



# Estudio de alta precisión del púlsar J0437–4715 desde el Instituto Argentino de Radioastronomía

V. Sosa Fiscella<sup>1,3</sup>, L. Combi<sup>2,3</sup>, S. del Palacio<sup>2</sup>, C.O. Lousto<sup>3</sup>, J.A. Combi<sup>1,2</sup>, G. Gancio<sup>2</sup>,  
F. García<sup>4,2</sup>, E. Gutiérrez<sup>2</sup>, F. Hauscarriaga<sup>2</sup>, P. Kornecki<sup>2</sup>, F.G. López Armengol<sup>3,2</sup>,  
G.C. Mancuso<sup>2</sup>, A.L. Müller<sup>2</sup> & A. Simaz Bunzel<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

<sup>2</sup> Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina

<sup>3</sup> Center for Computational Relativity and Gravitation, Rochester Institute of Technology, EE.UU.

<sup>4</sup> Kapteyn Astronomical Institute, University of Groningen, Países Bajos

Contacto / svsosafiscella@fcaglp.unlp.edu.ar

**Resumen** / Utilizamos las dos radioantenas de 30 m de diámetro del Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) para realizar observaciones de alta cadencia de PSR J0437–4715, uno de los púlsares de milisegundos más brillantes y cercanos. Usando más de 700 h de observación, mostramos que la precisión de *timing* actualmente alcanzable en el IAR es de  $\approx 0.5 \mu\text{s}$  al considerar diferentes fuentes de ruido. También identificamos y cuantificamos las fuentes de error, analizamos los efectos del centelleo debido al medio interestelar, y hallamos cotas para señales provenientes de ondas gravitacionales continuas. De esta manera, demostramos el potencial del IAR para realizar observaciones de alta precisión y contribuir a la búsqueda de ondas gravitacionales de período largo.

**Abstract** / We used the two 30-m radio antennas at the Argentine Institute of Radioastronomy (IAR) to perform high-cadence observations of PSR J0437–4715, one of the nearest and brightest millisecond pulsars. Using this data set comprising +700 h of observations, we show that the timing precision currently achievable at IAR is  $\approx 0.5 \mu\text{s}$  when accounting for different noise sources. We also identified and quantified the sources of timing error, analyzed the effects of scintillation due to the interstellar medium, and set constraints for single-pulsar searches of continuous gravitational waves. This study probes the potential of the IAR observatory to contribute with pulsar-timing arrays in the search for sources of long-period gravitational waves.

**Keywords** / instrumentation: detectors — pulsars: general — methods: observational — telescopes — pulsars: individual (PSR J0437–4715)

## 1. Introducción

El Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR) está equipado con dos radioantenas de 30 m de diámetro, A1 y A2\*. La colaboración PuMA (*Pulsar Monitoring in Argentina*) las utiliza para observar púlsares desde el hemisferio sur a la frecuencia de 1.4 GHz. Entre ellos se destaca J0437–4715, un candidato ideal para estudios basados en análisis temporal (*timing*, en inglés) por su tasa de rotación altamente estable. Dado que está en una posición casi imposible de monitorear desde el hemisferio norte, su observación es un proyecto clave del IAR (Gancio et al., 2020). Se piensa que estos estudios posibilitarán la detección de ondas gravitacionales (GWs, por sus siglas en inglés) con períodos de meses a años.

## 2. Observaciones

Acumulamos más de 700 h de observaciones diarias del púlsar J0437–4715 en un lapso de 1.1 años (20/03/2019 a 30/05/2020). En cada observación pueden promediarse en fase miles de pulsos individuales mediante el proceso llamado “plegado”. Se obtiene así un perfil de pulso

integrado, que es distinguible sobre el ruido y tiene una forma estable por períodos largos de tiempo.

En este trabajo plegamos las observaciones usando el paquete de rutinas PRESTO (Ransom, 2011), y calculamos su relación señal a ruido (S/N) con el paquete de rutinas PYPULSE (Lam et al., 2016). En Fiscella et al. (2021) mostramos una correlación positiva con el tiempo de observación,  $S/N \propto \sqrt{t_{\text{obs}}}$  (Lorimer & Kramer, 2012), pero con gran dispersión.

