 are based on the dispersion measures and the NE2001 galactic electron density model (35). MSPs have low intrinsic $\dot{P}$ values and are relatively close; hence, the kinematic Shklovskii contribution (36) $\dot{P}_s =$

$P\mu^2 d/c$ (where μ is the proper motion) is non-negligible. $\dot{P}_s$ is subtracted from the observed $\dot{P}$ before computing the spin-down power $\dot{E}$ and the corresponding gamma-ray efficiency $\eta = L_\gamma/\dot{E}$ (Table 1). Uncertainties in $\dot{E}$ are generally a few percent or less, except for PSRs J1614–2230 and J2124–3358, where they are larger (60% and 32%, respectively) because the large uncertainty in the distance leads to a correspondingly large uncertainty in $\dot{P}_s$. Uncertainties in η are much larger because $L_\gamma \sim d^2$ and hence the effect of the distance uncertainty is doubled. Such a large efficiency for PSR J1614–2230 would indicate that the distance is overestimated. Reducing the distance would both reduce the Shklovskii correction (thereby increasing $\dot{E}$) and decrease L_γ . Other possible systematic uncertainties in the $\dot{E}$ and η values come from the neutron star moment of inertia, which is assumed to be 10^{45} g-cm². Measured values of neutron star masses cover a range from about 1.25 to 1.75 solar masses (37, 38), and the estimated moments of inertia vary correspondingly (39). Also, the flux correction factor f_Ω may differ from the assumed value of 1 (31).

Five of the eight gamma-ray MSPs are in binary systems. An eclipsing orbit, or interactions with the stellar wind of the companion, could affect the gamma-ray flux. We found no flux variability at their orbital periods (<25% of the flux at the 95% confidence level).

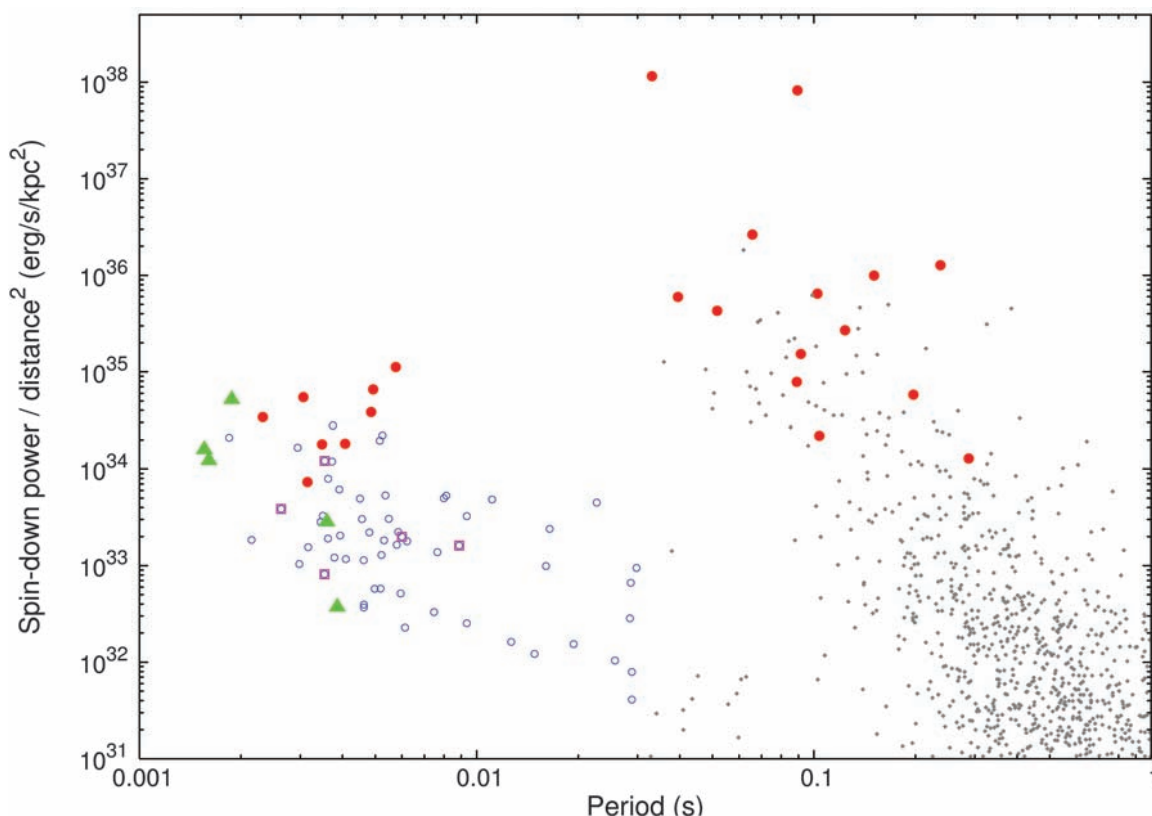
The observed MSP gamma-ray profiles and their relation to the radio profiles are similar to those observed for young pulsars. For PSRs

J0030+0451 and J1614–2230, the double-peaked profiles with separation $\Delta \sim 0.45$ and first-peak lag $\delta \sim 0.15$ are almost identical to observed profiles for most young pulsars (5–7, 30). A higher proportion of MSPs have a dominant single gamma-ray peak at $\delta \sim 0.5$, but the young pulsar PSR J2229+6114 has a similar pulse profile. For both MSPs and young pulsars, the gamma-ray peaks (single or multiple) are centered on phases 0.3 to 0.4 relative to the radio peak. MSP radio profiles tend to be complex with many components, and in these cases it can be difficult to identify the relevant radio phase. Also, the statistics of the gamma-ray profiles are currently relatively poor.

The spin-down powers of all the detected millisecond and normal gamma-ray pulsars lie above a common threshold of $\sim 5 \times 10^{33}$ ergs s^{−1} kpc^{−2}, another similarity between these two classes (Fig. 2). Pulsars undetected in gamma rays of both classes lie above this threshold, possibly because (i) distance estimates may be in error for individual pulsars; (ii) the gamma-ray emission beam (or at least strong parts of it) may not sweep across Earth; or (iii) neutron star moments of inertia may be less than the assumed 10^{45} g-cm² for some pulsars, so that a given $\dot{P}$ corresponds to a smaller $\dot{E}$.

Polar cap MSP models, where the bulk of the emission originates near the surface of the neutron star, predict that the pulsed gamma rays are roughly aligned with the magnetic poles (40). In outer gap (OG) (41) and slot gap (SG) (42) models, the bulk of the emission originates in the outer magnetosphere in narrow gaps along the last open field lines, forming wide fan beams that

Fig. 2. Spin-down power $\dot{E}$ normalized to the distance squared versus the rotational period for pulsars outside of globular clusters. Where proper motions are available, the $\dot{E}$ values have been corrected for the Shklovskii effect (see text). The eight MSPs reported here are indicated by solid circles, as are young, radio-loud gamma-ray pulsars. The five MSPs likely associated with the nonpulsed point-source detections are indicated by triangles. MSPs for which contemporaneous rotation parameters are unavailable are shown as squares. Undetected MSPs are indicated by open circles, and small dots show undetected normal pulsars. The young radio-loud gamma-ray pulsars are the seven CGRO detections (9) and recent Fermi detections (7, 44).



are not aligned with the magnetic poles. In the MSP gamma-ray light curves in Fig. 1, we see that although some of the gamma-ray peaks are aligned with the radio peaks that are thought to be aligned with the magnetic poles, most are not. This favors the outer-magnetosphere model geometry.

The similarities of the gamma-ray pulse profiles, the E dependence, and the spectral properties strongly suggest that the same basic emission mechanism is operating in both classes. Magnetic field strengths at the neutron star surface, derived assuming dipole fields, differ by four orders of magnitude between MSPs and young pulsars. On the other hand, B_{LC} is comparable for both. Fermi data for young pulsars (5–7, 30) favor outer-magnetosphere emission models over models where the emission comes from close to the polar cap.

The MSP models (40–42) assume curvature radiation from electrons whose energies arise from a balance between acceleration by the pulsar electric field and the curvature radiation loss in a dipole magnetic field. The cutoff energy thus directly measures the accelerating electric field. The observed values in the range 1 to 4 GeV indicate that the emission is not taking place near the surface—where the electric field is stronger and the cutoff energies for MSPs would reach 10 GeV and could exceed 50 GeV (43)—but at some altitude above the neutron star surface.

