



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciada en Astronomía

ESTUDIO TEMPORAL DE ALTA PRECISIÓN EN RADIO DEL
PÚLSAR J0437-4715 CON LAS ANTENAS DEL IAR

Sofía Valentina Sosa Fiscella

Director: Dr. Santiago del Palacio
Co-Director: Lic. Luciano Combi

LA PLATA, ARGENTINA
- MARZO DE 2020 -

Resumen

Desde su descubrimiento en 1967 por Jocelyn Bell y Antony Hewish (Hewish et al., 1968), los púlsares han demostrado ser una inmensa fuente de información astrofísica. El estudio de estos objetos fascinantes ha proporcionado aplicaciones en los campos de la física de estado sólido, relatividad general, astronomía galáctica, astrometría, ciencias planetarias e incluso cosmología. La mayoría de estas aplicaciones son el resultado de observaciones realizadas con radiotelescopios de un solo disco, usando receptores y sistemas de adquisición de última generación.

El objetivo principal de este trabajo de tesis es cuantificar las fuentes de error que afectan a los estudios temporales de muy alta precisión realizados desde el Instituto Argentino de Radioastronomía (IAR). Para ello estudiamos sistemáticamente la influencia de distintos parámetros observacionales en la reducción de los datos y en el análisis de *timing*. Este estudio es relevante en el contexto de búsqueda de ondas gravitacionales de largo periodo.

Para el presente trabajo utilizamos un conjunto de 268 observaciones de PSR J0437–4715 obtenidas y procesadas en el IAR entre el 23 de abril y el 18 de diciembre de 2019. Reducimos estas observaciones usando el paquete de software PRESTO, y calculamos sus residuos usando `tempo2`.

El análisis de los resultados obtenidos indica que para poder realizar *timing* con precisión $\lesssim 1 \mu\text{s}$ es necesario contar con observaciones reducidas con al menos 256 *bines* en fase y valores de relación señal a ruido mayor a 140. Asimismo, encontramos que el principal limitante de la precisión temporal es el ancho de banda disponible, de modo que ampliar el mismo es fundamental para mejorar las capacidades observacionales del instrumental del IAR. Además, concluimos que las observaciones están afectadas por un error sistemático 0.4–0.6 μs , dando así una medida de la precisión máxima alcanzable actualmente para *timing*. Esto es cercano (aunque mayor) a la precisión necesaria para la detección de ondas gravitacionales de largo período ($\sim 0.1 \mu\text{s}$).

Abstract

Since their discovery in 1967 by Jocelyn Bell and Antony Hewish (Hewish et al., 1968), pulsars have proven to be a vast source of astrophysical information. Studies of these fascinating objects have provided applications in solid-state physics, general relativity, galactic astronomy, astrometry, planetary physics and even cosmology. Most of these applications are derived from single-dish radio observations using state-of-the-art receivers and data acquisition systems.

The main aim of this thesis is to quantify the sources of errors that affect the high-precision timing residuals obtained at the Argentine Institute of Radioastronomy (IAR). To this end, we carry out a systematic study on the influence of different observational parameters on data reduction and analysis in pulsar timing. Such a study is relevant for the detection of long-period gravitational waves.

We use a set of 268 observations of PSR J0437–4715 which were taken and processed at the IAR between April 23rd and December 18th, 2019. These observations are reduced using the PRESTO software and their residuals are obtained using `tempo2`.

The analysis of the results reveals that, in order to perform pulsar timing with a precision $\lesssim 1 \mu\text{s}$, it is necessary to have observations with at least 256 phase bins and high (> 140) signal to noise S/N values. In addition, we also find that the main limitation to the pulsar timing precision is the available bandwidth; therefore, it is necessary to increase the bandwidth in order to improve the IAR's radioastronomical capacities. Moreover, we conclude that the observations have a systematic error of 0.4–0.6 μs , which represents a measure of the highest precision for pulsar timing currently achievable at IAR.

Agradecimientos

A Santi y Lu, mis directores, sin cuyo apoyo (y paciencia) esta tesis no hubiese sido posible. Gracias por haberme acompañado en esta última, alocada, y emocionante etapa de la carrera. No podría haber escogido mejores directores de tesis, ni mejores mentores para acompañarme a dar mis primeros pasos en el mundo científico.

A mi jurado, Marcelo y Manuel, por su buena predisposición y por haberme ayudado a crear un trabajo más completo que ojalá ayude a futuras generaciones de pulsaristas.

Al les PuMANijas: Ani, Fede G, Fede LA, Jorge, Pau K, Fede, Fito, Edu G, Guillermo, Carlos. Gracias por todas sus devoluciones, su apoyo, su manejo, y sobre todo por haberme hecho un lugarcito y por haberme tenido fe como la puma bebé. Pulsarista, siempre.

A la Universidad Nacional de La Plata y, en particular, a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, que a esta altura es como un segundo hogar, y la gente que la concurre, una segunda familia. A mis directores de doctorado, Milva y Marcelo; gracias por animarse a acompañarme en la etapa que se viene. A mis profesores: Claudia Giordano, Nacho Ranea, Alejandro di Paola, Alejandra de Vito, Silvina de Biassi, Rosa Orellana, Pablo Cincotta, Marcela Vergne, Carlos Feinstein, Daniel Carpintero y Alicia Cruzado, por haberme enseñado no sólo la clase de profesional, sino también la clase de persona que quiero ser.

A Iara, mi sabalera favorita e indisputable campeona de escoba, sin cuya amistad y apoyo no hubiese logrado superar de esta última etapa de la carrera. ¡Qué lindo habernos conocido!

A mis tres mosqueteras: Flor, Iri y Tiara; por más mojitos y más años de amistad. A mi amiga y estilista personal, Peco. A las pucas: Keiko, Mauro, Manu, Tincho, Fede, Bru, Cin, Agos, Keila, Laurean, Becky, Juani, Eze, Gasto.

A las chicas superpoderosas: Pau, Charo y Cami R. Al gremio de las abuelas: Nati, Lía y Iara. A mis amigos y compañeros de batalla: Lu Garate, Lu Ferrari, Tofañe, Marcos, Ivi, Tati R, Cami G, Lu Nicolosi, Agus Blanco, Susi, Solci, Carli, Mili, Euge, Chaco, Juan S, Regi, Octi. Me llevo muchas cosas de mi paso por la facultad, pero sin lugar a dudas, su amistad es lo más valioso de todo. Gracias.

A mis compañeros de militancia: Tati, Lugio, Lugo, Lu Ojeda, Reza, Rodri, Fede Bu, Fede Su, Abe, Sol B, Lau, Bri, Nico, Bian, Frey, Arthur, Lauti, Agus Gómez, Lauti F. Gracias por enseñarme a construir juntas una Universidad feminista y para todes, y un mundo donde seamos socialmente iguales, humanamente diferentes y totalmente libres.

A mi familia expedicionaria: Pira, Jose, Sushi, Enzo, Planta, Juani, Juli, Ailén, Lu L. Gracias por hacer de la ciencia una hermosa aventura llena de amigos.

A Pili: ¡qué lindo fue habernos tropezado!

A Emi, mi hermana de alma, te quiero de todo corazón.

Y guardé lo más importante para el final, gracias a mí familia: papá, mamá y Vicky. Si pude llegar hasta donde estoy, es porque en cada paso estuvieron ustedes para apoyarme, y porque sabía que, si llegaba a tropezar, ustedes iban a estar para atraparme. Gracias por enseñarme a crecer y a soñar, por haber sembrado en mí la semilla de la curiosidad (y por tenerme paciencia cuando, por culpa de esa curiosidad, rompía cosas para ver cómo

0. Agradecimientos

funcionaban). Gracias por apoyarme en todas mis alocadas decisiones, de las cuales estudiar una carrera como astronomía pareciese ser la más cuerda. Esto es todo gracias a ustedes.

Índice general

Resumen	iii
Abstract	v
Agradecimientos	vii
1. Introducción	1
1.1. Contexto	1
1.2. Objetivos	2
1.3. Metodología	2
2. Elementos de Radioastronomía	5
2.1. Ondas de Radio	5
2.1.1. Luminosidad, flujo e intensidad	5
2.1.2. Descripción de una onda	6
2.1.3. Procesos radiativos	6
2.1.4. Radioantenas	8
2.2. Características de un radiotelescopio	11
2.3. Instituto Argentino de Radioastronomía	14
2.3.1. Reseña histórica	15
2.3.2. Antena Varsavsky (A1)	15
2.3.3. Antena Bajaja (A2)	16
2.3.4. Sincronización de reloj	17
3. Púlsares	19
3.1. Física de un púlsar	19
3.1.1. Modelo de púlsar	19
3.1.2. Propiedades de la emisión	21
3.1.3. Mecanismo de emisión	22
3.1.4. Evolución de la rotación	24
3.1.5. Púlsares en sistemas binarios	25
3.1.6. <i>Glitches</i>	26
3.2. Efectos del medio interestelar	27
3.2.1. Dispersión	28
3.2.2. Centelleo	30
3.2.2.1. Centelleo difractivo	30
3.2.2.2. Centelleo Refractivo	31
3.2.3. Scattering	31
3.3. Tiempos de arribo de pulsos	32
3.3.1. Pulsar timing	32

3.3.2. Obtención de TOAs	34
3.3.2.1. Plegado	34
3.3.2.2. Creación del template	35
3.3.2.3. Correlación cruzada	35
3.3.3. Cálculo de residuos	37
3.4. Púlsares observados desde el IAR	40
4. Ondas Gravitacionales de Baja Frecuencia y Púlsares	43
4.1. Detección de ondas gravitacionales por <i>pulsar timing</i>	43
4.2. <i>Pulsar timing arrays</i>	44
4.3. Fondo cósmico de ondas gravitacionales	46
4.4. Efectos sobre los residuos de <i>timing</i>	46
5. Observaciones del Púlsar J0437-4715	51
5.1. Características del púlsar	51
5.2. Observaciones utilizadas	53
5.2.1. Modelado de residuos	53
5.2.2. Características de las observaciones	53
5.2.3. Reducción de observaciones	54
6. Resultados y discusión	57
6.1. <i>Templates</i>	57
6.2. Residuos de <i>timing</i>	58
6.3. Relación señal a ruido de las observaciones	61
6.4. <i>Timing</i> según la relación señal a ruido	63
6.5. <i>Timing</i> según ancho de banda	67
6.6. <i>Timing</i> según bins en fase	69
7. Conclusiones	73
A. Física de Ondas Gravitacionales	75
A.1. Aproximación para campos gravitatorios débiles	75
A.2. Ondas gravitacionales	76
A.3. Efecto sobre partículas libres	77
A.4. Propiedades de las ondas gravitacionales	78
B. Otros Métodos de Detección de Ondas Gravitacionales	81
B.1. Detectores de masas resonantes	81
B.2. Interferómetros láseres	81
C. Programas desarrollados	85
C.1. Generación de <i>templates</i>	85
C.2. <i>Timing</i> según la relación señal a ruido	85
C.3. <i>Timing</i> según ancho de banda	86
C.4. <i>Timing</i> según bins en fase	86
Bibliografía	87

Acrónimos

Lista de acrónimos utilizados en esta tesis (notar que las siglas usualmente corresponden a las utilizadas en el idioma inglés):

- BW: Ancho de Banda (*Band Width*)
- GPS: Sistema de Posicionamiento Global (*Global Positioning System*)
- GW: Onda gravitacional (*Gravitational wave*).
- IAR: Instituto Argentino de Radioastronomía
- ISM: Medio interestelar (*Interstellar Medium*)
- IISM: Componente ionizada del medio interestelar (*Ionized Interstellar Medium*)
- IPTA: *International Pulsar Timing Array*
- MSP: Púlsar de milisegundos (*Millisecond pulsar*)
- NANOgrav: *North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves*
- PSR: Púlsar (*Pulsating Source of Radio*)
- PTA: *Pulsar Timing Array*
- SED: Distribución Espectral de Energía (*Spectral Energy Distribution*)
- SEFD: Densidad de Flujo Equivalente del Sistema (*System Equivalent Flux Density*)
- SGR: Repetidor Gamma Blanco (*Soft Gamma Repeater*)
- SMBHB: Sistema Binario de Agujeros Negros Supermasivos (*Supermassive Black Hole Binary*)
- S/N: Relación Señal a Ruido (*signal-to-noise ratio*)
- SSB: Baricentro del Sistema Solar (*Solar System Barycenter*)
- ToA: Tiempo de Arribo (*Time of Arrival*)

Índice de figuras

2.1. Espectro de emisión libre-libre	8
2.2. Esquema de un disco parabólico	9
2.3. Lóbulos de una radioantena.	10
2.4. Esquema de un pulso rectangular	14
3.1. Esquema de un púlsar	20
3.2. Observación del púlsar PSR B0301+19	21
3.3. Pulsos a distintas frecuencias	22
3.4. Producción de pares en un púlsar	23
3.5. Diagrama $P - \dot{P}$	25
3.6. Regiones de radiación de un púlsar	27
3.7. Retraso por dispersión a diferentes frecuencias	29
3.8. Ejemplo de centelleo	31
3.9. Diagrama de flujo del proceso de <i>timing</i>	33
3.10. Modelo de timing del púlsar PSR B1133+16.	39
3.11. Púlsares observados desde el IAR.	40
4.1. Espectro de GWs.	44
4.2. Residuos producidos por GWs.	48
4.3. Curva de Hellings y Downs	49
4.4. Sensibilidad de PTAs	49
5.1. Estabilidad rotacional de PSR J0437–4715.	53
5.2. Mapa del cielo de púlsares conocidos	54
5.3. Modelo de timing del púlsar PSR J0437–4715.	55
6.1. <i>Templates</i> de cada antena del IAR.	58
6.2. Residuos de las observaciones con A1 y A2.	60
6.3. S/N de las observaciones en función de su t_{obs}	61
6.4. Histogramas de observación según su S/N.	62
6.5. Gráficos de residuos de los subconjuntos S/N de A1.	64
6.6. Gráficos de residuos de los subconjuntos S/N de A2.	65
6.7. σ_{sist} en función de S/N.	66
6.8. RMS en función de S/N.	66
6.9. RMS en función de S/N, para observaciones con A1 y A2 con igual BW y modos de polarización.	68
6.10. <i>Template</i> para diferentes n_{bins}	69
6.11. Gráficos de residuos de los subconjuntos n_{bins} de A1 y A2.	70
6.12. RMS en función de n_{bins}	71

ÍNDICE DE FIGURAS

A.1. Sistema estelar binario	79
B.1. Esquema de un interferómetro láser	82

Índice de tablas

2.1. Parámetros de las antenas del IAR	16
3.1. Púlsares de milisegundos observables desde el IAR.	41
4.1. PTAs actuales.	46
5.1. Parámetros del púlsar PSR J0437–4715	52
5.2. Parámetros de las observaciones empleadas.	54
6.1. Parámetros del <i>timing</i> obtenidos.	60
6.2. Número de observaciones en cada subconjunto de S/N.	62
6.3. <i>Timing</i> de las observaciones con A1.	63
6.4. <i>Timing</i> de las observaciones con A2.	63

Capítulo 1

Introducción

La presente Tesis se enmarca en el programa de monitoreo realizado por el grupo PuMA (*Pulsar Monitoring in Argentina*) y sus colaboradores internacionales para la detección de ondas gravitacionales de largo período. El propósito de este estudio es obtener una caracterización más detallada de las capacidades radioastronómicas de las antenas del Instituto Argentino de Radioastronomía y aportar resultados que contribuyan a consolidar su posición en materia de monitoreo de púlsares.

1.1. Contexto

La detección de ondas gravitacionales (GWs, del inglés *gravitational waves*) ha cobrado gran interés dentro de la comunidad astronómica gracias al emprendimiento de numerosos detectores tales como *LIGO* (Abbott et al., 2009), *Virgo* (Acernese et al., 2006), y *LISA* (Purdue & Larson, 2007). Estos observatorios cubren el rango de frecuencias entre \sim kHz y \sim mHz, y están optimizados para detectar fuentes individuales de GWs que están asociadas a sistemas tales como sistemas binarios de estrellas de neutrones o de agujeros negros. La detección de GWs de corto período ($P \sim \mu\text{s} - \text{s}$) por la Colaboración *LIGO/Virgo* en 2015 ha marcado un hito en la astronomía multi-mensajera (Abbott et al., 2016).