Asumimos que las variaciones en S/N se deben al centelleo, variaciones del flujo generadas por fluctuaciones a pequeña escala en la densidad de electrones del medio interestelar. Para cuantificarlas, usamos observaciones con  $t_{\text{obs}} > 20$  min (cerca de la mitad de la escala de centelleo) y estimamos S/N proyectadas como  $S/N_{\text{proy}} = S/N \sqrt{t_{\text{max}}/t_{\text{obs}}}$  con  $t_{\text{max}} = 217$  min. Luego ajustamos estos valores a la función de densidad de probabilidad del centelleo (Cordes & Chernoff, 1997), que depende del número de centelleos ( $n_{\text{ISS}}$ ). Obtenemos así  $n_{\text{ISS}} = 2.67 \pm 0.31$  para A1 y  $n_{\text{ISS}} = 2.17 \pm 0.25$  para A2. También estimamos  $n_{\text{ISS}}$  analíticamente según Lam & Hazboun (2020), obteniendo  $n_{\text{ISS}} = 2.22$  para A1 y 2.18 para A2. Los valores para A2 son consistentes, aunque el  $n_{\text{ISS}}$  ajustado para A1 es un poco mayor al esperado.

\*En 2019 fueron bautizadas “Varsavsky” y “Bajaja”.

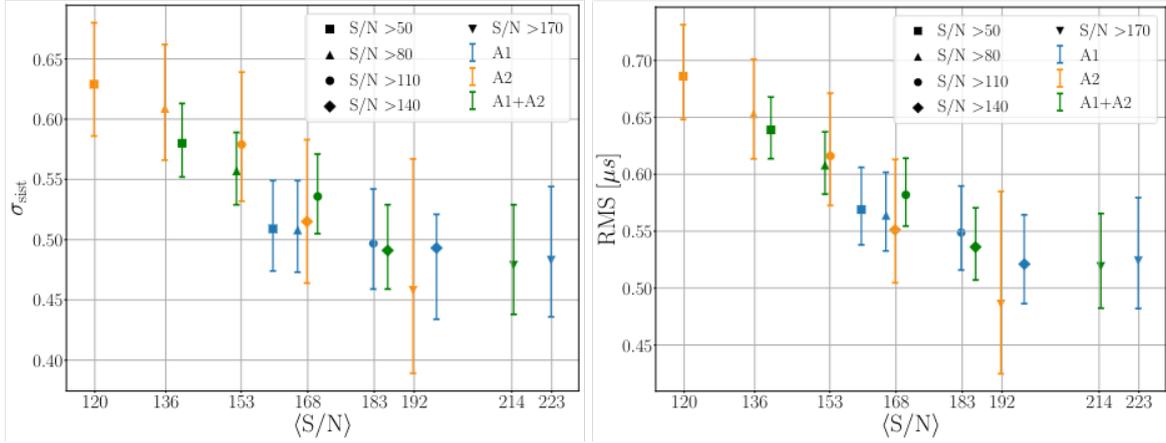


Figura 1: *Panel izquierdo:*  $\sigma_{\text{sist}}$  para el  $\langle S/N \rangle$  de cada conjunto. *Panel derecho:* RMS de los errores en los TOAs.

### 3. Análisis de timing

Comparamos los perfiles de pulso integrados con una plantilla o *template* (una versión libre de ruido del perfil) para obtener los tiempos de arribo (TOA, por sus siglas en inglés) de cada observación. Estos son contrastados con predicciones teóricas de los TOAs obtenidas a partir de un modelo matemático. La diferencia entre el TOA observado y el predicho se llama residuo. Las variaciones en los residuos (y su estructura en función del tiempo) pueden atribuirse a fenómenos cuyos parámetros no están bien ajustados. Así, ajustar estos parámetros para minimizar los residuos puede aportar información astrofísica de los fenómenos que afectan los pulsos, como serlo distintas fuentes de ruido o GWs.