For current SG and OG models, only MSPs with the highest spin-down power have a high enough electric potential for electron-positron pair production. Most of the MSPs detected by Fermi are below this threshold. Thus, some revision of the outer-magnetosphere models is needed. Surface magnetic fields may be stronger than assumed, perhaps because of magnetic multipoles or more compact neutron stars. Alternatively, the magnetic field at the light cylinder may play a greater role in particle acceleration than has been assumed.

References and Notes

- D. C. Backer, S. R. Kulkarni, C. Heiles, M. M. Davis, W. M. Goss, *Nature* **300**, 615 (1982).
- L. Kuiper *et al.*, *Astron. Astrophys.* **359**, 615 (2000).
- A. A. Abdo *et al.*, *Astrophys. J.* **699**, 1171 (2009).
- A. A. Abdo *et al.*, *Science* **325**, 840 (2009); published online 2 July 2009 (10.1126/science.1175558).
- A. A. Abdo *et al.*, Fermi LAT Collaboration, *Astrophys. J.* **695**, L72 (2009).
- A. A. Abdo *et al.*, *Astrophys. J.* **700**, 1059 (2009).
- A. A. Abdo *et al.*, *Astrophys. J.* **699**, L102 (2009).
- A. Pellizzoni *et al.*, AGILE Collaboration, *Astrophys. J.* **695**, L115 (2009).
- D. J. Thompson *et al.*, *Astrophys. J.* **516**, 297 (1999).
- W. B. Atwood *et al.*, *Astrophys. J.* **697**, 1071 (2009).
- M. A. Alpar, A. F. Cheng, M. A. Ruderman, J. Shaham, *Nature* **300**, 728 (1982).
- A. M. Archibald *et al.*, *Science* **324**, 1411 (2009); published online 21 May 2009 (10.1126/science.1172740).
- D. R. Lorimer, M. Kramer, *Handbook of Pulsar Astronomy* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2004).
- L. Zhang, J. Fang, S. B. Chen, *Astrophys. J.* **666**, 1165 (2007).
- S. A. Story, P. L. Gonthier, A. K. Harding, *Astrophys. J.* **671**, 713 (2007).
- R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, M. Hobbs, *Astrophys. J.* **129**, 1993 (2005).
- The ATNF Pulsar Catalogue is available at www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat.
- F. Camilo, F. A. Rasio, *ASP Conf. Ser.* **328**, 147 (2005).
- D. A. Smith *et al.*, *Astron. Astrophys.* **492**, 923 (2008).
- G. Theureau *et al.*, *Astron. Astrophys.* **430**, 373 (2005).
- R. N. Manchester, *AIP Conf. Ser.* **983**, 584 (2008).
- D. L. Kaplan *et al.*, *Publ. Astron. Soc. Pac.* **117**, 643 (2005).
- G. Hobbs, A. G. Lyne, M. Kramer, C. E. Martin, C. Jordan, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **353**, 1311 (2004).
- A. Dowd, W. Sisk, J. Hagen, *ASP Conf. Ser.* **202**, 275 (2000).
- J. L. L. Voûte *et al.*, *Astron. Astrophys.* **385**, 733 (2002).
- Fermi Science Support Center (<http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc>).
- Fermi LAT Collaboration, <http://arxiv.org/abs/0904.2226> (2009).
- O. C. de Jager, B. C. Raubenheimer, J. W. H. Swanepoel, *Astron. Astrophys.* **221**, 180 (1989).
- F. Crawford *et al.*, *Astrophys. J.* **652**, 1499 (2006).
- A. A. Abdo *et al.*, Fermi LAT Collaboration, *Astrophys. J.* **696**, 1084 (2009).
- K. P. Watters, R. W. Romani, P. Weltevred, S. Johnston, *Astrophys. J.* **695**, 1289 (2009).
- A. N. Lommen *et al.*, *Astrophys. J.* **545**, 1007 (2000).
- A. T. Deller, J. P. W. Verbiest, S. J. Tingay, M. Bailes, *Astrophys. J.* **685**, L67 (2008).
- A. W. Hotan, M. Bailes, S. M. Ord, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369**, 1502 (2006).
- J. M. Cordes, T. J. W. Lazio, <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0207156> (2002).
- I. S. Shklovskii, *Sov. Astron.* **13**, 562 (1970).
- M. Kramer *et al.*, *Science* **314**, 97 (2006); published online 14 September 2006 (10.1126/science.1132305).
- J. P. W. Verbiest *et al.*, *Astrophys. J.* **679**, 675 (2008).
- J. M. Lattimer, M. Prakash, *Science* **304**, 536 (2004).
- A. K. Harding, V. V. Usov, A. G. Muslimov, *Astrophys. J.* **622**, 531 (2005).
- L. Zhang, K. S. Cheng, *Astron. Astrophys.* **398**, 639 (2003).
- A. G. Muslimov, A. K. Harding, *Astrophys. J.* **617**, 471 (2004).
- T. Bulik, B. Rudak, J. Dyks, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **317**, 97 (2000).
- A. A. Abdo *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **183**, 46 (2009).
- The Fermi LAT Collaboration is supported by NASA and the U.S. Department of Energy; the Commissariat à l'Énergie Atomique/IRFU and CNRS/Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (France); the Agenzia Spaziale Italiana and Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (Italy); the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology, High Energy Accelerator Research Organization (KEK), and Japan Aerospace Exploration Agency (Japan); and the K. A. Wallenberg Foundation, Swedish Research Council, and National Space Board (Sweden). Additional analysis during the operations phase was provided by the Istituto Nazionale di Astrofisica (Italy). The Parkes telescope is funded by the Commonwealth Government and is managed by CSIRO. The GBT is operated by the NRAO, a facility of NSF operated under cooperative agreement by Associated Universities Inc. The Arecibo Observatory is part of the National Astronomy and Ionosphere Center, operated by Cornell University under a cooperative agreement with NSF. The Nançay Radio Telescope is operated by the Paris Observatory, associated with the CNRS. The Lovell Telescope is owned and operated by the University of Manchester with support from the UK Science and Technology Facilities Council. The Westerbork Synthesis Radio Telescope is operated by ASTRON in the Netherlands.

Supporting Online Material

www.sciencemag.org/cgi/content/full/1176113/DC1
SOM Text
References

11 May 2009; accepted 24 June 2009

Published online 2 July 2009;

10.1126/science.1176113

Include this information when citing this paper.

Impact of Anode Microstructure on Solid Oxide Fuel Cells

Toshio Suzuki,^{1*} Zahir Hasan,¹ Yoshihiro Funahashi,² Toshiaki Yamaguchi,¹ Yoshinobu Fujishiro,¹ Masanobu Awano¹

We report a correlation between the microstructure of the anode electrode of a solid oxide fuel cell (SOFC) and its electrochemical performance for a tubular design. It was shown that the electrochemical performance of the cell was extensively improved when the size of constituent particles was reduced so as to yield a highly porous microstructure. The SOFC had a power density of greater than 1 watt per square centimeter at an operating temperature as low as 600°C with a conventional zirconia-based electrolyte, a nickel cermet anode, and a lanthanum ferrite perovskite cathode material. The effect of the hydrogen fuel flow rate (linear velocity) was also examined for the optimization of operating conditions. Higher linear fuel velocity led to better cell performance for the cell with higher anode porosity. A zirconia-based cell could be used for a low-temperature SOFC system under 600°C just by optimizing the microstructure of the anode electrode and operating conditions.

Although solid oxide fuel cells (SOFCs) are available commercially for local and emergency power generation, there are materials challenges that must be overcome for

their wider use (1–5). Some of the features that make them attractive—their high efficiency and use with hydrocarbon fuels—stems from their high operating temperatures (often in excess of

700°C). These high temperatures are also a drawback in that transition metals used in the electrode materials can diffuse into the electrolyte and lower performance and, ultimately, lifetime. Thus, lowering the operation temperature can be beneficial for the commercialization of SOFC systems, since it can offer quick start-up ability, which in turn can allow for their use in applications such as transportable power sources and auxiliary power units for automobiles. Many studies of SOFCs aim at lowering their operating temperature (6–13). In recent years, much effort has been devoted to the development of SOFCs, especially in the search for new electrode and electrolyte materials. Lanthanum gallate perovskite [e.g., (La, Sr)(Ga, Mg)O₃, or LSGM] is one of the successful materials for a low- or intermediate-temperature SOFC elec-

¹Advanced Manufacturing Research Institute, National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Nagoya, 463-8560 Japan. ²Fine Ceramics Research Association, Nagoya, 463-8560 Japan.