En este contexto, el siguiente paso es la detección de GWs de largo período ($P \sim$ meses – décadas) mediante el monitoreo sistemático de púlsares de milisegundo en lo que se denomina *Red Temporal de Púlsares* (PTA, del inglés *Pulsar Timing Array*). La colaboración norteamericana NANOgrav (por sus siglas en inglés, *North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves*) es pionera en estos estudios y expertos en el área predicen la detección de estas GWs en pocos años. El IAR cuenta con el instrumental apropiado para contribuir a este propósito con observaciones de alta calidad. Como consecuencia de la disponibilidad de tiempo de observación y de la estratégica posición geográfica, en el año 2017 se formó la colaboración PuMA con el objetivo de insertar a la Argentina -y al IAR en particular- dentro de la colaboración internacional en monitoreo de púlsares. El carácter pionero del proyecto implica la necesidad de poner a punto los instrumentos de observación para cumplir con los estándares requeridos. Los grandes avances del proyecto han llevado al establecimiento de un acuerdo de colaboración entre el IAR y el Rochester Institute of Technology (RIT, EE.UU.), que involucra tanto proyectos científicos como desarrollos tecnológicos. Los primeros resultados científicos de la colaboración han sido publicados en dos telegramas (Del Palacio et al., 2018; López Armengol et al., 2019) y un artículo en una revista de prestigio como A&A (Gancio et al., 2020).

1.2. Objetivos

Este trabajo de tesis tiene por objetivo principal caracterizar la precisión en el análisis temporal realizado con observaciones de púlsares de milisegundos (MSPs, del inglés *millisecond pulsars*) en el IAR. En una segunda parte de este trabajo, se propone identificar y cuantificar las distintas fuentes de errores sistemáticos en las observaciones.

Adicionalmente, dentro de este trabajo se contempla:

- Caracterizar las capacidades radioastronómicas del IAR y estudiar las limitaciones de las observaciones realizadas con el instrumental actual.
- Estimar la configuración óptima para obtener observaciones que resulten valiosas para la detección de ondas gravitacionales.
- Estudiar el posible efecto de ondas gravitacionales sobre los residuos de *timing* y estimar las mejoras instrumentales necesarias para aportar a su detección con observaciones del IAR.
- Aportar datos a la colaboración NANOgrav que ayuden en la detección de ondas gravitacionales de largo período mediante el monitoreo intensivo de MSPs visibles desde el hemisferio sur.

1.3. Metodología

En este trabajo se llevó a cabo un análisis detallado de un conjunto de más de un centenar de observaciones realizadas con las dos antenas del IAR del púlsar (PSR) J0437–4715 entre abril y diciembre del año 2019. Un estudio preliminar fue presentado por [Gancio et al. \(2020\)](#), pero en el mismo no se estudiaron en detalle las distintas fuentes de error. Por ello, aquí exploramos desde un enfoque estadístico cómo afectan el instrumental y otros efectos físicos (por ejemplo, producidos por el medio interestelar) a los resultados obtenidos.

La metodología de trabajo consistió en estudiar los residuos de *timing* para distintos conjuntos de observaciones que difieren en sus parámetros observacionales o instrumentales. Mediante una comparación directa entre los resultados obtenidos se analizó la influencia que tienen sobre el proceso de *timing* cada uno de estos parámetros. De esta manera también pondremos a prueba hipótesis tales como la existencia de errores no contemplados en los datos utilizados. Para ello, utilizamos códigos públicos desarrollados por miembros de la comunidad internacional, tales como PRESTO ([Ransom, 2011](#)), TEMPO2 ([Hobbs et al., 2006](#); [Edwards et al., 2006](#); [Hobbs et al., 2009](#)), PSRCHIVE ([van Straten et al., 2012](#)), y PyPulse ([Lam, 2016](#)), y otros de elaboración propia (https://github.com/svsosafiscella/tesis_SosaFiscella).

La tesis está organizada de la siguiente manera:

- En el capítulo 2 se introducen las principales definiciones, conceptos elementales de radioastronomía y los procesos de emisión de radioondas. Detallamos las características técnicas del instrumental utilizado en la detección de radiofuentes y, en particular, de las antenas del IAR.
- En el capítulo 3 detallamos las propiedades de los púlsares, incluyendo los efectos del medio interestelar sobre las observaciones y se introducen algunas definiciones relacionadas al método de *pulsar timing*.
- En el capítulo 4 describimos cómo se generan las GWs de largo período, sus propiedades, efectos sobre los residuos de *timing* y cómo detectarlas.

- En el capítulo 5 presentamos a PSR J0437–4715 y las características que lo vuelven un objeto ideal para nuestro análisis. Además, procedemos a detallar el conjunto de observaciones de este púlsar con el que se trabajó y el proceso de reducción de datos.
- Luego de una breve explicación del proceso de obtención de residuos, en el capítulo 6 presentamos los resultados obtenidos mediante un análisis de la influencia que tienen sobre los residuos de *timing* distintos factores observacionales. En forma complementaria, estudiamos los errores sistemáticos que pueden estar afectando a las observaciones.
- Finalmente, en el capítulo 7 presentamos las conclusiones y las perspectivas a futuro de esta línea de investigación.

Capítulo 2

Elementos de Radioastronomía

La radioastronomía se inicia en 1932 cuando el ingeniero Karl Jansky detectó una intensa señal en radio a una longitud de onda de 14,6 m mientras trabajaba en la interferencia de tormentas sobre comunicaciones transatlánticas. Esta señal provenía de una región fija del cielo y se repetía una vez por día sidéreo (23 h 56 m), indicando un origen exterior al Sistema Solar. Así, Jansky había observado las radiofuentes del centro de La Vía Láctea.

Motivado por este descubrimiento, en 1940 el radioaficionado Grote Reber construyó el primer reflector parabólico. Con el mismo, trazó el primer mapa radioeléctrico del cielo e introdujo el diseño que adoptarían en lo sucesivo todos los radioobservatorios.

Actualmente la radioastronomía está en auge gracias al emprendimiento de numerosos radioobservatorios que se encuentran operacionales o en desarrollo. Entre los más prominentes destacamos el JVLA (*Jansky Very Large Array*), Effelsberg, Parkes, GMRT (*Giant Metrewave Radio Telescope*), ALMA (*Atacama Large Millimeter Array*), GreenBank, Arecibo, FAST (*Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope*), y el pronto a finalizarse SKA (*Square Kilometre Array*). Estos instrumentos hacen uso de nuevas tecnologías aplicadas en el ámbito de la electrónica e involucran antenas de gran envergadura, lo cual ha potenciado enormemente las posibilidades observacionales.

Como se describirá en la Sec. 3.1.2, los púlsares son comúnmente detectados a partir de su característica emisión pulsada en la banda de radio. Por ende, su estudio está estrechamente vinculado a la radioastronomía.

2.1. Ondas de Radio

2.1.1. Luminosidad, flujo e intensidad

Una de las propiedades intrínsecas más importantes de las fuentes astronómicas es su *luminosidad*, que es una medida de la energía que emiten por unidad de tiempo, $L = dE/dt$. Es usual tratar con la *distribución espectral de energía* (SED, por sus siglas en inglés) de los fotones, que es la luminosidad específica (o monocromática) a una frecuencia ν , L_ν , para distintos valores de ν . Sus unidades son $\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$. La luminosidad *bolométrica* se obtiene integrando L_ν :

$$L = \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} L_{\nu'}(\nu') d\nu' \quad ; \quad [L] = \text{erg s}^{-1}. \quad (2.1)$$

La luminosidad no es un observable directo sino que medimos el *flujo de energía* que recibe un detector, que para el caso de un emisor isotrópico a una distancia d se relaciona con la luminosidad por:

$$S_\nu = \frac{L_\nu}{4\pi d^2} \quad ; \quad [S_\nu] = \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}. \quad (2.2)$$

Otro concepto importante es la *intensidad*, definida como la energía recibida por unidad de tiempo y por unidad de ángulo sólido a lo largo del camino al detector, que atraviesa una unidad de superficie perpendicular a la dirección de emisión. La intensidad por unidad de frecuencia se denomina *intensidad específica* y queda dada por:

$$I_\nu = \frac{dE_\nu}{dt d\nu d\Omega dA \cos \theta} \quad ; \quad [I_\nu] = \text{erg cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}, \quad (2.3)$$

donde θ es el ángulo entre la normal al detector y la dirección de incidencia de la radiación. La intensidad específica es independiente de la distancia a la fuente. Para el caso de una fuente que radia isotrópicamente, la intensidad es independiente también de θ y además la luminosidad espectral y el flujo se relacionan por $L_\nu = 4\pi d^2 S_\nu$.

2.1.2. Descripción de una onda

Las ondas de radio ocupan la región del espectro electromagnético que abarca frecuencias desde los MHz hasta los THz. Para observaciones de fuentes astronómicas usamos la aproximación de *campo lejano*, en la cual la fuente es tan lejana que las ondas electromagnéticas llegan al receptor formando un frente de onda plano. En el caso más general, el campo eléctrico de esta onda es una cantidad vectorial dependiente del tiempo, $\vec{\mathcal{E}}$. La misma está caracterizada por su amplitud, \mathcal{E}_0 , y su estado de polarización. Para una onda monocromática, definida a una frecuencia ν , el vector campo eléctrico puede escribirse como:

$$\vec{\mathcal{E}}(z, t) = (\hat{a}\mathcal{E}_a + i\hat{b}\mathcal{E}_b) \exp(2\pi i(\nu t - kz)) \quad (2.4)$$

donde la onda forma una elipse en el plano del campo eléctrico de ejes mayor \hat{a} y eje menor \hat{b} y se propaga a lo largo de un eje z ortogonal al plano del campo eléctrico. La polarización de la onda está caracterizada por:

$$\mathcal{E}_a = \mathcal{E}_0 \cos \beta \quad \mathcal{E}_b = -\mathcal{E}_0 \sin \beta \quad (2.5)$$

Cuando $\beta = 0^\circ$ o 90° , la onda está *linealmente polarizada*. Una onda con *polarización circular* pura tiene $\beta = +45^\circ$ (polarización circular derecha; RCP) o $\beta = -45^\circ$ (polarización circular izquierda; LCP). Otros valores de β resultan en ondas con *polarización elíptica*. Los estudios polarimétricos en la banda de radio permiten investigar efectos que sólo son apreciables a estas longitudes de onda. Un ejemplo es la rotación de Faraday, donde la presencia de un campo magnético causa una rotación del plano de polarización de una onda electromagnética, proporcional a la componente del campo magnético en la dirección de propagación (e.g.: [Lorimer & Kramer, 2004](#)).

2.1.3. Procesos radiativos

En un gas caliente, la agitación térmica acelera partículas cargadas que producen radiación electromagnética. Si las partículas están en equilibrio térmico local (ETL), su distribución en energías está dada por la distribución de Maxwell-Boltzmann y la radiación que emiten tiene un espectro denominado *térmico*. Por ejemplo, la fotosfera solar, a $T = 6000$ K, tiene su máximo de emisión en el óptico. Un cuerpo negro es un caso particular de un emisor térmico.

Existen procesos por los que algunas partículas pueden ser aceleradas a velocidades relativistas y seguir una distribución en energías dada por una ley de potencias; tales partículas no están en ETL. La radiación que producen tiene por ende un espectro *no térmico*.

Ambos procesos radiativos dan cuenta de la emisión observada en radio pero actuando en diferentes sistemas astrofísicos. Los principales procesos responsables de la emisión observada en la banda de radio son:

Radiación sincrotrón: Una partícula de carga q y masa m que se mueve con velocidad \vec{v} en presencia de un campo magnético \vec{B} experimenta una fuerza de Lorentz $\vec{F} = q/c \vec{v} \times \vec{B}$. Dicha fuerza es perpendicular a la dirección de movimiento, por lo que en ausencia de otras fuerzas la partícula describe una trayectoria helicoidal a lo largo de una línea de campo magnético. Al ser una carga acelerada, la partícula pierde parte de su energía en la forma de radiación electromagnética llamada *radiación sincrotrón* (e.g.: [Romero, 2018](#)).

La mayor parte de la radiación sincrotrón es emitida dentro de un cono de semi-apertura $\theta \sim 1/\gamma$ en dirección del momento de la partícula, donde $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ es su factor de Lorentz. Por lo tanto, la emisión está más colimada cuanto más energética es la partícula. Además, la radiación sincrotrón está altamente polarizada linealmente en un plano perpendicular a \vec{B} .

Suponiendo una población de partículas con una distribución isotrópica del ángulo que forman la velocidad de la partícula y el campo magnético (*pitch angle*), la potencia total radiada es $dE/dt \propto m^{-2} E^2 B^2$. Por ende, la intensidad de la emisión depende fuertemente de la intensidad de campo magnético. Además, para un valor dado de la energía de la partícula, E , las pérdidas varían con la masa como m^{-2} , de modo que son $\sim 10^6$ veces más importantes para electrones que para protones. Por esta razón, la emisión sincrotrón detectada proviene principalmente de electrones (o positrones) relativistas.

La potencia radiada tiene un máximo a una frecuencia de $\sim 1.2 \times 10^6 (B/G) \gamma^2$ Hz, en torno a la cual se concentran la mayor parte de los fotones emitidos. Típicamente las energías de las partículas son mayores al MeV ($\gamma \sim 10^3$), y para campos magnéticos típicos de un púlsar ($B \sim 10^{10}$ G) la emisión resultante es fundamentalmente observada en longitudes de onda de radio, óptico y en rayos X.

Supongamos una distribución estacionaria de electrones relativistas de tipo ley de potencia con índice espectral p , $N_e \propto E_e^{-p}$. En ese caso, el espectro de emisión sincrotrón también es una ley de potencias, $L_\nu \propto \nu^\alpha$ con $\alpha = -(p-1)/2$, donde ν es la frecuencia del fotón emitido.

La emisión sincrotrón es común en los púlsares, tanto en su magnetósfera donde las partículas son aceleradas siguiendo las líneas de campo magnético (ver Sec. 3.1), como en la nebulosa sincrotrón donde las partículas son re-aceleradas en el choque del viento del púlsar con el medio interestelar. También está presente en los remanentes de supernovas, en binarias de estrellas tempranas, en microcuásares, y en núcleos galácticos activos.

Radiación libre-libre: Un electrón libre emite radiación electromagnética cuando es acelerado en el campo electrostático de un núcleo u otra partícula cargada sin ser capturado. Si los electrones interactuantes son no relativistas y están en un gas ionizado (o plasma) en equilibrio térmico, entonces la radiación que producen es llamada *radiación libre-libre* ya que se encuentran en estado libre tanto antes como después de la interacción.

De acuerdo a la fórmula de Larmor (e.g.: [Condon & Ransom, 2016](#)), la potencia total radiada por la partícula cargada es proporcional al cuadrado de su aceleración, la cual a su vez es inversamente proporcional a la masa de la partícula. Por ende, sólo las colisiones entre electrones e iones son relevantes para este proceso, y sólo los electrones emiten significativamente. La intensidad de la emisión libre-libre depende fuertemente de la densidad electrónica n_e y de la temperatura T del gas como $I_\nu(T) \propto n_e^2 T^{-1/2}$.

Al ser un proceso de emisión térmica, se toma como función fuente de la emisión libre-libre a la función de Planck. Ahora bien, los fotones emitidos pueden ser absorbidos por los propios electrones del gas, modificando el espectro resultante. Definiendo el coeficiente de absorción $\alpha_\nu = \epsilon_\nu / (4\pi I_\nu(T))$ y la *profundidad óptica* $\tau_\nu = \int \alpha_\nu ds$, la intensidad resultante está dada por $I_\nu = B_\nu(T)(1 - e^{-\tau_\nu})$ ([Rybicki & Lightman, 1979](#)).

Pueden entonces distinguirse dos casos:

- A frecuencias altas, $\tau_\nu \ll 1$ y la fuente es transparente a su propia radiación (*ópticamente delgada*). En ese caso la intensidad resultante será $I_\nu \propto \tau B_\nu(T_e) \propto \nu^{-0.1}$.
- A frecuencias bajas, $\tau_\nu \gg 1$ y la fuente es opaca a su propia radiación (*ópticamente gruesa*). La intensidad resultante será $I_\nu \propto B_\nu(T_e) \propto \nu^2$.