#### 3.1. Residuos de timing

Calculamos los TOAs y sus errores de ajuste,  $\sigma_{\text{fit}}$ , con el paquete PAT de PSRCHIVE (Hotan & van Straten, 2004), y los residuos con TEMPO2 (Hobbs & Edwards, 2006). Cada residuo tiene asociado un error, y la media cuadrática de los mismos (RMS, por sus siglas en inglés) representa la máxima precisión temporal alcanzada con un conjunto de observaciones.

Para determinar errores sistemáticos, sumamos un valor  $\sigma_{\text{sist}}$  común a todos los errores de los TOAs, dando un error total  $\sigma_{\text{tot}}^2 = \sigma_{\text{sist}}^2 + \sigma_{\text{fit}}^2$ , y buscamos el valor de  $\sigma_{\text{sist}}$  que lleva a  $\chi_{\text{red}}^2 = 1$  respecto al modelo de *timing*.

Para filtrar los valores atípicos, conservamos sólo observaciones con residuos  $|\delta t| < 3\sigma_{\text{tot}}$  para un dado  $\sigma_{\text{sist}}$  inicial y recalculamos el  $\sigma_{\text{sist}}$  como antes. Tras 2 iteraciones, filtramos 5 observaciones con A1 y 24 con A2, dando  $\sigma_{\text{sist}}^{(A1)} \approx 0.50 \mu\text{s}$ ,  $\sigma_{\text{sist}}^{(A2)} \approx 0.66 \mu\text{s}$ , y  $\sigma_{\text{sist}}^{(A1+A2)} \approx 0.59 \mu\text{s}$ .

#### 3.2. Timing versus S/N

Agrupamos las observaciones de cada antena en conjuntos de  $S/N > 1, 50, 80, 110, 140, 170$ . En cada caso repetimos el procedimiento detallado en la Sec. 3.1 para hallar el  $\sigma_{\text{sist}}$  y RMS de cada conjunto. Los resultados se muestran en la Fig. 1.

Vemos que RMS decrece al aumentar S/N y está acotado a  $\gtrsim 0.5 \mu\text{s}$ . Para  $S/N > 140$  hallamos RMS  $\approx 0.52 \mu\text{s}$  para A1 y  $\approx 0.55 \mu\text{s}$  para A2. El error  $\sigma_{\text{sist}}$  también decrece con S/N; para  $S/N > 140$  obtenemos valores consistentes de  $\approx 0.5 \mu\text{s}$ . Considerando valores atípicos y efectos de S/N, concluimos que el error sistemático característico que afecta las observaciones en el IAR se encuentra en el rango  $\approx 0.4 - 0.6 \mu\text{s}$ .

#### 3.3. Timing versus ancho de banda

Los RMS hallados son menores para A1 que para A2 para cada conjunto de S/N. Ambas antenas difieren en su ancho de banda (BW, por sus siglas en inglés) (112 MHz para A1, 56 MHz para A2) y modos de polarización (1 para A1, 2 para A2). Para cuantificar los efectos de estas diferencias sobre los errores, dividimos cada observación con A1 en dos subintervalos de BW = 56 MHz y multiplicamos los errores de los residuos de A2 por un factor  $\sqrt{2}$  para simular el caso  $n_p = 1$ , ya que los errores escalan como  $n_p^{-1/2}$  (Lorimer & Kramer, 2012).

Como muestra la Fig. 2, para un dado conjunto de S/N, la sub-banda superior de A1 tiene un RMS menor a la inferior, la cual a su vez tiene un RMS similar a A2 degradada a  $n_p = 1$ . Luego, las diferencias en error entre las antenas pueden atribuirse primariamente a la diferencia en BW.