*To whom correspondence should be addressed. E-mail: toshio.suzuki@aist.go.jp

Perspectives

Les instrumentations actuelles installées dans les différents grands radiotélescopes du monde permettent des datations à quelques dizaines de nanosecondes pour les pulsars les plus stables. Elles ont pour fonction principale de s'affranchir de la dispersion produite par le milieu interstellaire ionisé et le font directement sur la phase du signal reçu. Du fait qu'une très grande partie du traitement des données pulsar est effectuée par des calculateurs dans lesquels tournent des codes aisément modifiables, les instrumentations sont maintenant très souples et peuvent évoluer. Ce peut d'ailleurs être un problème, car il est primordial de rester le plus constant possible lorsque l'on fait des observations si délicates. C'est néanmoins un gros avantage car cela permet d'envisager de multiples configurations d'observations : dédispersion cohérente seule, dédispersion avec détection et enregistrement d'impulsions géantes, dédispersion et nettoyage de parasites (pas implémenté), synthèse d'une multitude de filtres et intégration temporelle pour la recherche de pulsar, etc...

Grâce aux efforts que j'ai investis il y a une petite dizaine d'années pour nous doter d'une instrumentation 'pulsar' de pointe, le radiotélescope de Nançay joue maintenant pleinement son rôle au niveau international, digne d'un grand télescope appartenant à la classe fermée des 100 mètres. Ces efforts sont sans fin... il faut en effet continuellement tirer parti des dernières innovations techniques pour disposer de l'instrumentation qui utilisera au mieux les rares photons radio reçus. Il est à noter qu'il reste encore probablement un peu d'amélioration à gagner sur les observations, nous ne faisons actuellement usage que de l'intensité totale de l'onde radio reçue et utilisons peu les caractéristiques de polarisation (les paramètres de Stokes). Quelques développements ont été tentés au radiotélescope de Parkes avec la construction d'une impulsion 'invariante' où les paramètres de Stokes sont habilement combinés pour produire une impulsion insensible aux inévitables imperfections instrumentales. Les résultats obtenus à Nançay sur les pulsars millisecondes les plus stables sont parmi les meilleurs du monde (Desvignes, 2009). La table 8.1 pourra démontrer qu'il n'existe probablement pas d'autre

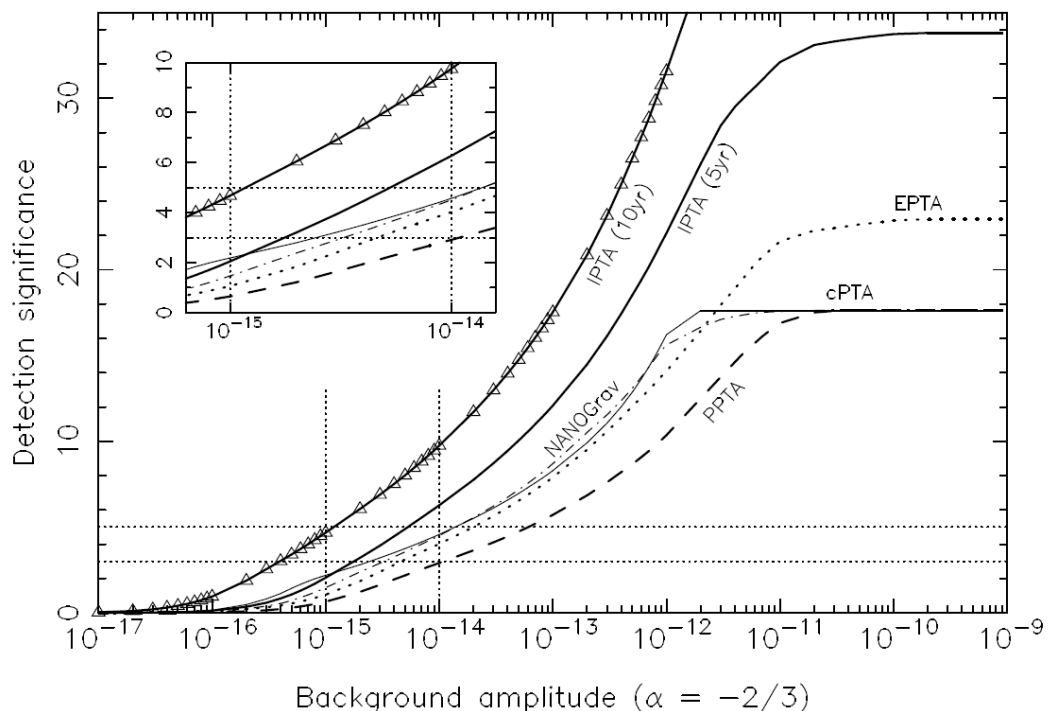


FIG. 8.5 – Détectabilité d'un fond cosmologique d'ondes gravitationnelles par les différents Pulsar Timing Arrays : NanoGrav (US), PPTA (Parkes, Australie) et EPTA (Europe). Basée sur 5 ans de données effectuées avec une qualité nominale obtenue à partir des impulsions de référence (sans bruit, utilisée pour la détermination des temps d'arrivée) et d'une impulsion obtenue un jour ordinaire.

radiotélescope au monde capable d'aligner une telle qualité de mesures de temps d'arrivée sur un si grand nombre d'objets. Pour comparer, on pourra se référer aux derniers résultats présentés par le programme équivalent en cours au radiotélescope de Parkes en Australie (Verbiest, 2009). Tiré d'un papier, en cours d'écriture et coordonné par G.Hobbs de Parkes, sur l'effort entrepris au niveau de l'IPTA (International Pulsar Timing Array) pour apporter des contraintes sur le fond d'ondes gravitationnelles d'origine cosmologique, la figure 8.5 en montre la détectabilité dans le cadre des mesures actuellement faites dans les différents radiotélescopes. L'excellente tenue de la courbe des données de la collaboration européenne EPTA (European Pulsar Timing Array) est en bonne partie due aux excellentes mesures effectuées à Nançay.

Ces instrumentations pointues fournissent des données de grande qua-

Pulsar	Période (ms)	P_{orb} (jours)	Durée (années)	N_{toa}	σ (μ s)
J0030+0451	4.87	—	4.6	402	1.84
J0613–0200	3.06	1.2	4.5	280	0.913
J0751+1807	3.48	0.26	4.5	158	1.73
J0900–3144	11.10	18.7	2.0	199	2.87
J1012+5397	5.25	0.6	4.3	107	0.771
J1022+1001	16.45	7.8	4.5	136	1.97
J1024–0719	5.16	—	3.6	128	1.23
J1455–3330	7.99	76.2	4.5	139	2.33
J1600–3053	3.60	14.3	2.8	211	0.576
J1643–1224	4.62	147	4.5	271	1.7
J1713+0747	4.57	67.8	4.5	260	0.350
J1730–2304	8.12	—	4.5	85	1.55
J1744–1134	4.07	—	4.5	87	0.343
J1751–2857	3.91	110.7	3.5	36	0.948
J1824–2452	3.05	—	4.5	313	2.63
J1857+0943	5.36	12.3	4.5	51	0.860
J1909–3744	2.95	1.53	4.5	109	0.119
J1910+1256	4.98	58.4	3.5	31	1.04
J1939+2134	1.55	—	4.5	277	0.483
J2145–0750	16.05	6.84	4.5	159	0.993
J2317+1439	3.44	2.46	4.8	163	2.64
J1824–2452	3.05	—	19.8	2895	60.4
J1939+2134	1.55	—	20.5	3447	12.2

TAB. 8.1 – Ecarts-type des résidus de temps d’arrivée des pulsars ultra-stables suivis avec le radiotélescope de Nançay et obtenus par l’analyse rigoureuse des données faite par Grégory Desvignes (Desvignes, 2009). Ces résultats sont parmi les meilleurs au monde et il n’est pas impossible qu’aucun télescope au monde ne soit capable d’afficher une telle qualité sur un si grand nombre d’objets.

lité indispensables aux multiples études permises par l'extrême stabilité de rotation de ces objets : recherche d'un fond d'ondes gravitationnelles d'origine cosmologique, tests des théories de la Gravitation, étude de la turbulence du milieu interstellaire, raccordement des systèmes de référence céleste équatoriale et écliptique, étude du potentiel gravitationnel de la Galaxie à l'aide des amas globulaires, etc...