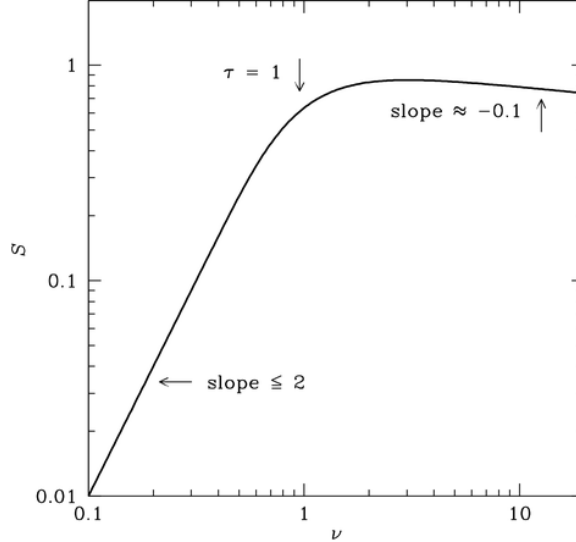


Figura 2.1. Distribución espectral de energía producida por interacciones libre-libre en un gas térmico. El espectro de emisión es casi constante a frecuencias altas, y decrece a frecuencias bajas. Adaptado de [Condon & Ransom \(2016\)](#).

La opacidad crece como ν^{-2} y el índice espectral de la emisión varía desde -0.1 a frecuencias altas hasta 2 a frecuencias bajas (dando un espectro de cuerpo negro). Como resultado, a medida que disminuye la frecuencia el espectro de emisión pasa de ser casi plano (o “blando”) a caer con pendiente empinada (o “duro”) en escala logarítmica (ver Fig. 2.1). Por el contrario, la emisión sincrotrón se hace significativamente más intensa a bajas frecuencias. Por este motivo, las fuentes no térmicas (sincrotrón) dominan por sobre las fuentes térmicas (libre-libre) cuando se hacen observaciones en el continuo de radio a bajas frecuencias (e.g. [Benaglia et al., 2019](#)).

2.1.4. Radioantenas

Una **antena** es un dispositivo que convierte radiación electromagnética en corrientes eléctricas o viceversa. Como las ecuaciones de Maxwell son invariantes ante inversiones temporales, una antena funciona de igual manera al emitir y al recibir. El ejemplo más simple es una **antena dipolar** formada por dos conductores colineales de longitud total l separados por una pequeña distancia.

Cuando una onda electromagnética incide sobre la antena, su campo eléctrico le induce un momento dipolar $\vec{p} = \vec{p}_0 \exp(i\omega t)$, donde $\omega = 2\pi c/\lambda$ es la frecuencia angular de la onda. Este a su vez genera una corriente de amplitud I_0 , la cual es amplificada. En este caso, la potencia media recibida por unidad de ángulo sólido es:

$$\left\langle \frac{dP}{d\Omega} \right\rangle = \frac{c}{8\pi} \left(\frac{I_0 l \pi}{\lambda c} \right)^2 \sin^2 \theta \propto \sin^2 \theta, \quad (2.6)$$

donde θ es el ángulo entre la dirección de observación \vec{r} y el momento dipolar \vec{p} inducido en la antena.

Un **radiotelescopio parabólico** está formado por una superficie metálica parabólica que refleja las ondas planas incidentes, concentrándolas hacia el foco del paraboloide donde se encuentra un *receptor* (ver Fig. 2.2). Los principales componentes de este receptor son:

1. Una antena receptora (*feed antenna*). Generalmente es una antena dipolar encargada de transformar las ondas reflejadas en una corriente eléctrica.
2. Un *amplificador* para aumentar la débil señal recibida. El mismo añadirá inevitablemente su propio ruido de fondo a la señal entrante.
3. Un *detector*, el cual convierte el voltaje amplificado recibido en una medida de intensidad proporcional al cuadrado de la potencia recibida. El detector integra la señal recibida para registrar la potencia promedio proveniente de esa dirección.

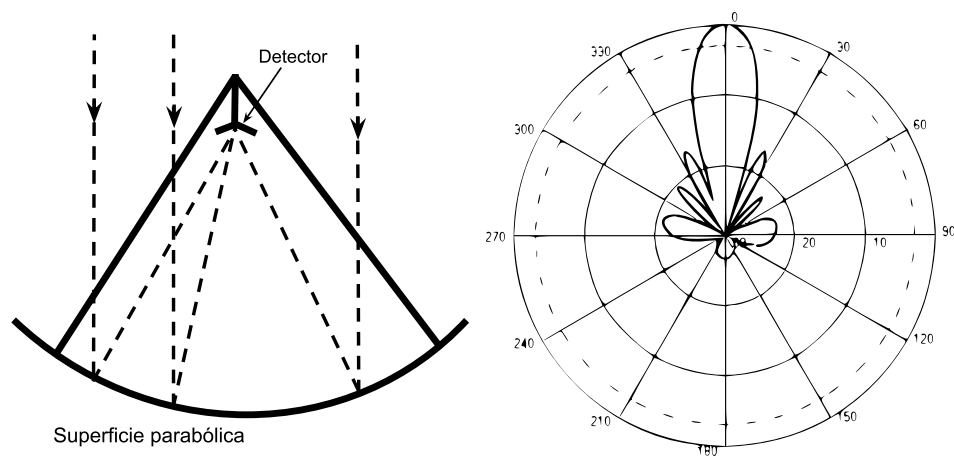


Figura 2.2. Esquema de un disco parabólico (izquierda) y su diagrama de antena (derecha).

La forma parabólica tiene la propiedad de que los rayos de un frente de ondas paralelo son llevados al punto focal mediante caminos de igual longitud, de modo tal que todas las señales del frente de onda llegan al foco en fase entre sí. De esta manera, la radiación llega al receptor sumada coherentemente en amplitud y fase. Luego de ser traída a foco por el plato parabólico, la radiación incidente es muestreada por un receptor.

Tomando $r \equiv \langle dP/d\Omega \rangle$ como la potencia recibida por unidad de ángulo sólido por una antena y graficando esta cantidad como función de θ se obtiene un diagrama en coordenadas polares (r, θ) llamado **diagrama de antena** (ver Fig. 2.2) que da la potencia recibida (o emitida) por la antena en cada dirección. En particular, en el diagrama de antena de un radiotelescopio parabólico observamos que:

- La mayor parte de la potencia recibida está comprendida dentro de un pequeño rango angular en torno a la dirección del foco de la antena ($\theta = 0$), llamado *lóbulo principal*. Por esta razón, un radiotelescopio es una **antena direccional**.
- Existen *lóbulos laterales* tales que la radiación proveniente de estas direcciones puede llegar a ser captada por la antena
- Intercalando los lóbulos laterales hay direcciones *nulas* en las cuales la potencia recibida está en un mínimo, y pueden servir para suprimir señales interferentes en una dirección dada.

En base a la forma y tamaño del lóbulo principal de radiación, se definen:

- el **ancho del haz a mitad de potencia** (HPBW) como el ángulo entre dos vectores con origen en $r = 0$ y que pasan por los puntos del lóbulo principal donde la potencia recibida es la mitad de su potencia máxima.
- el **ancho a primeros nulos** (FNBW) es el ángulo entre dos vectores con origen en $r = 0$ y que son tangentes al lóbulo principal en su base. En general, $\text{FNBW} \approx 2 \text{HPBW}$.

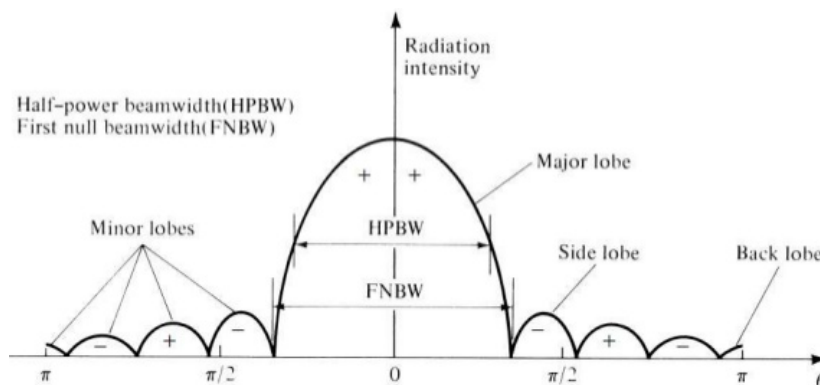


Figura 2.3. Esquema de los lóbulos de radiación de una radioantena. Extraído de Commons (2015)

En radioastronomía se denominan RFIs (del inglés *radio-frequency interference*) a cualquier fuente en radio dentro de la banda de frecuencias observada que no sea la fuente astrofísica misma. Pueden tratarse de fuentes naturales, como rayos o radiación provenientes del Sol, o fuentes artificiales. La radiación proveniente de las mismas puede ingresar a la observación a través de los lóbulos laterales de la antena, dando así una contribución no despreciable a la medición total en forma de ruido.

Es importante remover estas fuente de interferencia ya que tienden a saturar los altamente sensibles receptores. Existen varias técnicas para identificar y minimizar sus efectos. En general, las RFIs se presentan en forma de máximos de intensidad de corta duración y a una frecuencia bien definida lo cual las hace fácilmente distinguibles de la emisión de fuentes astronómicas, la cual es de menor intensidad y se extiende sobre un gran rango de frecuencias. Una vez identificada una RFI, se utilizan *máscaras* que seleccionan los canales de frecuencias o temporales de la observación original afectados por la RFI.

Para la observación de emisión en radio también se utilizan **interferómetros**, que son arreglos de varias antenas trabajando conjuntamente. La ventaja de los mismos es, principalmente, el poder resolvente que tienen, que es del orden de $\sim 1''$ e incluso puede llegar al milisegundo de arco en interferómetros de larga línea de base (VLBI). Vale destacar que la resolución de los instrumentos en radio es $\propto \nu^{-1}$, siendo ν la frecuencia de observación. Las antenas de disco simple se utilizan mayoritariamente para estudiar objetos que no requieren de un gran poder de resolución (ya sea porque son muy extendidos o, por el contrario, porque alcanza con estudiarlos como objetos puntuales). Por su parte, los interferómetros son muy utilizados para estudiar la estructura de fuentes de extensión (angular) pequeña. El área efectiva obtenida al combinar varias antenas es mayor y por lo tanto cuentan con una muy buena sensibilidad.

2.2. Características de un radiotelescopio

A continuación, detallaremos algunas de los principales parámetros instrumentales que definen a los radiotelescopios. Esto nos ayudará a caracterizar las observaciones obtenidas con los mismos, y en particular, a estudiar la calidad de las mismas, cuantificada por medio de la relación señal a ruido que explicaremos al final de esta sección.

El **ancho de banda** (BW) de un radiotelescopio es la diferencia $\Delta\nu$ entre la mayor y menor frecuencia detectable por el mismo dentro de una banda continua de frecuencias. Dependiendo del objeto de estudio, el ancho de banda de un radiotelescopio puede ir desde el orden de decenas de MHz hasta incluso varios GHz (por ejemplo, en el caso del JVLA).

Llamando ν_c a la frecuencia central del ancho de banda de un telescopio, se define su rango dinámico como $\Delta\nu/\nu_c$. Debido a las bajas frecuencias de las ondas de radio en comparación al resto del espectro electromagnético, los radiotelescopios suelen tener rangos dinámicos grandes. Por ejemplo, el rango dinámico típico de las 27 antenas del VLA es de 1000:1, mientras que para una antena individual es de 100:1 (Perley, 1999). Para otros instrumentos el ancho de banda $\Delta\nu$ es mucho menor que la frecuencia central ν_c , resultando en un rango dinámico pequeño.

Las radioantenas suelen tener dos receptores que muestrean direcciones ortogonales de polarización (ver Sec. 2.1.2). Cada una de estas entradas de información constituye un **canal de polarización**. De manera similar, la señal también es muestreada en frecuencia dividiendo la misma en un gran número de **canales de frecuencia** por medio de un espectrógrafo. Los canales resultantes son independientes, de igual ancho, y cada uno con una frecuencia central diferente. En general, ello se logra usando filtros, cada uno a una frecuencia diferente y conectados a un detector. Alternativamente, la señal puede ser digitalizada y separada en varios canales de frecuencia por medio de transformadas de Fourier. Como se verá en la Sec. 3.2.1, la división de la señal en canales de frecuencia es fundamental para corregir distorsiones en la señal producidos por la dispersión en el ISM. Otra ventaja de utilizar numerosos canales es que permite filtrar selectivamente aquellos canales afectados por RFIs monocromáticas.

Una antena parabólica puede considerarse como una red de difracción sensible a la radiación que viaja lejos del eje focal. Como tal, la **resolución espacial** está limitada por efecto de la difracción. Para un telescopio de diámetro D que observa a una longitud de onda λ y con una eficiencia de apertura η (definida como la fracción del área iluminada), una medida de su resolución espacial está dada por el *ancho a mitad de altura* (e.g. Rohlfs & Wilson, 2000):

$$\text{FWHM} \simeq 35' \times \left(\frac{\lambda}{\text{cm}} \right) \times \left(\frac{\sqrt{\eta} D}{\text{m}} \right)^{-1} \quad (2.7)$$

Por lo tanto, cuanto menor sea la relación λ/D , mayor será la resolución del telescopio. Para longitudes de ondas típicas de $\lambda = 10 - 100$ cm, eficiencias de $\eta = 0.5 - 0.8$ y diámetros de $D = 50 - 300$ m, la resolución varía desde varios minutos de arco hasta cerca de 1° .

Si una antena recolectase toda la radiación incidente, la potencia espectral total P_ν sería el producto de su área geométrica A con la cantidad de energía que llega a una determinada frecuencia (a la que funciona el receptor) por unidad de tiempo, denominada *flujo específico*, S_ν . Sin embargo, cada receptor de la antena responde a una única polarización y, como cada

polarización contribuye con la mitad del flujo total, recibe la mitad de la potencia proveniente de una fuente sin polarizar. Se define entonces el **área efectiva** A_e de una antena como:

$$A_e \equiv \frac{2P_\nu}{S_\nu} = \eta A \quad (2.8)$$

Conociendo el área efectiva y la frecuencia de observación se reporta el flujo específico (de energía) S_ν , cuya unidad de referencia por cuestiones históricas es el *Jansky*⁽¹⁾. Es común definir un índice espectral α tal que $S_\nu \propto \nu^\alpha$.

Los movimientos térmicos aleatorios de electrones en el circuito de la antena inducen un voltaje dependiente del tiempo el cual, de acuerdo al teorema de Nyquist, produce una potencia por unidad de ancho de banda $P_{\text{circuit}} = k_B T$, donde k_B es la constante de Boltzmann. Se define la *temperatura de antena* como el valor de T tal que $P_{\text{source}} = P_{\text{circuit}}$, entonces la densidad de flujo es:

$$S = \frac{2P_{\text{source}}}{A_e} = \frac{2k_B T_A}{A_e} = \frac{T_A}{G} \quad (2.9)$$

donde $G = A_e/(2k_B)$ es la *ganancia* de la antena, la cual tiene unidades de $\text{Jy}^{-1} \text{K}$. Esta cantidad está determinada por el área colectora y da una medida de la sensibilidad.

En la práctica los sistemas observacionales tienen varias fuentes de ruido, cada una de las cuales tiene asociada una temperatura de ruido $T_N \equiv P_\nu/k_B$ donde P_ν es la potencia por unidad de ancho de banda generada por dicha fuente de ruido. De esta manera, una radiofuente débil debe competir contra una **temperatura del sistema** de fondo definida por la suma

$$T_{\text{sys}} = T_{\text{rec}} + T_{\text{spill}} + T_{\text{atm}} + T_{\text{sky}} \quad (2.10)$$

donde T_{rec} es la temperatura del receptor (típicamente de 20 K para sistemas refrigerados), T_{spill} es la contribución del ruido del suelo (en general, menor o igual a 10 K), T_{atm} se debe a la emisión de la atmósfera terrestre (sólo importante para frecuencias de observación mayores a 5 GHz, ya que la atmósfera es transparente a frecuencias menores a 5 GHz), y T_{sky} es la contribución de la radiación del cielo de fondo. Si bien siempre hay presente una contribución de 3 K a T_{sky} proveniente del fondo cósmico de radiación, la fuente dominante de ruido es la emisión sincrotrón de los electrones en el plano galáctico. Como resultado, T_{sky} depende fuertemente de la dirección y frecuencia de observación.