## 4. Análisis de Ruido

#### 4.1. Análisis de ruido blanco y rojo

Con el paquete ENTERPRISE (Ellis et al., 2019) analizamos el ruido blanco en nuestras observaciones, modelado por la matriz de covarianza (Lentati et al., 2013)

$$\sigma_{\nu\nu',tt'} = \delta_{tt'} [\delta_{\nu\nu'} (\text{EFAC}^2 \sigma_{\text{TOA}}^2 + \text{EQUAD}^2) + \text{ECORR}^2]$$

Fijando EFAC = 1 y excluyendo el parámetro ECORR, el ruido blanco gaussiano EQUAD resulta equivalente al parámetro  $\sigma_{\text{sist}}$  de la Sec. 3.1. Al remover valores atípicos a más de  $3\sigma$ , obtenemos EQUAD  $\approx 0.57 \mu\text{s}$ , consistente con  $\sigma_{\text{sist}} \approx 0.59 \mu\text{s}$  hallado en la Sec. 3.1.

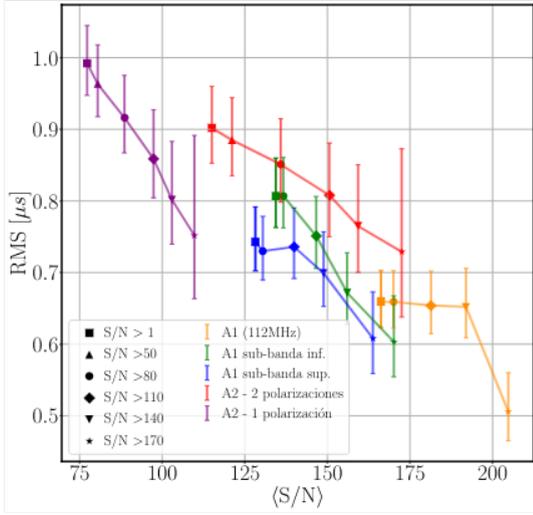


Figura 2: RMS para observaciones con A1 divididas en BW = 56 MHz y con A2 reducidas a  $n_p = 1$ .

Tomando EFAC y EQUAD como parámetros libres obtenemos  $EFAC = 2.48^{+0.29}_{-0.30}$  y  $\log_{10} EQUAD = -6.30^{+0.10}_{-0.07}$  (errores dados para un intervalo de confianza de  $1\sigma$ ). Estos valores de  $EFAC > 1$  indican que los errores de ajuste de los TOAs están subestimados.

El ruido rojo es modelado como una ley de potencias en frecuencia, con una densidad de potencia espectral (Hazboun et al., 2020)

$$P(f) = \frac{A_{rn}^2}{12\pi^2} \left( \frac{f}{f_{ref}} \right)^{\Gamma_{rn}} \text{ año}^3, \quad (1)$$

En este análisis variamos la amplitud de ruido rojo uniformemente en  $\log_{10}(A_{rn}) \in [-14.5, -12]$  y el índice espectral en  $\Gamma_{rn} \in [0, 2.6]$ . El espectro es evaluado en  $f \in [1/T_{obs}, 30/T_{obs}]$  donde  $T_{obs} = 1.1$  año. Obtenemos así  $A_{rn} \approx 2 - 7 \times 10^{-13}$ , lo cual está a orden de magnitud dentro de lo esperado, y  $\Gamma_{rn} \approx 0.5 - 1.5$ , lo cual es menor que el valor esperado (Wang, 2015), lo cual atribuimos al corto período de observaciones acumuladas.

#### 4.2. Análisis de ondas gravitacionales

Modelamos la contribución de un fondo de GW generado por un conjunto de sistemas binarios de agujeros negros supermasivos (SMBHBs, por sus siglas en inglés) de manera similar al ruido rojo (Ec. 1), con  $\log_{10} A_{gwb} \in [-14.4, -11]$  y  $\Gamma_{gwb} \in [0, 7]$ . Además, para considerar un fondo de SMBHBs, incluimos una componente extra de ruido rojo con  $\Gamma_{gwb}$  fijado en 4.33. Los parámetros de ruido blanco ajustados en Sec. 4.1 son también fijados en este ajuste. Encontramos así  $A_{gwb} \approx (4 \pm 3) \times 10^{-14}$ , consistente con lo esperado para un fondo estocástico, y  $\Gamma_{rn} \approx 3.81 \pm 2.1$ .