Au radiotélescope de Nançay, actuellement deux programmes permettent de décliner les aspects scientifiques principaux. Le premier programme intitulé '*Timing of an array of millisecond pulsars and detection of multi-wavelength gravitational waves*' regroupe toutes les observations des pulsars ultra-stables, utilisées pour contraindre un fond stochastique d'ondes gravitationnelles (via l'IPTA), et les observations de pulsars binaires relativistes, utilisées pour contraindre les théories de la gravitation, qui prévoient toutes l'émission d'ondes gravitationnelles bien spécifiques trahies par les variations des paramètres orbitaux des systèmes. Le second programme intitulé '*Multi-wavelength study of pulsars from radio to TeV photons : a joint long term program with FERMI*' propose le suivi d'un grand ensemble de pulsars jeunes et à la rotation un peu chaotique susceptibles d'être détectés par l'observatoire FERMI/LAT en orbite depuis un an et encore pour une dizaine d'années probablement. Ce programme justifie également une part des observations des pulsars millisecondes, sources de rayonnement γ efficace comme l'observatoire FERMI/LAT l'a démontré de façon éclatante. Ces deux programmes s'insèrent d'abord dans la collaboration européenne EPTA et plus généralement au niveau mondial avec l'IPTA. Il nous faut bien évidemment gérer l'équilibre entre des programmes de recherche purement locaux et l'insertion dans des collaborations larges où une certaine partie du pilotage pourrait nous échapper. Une part des observations de pulsars effectuées avec le radiotélescope de Nançay est, par exemple, utilisée par de nombreux étudiants français et étrangers au sein de la collaboration EPTA. Il y a quelques mois, nous avons comptabilisé 4 étudiants français (L.Guillemot et D.Parent au CENBG Bordeaux, B.Pancrazi au CESR Toulouse, A.Romanoff à l'Observatoire de Besançon) et 5 étudiants étrangers (G.Janssen à Amsterdam, M.Purver à Manchester, K.Lazaridis à Bonn, M.Pilia à Cagliari et R.van Haasteren à Leiden)... en plus de nos étudiants et post-docs (G.Desvignes, D.AitAllal, R.Ferdman et A.Corongiu).

A moyen terme, nous sommes impliqués dans le programme de l'ERC (European Research Council) piloté par M.Kramer intitulé LEAP pour 'Large European Array for Pulsars' où il s'agit d'additionner de façon cohérente les données brutes enregistrées dans tous les grands radiotélescopes d'Europe (Cagliari, Effelsberg, Jodrell Bank, Nançay et Westerbork). Ceci pour en faire l'équivalent d'un radiotélescope de 200 mètres de diamètre, équivalent à

Arecibo mais situé dans l'hémisphère Nord et ayant accès à tout le ciel visible depuis l'Europe. Les premiers essais d'observation auront lieu d'ici un an ou deux et de nombreux post-docs travailleront spécifiquement sur ce sujet aux différents télescopes.

A moyen terme également, nous souhaitons être de plus en plus impliqués dans l'instrument LOFAR. Par le biais de collaboration avec nos collègues d'Amsterdam et ASTRON, nous voudrions acquérir de l'expérience sur la conduite d'observations 'pulsar' avec un interféromètre. La station de radio-astronomie de Nançay va, en effet, accueillir une station LOFAR sous peu. Du temps d'observation sera disponible sur la station locale lorsque des observations LOFAR seront effectuées avec seulement le coeur de l'instrument situé aux Pays-Bas. De plus, dans le cadre d'une extension de la station de Nançay appelée Lofar Super Station (LSS), et dont les études de faisabilité sont d'ores et déjà financées par l'ANR, des recherches extrêmement performantes de nouveaux pulsars pourront être conduites.

A un petit peu plus long terme, les radiotélescopes dits 'précurseurs-SKA' vont entrer en fonctionnement (d'ici 5 ans environ). Ils permettront de se familiariser complètement avec les techniques particulières des prochains radiotélescopes. Il est en effet fini le temps des grands radiotélescopes décimétriques monolithiques, construits d'une seule pièce. Pour gagner encore en sensibilité, il faut maintenant envisager de fractionner la surface collectrice. Les radiotélescopes du futur seront donc constitués d'une multitude d'antennes individuelles, qu'il s'agira de phaser proprement pour une ou plusieurs centaines de directions du ciel simultanément. Le radiotélescope MeerKAT en construction en Afrique du Sud (dans la région du Karoo) est un des précurseurs au grand projet du futur SKA. Doté de 80 paraboles de 12 mètres de diamètre, il propose une surface collectrice équivalente à un radiotélescope à antenne unique de 100 mètres de diamètre tout en offrant un champ de vue d'environ 1 degré^2 , avec une bande passante instantanée de 1GHz autour de quelques GHz de fréquence radio. Ce radiotélescope est particulièrement intéressant pour l'étude des pulsars ultra-stables dans l'hémisphère Sud (car doté d'une excellente sensibilité comparable à celle d'un 100 mètres) et pour tester le phasage des signaux provenant d'une multitude d'antennes. Il faut, en effet, conserver un signal intégré apte à permettre des datations d'impulsions radio au niveau de quelques dizaines de nanosecondes.

A beaucoup plus long terme, c'est donc un très grand, un énorme radiotélescope qui est attendu (pour 2020 environ). Il s'agit du Square Kilometer Array (SKA) doté d'une surface collectrice d'un km^2 (environ 30 fois plus que le plus grand actuellement en service) et d'un grand champ de vue instantané. L'emplacement de cet instrument n'est pas encore fixé, et l'Australie et l'Afrique du Sud avec leurs régions désertiques respectives

sont sur les rangs... ce sont effectivement des lieux où les perturbations électromagnétiques d'origine humaines sont des plus réduites. Il ne fait pas de doute qu'un tel instrument dans un tel environnement révolutionnera la radioastronomie si des techniques toujours plus performantes permettent d'observer les pulsars et d'en tirer un maximum d'informations. Il est imaginé qu'avec SKA des centaines de pulsars soient observés simultanément. Ils seront également dédispersés de façon cohérente, peut-être avec les successeurs des GPUs dont nous aurons, espérons-le, su garder l'expertise à Orléans et Nançay. La détection d'un fond d'ondes gravitationnelles d'origine cosmologique et les tests des différentes théories de la Gravitation seront alors faits à un niveau sans précédent.