La **sensibilidad** de un radiotelescopio es una medida de la emisión en radio más débil que puede ser detectada por el mismo. Esta es proporcional a $A_{\text{eff}}/T_{\text{sys}}$, por lo que para aumentar la sensibilidad el área efectiva debe ser máxima a modo de aumentar la señal recolectada, al mismo tiempo que la temperatura del sistema debe ser mínima para disminuir el ruido en las observaciones. Una manera útil de cuantificar esta cantidad es la densidad de flujo equivalente del sistema o SEFD (del inglés, *system-equivalent flux density*), que se define como la densidad de flujo de una fuente que entregaría igual potencia que el sistema, es decir, que tiene una temperatura igual a T_{sys} :

$$\text{SEFD} = S_{\text{sys}} = \frac{T_{\text{sys}}}{G} = \frac{2k_B T_{\text{sys}}}{A_e}. \quad (2.11)$$

Así, un valor bajo de SEFD indica una ganancia alta o una temperatura de sistema baja y, por ende, un sistema más sensible. Por ejemplo, el radiotelescopio Parkes tiene $G \sim 0.3\text{--}0.9 \text{ Jy/K}$ y $T_{\text{sys}} \sim 100 \text{ K}$ (McClure-Griffiths et al., 2017), de modo que su SEFD es de $\sim 30 \text{ Jy}$. Por

⁽¹⁾En c.g.s.: $1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$.

otro lado, las antenas del IAR tienen $G \sim 0.1$ Jy/K y $T_{sys} \sim 90$ K (Gancio et al., 2020) dando así una SEFD ~ 1200 Jy, lo cual es 40 veces peor que la SEFD del Parkes.

Ecuación del radiómetro

Un **radiómetro** es un receptor de radio utilizado para medir la potencia promedio del ruido proveniente de un radiotelescopio dentro de un rango de frecuencias $(\nu_{RF} - \frac{\Delta\nu}{2}, \nu_{RF} + \frac{\Delta\nu}{2})$ definido, donde $\Delta\nu$ es el ancho de banda del receptor. Un radiómetro simple posee:

1. Un filtro que permite el paso del ruido sólo en el rango de frecuencias deseado.
2. Un detector cuyo voltaje de salida V_0 es proporcional al cuadrado del voltaje de entrada.
3. Un integrador que promedia al voltaje oscilante.
4. Un voltímetro para medir y almacenar el voltaje promediado.

De acuerdo al teorema de Nyquist-Shannon, el ruido en un intervalo de tiempo t y en un ancho de banda finito $\Delta\nu$ puede ser representado por $N = 2\Delta\nu t$ muestras independientes separadas en el tiempo por $(2\Delta\nu)^{-1}$, de temperatura de ruido igual a T_{sys} , y cada una con raíz de la desviación cuadrática media $\sigma_T \approx 2^{1/2}T_{sys}$. El error cuadrático al promediar $N \gg 1$ muestras independientes es reducido en un factor \sqrt{N} , de modo que el error en la potencia del ruido medido por el radiómetro es:

$$\sigma_{sys} = \frac{2^{1/2}T_{sys}}{N^{1/2}}. \quad (2.12)$$

En términos del ancho de banda $\Delta\nu$ y del tiempo de integración t :

$$\sigma_{sys} \approx \frac{T_{sys}}{\sqrt{n_P \Delta\nu t}}, \quad (2.13)$$

donde $n_P = 1$ para observaciones con una única polarización y $n_P = 2$ si se suman dos polarizaciones ortogonales.

La Ec. (2.13) se llama **ecuación del radiómetro**. Esta establece que para que una señal pueda ser discernible por sobre el ruido de fondo la potencia promedio de la misma debe ser varias ($\gtrsim 5$) veces mayor que el error σ_{sys} dado por esta ecuación, y no necesariamente mayor que el ruido de sistema T_{sys} . El producto $(\Delta\nu t)$ puede ser grande ($\sim 10^8$) de modo que señales tan débiles como $\Delta T \sim 5 \times 10^{-4} T_{sys}$ son detectables por sobre el ruido. En la práctica, variaciones de la ganancia, fluctuaciones en la emisión atmosférica, y radiofuentes sin resolver pueden degradar significativamente la sensibilidad real del radiotelescopio en comparación a lo predicho por la Ec. (2.13).

Consideremos un pulso rectangular de período P , emitido durante un intervalo de tiempo de ancho W , y amplitud máxima T_{peak} , observado sobre un ruido del sistema de temperatura T_{sys} (ver Fig. 2.4). Si se observa durante un intervalo t_{int} , las fluctuaciones en ruido ΔT_{int} durante ese intervalo son la suma cuadrática de las fluctuaciones fuera ($t_{off} = (P - W)t_{int}/P$) y dentro ($t_{on} = W t_{int}/P$) del pulso,

$$\Delta T_{int} = \sqrt{\sigma_{sys}^2(t = t_{on}) + \sigma_{sys}^2(t = t_{off})}. \quad (2.14)$$

Reemplazando la Ec. (2.13) en (2.14) y suponiendo que $T_{peak} \gg T_{sys}$, se tiene:

$$\begin{aligned} \Delta T_{int} &= \sqrt{\frac{T_{sys}^2}{n_P t_{on} \Delta\nu} + \frac{T_{sys}^2}{n_P t_{off} \Delta\nu}} = \frac{T_{sys}}{\sqrt{n_P \Delta\nu}} \sqrt{\frac{P}{W t_{int}} + \frac{P}{(P - W)t_{int}}} \\ &= \frac{T_{sys}}{\sqrt{n_P t_{int} \Delta\nu}} \sqrt{P \frac{(P - W) + W}{W(P - W)}} = \frac{T_{sys}}{\sqrt{n_P t_{int} \Delta\nu}} \left(\frac{P}{\sqrt{W(P - W)}} \right). \end{aligned} \quad (2.15)$$

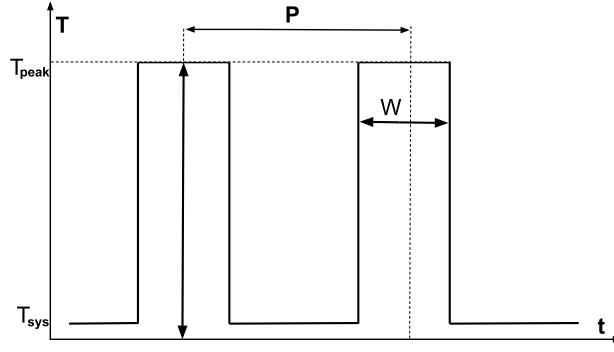


Figura 2.4. Esquema de un pulso rectangular de período P , ancho W , y amplitud máxima T_{peak} sobre un ruido de sistema T_{sys} .

Definimos a la **relación señal a ruido** (en inglés *signal-to-noise ratio*) de una observación como la proporción existente entre la señal que se transmite y la potencia del ruido que la afecta. Luego, de la Ec. (2.15) tenemos que:

$$S/N = \frac{T_{\text{peak}}}{\Delta T_{\text{int}}} = \sqrt{n_P t_{\text{int}} \Delta\nu} \left(\frac{T_{\text{peak}}}{T_{\text{sys}}} \right) \frac{\sqrt{W(P-W)}}{P}. \quad (2.16)$$

Como resultado, para pulsos angostos ($W \ll P$), $S/N \propto (W/P)^{1/2}$. La cantidad W/P se denomina el *ciclo de trabajo* y es la relación entre el tiempo en que la señal se encuentra en estado activo y el periodo de la misma.

Para expresar S/N en términos de la densidad de flujo en lugar de la temperatura, usamos que la densidad de flujo máxima del púlsar es $S_{\text{peak}} = T_{\text{peak}}/G$. Luego, reemplazando en la expresión para la densidad de flujo media sobre un período:

$$S_{\text{mean}} = S_{\text{peak}} \left(\frac{W}{P} \right) = \frac{T_{\text{peak}} W}{GP} = \frac{(S/N) T_{\text{sys}}}{G \sqrt{n_P t_{\text{int}} \Delta\nu}} \sqrt{\frac{W}{P-W}}. \quad (2.17)$$

Para planificar observaciones es importante conocer la densidad de flujo mínima detectable por el telescopio, S_{min} , correspondiente a un umbral de relación señal a ruido S/N_{min} . Teniendo en cuenta que las imperfecciones en la digitalización de la señal determinan un factor de corrección $\beta \gtrsim 1$, se obtiene:

$$S_{\text{min}} = \beta \frac{S/N_{\text{min}} T_{\text{sys}}}{G \sqrt{n_P t_{\text{int}} \Delta\nu}} \sqrt{\frac{W}{P-W}}. \quad (2.18)$$

La relación S/N de las observaciones obtenidas es mayor cuanto mayor sea la sensibilidad del telescopio. Sin embargo, la calidad de las observaciones no aumenta indefinidamente con la sensibilidad del telescopio debido a efectos del *jitter* de las observaciones (ver Sec. 3.1.2).

2.3. Instituto Argentino de Radioastronomía

El *Instituto Argentino de Radioastronomía* (IAR) fue fundado en 1962 como un radio observatorio pionero en Sudamérica. Está equipado con dos antenas, A1 y A2⁽ⁱ⁾, cada una con un único plato de 30 metros de diámetro, alineadas en dirección norte-sur y separadas

⁽ⁱ⁾En el año 2019, las antenas A1 y A2 fueron bautizadas “Varsavsky” y “Bajaja”, respectivamente, en honor a sus contribuciones al IAR. En el presente trabajo se las nombrará como A1 y A2 por sencillez en la notación.

por 120 metros. Estas antenas cubren un rango de declinaciones entre $-90^\circ < \delta < -10^\circ$ y un rango de ángulos horarios entre $-2h < t < 2h$. Además, su resolución angular a la frecuencia de 1420 MHz es de $\sim 30'$.



Figura 2.5. Vista de las antenas del IAR, A2 (izquierda) y A1 (derecha).

2.3.1. Reseña histórica

El IAR fue creado con el objetivo de realizar un relevamiento de alta sensibilidad en la línea de 21 cm del hidrógeno neutro de todo el cielo austral al sur de declinación -10° . Este relevamiento fue realizado en coordenadas galácticas, en grillas de 0.5° en cada coordenada. El rango de velocidades cubierto fue entre -450 y $+400$ km s^{-1} , con una resolución espectral de 1 km s^{-1} . Los resultados publicados por Arnal et al. (2000) y Bajaja et al. (2005) son complementarios al relevamiento realizado en el hemisferio norte (Hartmann & Burton, 1997) y forman parte de una colaboración internacional (Kalberla et al., 2005).

Poco tiempo después, se realizó un relevamiento del continuo de radio del Hemisferio Sur celeste en la frecuencia de 1420 MHz tanto en potencia total como en polarización (Testori et al., 2001; Reich et al., 2001). La motivación principal del mismo fue la de obtener una base de datos de alta sensibilidad, ideal para el estudio de emisión Galáctica a gran escala, y la distribución del índice espectral de fuentes extendidas detectadas en el cielo del Hemisferio Sur. Junto a observaciones complementarias en el Hemisferio Norte (Reich, 1982; Reich & Reich, 1986), se obtuvo un mapa de todo el cielo en el continuo de radio en 1420 MHz.

En forma simultánea, se realizó un relevamiento en 1420 MHz del Hemisferio Sur celeste, esta vez sólo en polarización lineal, para obtener información sobre el campo magnético Galáctico y las propiedades del medio magneto-iónico (Testori et al., 2008). Este estudio es complementario al realizado en el Hemisferio Norte por el observatorio DRAO ubicado en Canadá (Wolleben et al., 2006).

2.3.2. Antena Varsavsky (A1)

La antena A1 fue sometida a una reparación completa en el año 2009, seguido de la instalación en el 2015 de un sistema de *radio definida por software* (SDR). Las características actuales de A1 se detallan en la Tabla 2.1.

El *front-end* de la antena (la parte del circuito responsable de la toma de datos) está equipado con un sistema alimentador que da ambos productos de polarización circular (LHC

2. Elementos de Radioastronomía

y RHC). Previo a noviembre de 2019 sólo una de las polarizaciones circulares estaba en uso, pero actualmente cuenta con la capacidad de observar en ambos modos de polarización. Además, A1 posee un filtro con una pérdida menor que A2 en el rango de 1150 – 1450 MHz.

Por otro lado, el *back-end* (la parte que procesa la entrada desde el front-end) consta de dos radios definidas por software, donde varios de los componentes típicamente implementados en hardware son reemplazados por software. Esto permite adquirir muestras crudas con una tasa máxima igual al ancho de banda analógico. Como cada receptor posee dos placas digitalizadoras, cada una con 56 MHz de ancho de banda, éstas pueden usarse en dos modos: i) como bandas consecutivas, dando un ancho de banda total de 112 MHz para una polarización dada; ii) en forma separada para obtener ambos modos de polarización con ancho de banda de 56 MHz, dando así la potencia total. Actualmente A1 utiliza la primera configuración.

La superficie de A1 consiste de un área sólida en el centro de la superficie parabólica, mientras que el resto de la misma está construida de hojas de aluminio perforadas. Esta configuración resulta en una eficiencia de apertura del $\eta = 0.328$.

Tabla 2.1. Parámetros de las antenas y sus receptores (Gancio et al., 2020).

Parámetro	A1	A2
Diámetro		30 m
FWHM a 1420 MHz		30'
Montura		Ecuatorial
Tiempo máximo de seguimiento		220 min
Amplificadores de Ruido Bajo (LNA) ¹	HEMT He	E-PHEMT
Rango de los filtros (MHz)	1100–1510	1200–1600
Ancho de banda electrónico	110 Mhz	220 MHz
Polarización	1 (circular) ²	2 (circular)
Temperatura del receptor	100K	110K
Eficiencia de apertura	0.328	0.30
Inversa de la ganancia (Jy K ⁻¹)	11.9	13.02
Calibración	inyección de ruido en la alimentación	
Ancho de banda instantáneo	112 Mhz	56 MHz
Producto de polarización	1 (circular)	Potencia total
Modelos SDR		B210-B205-mini-i
Tarjetas por CPU		dos
Velocidad de procesamiento máxima		54 KHz
Señal de referencia		PPS
Procesador		CPU i7, NVMe 1.2 PCIe Gen 3x2 SDD
Lenguaje de programación		C

¹ A temperatura ambiente.

² Desde noviembre de 2019, la antena A1 cuenta con la capacidad de observar en 2 modos de polarización, pero en la presente tesis no usamos observaciones obtenidas en esa configuración.

2.3.3. Antena Bajaja (A2)

La antena A2 fue reinaugurada en diciembre de 2018 después de la realización de importantes mejores técnicas en el receptor de la misma. Su *back-end* posee el mismo esquema

que A1, pero se encuentra en una configuración diferente. Para A2, ambas placas de SDRs colectan datos de cada polarización circular al mismo tiempo, frecuencia, y ancho de banda, y como consecuencia esta antena tiene la mitad del ancho de banda que A1 pero es capaz de medir ambos modos de polarización. El software de procesamiento suma ambas polarizaciones para obtener la potencia total. Actualmente no se procesan los productos de polarización como parámetros de Stokes, aunque tareas para su implementación están en progreso.

A2 posee un rango de sensibilidad más amplio que A1, alcanzando frecuencias de hasta 1600 MHz. A diferencia de A1, la totalidad de la superficie colectora de A2 está formada por una malla metálica, resultando en una eficiencia de apertura menor (de $\eta = 0.3$) y, por ende, en una ganancia diferente.

2.3.4. Sincronización de reloj

Para poder llevar un registro del momento exacto en que fueron recibidos los pulsos durante una observación es indispensable contar con algún mecanismo preciso de medición del tiempo que esté sincronizado con una escala de tiempo absoluto. En el caso del IAR, la sincronización de las placas digitales se lleva a cabo por medio de un oscilador conectado a un sistema de posicionamiento global (GPS) que emite una señal a un ritmo constante de un pulso por segundo (PPS) con una precisión de 1.16×10^{-12} (promediado a un día).

Para obtener una referencia temporal (en inglés, *time stamp*) precisa para cada observación, las placas de SDR usan la señal para sincronizar la primera muestra con el segundo exacto de tiempo GPS. Luego, el software de adquisición lee el reloj de la computadora, el cual está sincronizado con un Network Time Protocol (un protocolo de Internet para sincronizar los relojes de los sistemas informáticos), y una señal PPS del GPS.

El Observatorio Argentino-Alemán de Geodesia (AGGO), ubicado a 500 m del IAR, cuenta con un reloj atómico que posee una estabilidad de 10^{-15} . Esta señal es transmitida al IAR por un cable de fibra óptica que conecta ambas instituciones, y es usada para sincronizar un *back-end* de prueba para comparar resultados de ambos métodos.

Capítulo 3

Púlsares

Desde su descubrimiento por Jocelyn Bell y Antony Hewish en 1967 (Hewish et al., 1968) se han detectado más de 1600 púlsares. Paralelamente, el instrumental y las técnicas observacionales en las frecuencias de radio, X y γ se han ido perfeccionando al punto tal que la calidad de los datos obtenidos han mejorado considerablemente. Aún así, nuestro conocimiento de la estructura interna y el mecanismo de emisión de los púlsares es limitado (Bahcall & Ostriker, 1997). Todavía carecemos de un modelo que pueda explicar las propiedades observadas de los púlsares de manera autoconsistente.