Finalmente, usamos el paquete HASASIA (Hazboun & Romano, 2019) para calcular la curva de sensibilidad para una fuente determinista de GWs. Los parámetros de ruido ajustados en la Sec. 4.1 también son fijados.

En la curva resultante (Fig. 3) observamos picos de insensibilidad en  $f = (1 \text{ año})^{-1}$  y  $(PB)^{-1}$ , que resultan

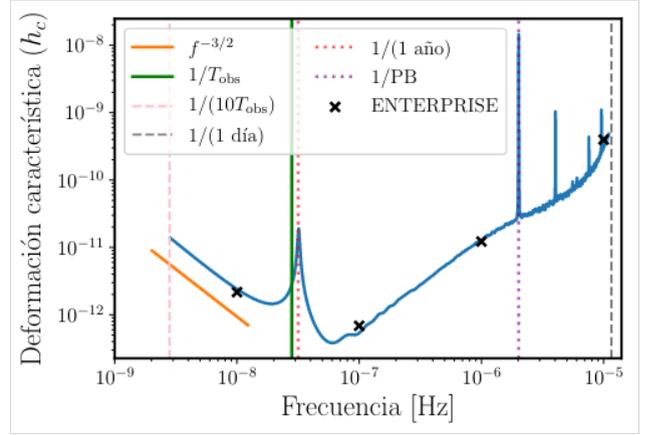


Figura 3: Curva de sensibilidad de GWs para J0437–4715.

de tener la posición (RA y DEC) del púlsar y su frecuencia orbital como parámetros en el ajuste. Por completitud, realizamos un ajuste MCMC de GWs en cuatro frecuencias diferentes usando ENTERPRISE. Los valores resultantes de  $\log_{10} h_{gw}$  están en excelente acuerdo con la curva de sensibilidad obtenida.

#### 5. Conclusiones

Los resultados aquí reportados son alentadores, pero es necesario lograr una sensibilidad  $\sim 10$  veces mayor para poder detectar los eventos más favorables de fusión de SMBHB. La campaña actual junto a mejoras de *hardware* son prometedoras, ya que permitirán mejorar la precisión de *timing* y la sensibilidad de GWs.

*Agradecimientos:* Este trabajo recibió apoyo de los subsidios No. PHY-1912632, No. PHY-1607520 y No. PHY-1726215 (NSF), y del PICT-2017-2865 (ANPCyT). VSF agradece a la AAA por ayuda en una Beca de Verano. FG y JAC recibieron soporte del PIP 0102 (CONICET). JAC recibió apoyo del subsidio PID2019-105510GB-C32/AEI/10.13039/501100011033 de la Agencia Estatal de Investigación del MICIU (España), y CEICE de Junta de Andalucía como parte del grupo FQM- 322, y fondos FEDER.

#### Referencias

- Cordes J., Chernoff D.F., 1997, ApJ, 482, 971  
Ellis J.A., et al., 2019, ENTERPRISE  
Fiscella V.S., et al., 2021, ApJ, 908, 158  
Gancio G., et al., 2020, A&A, 633, A84  
Hazboun J., Romano J.a., 2019, J. Open Source Softw., 4, 1775  
Hazboun J.S., et al., 2020, ApJ, 890, 108  
Hobbs G.B., Edwards R.T., 2006, MNRAS, 369, 655  
Hotan A.W., van Straten W., 2004, PASA, 21, 302  
Lam M.T., Hazboun J.S., 2020, arXiv:2007.00260  
Lam M.T., et al., 2016, ApJ, 819, 155  
Lentati L., et al., 2013, MNRAS, 437, 3004  
Lorimer D.R., Kramer M., 2012, *Handbook of Pulsar Astronomy*, Cambridge University Press  
Ransom S., 2011, PRESTO: PulsAR Exploration Toolkit  
Wang Y., 2015, J. Phys. Conf. Ser, 610, 012019