Bibliographie

Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Baring, M. G., Bastieri, D., Baughman, B. M., Bechtol, K., Bellazzini, R., Berenji, B., Bignami, G. F., Blandford, R. D., Bloom, E. D., Bonamente, E., Borgland, A. W., Bregeon, J., Brez, A., Brigida, M., Bruel, P., Burnett, T. H., Caliendo, G. A., Cameron, R. A., Camilo, F., Caraveo, P. A., Carlson, P., Casandjian, J. M., Cecchi, C., Çelik, Ö., Charles, E., Chekhtman, A., Cheung, C. C., Chiang, J., Ciprini, S., Claus, R., Cognard, I., Cohen-Tanugi, J., Cominsky, L. R., Conrad, J., Corbet, R., Cutini, S., Dermer, C. D., Desvignes, G., de Angelis, A., de Luca, A., de Palma, F., Digel, S. W., Dormody, M., do Couto e Silva, E., Drell, P. S., Dubois, R., Dumora, D., Edmonds, Y., Farnier, C., Favuzzi, C., Fegan, S. J., Focke, W. B., Frailis, M., Freire, P. C. C., Fukazawa, Y., Funk, S., Fusco, P., Gargano, F., Gasparrini, D., Gehrels, N., Germani, S., Giebels, B., Giglietto, N., Giordano, F., Glanzman, T., Godfrey, G., Grenier, I. A., Grondin, M. H., Grove, J. E., Guillemot, L., Guiriec, S., Hanabata, Y., Harding, A. K., Hayashida, M., Hays, E., Hobbs, G., Hughes, R. E., Jóhannesson, G., Johnson, A. S., Johnson, R. P., Johnson, T. J., Johnson, W. N., Johnston, S., Kamae, T., Katagiri, H., Kataoka, J., Kawai, N., Kerr, M., Knödlseeder, J., Kocian, M. L., Kramer, M., Kuss, M., Lande, J., Latronico, L., Lemoine-Goumard, M., Longo, F., Loparco, F., Lott, B., Lovellette, M. N., Lubrano, P., Madejski, G. M., Makeev, A., Manchester, R. N., Marelli, M., Mazziotta, M. N., McConville, W., McNally, J. E., McLaughlin, M. A., Meurer, C., Michelson, P. F., Mitthumsiri, W., Mizuno, T., Moiseev, A. A., Monte, C., Monzani, M. E., Morselli, A., Moskalenko, I. V., Murgia, S., Nolan, P. L., Norris, J. P., Nuss, E., Ohsugi, T., Omodei, N., Orlando, E., Ormes, J. F., Paneque, D., Panetta, J. H., Parent, D., Pelassa, V., Pepe, M., Pesce-Rollins, M., Piron, F., Porter, T. A., Rainò, S., Rando, R., Ransom, S. M., Ray, P. S., Razzano, M., Rea, N., Reimer, A., Reimer, O., Reposeur, T., Ritz, S., Rochester, L. S., Rodriguez, A. Y., Romani, R. W., Roth, M., Ryde, F., Sadrozinski, H. F. W., Sanchez, D., Sander, A., Saz Parkinson, P. M., Scargle, J. D., Schalk, T. L.,

Sgrò, C., Siskind, E. J., Smith, D. A., Smith, P. D., Spandre, G., Spinelli, P., Stappers, B. W., Starck, J. L., Striani, E., Strickman, M. S., Suson, D. J., Tajima, H., Takahashi, H., Tanaka, T., Thayer, J. B., Thayer, J. G., Theureau, G., Thompson, D. J., Thorsett, S. E., Tibaldo, L., Torres, D. F., Tosti, G., Tramacere, A., Uchiyama, Y., Usher, T. L., Van Etten, A., Vasilieiou, V., Venter, C., Vilchez, N., Vitale, V., Waite, A. P., Wallace, E., Wang, P., Watters, K., Webb, N., Weltevrede, P., Winer, B. L., Wood, K. S., Ylinen, T., & Ziegler, M. 2009a, *Science*, 325, 848

Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Baughman, B. M., Bechtol, K., Bellazzini, R., Berenji, B., Blandford, R. D., Bloom, E. D., Bonamente, E., Borgland, A. W., Bouvier, A., Bregeon, J., Brez, A., Brigida, M., Bruel, P., Burnett, T. H., Caliendo, G. A., Cameron, R. A., Camilo, F., Caraveo, P. A., Casandjian, J. M., Cecchi, C., Çelik, Ö., Chekhtman, A., Cheung, C. C., Chiang, J., Ciprini, S., Claus, R., Cognard, I., Cohen-Tanugi, J., Conrad, J., Dermer, C. D., de Angelis, A., de Palma, F., Digel, S. W., Dormody, M., do Couto e Silva, E., Drell, P. S., Dubois, R., Dumora, D., Edmonds, Y., Espinoza, C., Farnier, C., Favuzzi, C., Focke, W. B., Frailis, M., Freire, P. C. C., Fukazawa, Y., Fusco, P., Gargano, F., Gehrels, N., Germani, S., Giebels, B., Giglietto, N., Giordano, F., Glanzman, T., Godfrey, G., Grenier, I. A., Grondin, M.-H., Grove, J. E., Guillemot, L., Guiriec, S., Hanabata, Y., Harding, A. K., Hayashida, M., Hays, E., Hobbs, G., Hughes, R. E., Jóhannesson, G., Johnson, A. S., Johnson, R. P., Johnson, T. J., Johnson, W. N., Johnston, S., Kamae, T., Kaspi, V. M., Katagiri, H., Kataoka, J., Kawai, N., Keith, M., Kerr, M., Knödlseider, J., Kramer, M., Kuehn, F., Kuss, M., Lande, J., Latronico, L., Lemoine-Goumard, M., Livingstone, M., Longo, F., Loparco, F., Lott, B., Lovellette, M. N., Lubrano, P., Lyne, A. G., Makeev, A., Manchester, R. N., Marelli, M., Mazziotta, M. N., McEnery, J. E., Meurer, C., Michelson, P. F., Mitthumsiri, W., Mizuno, T., Moiseev, A. A., Monte, C., Monzani, M. E., Morselli, A., Moskalenko, I. V., Murgia, S., Nolan, P. L., Nuss, E., Ohsugi, T., Omodei, N., Orlando, E., Ormes, J. F., Paneque, D., Panetta, J. H., Parent, D., Pelassa, V., Pepe, M., Pesce-Rollins, M., Pierbattista, M., Piron, F., Porter, T. A., Rainò, S., Rando, R., Ransom, S. M., Razzano, M., Reimer, A., Reimer, O., Reposeur, T., Ritz, S., Rochester, L. S., Rodriguez, A. Y., Romani, R. W., Ryde, F., Sadrozinski, H. F.-W., Sanchez, D., Sander, A., Saz Parkinson, P. M., Sgrò, C., Siskind, E. J., Smith, D. A., Smith, P. D., Spandre, G., Spinelli, P., Stappers, B. W., Striani, E., Strickman, M. S., Suson, D. J., Tajima, H., Takahashi, H., Tanaka, T., Thayer, J. B., Thayer, J. G., Theureau, G., Thompson, D. J., Thorsett, S. E., Tibaldo, L., Torres,

D. F., Tosti, G., Tramacere, A., Uchiyama, Y., Usher, T. L., Van Etten, A., Vasileiou, V., Vilchez, N., Vitale, V., Waite, A. P., Wang, P., Watters, K., Weltevrede, P., Winer, B. L., Wood, K. S., Ylinen, T., & Ziegler, M. 2009b, *ApJ*, 699, L102

Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., Atwood, W. B., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Battelino, M., Baughman, B. M., Bechtol, K., Bellazzini, R., Berenji, B., Bloom, E. D., Bogaert, G., Borgland, A. W., Bregeon, J., Brez, A., Brigida, M., Bruel, P., Burnett, T. H., Caliandro, G. A., Cameron, R. A., Camilo, F., Caraveo, P. A., Casandjian, J. M., Cecchi, C., Charles, E., Chekhtman, A., Chen, A. W., Cheung, C. C., Chiang, J., Ciprini, S., Cognard, I., Cohen-Tanugi, J., Cominsky, L. R., Conrad, J., Cutini, S., Demorest, P., Dermer, C. D., de Angelis, A., de Luca, A., de Palma, F., Digel, S. W., Dormody, M., do Couto e Silva, E., Drell, P. S., Dubois, R., Dumora, D., Espinoza, C., Farnier, C., Favuzzi, C., Focke, W. B., Frailis, M., Freire, P. C. C., Fukazawa, Y., Funk, S., Fusco, P., Gargano, F., Gasparrini, D., Gehrels, N., Germani, S., Giebels, B., Giglietto, N., Giordano, F., Glanzman, T., Godfrey, G., Grenier, I. A., Grondin, M.-H., Grove, J. E., Guillemot, L., Guiriec, S., Hanabata, Y., Harding, A. K., Hayashida, M., Hays, E., Hughes, R. E., Jóhannesson, G., Johnson, A. S., Johnson, R. P., Johnson, T. J., Johnson, W. N., Johnston, S., Kamae, T., Katagiri, H., Kataoka, J., Kawai, N., Kerr, M., Kiziltan, B., Knödlseider, J., Komin, N., Kramer, M., Kuehn, F., Kuss, M., Lande, J., Latronico, L., Lee, S.-H., Lemoine-Goumard, M., Longo, F., Loparco, F., Lott, B., Lovellette, M. N., Lubrano, P., Lyne, A. G., Makeev, A., Manchester, R. N., Marelli, M., Mazziotta, M. N., McConville, W., McEnery, J. E., McLaughlin, M. A., Meurer, C., Michelson, P. F., Mitthumsiri, W., Mizuno, T., Moiseev, A. A., Monte, C., Monzani, M. E., Morselli, A., Moskalenko, I. V., Murgia, S., Nolan, P. L., Noutsos, A., Nuss, E., Ohsugi, T., Omodei, N., Orlando, E., Ormes, J. F., Ozaki, M., Paneque, D., Panetta, J. H., Parent, D., Pepe, M., Pesce-Rollins, M., Piron, F., Porter, T. A., Rainò, S., Rando, R., Ransom, S. M., Razzano, M., Reimer, A., Reimer, O., Reposeur, T., Ritz, S., Rochester, L. S., Rodriguez, A. Y., Romani, R. W., Ryde, F., Sadrozinski, H. F.-W., Sanchez, D., Parkinson, P. M. S., Sgrò, C., Sierpowska-Bartosik, A., Siskind, E. J., Smith, D. A., Smith, P. D., Spandre, G., Spinelli, P., Stappers, B. W., Starck, J.-L., Strickman, M. S., Suson, D. J., Tajima, H., Takahashi, H., Takahashi, T., Tanaka, T., Thayer, J. B., Thayer, J. G., Theureau, G., Thompson, D. J., Thorsett, S. E., Tibaldo, L., Torres, D. F., Tosti, G., Tramacere, A., Uchiyama, Y., Usher, T. L., Van Etten, A., Vilchez, N., Vitale, V., Waite, A. P., Wallace, E., Watters, K., Weltevrede, P., Wood, K. S., Ylinen, T., & Ziegler, M.