Los púlsares son objetos de gran interés astrofísico, cuya observación permite estudiar diversos fenómenos. Por ejemplo, estos han sido utilizados para testear la Teoría de la Relatividad General (Will, 2014), incluyendo test de gravedad de campo fuerte (Kramer et al., 2004); también se han usado para testear ecuaciones de estado para materia súper densa (Demorest et al., 2010; Lattimer & Prakash, 2016) y como laboratorios de física de estado sólido (Thorsett & Chakrabarty, 1999; Antoniadis et al., 2013). Además, sus magnetósferas son ideales para estudiar la física de plasma en ambientes altamente magnetizados (Cairns et al., 2004). Tal como veremos en el Capítulo 4, los púlsares pueden utilizarse como detectores de ondas gravitacionales de baja frecuencia (Zhu et al., 2014; Arzoumanian et al., 2016; Lentati et al., 2015; Shannon et al., 2015; Lasky et al., 2016). Otras investigaciones posibles con púlsares son el estudio del campo gravitatorio y magnético Galáctico (Han et al., 2006; Noutsos et al., 2008), las propiedades del ISM, y la evolución de sistemas binarios.

La mayoría de estos estudios utilizan una técnica llamada *timing*, basada en la medición de los tiempos de arribo de los pulsos emitidos por el púlsar, tal como veremos en la Sec. 3.3. El empleo de la misma requiere un entendimiento de la física de los púlsares y de su mecanismo de emisión (ver Sec. 3.1), así como de los efectos del ISM (ver Sec. 3.2).

3.1. Física de un púlsar

3.1.1. Modelo de púlsar

Un **púlsar** es una estrella de neutrones, es decir, una estrella colapsada en la que la presión de la gravedad es sostenida por la presión de degeneración de los nucleones. El tamaño típico de las estrellas de neutrones es $R \sim 10^6$ cm (Lorimer & Kramer, 2004) y su masa es de $M \sim 1.4 M_{\odot}$ (Lattimer & Prakash, 2001). Esto hace que su densidad sea extrema:

$$\rho \sim \frac{M}{(4/3)\pi R^3} \sim 6.6 \times 10^{14} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}. \quad (3.1)$$

Cuando una estrella colapsa, la conservación del momento angular y del flujo magnético llevan a que la misma desarrolle campos magnéticos B muy intensos y velocidades angulares

3. Púlsares

de rotación $\vec{\Omega}$ altas. En primera aproximación, el campo magnético resultante es dipolar. El campo superficial típico de una estrella de neutrones es de $B \approx 10^{12}$ G. La presencia del mismo genera una fuerza $\vec{F} = e/c (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{B}$ sobre las partículas cargadas, la cual extrae plasma desde la superficie de la estrella creando una región llena de plasma que rodea la misma, llamada *magnetósfera*. Como resultado, se produce una separación de cargas la cual, a su vez, origina un campo eléctrico $\vec{E} = -1/c (\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{B}$ tal que se anule la fuerza de Lorentz (Romero, 2018).

El plasma de la magnetósfera experimenta el mismo campo que el interior de la estrella, y en consecuencia rota rígidamente acompañando la rotación de la misma. Si $P = 2\pi/\Omega$ es el período rotacional de la estrella de neutrones, entonces a una distancia

$$R_L = \frac{c}{\Omega} = \frac{cP}{2\pi} \simeq 4.77 \times 10^4 \left(\frac{P}{1 \text{ s}} \right) \text{ km} \quad (3.2)$$

las líneas de campo magnético dipolar –y las partículas que arrastran– deberían moverse más rápido que la luz. Por ende, a partir de una distancia R_L las líneas se abren cerrándose “en el infinito”. Esta distancia define una superficie cilíndrica imaginaria de radio R_L , coaxial con el eje de rotación, llamada *cilindro de luz*, y que representa un límite al tamaño de la magnetósfera del púlsar.

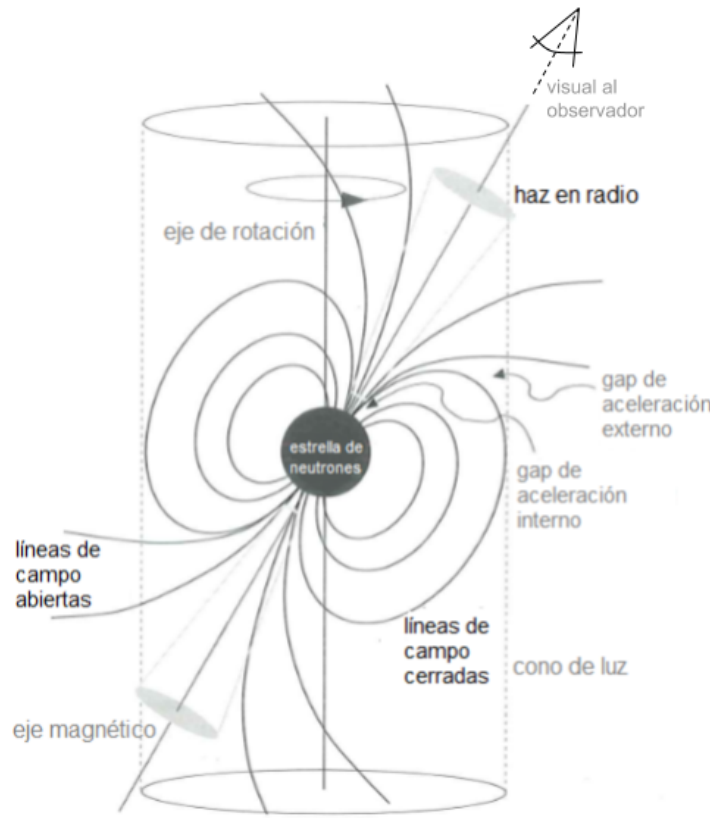


Figura 3.1. Esquema de rotación de un púlsar. Las radioondas son emitidas en forma de haces desde los polos, en la dirección del eje magnético. Como el momento dipolar y momento angular suelen estar desalineados, el haz de emisión sólo es observado una vez por cada período de rotación del púlsar, cuando cruza la línea de la visual. Adaptado de Lorimer & Kramer (2004).

Tal como se muestra en el esquema de la Fig. 3.1, la existencia de este cilindro de luz divide a las líneas de campo magnético dipolar en dos grupos: (a) las líneas que se cierran

dentro del radio del cilindro (*líneas cerradas*); (b) las líneas que no se cierran (*líneas abiertas*). La región de las líneas abiertas define el casquete polar (o *polar cap*) sobre la superficie de la estrella de neutrones, centrado en el polo magnético. Su frontera está definida por la última línea de campo abierta, tangencial a la superficie del cilindro.

3.1.2. Propiedades de la emisión

Las observaciones de púlsares muestran pulsos separados temporalmente en forma regular, tal como se ejemplifica en la Fig. 3.2. La interpretación más aceptada es que los púlsares emiten radiación magnética dipolar altamente colimada en forma de haces desde sus polos magnéticos. Si la velocidad angular del púlsar, $\vec{\Omega}$, no es paralela a su momento dipolar magnético, $\vec{\mu}$, entonces el haz de emisión aparecerá precesando en forma periódica en torno al eje de rotación, como puede verse en la Fig. 3.1.

En particular, si la línea de la visual de un observador cruza el haz de emisión, entonces un pulso de radiación es observado cada vez que el haz cruza la línea de visual, de manera similar a un faro; por esta razón, este modelo de emisión se denomina *modelo de faro*. Luego, el período de pulsación observado es igual al período de rotación del púlsar.

Debido a la alta velocidad rotacional y el gran momento de inercia de estos objetos, la tasa de rotación de un púlsar (y por ende, la separación temporal entre dos pulsos consecutivos) es altamente regular. Esta propiedad permite utilizar a los púlsares como relojes astronómicos de alta precisión, aptos para el estudio de una gran variedad de fenómenos físicos.

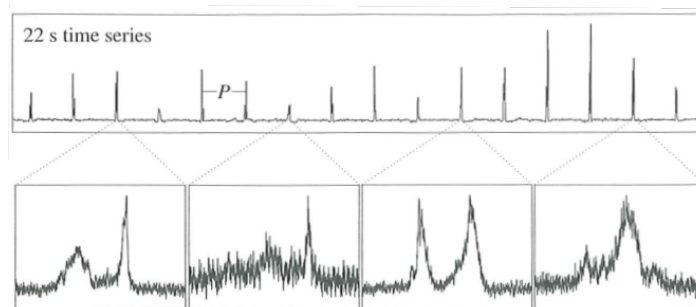


Figura 3.2. Observación del púlsar PSR B0301+19 tomada con el radiotelescopio Arecibo. En la parte inferior se muestran imágenes ampliadas de pulsos específicos. Adaptado de Lorimer & Kramer (2004).

Los púlsares son radio fuentes muy débiles. Incluso con la sensibilidad de los radiotelescopios actuales, los pulsos individuales (como los de la Fig. 3.2) sólo son observables para las fuentes más intensas. Incluso en ese caso, presentan una gran variabilidad intrínseca en su forma, fenómeno denominado *jitter*. Por ello, la mayoría de los púlsares requieren la superposición de varios cientos o hasta miles de pulsos en forma conjunta, en un proceso llamado *plegado* (ver Sec. 3.3), para producir un *perfil de pulso integrado* que es discernible por sobre el ruido de fondo del receptor.

Para un dado púlsar la forma de los pulsos varía (ver Fig. 3.2) pero el perfil de pulso integrado en general tiene una forma estable durante períodos largos de tiempo en todas las observaciones a la misma frecuencia. Por ende, el perfil del pulso observado es característico de cada púlsar y contiene información acerca de la estructura de la magnetósfera del púlsar y de los procesos de emisión. La escala de tiempo requerida para obtener un perfil de pulso estable varía desde unos pocos cientos hasta unos pocos miles de períodos de pulsación (Taylor & Manchester, 1975; Rathnasree & Rankin, 1995). Esta resulta ser una propiedad fundamental del proceso de *timing* que detallaremos en la Sec. 3.3.

Existen algunas excepciones donde un púlsar presenta cambios temporales en la forma de su perfil del pulso. Esto puede atribuirse a un cambio en la orientación del haz de emisión en radio con respecto a la línea de la visual debido a alguna forma de precesión (Kramer et al., 1998a; Stairs et al., 2000) o a una transición entre dos o más modos de pulsación.

Por otro lado, también existen púlsares cuya emisión pareciera “apagarse” durante algunos períodos de pulsación. Este comportamiento se conoce como “anulación” de pulsos (del inglés, *nulling*); su duración varía significativamente entre distintos púlsares, desde algunos que no presentan este efecto, como PSR J0437–4715 (ver Cap. 5), hasta otros que sólo son visibles en pequeños intervalos de actividad, haciéndolos muy difíciles de detectar. Adicionalmente, muchos púlsares presentan una *deriva* de pulsos individuales (Drake & Craft, 1968).

Tal como se muestra en la Fig. 3.3, la forma de los pulsos varía con la frecuencia de observación. La mayoría de los púlsares normales, como PSR B1133+16, muestran un aumento sistemático en el ancho y en la separación de las componentes del perfil cuando se observa a frecuencias bajas. Komesaroff (1970) propuso que esto se debe a que la emisión a frecuencias altas se produce más cerca de la superficie de la estrella de neutrones que la emisión a frecuencias bajas. Por otro lado los MSPs, como PSR J2145–0750, muestran una evolución menos pronunciada del ancho del pulso con la frecuencia (Kramer et al., 1999).

También se observa un cambio en el número y/o intensidad relativa de las varias componentes de un pulso como función de la frecuencia de observación. Este es el caso para ambos púlsares presentados en la Fig. 3.3, y se relaciona a factores geométricos y a diferentes índices espectrales de las regiones de emisión.

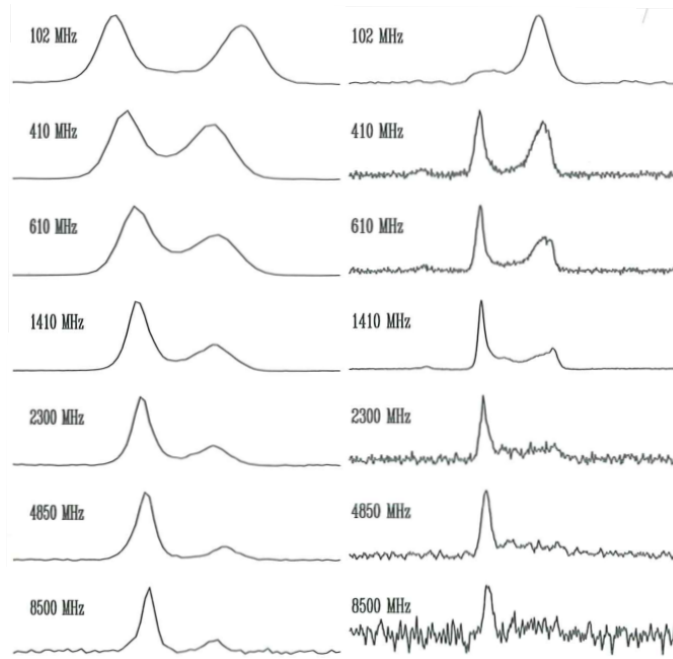


Figura 3.3. Forma de los pulsos a distintas frecuencias para dos púlsares. A la izquierda, el púlsar PSR B1133+16, de $P = 1.16$ s; a la derecha, el púlsar PSR J2145–0750, de $P = 16$ ms. Obtenido de la base de datos del ATNF (McClure-Griffiths et al., 2009).

3.1.3. Mecanismo de emisión

Una estrella de neutrones puede considerarse como una esfera superconductora altamente magnetizada y en rápida rotación (Goldreich & Julian, 1969). Al rotar, las cargas sobre

ella experimentan una fuerza $\vec{F} = e/c(\vec{\Omega} \times \vec{r}) \times \vec{B}$. Esta fuerza separa las cargas de signo opuesto, originando regiones en las cuales la magnetósfera está vaciada de plasma, llamadas *gaps electrostáticos*. En estos *gaps* se establece una fuerte caída de potencial, que es capaz de acelerar partículas hasta altas energías. Existen dos de estas regiones: en la región por sobre el casquete polar (*polar cap*), y entre las líneas de campo abiertas y cerradas, cerca de la superficie del cilindro de luz (*outer gap*), tal como se muestra en la Fig. 3.1.

Si $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} < 0$ el campo eléctrico sobre el *polar cap* del púlsar se dirige siempre hacia afuera de la estrella. Los positrones son entonces libremente acelerados a lo largo de las líneas de campo y sufren pérdidas por radiación sincrotrón (ver Sec. 2.1). Esta energía se emite en fotones γ que inician una cascada electromagnética a través de la reacción $\gamma + B \rightarrow e^+ + e^-$. A su vez, los nuevos positrones son acelerados hacia afuera del púlsar, produciendo nuevos fotones γ y más pares e^\pm . Los electrones son acelerados hacia la superficie donde impactan produciendo un calentamiento que resulta en la emisión de rayos X térmicos. La interacción de estos rayos X con los fotones γ producidos por los electrones al moverse hacia el púlsar da lugar a pares sobre la superficie, de donde salen nuevos positrones. La situación puede esquematizarse como se muestra en la Fig. 3.4. La radiación finalmente se escapa formando un cono con centro en el momento dipolar magnético (Bilous et al., 2019).

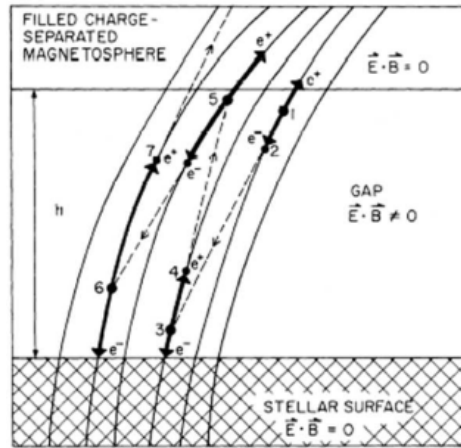


Figura 3.4. Producción de pares en la magnetósfera de un púlsar. Romero (2018).

La naturaleza exacta del mecanismo macroscópico de emisión en radio en los púlsares es todavía desconocida (Lorimer & Kramer, 2004). Dicho mecanismo debe dar cuenta del alto grado de polarización de la emisión y del amplio rango de frecuencias que cubre (desde ~ 100 MHz hasta 100 GHz). En general, se distingue entre:

- *Mecanismos de antena*, donde un conjunto de N partículas de carga q confinadas en un volumen menor que la mitad de la longitud de onda emitida radían en fase, es decir, actuando como una única partícula de carga Nq (Komesaroff, 1970). La potencia emitida es N^2 veces (y no sólo N veces) la de una única partícula. Sin embargo, no se han encontrado mecanismos capaces de crear y mantener las agrupaciones de partículas (Melrose, 1992).
- *Emisión por un plasma relativista*, en la cual el plasma de la estrellas de neutrones experimenta alguna forma de inestabilidad, acelerando cargas hasta velocidades relativistas y generando emisión no térmica. Los diversos modelos propuestos difieren en la clase de inestabilidad asumida (Arons & Barnard, 1986; Melrose, 1992; Asseo, 1993).
- *Mecanismos de emisión máser*, tales como másers de electrones libres (Rowe, 1995) o

emisión producida por inestabilidad de curvatura (Kazbegi et al., 1991).

Además de esta emisión no isotrópica, puede haber emisión de rayos γ en el viento del púlsar y en la llamada *nebulosa sincrotrón*.

3.1.4. Evolución de la rotación

Los púlsares emiten radiación electromagnética dipolar a expensas de su energía cinética de rotación. La potencia emitida por un púlsar aislado es (Romero, 2018):

$$\dot{E} = I\Omega\dot{\Omega} \sim 6 \times 10^{31} \left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{P}{1 \text{ s}} \right)^{-4} \text{ erg s}^{-1} \equiv -\frac{dE_{\text{rot}}}{dt} \quad (3.3)$$

donde $\vec{\Omega}$ es la velocidad angular del púlsar e I es su momento de inercia. Por ende, para un valor fijo de la intensidad del campo magnético B , la potencia emitida será mayor cuanto menor sea el período rotacional P .

Una parte de esta energía escapa como flujo de Poynting a altas energías y otra parte como un viento de partículas. También puede producirse pérdida de momento angular debido a la interacción con un medio material que rodee la estrella generando fricción (por ejemplo, material no acretado proveniente de una estrella compañera). Como resultado, los púlsares nacen con períodos de $P \sim 10$ ms pero rápidamente se desaceleran hasta $P \sim 0.1\text{--}1$ s.

La emisión en radio continúa por un período de $\sim 10\text{--}100$ Myr, durante el cual el campo magnético B y la frecuencia angular ω del púlsar decrecen significativamente, resultando así en una menor potencia radiada (ver Ec. 3.3). Al cabo de este tiempo el púlsar se habrá convertido entonces en una estrella de neutrones “silenciosa”. Sin embargo, si el púlsar forma parte de un sistema binario puede acretar materia de su estrella compañera, ganando masa y momento angular. En el proceso, la estrella de neutrones es acelerada hasta períodos rotacionales $P < 10$ ms (por ende, aumentando su frecuencia angular ω) mientras que el campo magnético decrece hasta $B \sim 10^8\text{--}10^9$ G (Romani, 1990). Puesto que la potencia radiada varía como $\dot{E} \propto B^2\omega^4$, el púlsar vuelve a desarrollar una emisión pulsada. Estos púlsares “reciclados” se llaman **púlsares de milisegundos**.

Tanto el período P como la tasa de aceleración \dot{P} son medibles a partir de observaciones a frecuencias de radio (ver Sec. 3.3). Estas mediciones pueden resumirse en un *diagrama $P\text{--}\dot{P}$* como el de la Fig. 3.5. Este diagrama muestra una distinción entre los púlsares “normales” ($P \sim 0.5$ s y $\dot{P} \sim 10^{-15}$ s s $^{-1}$, poblando la zona de puntos en el centro del diagrama) y los MSPs ($P \sim 3$ ms y $\dot{P} \sim 10^{-20}$ s s $^{-1}$, ocupando la parte inferior izquierda del diagrama). Las diferencias en P y \dot{P} implican que estas dos poblaciones tienen edades y campos magnéticos diferentes. Asumiendo un modelo en el cual la desaceleración en la rotación se debe a la emisión magnética dipolar, la edad estimada de un púlsar $\tau \propto P/\dot{P}$, la intensidad del campo magnético $B \propto \sqrt{P\dot{P}}$, y la tasa de pérdida de energía cinética rotacional $\dot{E} \propto \dot{P}/P^3$.

Debido a sus campos magnéticos menores, los MSPs se desaceleran a una tasa \dot{E} mucho menor que los púlsares normales, y tienen un tiempo de vida mayor a 10 billones de años. Se caracterizan por tener una tasa de rotación altamente estable como resultado de su gran energía cinética rotacional, E , su baja tasa de pérdida de energía, \dot{E} , y la ausencia inestabilidades en su velocidad de rotación o *glitches* (ver Sec. 3.1.6). Esto hace que los MSPs sean ideales como relojes de precisión y, en particular, como objeto de estudio de grandes proyectos conocidos como *Pulsar Timing Arrays* (PTAs) (ver Sec. 4.1).

En la Fig. 3.5 hemos trazado líneas de B y τ constantes, de las cuales podemos inferir que los MSPs tienen campos magnéticos y edades típicas de 10^{12} G y 10^7 yr. También se observa que la tasa de pérdida de energía cinética rotacional \dot{E} es mayor para los *púlsares jóvenes*, es decir aquellos con $\tau < 1$ Myr. Los púlsares normales nacen con períodos de rotación cortos

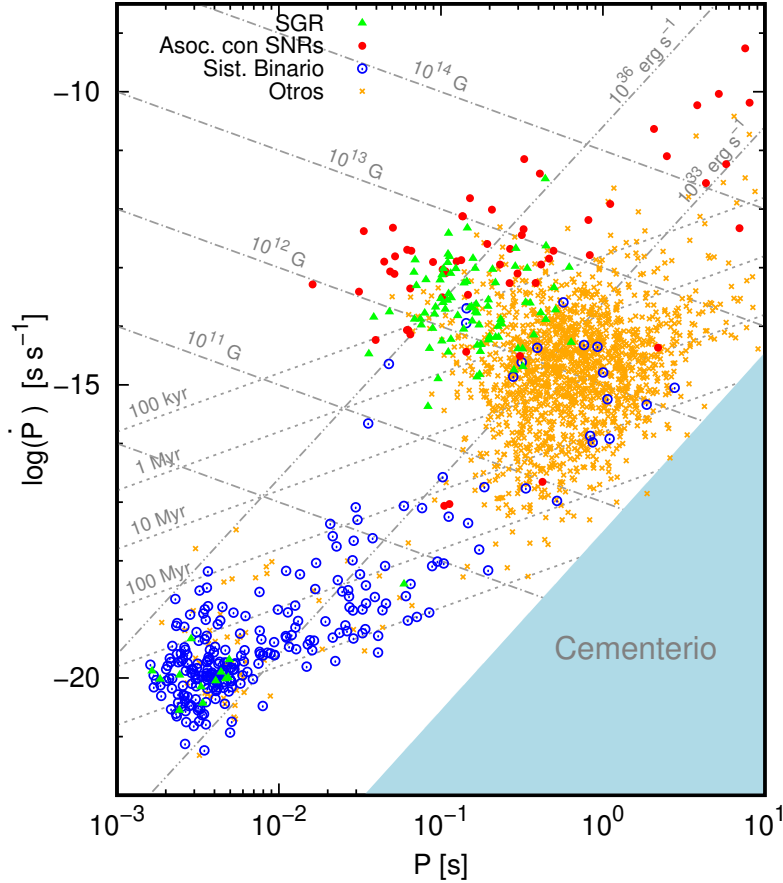


Figura 3.5. Diagrama $P-\dot{P}$ para una muestra que incluye repetidores gamma blandos o SGR (que emiten rayos γ y X en grandes erupciones a intervalos irregulares), púlsares en asociaciones con remanentes de supernova (SNRs), y púlsares en sistemas binarios. Los datos fueron obtenidos del ATNF *pulsar catalog* (Manchester et al., 2005), y la región de cementerio de Chen & Ruderman (1993). También se muestran líneas de $\tau = \text{cte}$, $B = \text{cte}$ y $\dot{E} = \text{cte}$.

(en la parte superior izquierda de la Fig. 3.5), sufren una desaceleración en una escala de tiempo de 10^5 – 10^6 yr hasta llegar a la región en el centro del diagrama, y al cabo de 10^7 yr se vuelven demasiado débiles como para ser detectados. La región sombreada se denomina “cementerio” y es un área en la cual no deberían existir púlsares con emisión en radio de acuerdo a modelos teóricos, ya que para estos valores de P y \dot{P} el potencial de aceleración sería menor que cierto valor crítico (ver Lorimer & Kramer 2004).

3.1.5. Púlsares en sistemas binarios

Además del período rotacional, otra diferencia entre los púlsares normales y los MSPs es la pertenencia a un sistema binario. Casi el 80% de los MSPs tienen una compañera orbital detectada, pero para los púlsares normales este número es menor al 1%. Los MSPs suelen tener compañeras de baja masa ($\lesssim 0.5 M_{\odot}$, enanas blancas) y excentricidades muy pequeñas. Los púlsares con estrellas compañeras de alta masa ($\gtrsim 1 M_{\odot}$, estrellas de neutrones o de secuencia principal) tienen períodos de rotación mayores ($\gtrsim 20$ ms) y órbitas más excéntricas.

En estos sistemas binarios, la estrella inicialmente más masiva (estrella primaria) evoluciona primero y tras explotar como supernova deja una estrella de neutrones. En aquellos sistemas que continúan ligados gravitacionalmente, la estrella de neutrones se frena durante 10^6 – 10^7 yr en forma de un púlsar normal. Al cabo de un tiempo, la estrella restante (secun-

daria) se convierte en una gigante roja. Dependiendo de los parámetros de sistema, el fuerte campo gravitacional de la estrella de neutrones atrae materia de la gigante roja generando así un disco de acreción. El sistema se vuelve entonces visible en rayos X y suele llamarse una *binaria de rayos X*.

El disco de acreción transfiere momento angular orbital hacia la estrella de neutrones, aumentando su velocidad de rotación y reduciendo drásticamente su campo magnético (Bisnovaty-Kogan & Komberg, 1974; Shibazaki et al., 1989). Cuando se alcanza un equilibrio entre la presión magnética de la estrella de neutrones y la presión del material acretado, el púlsar alcanza un período de rotación estable, menor que el período inicial, y se conoce entonces como un *púlsar reciclado* (Bhattacharya & van den Heuvel, 1991).

3.1.6. *Glitches*

Si bien todas las estrellas de neutrones sufren una progresiva desaceleración en su velocidad de rotación, algunas de ellas presentan inestabilidades rotacionales llamadas *glitches* (Espinoza et al., 2011; Yu et al., 2013). Durante un *glitch* se observa un repentino y pequeño aumento en la velocidad de rotación⁽ⁱ⁾, seguido por un decaimiento exponencial hasta alcanzar el valor previo al mismo. Un *glitch* resulta en la llegada de los pulsos en un tiempo anterior al previsto (ver Fig. 3.6). Esto permite detectar su presencia por medio de la técnica de *pulsar timing* (Shemar & Lyne, 1996) que detallaremos en la Sec. 3.3.

Este fenómeno ocurre principalmente en púlsares jóvenes (Lyne et al., 2000). En particular, los púlsares con edades características $\tau_c < 10^4\text{--}10^5$ yr muestran una fuerte ocurrencia de *glitches* en forma típicamente impredecible. Generalmente, la aparición de *glitches* en púlsares jóvenes aumenta con el logaritmo de la tasa de desaceleración de la rotación (Urama & Okeke, 1999). En cambio, en los púlsares más viejos la presencia de *glitches* es menor y no se han observado *glitches* grandes para púlsares con $\tau_c > 10^7$ yr (Urama et al., 2013). A pesar de numerosas observaciones, no se han observado *glitches* en MSPs (Cognard & Backer, 2004). Este resultado es consistente con que los púlsares más viejos, como los MSPs, presentan una menor ocurrencia de *glitches*.

El primer modelo, propuesto por Baym et al. (1969), explicaba a los *glitches* como resultados de la actividad sísmica de la estrella, donde cambios abruptos y aleatorios en la forma de su corteza causan un cambio en su momento de inercia y (por conservación del momento angular) en la tasa de rotación. Sin embargo, este modelo no puede explicar los *glitches* observados para el púlsar Vela (Lyn, 1992). Es más probable que el origen de los *glitches* esté relacionado con la naturaleza superfluida del interior líquido de la estrella de neutrones (Anderson & Itoh, 1975; Ruderman, 1976).

Las observaciones de *glitches* y de sus procesos de relajación proporcionan fuerte evidencia a favor de la existencia de una componente superfluida dentro de la corteza externa de la estrella de neutrones. Además, permiten estudiar el comportamiento de materia cuando la misma se encuentra en densidades extremas. A su vez, los procesos de relajación proporcionan información acerca de la estructura y comportamiento del interior de la estrella, la cual se considera que es simultáneamente un súper fluido y un súper conductor. Esto da lugar a estudios astrosismológicos (Schutz, 2008; Manchester, 2018).

⁽ⁱ⁾También existen *anti-glitches* en los cuales la estrella de neutrones muestra una pequeña disminución en la velocidad de rotación (e.g.: Archibald et al., 2013; Garcia & Ranea-Sandoval, 2015).

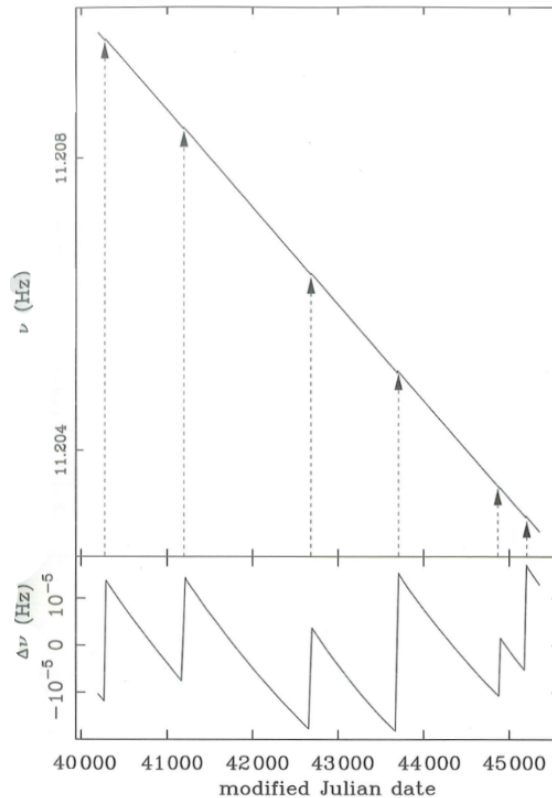


Figura 3.6. Frecuencia de rotación del pulsar Vela en función del tiempo (Lyne & Lorimer, 1994). El gráfico refleja la desaceleración de la rotación del pulsar. Las flechas indican la aparición de *glitches*, en los que la tasa de rotación del pulsar aumenta abruptamente. Los *glitches* y sus subsecuentes procesos de relajación se hacen más notorios en un gráfico de la diferencia de ν respecto a un modelo lineal (es decir, sin *glitches*), tal como se muestra en el panel inferior. Extraído de Lorimer & Kramer (2004).

3.2. Efectos del medio interestelar

Debido a la refracción de las ondas de radio, la componente ionizada del medio interestelar (IISM) afecta a la señal del pulsar de diferentes maneras. Se destacan tres efectos principales:

- **Dispersión:** Es un retraso en la propagación de las ondas que causa que los pulsos de frecuencia más baja lleguen más tarde que los de frecuencia alta.
- **Centelleo:** Es una variación en la intensidad del pulso que depende del tiempo y de la frecuencia del pulso incidente.
- **Scattering:** Debido a la propagación a través de diferentes caminos y a la diferencia entre las longitudes de los mismos. Como resultado, algunos fotones emitidos por el pulsar llegan más tarde que aquellos que viajan en línea recta.

Los términos dispersión y *scattering* hacen referencia a efectos ligeramente diferentes, incluso si comparten el mismo origen físico. La dispersión refiere al retraso de las ondas por el ISM debido a la dependencia de su velocidad de propagación con la frecuencia de las mismas. En el *scattering*, en cambio, el retraso se debe a la deflexión que sufren las ondas en el ISM, introduciendo una mayor longitud de camino recorrido.

A continuación se describe brevemente el impacto de estos efectos sobre los tiempos de arribo (TOAs) de los pulsos y la precisión con que se miden. Además del impacto directo

de estos efectos sobre las observaciones de púlsares, variaciones temporales en estos efectos también pueden causar distorsiones dependientes del tiempo en los residuos del *timing*. La mitigación de estos efectos puede ser fuente de más errores (ver Sec. 3.3.3).