Abdo, A. A., Ackermann, M., Atwood, W. B., Axelsson, M., Baldini, L., Ballet, J., Barbiellini, G., Bastieri, D., Battelino, M., Baughman, B. M., Bechtol, K., Bellazzini, R., Berenji, B., Bloom, E. D., Bonamente, E., Borgland, A. W., Bregeon, J., Brez, A., Brigida, M., Bruel, P., Burnett, T. H., Caliandro, G. A., Cameron, R. A., Caraveo, P. A., Casandjian, J. M., Cecchi, C., Charles, E., Chekhtman, A., Cheung, C. C., Chiang, J., Ciprini, S., Claus, R., Cognard, I., Cohen-Tanugi, J., Cominsky, L. R., Conrad, J., Cutini, S., Dermer, C. D., de Angelis, A., de Palma, F., Digel, S. W., Dormody, M., Silva, E. d. C. e., Drell, P. S., Dubois, R., Dumora, D., Farnier, C., Favuzzi, C., Focke, W. B., Frailis, M., Fukazawa, Y., Funk, S., Fusco, P., Gargano, F., Gasparrini, D., Gehrels, N., Germani, S., Giebels, B., Giglietto, N., Giordano, F., Glanzman, T., Godfrey, G., Grenier, I. A., Grondin, M.-H., Grove, J. E., Guillemot, L., Guiriec, S., Hanabata, Y., Harding, A. K., Hayashida, M., Hays, E., Hughes, R. E., Jóhannesson, G., Johnson, A. S., Johnson, R. P., Johnson, T. J., Johnson, W. N., Kamae, T., Katagiri, H., Kataoka, J., Kawai, N., Kerr, M., Knödlseeder, J., Kocian, M. L., Komin, N., Kuehn, F., Kuss, M., Lande, J., Latronico, L., Lee, S.-H., Lemoine-Goumard, M., Longo, F., Loparco, F., Lott, B., Lovellette, M. N., Lubrano, P., Madejski, G. M., Makeev, A., Marelli, M., Mazziotta, M. N., McConville, W., McEnery, J. E., Meurer, C., Michelson, P. F., Mitthumsiri, W., Mizuno, T., Moiseev, A. A., Monte, C., Monzani, M. E., Morselli, A., Moskalenko, I. V., Murgia, S., Nolan, P. L., Nuss, E., Ohsugi, T., Omodei, N., Orlando, E., Ormes, J. F., Pancrazi, B., Paneque, D., Panetta, J. H., Parent, D., Pepe, M., Pesce-Rollins, M., Piron, F., Porter, T. A., Rainò, S., Rando, R., Razzano, M., Reimer, A., Reimer, O., Reposeur, T., Ritz, S., Rochester, L. S., Rodriguez, A. Y., Romani, R. W., Ryde, F., Sadrozinski, H. F.-W., Sanchez, D., Sander, A., Parkinson, P. M. S., Sgrò, C., Siskind, E. J., Smith, D. A., Smith, P. D., Spandre, G., Spinelli, P., Starck, J.-L., Strickman, M. S., Suson, D. J., Tajima, H., Takahashi, H., Tanaka, T., Thayer, J. B., Thayer, J. G., Theureau, G., Thompson, D. J., Tibaldo, L., Torres, D. F., Tosti, G., Tramacere, A., Uchiyama, Y., Usher, T. L., Van Etten, A., Vilchez, N., Vitale, V., Waite, A. P., Watters, K., Webb, N., Wood, K. S., Ylinen, T., & Ziegler, M. 2009d, ApJ, 699, 1171

Abdo, A. A., Ackermann, M., Atwood, W. B., Bagagli, R., Baldini, L., Ballet, J., Band, D. L., Barbiellini, G., Baring, M. G., Bartelt, J., Bastieri, D., Baughman, B. M., Bechtol, K., Bellardi, F., Bellazzini, R., Berenji, B., Bisello, D., Blandford, R. D., Bloom, E. D., Bogart, J. R., Bonamente, E., Borgland, A. W., Bouvier, A., Bregeon, J., Brez, A., Brigida, M., Bruel,

P., Burnett, T. H., Caliandro, G. A., Cameron, R. A., Camilo, F., Caraveo, P. A., Casandjian, J. M., Ceccanti, M., Cecchi, C., Charles, E., Chekhtman, A., Cheung, C. C., Chiang, J., Ciprini, S., Claus, R., Cognard, I., Cohen-Tanugi, J., Cominsky, L. R., Conrad, J., Corbet, R., Corucci, L., Cutini, S., Davis, D. S., DeKlotz, M., Dermer, C. D., de Angelis, A., de Palma, F., Digel, S. W., Dormody, M., Silva, E. d. C. e., Drell, P. S., Dubois, R., Dumora, D., Espinoza, C., Farnier, C., Favuzzi, C., Flath, D. L., Fleury, P., Focke, W. B., Frailis, M., Friere, P. C. C., Fukazawa, Y., Funk, S., Fusco, P., Gargano, F., Gasparrini, D., Gehrels, N., Germani, S., Giannitrapani, R., Giebels, B., Giglietto, N., Giordano, F., Glanzman, T., Godfrey, G., Gotthelf, E. V., Grenier, I. A., Grondin, M.-H., Grove, J. E., Guillemot, L., Guiriec, S., Haller, G., Harding, A. K., Hart, P. A., Hartman, R. C., Hays, E., Hobbs, G., Hughes, R. E., Jóhannesson, G., Johnson, A. S., Johnson, R. P., Johnson, T. J., Johnson, W. N., Johnston, S., Kamae, T., Kanbach, G., Kaspi, V. M., Katagiri, H., Kataoka, J., Kavelaars, A., Kawai, N., Kelly, H., Kerr, M., Kiziltan, B., Klamra, W., Knödlseider, J., Kramer, M., Kuehn, F., Kuss, M., Lande, J., Landriu, D., Latronico, L., Lee, B., Lee, S.-H., Lemoine-Goumard, M., Livingstone, M., Longo, F., Loparco, F., Lott, B., Lovellette, M. N., Lubrano, P., Lyne, A. G., Madejski, G. M., Makeev, A., Manchester, R. N., Marangelli, B., Marelli, M., Mazziotta, M. N., McEnery, J. E., McGlynn, S., McLaughlin, M. A., Menon, N., Meurer, C., Michelson, P. F., Mineo, T., Mirizzi, N., Mitthumsiri, W., Mizuno, T., Moiseev, A. A., Mongelli, M., Monte, C., Monzani, M. E., Moretti, E., Morselli, A., Moskalenko, I. V., Murgia, S., Nakamori, T., Nolan, P. L., Noutsos, A., Nuss, E., Ohsugi, T., Omodei, N., Orlando, E., Ormes, J. F., Ozaki, M., Paccagnella, A., Paneque, D., Panetta, J. H., Parent, D., Pearce, M., Pepe, M., Perchiazzi, M., Pesce-Rollins, M., Pieri, L., Pinchera, M., Piron, F., Porter, T. A., Rainò, S., Rando, R., Ransom, S. M., Rapposelli, E., Razzano, M., Reimer, A., Reimer, O., Reposeur, T., Reyes, L. C., Ritz, S., Rochester, L. S., Rodriguez, A. Y., Romani, R. W., Roth, M., Ryde, F., Sacchetti, A., Sadrozinski, H. F.-W., Saggini, N., Sanchez, D., Sander, A., Parkinson, P. M. S., Segal, K. N., Sellerholm, A., Sgrò, C., Siskind, E. J., Smith, D. A., Smith, P. D., Spandre, G., Spinelli, P., Stamatikos, M., Starck, J.-L., Stecker, F. W., Stephens, T. E., Strickman, M. S., Strong, A. W., Suson, D. J., Tajima, H., Takahashi, H., Takahashi, T., Tanaka, T., Tenze, A., Thayer, J. B., Thayer, J. G., Theureau, G., Thompson, D. J., Thorsett, S. E., Tibaldo, L., Tibolla, O., Torres, D. F., Tramacere, A., Turri, M., Usher, T. L., Vigiani, L., Vilchez, N., Vitale, V., Waite, A. P., Wang, P., Watters, K., Weltevrede, P., Winer, B. L., Wood, K. S., Ylinen, T., & Ziegler, M. 2009e, *ApJ*, 696, 1084