3.2.1. Dispersión

El espacio interestelar de nuestra Galaxia está compuesto por una combinación de gas, polvo, y plasma difuso e ionizado (Ferrière, 2001). La presencia de este plasma da lugar a un índice de refracción que depende de la posición y que, por ende, afecta de manera diferente a la velocidad de grupo de las ondas electromagnéticas que recorren diferentes caminos dentro de esa región. En particular, la velocidad de grupo es $\propto \nu^{-2}$, por lo que el tiempo de viaje depende de la frecuencia en que se está observando (Lorimer & Kramer, 2004):

$$t = \mathcal{D} \frac{DM}{\nu_c^2} \quad (3.4)$$

donde $\mathcal{D} = 4.148808 \times 10^3 \text{ MHz}^2 \text{ pc}^{-1} \text{ cm}^3 \text{ s}$ es la constante de dispersión, ν_c es la frecuencia observada, y

$$DM = \int_0^d n_e dl \quad (3.5)$$

es la *medida de dispersión* (en pc cm^{-3}) la cual representa, a primer orden, el contenido electrónico total a lo largo de la línea de la visual hasta el púlsar.

La dispersión causa que los pulsos observados lleguen retardados a frecuencias más bajas en comparación a las frecuencias altas, afectando así las observaciones y el eventual análisis de *timing* en varias maneras:

1. La dispersión puede distorsionar la forma del pulso debido a una corrección limitada por la resolución finita de las observaciones. Esto suele conocerse como dispersión “intra-canal”, puesto que se debe a retrasos dispersivos dentro de un mismo canal de frecuencia.
2. También puede afectar de manera diferente a distintos canales dentro de la banda de frecuencia utilizada (dispersión “intra-banda”). Por ello, es fundamental contar con valores actualizados y precisos de la DM para evitar distorsiones en la forma del pulso al promediar en frecuencias una observación (ver Sec. 3.3.2.1).
3. La variabilidad de las DMs afecta no sólo al tiempo de arribo de un pulso individual, sino también al tiempo de arribo de todo el tren de pulsos. Por ende, debe ser tenida en cuenta al momento de calcular los residuos (ver Sec. 3.3.3). Esto se conoce como “retraso dispersivo absoluto” de las observaciones, puesto que no es una comparación relativa entre dos partes de una observación sino que la afecta en su totalidad.

Como los púlsares son objetos con velocidades espaciales típicamente altas (Gunn & Ostriker, 1970; Lyne & Lorimer, 1994), la visual hacia un púlsar también se mueve a través de la Galaxia a una velocidad alta, causando así que la densidad electrónica integrada a lo largo de la visual cambie a lo largo del tiempo (Rawley et al., 1988). El hecho de que la distribución de densidades del IISM sea estocástica (Armstrong et al., 1995) y que varíe significativamente sobre grandes escalas implica que estas variaciones no son deterministas (es decir que no pueden ser predichas) y serán detectables en las observaciones de PTAs.

En la práctica, se han observado variaciones temporales de DM en una gran variedad de MSPs (Rawley et al., 1988; Keith et al., 2012; Caballero et al., 2016; Jones et al., 2017) y es actualmente una de las principales limitaciones a la sensibilidad de los PTAs (Verbiest et al., 2016). Para cuantificar este efecto, consideremos el retraso dispersivo a dos frecuencias arbitrarias y diferentes ν_1 y ν_2 tales que $\nu_1 > \nu_2$, de la ecuación (3.4) se tiene que:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \mathcal{D} \times \text{DM} \left(\frac{1}{\nu_2^2} - \frac{1}{\nu_1^2} \right) \quad (3.6)$$

Introduciendo una frecuencia central $\nu_c = \frac{\nu_1 + \nu_2}{2}$ y el ancho de banda fraccionario $B = \frac{\nu_1 - \nu_2}{\nu_c}$ de la observación, la ecuación (3.6) puede escribirse como:

$$\Delta t = \frac{\mathcal{D} \times \text{DM}}{\nu_c^2} \frac{2B}{\left(1 - \frac{1}{4}B^2\right)^2} \quad (3.7)$$

Para un ancho de banda fraccionario pequeño ($B \ll 2$) esta ecuación se reduce a (Verbiest & Shaifullah, 2018):

$$\Delta t = 8.3 \times 10^3 B \frac{\text{DM}}{\text{pc cm}^{-3}} \left(\frac{\text{MHz}}{\nu_c} \right)^2. \quad (3.8)$$

La ecuación 3.7 se grafica en la Fig. 3.7 para algunas bandas típicamente usadas en PTAs.

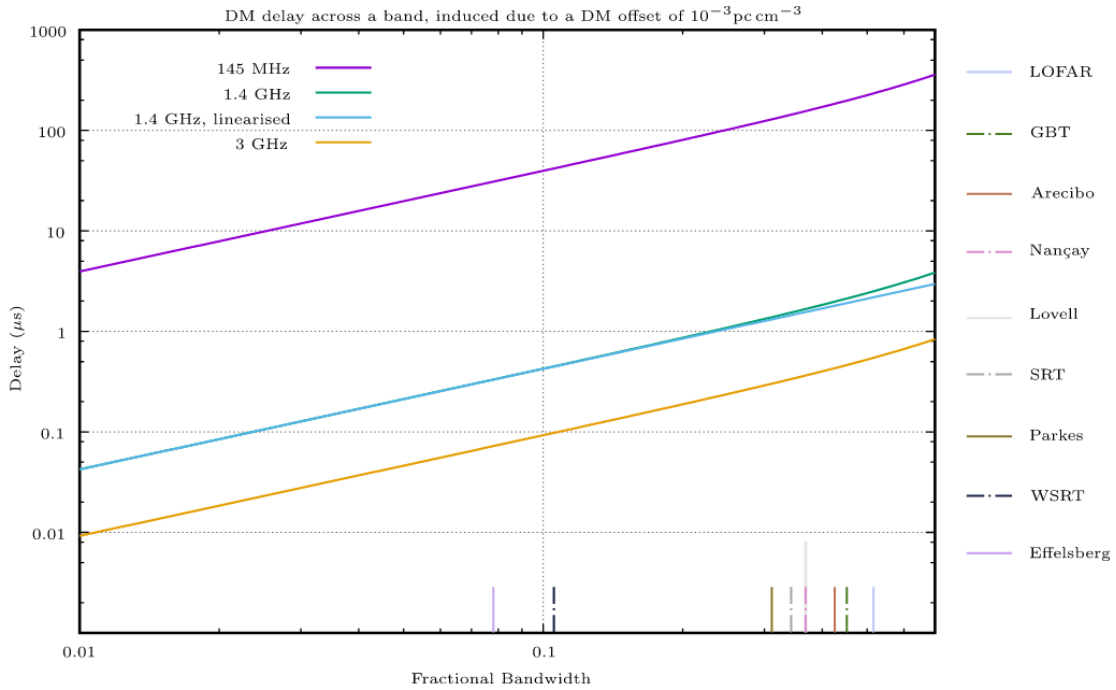


Figura 3.7. Retraso temporal a lo largo de una banda de observación, causada por un error en la DM de $10^{-3} \text{pc cm}^{-3}$ para tres frecuencias de observación diferentes, expresados como una función del ancho de banda fraccionario B . Las barras verticales en la parte inferior indican el ancho de banda fraccionario más alto alcanzable por los varios telescopios indicados. Para la mayoría de las observaciones PTA el retraso por DM no sería detectable en una sola observación a $\nu > 1.4 \text{GHz}$, pero sí al comparar observaciones. El retraso por DM es más significativo para observaciones a bajas frecuencias. Extraído de Verbiest & Shaifullah (2018).

Comparando las ecuaciones 3.4 y 3.8 vemos que, para un dado error en DM, el retraso temporal a lo largo de la banda de observación (Δt) excede el retraso total del tren de pulsos sólo si $B \geq 0.5$. En la práctica, todos los sistemas de observación tienen $B \leq 0.5$ de modo que los retrasos por dispersión dentro de la banda observada son inferiores al retraso total sobre el TOA final. Aún más, tal como puede verse en la Fig. 3.7, el retraso a lo largo de una banda está típicamente por debajo del milisegundo. Esto significa que el efecto de la dispersión a lo largo de la banda de observación es esencialmente despreciable para errores en la DM

$\lesssim 10^{-3}$ pc cm $^{-3}$. Como todos los PTAs actuales tienen al menos 32 canales a lo largo de su ancho de banda, valores incorrectos de DM introducen distorsiones significativas en el perfil de pulso a nivel de un canal de frecuencia individual sólo si el error en DM es significativamente mayor que 10^{-2} pc cm $^{-3}$, lo cual sólo ocurre para púlsares recién detectados y que poseen valores de DM inciertos (Liu et al., 2011).

Esta situación es diferente a frecuencias bajas por ser más sensibles a la dispersión interestelar y, tal como se muestra en la Fig. 3.7, la dispersión a lo largo de una banda se vuelve significativa incluso para B pequeños. Por ende, para estas observaciones es fundamental analizar las variaciones en la DM y corregir por los retrasos que ésta genera.

3.2.2. Centelleo

El centelleo es típicamente observado como una variación en la densidad de flujo proveniente de una fuente como función del tiempo y la frecuencia. A medida que el frente de onda emitido por el púlsar se propaga por el medio interestelar, variaciones a pequeña escala en la densidad de electrones causan distorsiones de fase que difieren a lo largo del frente de onda. Estas distorsiones resultan en interferencia constructiva o destructiva. Como resultado, se observarán variaciones llamadas centelleos (*scintles*) en la densidad de flujo sobre escalas de tiempo relativamente cortas y anchos de banda angostos. El tamaño del centelleo en frecuencia y tiempo se relaciona con el tamaño de la perturbación en densidad del ISM.

Los centelleos son identificados en el *espectro dinámico*, que es una matriz bidimensional de intensidad (o densidad de flujo) como una función del tiempo y de la frecuencia. Dependiendo del tamaño de los centelleos, estos pueden clasificarse en dos clases (Rickett, 1990).

3.2.2.1. Centelleo difractivo

El **centelleo difractivo** (ver Fig. 3.8) es la clase de centelleo más estudiada (y la primera observada: Scheuer, 1968) en observaciones de púlsares. Es típicamente causada por estructuras en el ISM con tamaños del orden de 10^9 m (Armstrong et al., 1995). Resulta en centelleos con anchos de banda característicos del orden de MHz y escalas temporales del orden de horas para observaciones a frecuencias de ~ 1.4 GHz. A frecuencias más bajas (\sim KHz) estos valores disminuyen a anchos de unos pocos kHz y duraciones del orden del segundo.

A primer orden, los efectos del centelleo difractivo sobre la precisión del proceso de *timing* son despreciables puesto que la amplitud del perfil de pulso observado no afecta a su TOA ni tampoco al error en el mismo. Sin embargo, en la práctica puede observarse un pequeño (aunque importante) efecto si el ancho de banda observado de los TOAs es lo suficientemente grande como para que haya cambios significativos en la forma del perfil a lo largo del ancho de banda. El perfil modelo (*template*) usado para el cálculo de los TOAs (ver Sec. 3.3.2.2) modela la forma promedio del pulso a lo largo del ancho de banda, pero debido al efecto del centelleo éste puede estar dominado por la forma del pulso hacia los extremos de la banda. Esto puede resultar en un desfasaje entre la forma del *template* y de las observaciones, el cual a su vez resultará en valores incorrectos de los TOAs y de sus errores (Liu et al., 2011).

Un efecto secundario del centelleo difractivo es que puede reducir el tiempo de integración artificialmente. Esto se debe a que aumenta el brillo del púlsar durante una parte del tiempo de observación pero reduce el brillo durante el resto de la misma, particularmente en los anchos de banda que son del mismo orden que el ancho del centelleo. Si bien en promedio esto no afecta a la relación S/N de la observación, sí aumenta el *jitter* del perfil de pulso resultante, es decir, aumenta la variación estocástica en intensidad pulso a pulso. Como consecuencia, el número efectivo de pulsos que contribuyen al perfil, y por ende el tiempo de integración, se ve reducido.

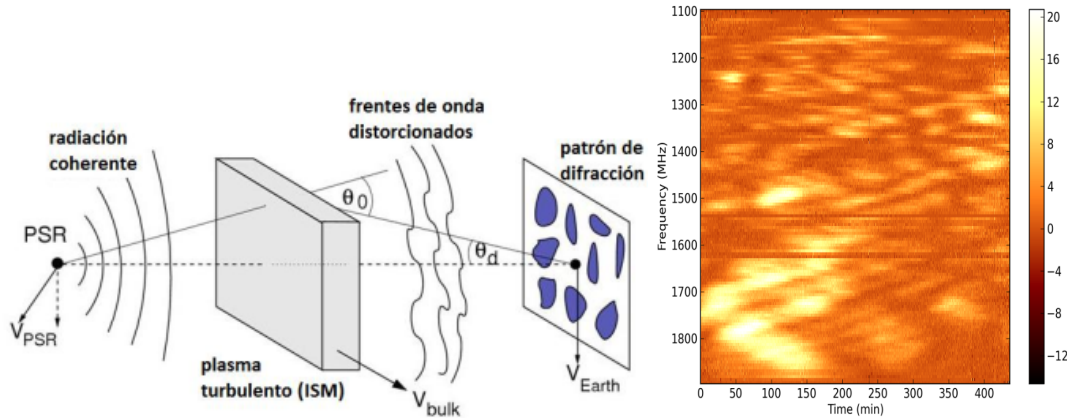


Figura 3.8. En el gráfico de la izquierda (extraído de [Lorimer & Kramer 2004](#)) se esquemmatizan las inhomogeneidades de ISM que resultan en centelleos. La señal del púlsar es distorsionada por una pantalla de plasma con pequeñas irregularidades. Las ondas emergentes forman un patrón de interferencia en la posición del observador. En la figura de la derecha (adaptada de [Kunkel 2017](#)) se muestra un espectro dinámico de PSR J1713+0747 hecho con datos tomados con el radiotelescopio Green Bank. En el mismo se observan regiones más brillantes (centelleos) que se corresponden a aumentos en la densidad de flujo observada, debidos a efectos del centelleo interestelar.

3.2.2.2. Centelleo Refractivo

El **centelleo refractivo** es causado por variaciones en la densidad del IISM en escalas de distancias mucho mayores que el difractivo, de $\sim 10^{13}$ m ([Armstrong et al., 1995](#)). Esta clase de centelleo típicamente involucra también deflexiones angulares detectables como retrasos temporales (en lugar de una simple variación de fase) y variaciones en la densidad de flujo sobre escalas de tiempo mucho mayores que lo observado en el caso de centelleo difractivo ([Kaspi & Stinebring, 1992](#)). Estas variaciones abarcan un ancho de banda mucho mayor que las causadas por el centelleo difractivo, y en consecuencia sus efectos sobre el cálculo de los TOAs y sus errores son despreciables.

El centelleo refractivo sólo afecta la densidad de flujo de las observaciones y por ende no se espera que tenga un impacto significativo sobre los TOAs o sus errores (además de aumentar o bajar el nivel del piso de ruido blanco).

3.2.3. Scattering

La dispersión o **scattering** es un efecto que causa un ensanchamiento del perfil de pulso cuando un número significativo de fotones son refractados (o deflectados) por una inhomogeneidad en la densidad de electrones n_r del IISM a una distancia significativa de la línea directa de la visual, tal como se muestra en la Fig. 3.8. Si la inhomogeneidad tiene un tamaño típico a , después de viajar una distancia d entre el púlsar y la Tierra, un frente de onda de frecuencia ν sufre un desvío en un ángulo dado por (e.g.: [Lorimer & Kramer, 2004](#)):

$$\theta_0 = \frac{e^2}{\pi m_e} \frac{\Delta n_e}{\sqrt{a}} \frac{\sqrt{d}}{\nu^2} \quad (3.9)$$

Como resultado de esta deflexión (ver Fig. 3.8) se observa un ensanchamiento en la imagen resultante, la cual es observada como un disco difuso centrado en la posición del púlsar con un radio angular $\theta_d = \theta_0/2$.

Los rayos recibidos a un ángulo θ llegan ligeramente más tarde que aquellos que viajaron sin ser deflectados, con un retraso $\Delta t(\theta) = \theta^2 d/c$, dando así una intensidad

$$I(t) \propto \exp(-c\Delta t/(\theta_d^2 d)) \equiv e^{-\Delta t/\tau_s} \quad (3.10)$$

con $\tau_s = \theta_d^2 d/c$. No todos los fotones son reflectados de igual manera, sino que pueden seguir caminos diferentes y por ende llegar a tiempos diferentes. Las escalas de las estructuras refractivas del IISM hacen que las variaciones en los ángulos de arribo sean lo suficientemente grandes como para los retrasos en los TOAs sean del orden de $\sim 1 \mu\text{s}$ e incluso $\sim 1 \text{ s}$.