- Alpar, M. A., Anderson, P. W., Pines, D., & Shaham, J. 1981, *ApJ*, 249, L29
- Alpar, M. A., Cheng, A. F., Ruderman, M. A., & Shaham, J. 1982, *Nature*, 300, 728
- Anderson, P. W. & Itoh, N. 1975, *Nature*, 256, 25
- Backer, D. C., Dexter, M. R., Zepka, A., Ng, D., Werthimer, D. J., Ray, P. S., & Foster, R. S. 1997, *PASP*, 109, 61
- Backer, D. C., Kulkarni, S. R., Heiles, C., Davis, M. M., & Goss, W. M. 1982, *Nature*, 300, 615
- Baym, G., Pethick, C., & Pines, D. 1969, *Nature*, 224, 872
- Camilo, F., Cognard, I., Ransom, S. M., Halpern, J. P., Reynolds, J., Zimmerman, N., Gotthelf, E. V., Helfand, D. J., Demorest, P., Theureau, G., & Backer, D. C. 2007a, *ApJ*, 663, 497
- Camilo, F., Ransom, S. M., Halpern, J. P., Reynolds, J., Helfand, D. J., Zimmerman, N., & Sarkissian, J. 2006, *Nature*, 442, 892
- Camilo, F., Ransom, S. M., Peñalver, J., Karastergiou, A., van Kerkwijk, M. H., Durant, M., Halpern, J. P., Reynolds, J., Thum, C., Helfand, D. J., Zimmerman, N., & Cognard, I. 2007b, *ApJ*, 669, 561
- CASPER. 2009, Center for Astronomy Signal Processing and Electronics Research, UC Berkeley, <http://casper.berkeley.edu/>
- Champion, D. J., Ransom, S. M., Lazarus, P., Camilo, F., Bassa, C., Kaspi, V. M., Nice, D. J., Freire, P. C. C., Stairs, I. H., van Leeuwen, J., Stappers, B. W., Cordes, J. M., Hessels, J. W. T., Lorimer, D. R., Arzoumanian, Z., Backer, D. C., Bhat, N. D. R., Chatterjee, S., Cognard, I., Deneva, J. S., Faucher-Giguère, C.-A., Gaensler, B. M., Han, J., Jenet, F. A., Kasian, L., Kondratiev, V. I., Kramer, M., Lazio, J., McLaughlin, M. A., Venkataraman, A., & Vlemmings, W. 2008, *Science*, 320, 1309
- Cognard, I. & Backer, D. C. 2004, *ApJ*, 612, L125
- Cognard, I., Bourgois, G., Lestrade, J. F., Biraud, F., Aubry, D., Darchy, B., & Drouhin, J. P. 1993, *Nature*, 366, 320
- Cognard, I., Bourgois, G., Lestrade, J.-F., Biraud, F., Aubry, D., Darchy, B., & Drouhin, J.-P. 1995, *A&A*, 296, 169

- . 1996a, *A&A*, 311, 179
- Cognard, I. & Lestrade, J.-F. 1997, *A&A*, 323, 211
- Cognard, I., Shrauner, J. A., Taylor, J. H., & Thorsett, S. E. 1996b, *ApJ*, 457, L81
- Cusumano, G., Hermsen, W., Kramer, M., Kuiper, L., Löhmer, O., Massaro, E., Mineo, T., Nicastro, L., & Stappers, B. W. 2003, *A&A*, 410, L9
- Demorest, P. B. 2007, PhD thesis, University of California, Berkeley
- Desvignes, G. 2009, PhD thesis, Université d'Orléans
- Fiedler, R. L., Dennison, B., Johnston, K. J., & Hewish, A. 1987, *Nature*, 326, 675
- Gold, T. 1968, *Nature*, 218, 731
- Golden, A., Shearer, A., Redfern, R. M., Beskin, G. M., Neizvestny, S. I., Neustroev, V. V., Plokhotnichenko, V. L., & Cullum, M. 2000, *A&A*, 363, 617
- Guillemot, L. 2009, PhD thesis, Université de Bordeaux I
- Halpern, J. P. & Gotthelf, E. V. 2005, *ApJ*, 618, 874
- Halpern, J. P., Gotthelf, E. V., Becker, R. H., Helfand, D. J., & White, R. L. 2005, *ApJ*, 632, L29
- Hankins, T. H., Kern, J. S., Weatherall, J. C., & Eilek, J. A. 2003, *Nature*, 422, 141
- Hankins, T. H. & Rickett, B. J. 1975, in *Methods in Computational Physics*. Volume 14 - Radio astronomy, Vol. 14, 55
- Hessels, J. W. T., Nice, D. J., Gaensler, B. M., Kaspi, V. M., Lorimer, D. R., Champion, D. J., Lyne, A. G., Kramer, M., Cordes, J. M., Freire, P. C. C., Camilo, F., Ransom, S. M., Deneva, J. S., Bhat, N. D. R., Cognard, I., Crawford, F., Jenet, F. A., Kasian, L., Lazarus, P., van Leeuwen, J., McLaughlin, M. A., Stairs, I. H., Stappers, B. W., & Venkataraman, A. 2008, *ApJ*, 682, L41
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D., Scott, P. F., & Collins, R. A. 1968, *Nature*, 217, 709

- Hill, A. S., Stinebring, D. R., Asplund, C. T., Berwick, D. E., Everett, W. B., & Hinkel, N. R. 2005, *ApJ*, 619, L171
- Hill, A. S., Stinebring, D. R., Barnor, H. A., Berwick, D. E., & Webber, A. B. 2003, *ApJ*, 599, 457
- Hobbs, G. B., Edwards, R. T., & Manchester, R. N. 2006, *MNRAS*, 369, 655
- Hulse, R. A. & Taylor, J. H. 1975, *ApJ*, 195, L51
- Ibrahim, A. I., Markwardt, C. B., Swank, J. H., Ransom, S., Roberts, M., Kaspi, V., Woods, P. M., Safi-Harb, S., Balman, S., Parke, W. C., Kouveliotou, C., Hurley, K., & Cline, T. 2004, *ApJ*, 609, L21
- Janssen, G. H. & Stappers, B. W. 2006, *A&A*, 457, 611
- Janssen, G. H., Stappers, B. W., Kramer, M., Nice, D. J., Jessner, A., Cognard, I., & Purver, M. B. 2008, *A&A*, 490, 753
- Jenet, F. A., Hobbs, G. B., van Straten, W., Manchester, R. N., Bailes, M., Verbiest, J. P. W., Edwards, R. T., Hotan, A. W., Sarkissian, J. M., & Ord, S. M. 2006, *ApJ*, 653, 1571
- Kramer, M., Stairs, I. H., Manchester, R. N., McLaughlin, M. A., Lyne, A. G., Ferdman, R. D., Burgay, M., Lorimer, D. R., Possenti, A., D’Amico, N., Sarkissian, J. M., Hobbs, G. B., Reynolds, J. E., Freire, P. C. C., & Camilo, F. 2006, *Science*, 314, 97
- Large, M. I., Vaughan, A. E., & Mills, B. Y. 1968, *Nature*, 220, 340
- Lestrade, J.-F., Rickett, B. J., & Cognard, I. 1998, *A&A*, 334, 1068
- Lorimer, D. R. & Kramer, M. 2004, *Handbook of Pulsar Astronomy* (Handbook of pulsar astronomy, by D.R. Lorimer and M. Kramer. Cambridge observing handbooks for research astronomers, Vol. 4. Cambridge, UK : Cambridge University Press, 2004)
- Lyne, A. G., Brinklow, A., Middleditch, J., Kulkarni, S. R., & Backer, D. C. 1987, *Nature*, 328, 399
- Lyne, A. G. & Graham-Smith, F. 1998, *Cambridge Astrophysics Series*, 31
- Lyne, A. G., Shemar, S. L., & Smith, F. G. 2000, *MNRAS*, 315, 534
- Maitia, V., Lestrade, J.-F., & Cognard, I. 2003, *ApJ*, 582, 972

- Manchester, R. N., Lyne, A. G., Camilo, F., Bell, J. F., Kaspi, V. M., D’Amico, N., McKay, N. P. F., Crawford, F., Stairs, I. H., Possenti, A., Kramer, M., & Sheppard, D. C. 2001, *MNRAS*, 328, 17
- Manchester, R. N. & Taylor, J. H. 1972, *Astrophys. Lett.*, 10, 67
- Mandal, R. D. R., Konar, S., Dey, M., & Dey, J. 2009, *MNRAS*, 1150
- Martin, D. D. E., Verhoeve, P., Oosterbroek, T., Hijmering, R., Peacock, A., & Schulz, R. 2006, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 6269, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- McCulloch, P. M., Taylor, J. H., & Weisberg, J. M. 1979, *ApJ*, 227, L133
- Narayan, R. 1992, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 341, 151
- Oosterbroek, T., Cognard, I., Golden, A., Verhoeve, P., Martin, D. D. E., Erd, C., Schulz, R., Stüwe, J. A., Stankov, A., & Ho, T. 2008, *A&A*, 488, 271
- Pacini, F. 1968, *Nature*, 219, 145
- Pellizzoni, A., Pilia, M., Possenti, A., Chen, A., Giuliani, A., Trois, A., Caraveo, P., DelMonte, E., Fornari, F., Fuschino, F., Mereghetti, S., Tavani, M., Argan, A., Burgay, M., Cognard, I., Corongiu, A., Costa, E., D’Amico, N., DeLuca, A., Esposito, P., Evangelista, Y., Feroci, M., Johnston, S., Kramer, M., Longo, F., Marisaldi, M., Theureau, G., Weltevrede, P., Barbiellini, G., Boffelli, F., Bulgarelli, A., Cattaneo, P. W., Cocco, V., D’Ammando, F., DeParis, G., Di Cocco, G., Donnarumma, I., Fiorini, M., Froyland, T., Galli, M., Gianotti, F., Labanti, C., Lapshov, I., Lazzarotto, F., Lipari, P., Mineo, T., Morselli, A., Pacciani, L., Perotti, F., Piano, G., Picozza, P., Prest, M., Pucella, G., Rapisarda, M., Rappoldi, A., Sabatini, S., Soffitta, P., Trifoglio, M., Vallazza, E., Vercellone, S., Vittorini, V., Zambra, A., Zanello, D., Pittori, C., Verrecchia, F., Preger, B., Santolamazza, P., Giommi, P., Salotti, L., & Bignami, G. F. 2009a, *ApJ*, 695, L115
- Pellizzoni, A., Pilia, M., Possenti, A., Fornari, F., Caraveo, P., del Monte, E., Mereghetti, S., Tavani, M., Argan, A., Trois, A., Burgay, M., Chen, A., Cognard, I., Costa, E., D’Amico, N., Esposito, P., Evangelista, Y., Feroci, M., Fuschino, F., Giuliani, A., Halpern, J., Hobbs, G., Hotan, A., Johnston, S., Kramer, M., Longo, F., Manchester, R. N., Marisaldi, M., Palfreyman, J., Weltevrede, P., Barbiellini, G., Boffelli, F., Bulgarelli, A.,

- Cattaneo, P. W., Cocco, V., D'Ammando, F., DeParis, G., di Cocco, G., Donnarumma, I., Fiorini, M., Froyland, T., Galli, M., Gianotti, F., Harding, A., Labanti, C., Lapshov, I., Lazzarotto, F., Lipari, P., Mauri, F., Morselli, A., Pacciani, L., Perotti, F., Picozza, P., Prest, M., Pucella, G., Rapisarda, M., Rappoldi, A., Soffitta, P., Trifoglio, M., Vallazza, E., Vercellone, S., Vittorini, V., Zambra, A., Zanello, D., Pittori, C., Verrecchia, F., Preger, B., Santolamazza, P., Giommi, P., & Salotti, L. 2009b, *ApJ*, 691, 1618
- Phinney, E. S. 1993, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 50, *Structure and Dynamics of Globular Clusters*, ed. S. G. Djorgovski & G. Meylan, 141
- Ramachandran, R., Demorest, P., Backer, D. C., Cognard, I., & Lommen, A. 2006, *ApJ*, 645, 303
- Ransom, S. M., Cordes, J. M., & Eikenberry, S. S. 2003, *ApJ*, 589, 911
- Ray, P. S., Cadwell, B. J., Lazio, T. J. W., Foster, R. S., Backer, D. C., Cognard, I., & Lestrade, J.-F. 1999, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 31, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 903
- Richards, D. W. & Comella, J. M. 1969, *Nature*, 222, 551
- Romani, R. W., Blandford, R. D., & Cordes, J. M. 1987, *Nature*, 328, 324
- Romani, R. W. & Johnston, S. 2001, *ApJ*, 557, L93
- Romani, R. W., Miller, A. J., Cabrera, B., Nam, S. W., & Martinis, J. M. 2001, *ApJ*, 563, 221
- Romani, R. W. & Yadigaroglu, I.-A. 1995, *ApJ*, 438, 314
- Rutledge, R. E., Fox, D. W., Kulkarni, S. R., Jacoby, B. A., Cognard, I., Backer, D. C., & Murray, S. S. 2004, *ApJ*, 613, 522
- Sanwal, D. 1999, PhD thesis, AA(THE UNIVERSITY OF TEXAS AT AUSTIN)
- Shearer, A., Stappers, B., O'Connor, P., Golden, A., Strom, R., Redfern, M., & Ryan, O. 2003, *Science*, 301, 493
- Shemar, S. L. & Lyne, A. G. 1996, *MNRAS*, 282, 677

- Smith, D. A., Guillemot, L., Camilo, F., Cognard, I., Dumora, D., Espinoza, C., Freire, P. C. C., Gotthelf, E. V., Harding, A. K., Hobbs, G. B., Johnston, S., Kaspi, V. M., Kramer, M., Livingstone, M. A., Lyne, A. G., Manchester, R. N., Marshall, F. E., McLaughlin, M. A., Noutsos, A., Ransom, S. M., Roberts, M. S. E., Romani, R. W., Stappers, B. W., Theureau, G., Thompson, D. J., Thorsett, S. E., Wang, N., & Weltevrede, P. 2008, *A&A*, 492, 923
- Staelin, D. H. & Reifenstein, III, E. C. 1968, *Science*, 162, 1481
- Taylor, J. H. 1992, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series A*, 341, 117
- Taylor, J. H., Fowler, L. A., & McCulloch, P. M. 1979, *Nature*, 277, 437
- Taylor, J. H. & Weisberg, J. M. 1982, *ApJ*, 253, 908
- Verbiest, J. P. W. 2009, Ph. D. Thesis, Swinburne University of Technology, arXiv :0906.4246
- Webb, N. A., Olive, J.-F., Barret, D., Kramer, M., Cognard, I., & Löhmer, O. 2004, *A&A*, 419, 269