Como resultado del *scattering*, el perfil del pulso emitido es ensanchado. El efecto es equivalente a convolucionar el perfil del pulso con una función exponencial, dando lugar así a las llamadas “colas de dispersión exponencial” en los extremos del perfil de pulso. Este efecto dificulta el proceso de *timing* ya que suaviza los máximos de intensidad característicos del pulso original que facilitan la correlación cruzada usada para determinar los TOAs (ver Sec. 3.3.2.3). Sin embargo, a menos que la forma de la cola de dispersión varíe con el tiempo, estas variaciones son despreciables (en general, $\sim 1 \text{ ns}$) siempre que no se trabaje a un nivel de precisión muy alto (Levin et al., 2016).

3.3. Tiempos de arribo de pulsos

3.3.1. Pulsar timing

Tal como vimos en la Sec. 3.1, los púlsares se caracterizan por emitir radiación pulsada en forma periódica. En particular, los MSPs se destacan por ser rotadores altamente estables y los tiempos de arribo (TOAs) de sus pulsos pueden medirse en forma mucho más precisa que para púlsares normales, actuando así como relojes de precisión naturales. Si es posible desarrollar un modelo físico del púlsar y del medio interestelar que prediga la llegada de los pulsos, entonces cualquier apartamiento de los TOAs observados respecto del modelo puede usarse para inferir información acerca del púlsar y de su entorno físico. Esta técnica se denomina *pulsar timing* y hace uso de la estabilidad intrínseca en la tasa de rotación de los púlsares para estudiar una gran variedad de fenómenos astrofísicos, tales como efectos del medio interestelar, pertenencia del púlsar a un sistema binario, y ondas gravitacionales.

En la práctica, este procedimiento involucra el modelado de varios efectos y requiere un proceso iterativo para ser optimizado, tal como se muestra en el diagrama de flujo presentado en la Fig. 3.9. Este proceso puede resumirse de la siguiente manera:

1. **De-dispersión:** Debido a que la observación es tomada usando canales que abarcan diferentes frecuencias, el pulso observado estará distorsionado por efectos de la dispersión del ISM (ver Sec. 3.2.1), luego es necesario de-dispersar la señal a partir de un modelo del contenido electrónico del medio entre el púlsar y la Tierra.
2. **Plegado:** Los pulsos individuales obtenidos a lo largo de una observación son sumados en fase para producir un perfil de pulso promedio que sea visible por sobre el ruido de fondo.
3. **Generación del *template*:** Un *template* es una representación del perfil de pulso que tendría el púlsar si este no estuviera afectado por ruido y proporciona una referencia fiduciaria con la cual contrastar el perfil obtenido.
4. **Obtención de TOAs:** A través de una correlación cruzada entre el *template* y el perfil de pulso observado se puede medir el apartamiento entre ambos y de esta manera calcular el TOA correspondiente.

5. **Cálculo de residuos:** A partir de un modelo para el púlsar se calcula un tiempo de arribo teórico para cada TOA. A los TOAs observados se les restan los predichos por el modelo, de manera de obtener los “residuos” correspondientes a cada observación. Los parámetros del modelo se refinan iterativamente para minimizar el error cuadrático medio (RMS) de los residuos.

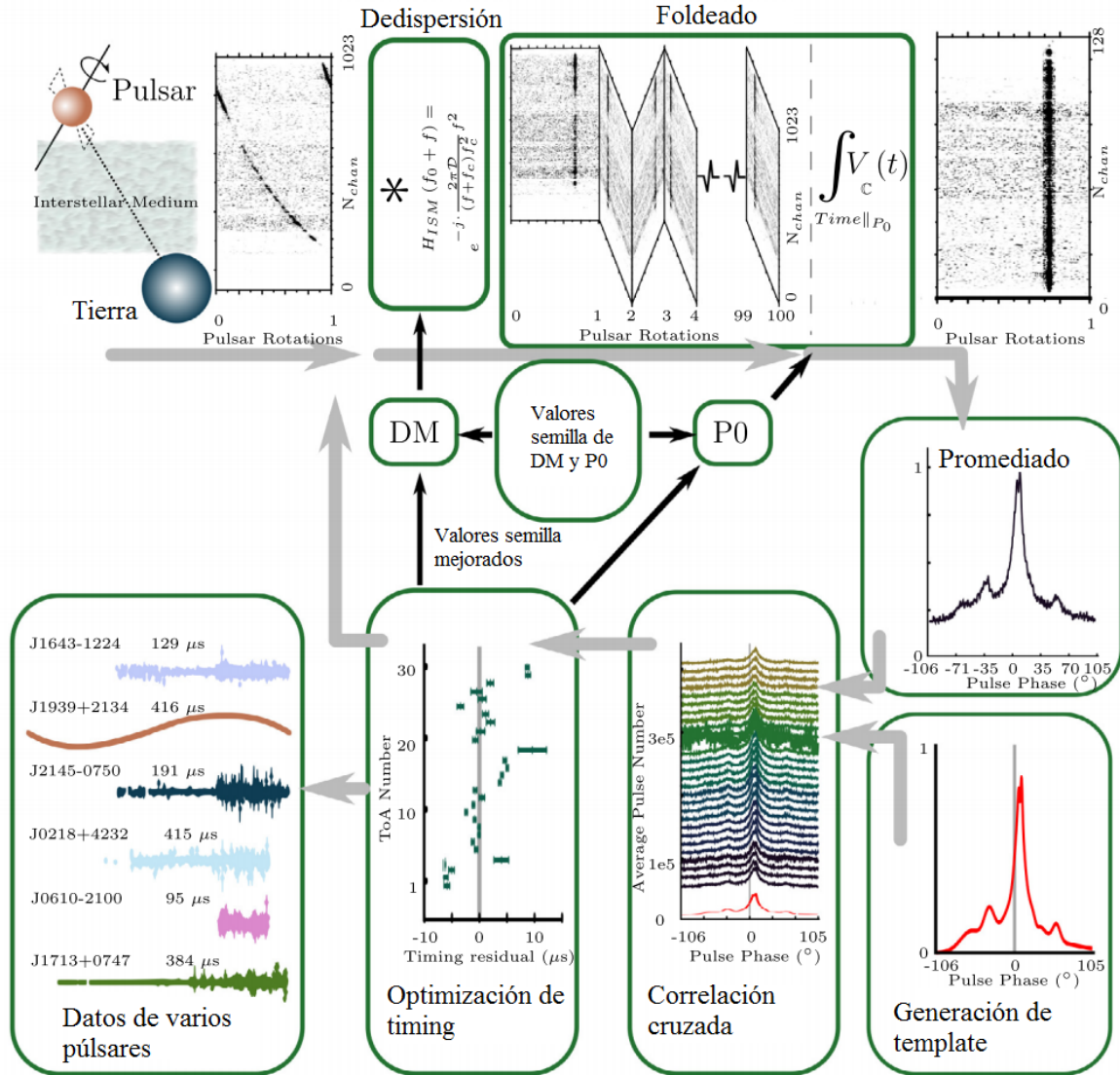


Figura 3.9. Diagrama de flujo del proceso de *timing*. Empezando arriba y a la izquierda, se muestran los varios pasos involucrados en el proceso de *timing* de alta precisión. Típicamente, el proceso comienza con valores semilla de la medida de dispersión (DM) y del período de rotación (P_0) que son obtenidos al descubrir el púlsar. La señal de radio incidente en el telescopio es digitalizada, de-dispersada, y plegada, dando así un perfil de pulso promediado. Este perfil observado es convolucionado con un *template* (mostrado en rojo) y los TOAs resultantes son ajustados al modelo de *timing*. Esto resulta en un conjunto de valores mejorados para los estimadores de los parámetros que son aplicados a las observaciones sucesivas, dando así una mejor reconstrucción del perfil de pulso y, por ende, un *timing* más preciso. Los datos de la primera fila se corresponden a observaciones de PSR J2016+1948 obtenidas por [Verbiest & Shaifullah \(2018\)](#). Los datos del gráfico de residuos se corresponden a PSR J0437-4715 y fueron descargados del ATNF ([Hobbs et al., 2011](#)).

Esta técnica permite conocer un gran número de propiedades de púlsares, los sistemas binarios de los que forman parte, el ISM y del propio Sistema Solar. También es relevante en la búsqueda de GWs mediante la detección de señales correlacionadas que aparecen en las mediciones de múltiples púlsares. Esta clase de análisis es desarrollada como parte de los PTAs, tal como veremos en la Sec. 4.1.

3.3.2. Obtención de TOAs

La técnica de *pulsar timing* se basa en la medición de múltiples TOAs durante intervalos de tiempo grandes. Una observación contiene un muestreo de la señal en numerosos canales de frecuencia y con un paso temporal lo suficientemente pequeño como para reproducir fielmente el pulso observado. Las observaciones son almacenadas en 4 dimensiones: tiempo de observación, frecuencia, modos de polarización, e intensidad. El cálculo de los TOAs necesita realizarse en tres pasos: (a) plegado, (b) creación de *template*, y (c) correlación cruzada.

3.3.2.1. Plegado

Los púlsares son radio fuentes demasiado débiles como para que sus pulsos individuales sean detectados. La forma del perfil del pulso sólo se hace discernible por sobre el ruido de fondo cuando varias decenas de pulsos son sumados en fase, o “plegados” (del inglés *folded*). Así, la señal resultante está amplificada y se obtiene un perfil de pulso promedio. En caso de que haya RFIs presentes en la observación, un paso previo al plegado es aplicar máscaras para mitigar los efectos de las mismas (ver Sec. 2.1.4). El proceso de plegado involucra:

1. De-dispersar los datos (ver Sec. 3.2.1) para mitigar los efectos de dispersión del ISM.
2. Crear un arreglo para almacenar el perfil plegado en n_{bins} elementos equiespaciados (llamados “*bins*”) a lo largo del período de pulsación. Cada *bin* se corresponde a una fase particular del pulso, donde la fase central del *bin* i es $(i - 0.5)/n_{\text{bins}}$.
3. Tomar una muestra de la observación y calcular el período del púlsar, P_{topo} , en el sistema del observatorio. Este período es corregido por la posición y movimiento propio del observatorio (corrección baricéntrica), usando una efemérides del púlsar y de la ubicación del observatorio.
4. Con el valor de P_{topo} obtenido, calcular la fase de la muestra relativa al período.
5. Añadir la muestra al *bin* correspondiente según su fase.
6. Repetir el paso 3 para la siguiente muestra.

Al final de este proceso cada *bin* del perfil plegado es normalizado por el número de muestras que acumuló. El *perfil de pulso integrado* resultante representa la emisión promedio del púlsar en función de su fase rotacional.

En general, el período observado variará a medida que avanza la observación (por ejemplo, debido al movimiento de rotación de la Tierra). Por lo tanto, se modela la evolución temporal del período observado, $\dot{P}_{\text{obs}}(t)$, a partir de una serie de Taylor cuyos coeficientes son determinados de modo que la S/N sea óptima. Estos coeficientes contienen información acerca del proceso de plegado utilizado. Una vez que el modelo de *timing* es optimizado y se cuenta con efemérides actualizadas, la fase de cada muestra puede calcularse con suficiente precisión como para evitar deformaciones.

Este proceso es implementado por medio de paquetes de software tales como PRESTO (Ransom, 2011), el cual incluye herramientas para la corrección de efemérides y por el movimiento del observatorio. Estos son capaces de crear máscaras para filtrar RFIs, contemplar la modulación orbital, ajustar períodos, y almacenar los coeficientes del polinomio de ajuste en un archivo de extensión `polyco`.

3.3.2.2. Creación del template

Si bien es posible determinar los TOAs en base a la posición del pico de flujo del perfil plegado, un método más preciso y comúnmente utilizado es determinar los TOAs por medio de una correlación cruzada con un perfil modelo o *template*. Idealmente, un *template* es una versión libre de ruido del perfil de pulso observado, pero en la práctica tal perfil es imposible de obtener. Por ende, existen varias técnicas para crear *templates*:

- La técnica más común consiste en plegar un número grande de observaciones del púlsar en cuestión, tomadas en una misma frecuencia de observación. Como resultado se obtiene un perfil de pulso con una S/N mayor que para cada uno de los perfiles individuales.
- Otra posibilidad es, si se observa un objeto intrínsecamente muy brillante, escoger una observación individual con S/N alta y remover ruido de la misma por medio de algoritmos de “suavizado” (del inglés, *smoothing*).
- Se puede construir un *template* analíticamente, representando al perfil de pulso como una suma de componentes Gaussianas y ajustando dicha función a un conjunto de observaciones con S/N alta (Foster et al., 1991). Este método es apropiado para medidas multi-frecuencia en las que se observan perfiles que cambian de forma con la frecuencia (Sec. 3.1.2). Para producir un *template* para una frecuencia adicional se mantienen fijas las posiciones y se ajustan las amplitudes y anchos relativos (Kramer et al., 1998b).

3.3.2.3. Correlación cruzada

Como vimos en la Sec. 3.1.2, el perfil de pulso integrado tiene una forma estable para cualquier frecuencia de observación. Esta propiedad implica que los TOAs pueden determinarse con precisión mediante una correlación cruzada entre el perfil observado y un *template*. Supongamos que el perfil observado, $\mathcal{P}(t)$, es una versión dilatada y trasladada temporalmente del template, $\mathcal{T}(t)$, con ruido agregado, $\mathcal{N}(t)$. Matemáticamente, esto es:

$$\mathcal{P}(t) = a + b\mathcal{T}(t - \tau) + \mathcal{N}(t), \quad (3.11)$$

donde a es un parámetro de *offset* arbitrario y b un factor de escala. La diferencia temporal entre el perfil observado y el *template*, τ , da el TOA relativo al *template* y al tiempo de inicio de la observación. Para minimizar el último término en la Ec. 3.11 se utiliza un *template* libre de ruido.

La diferencia de fase entre el *template* y la observación se mide realizando una correlación cruzada entre ambos perfiles de pulso. Este procedimiento puede realizarse en el dominio temporal o, equivalentemente, en el dominio de frecuencias luego de haber realizado una transformada de Fourier del *template* y del perfil observado (Taylor, 1992). Mientras que en el primer caso la precisión alcanzada es de una décima del intervalo de muestreo, el segundo método está limitado únicamente por la relación S/N del perfil de pulso. En la práctica, la obtención de TOAs se lleva a cabo tomando un “punto fiducial” sobre el *template* y comparándolo con el punto correspondiente sobre el perfil observado. Puesto que el punto escogido es el mismo para todas las frecuencias, es posible comparar TOAs a distintas frecuencias.

Error en TOAs

El error en la medición de un TOA, entendido como el cociente del ancho del pulso, W , a la relación S/N de perfil, puede obtenerse usando la ecuación del radiómetro (ver Ec. 2.13):

$$\sigma_{\text{TOA}} \simeq \frac{W}{S/N} \propto \frac{S_{\text{sys}}}{\sqrt{t_{\text{obs}}\Delta f}} \times \frac{P\delta^{3/2}}{S_{\text{mean}}}, \quad (3.12)$$

donde S_{sys} es la densidad de flujo equivalente del sistema, Δf es el ancho de banda de la observación, t_{obs} es el tiempo de observación, P es el período de pulsación, $\delta = W/P$ es el “ciclo de trabajo” y S_{mean} es la densidad de flujo media del púlsar. De esta manera, se obtienen mejores resultados usando sistemas con un ancho de banda grande (S_{sys} baja y Δf grande) y para púlsares brillantes (S_{mean} grande) y de período corto con pulsos angostos (es decir, con un δ pequeño).

Una de las razones por las cuales se usan perfiles integrados de pulso es porque su mayor S/N disminuye el error en los TOAs, tal como se indica en la Ec. 3.12. En cambio, la medición de pulsos individuales resulta en errores del orden del ancho del pulso, $\sigma_{\text{TOA}} \propto W$. Es necesario adicionar un número suficiente de pulsos, generalmente unos cientos, para obtener un perfil estable que pueda ser correlacionado con el *template* (ver Sec. 3.1.2).

Para los MSPs es posible sumar unos centenares de miles de pulsos con tan sólo unos pocos minutos de observación. En general, esto resulta en perfiles altamente estables. Este factor, junto con su tasa de rotación altamente estable (ver Sec. 3.1.4), determina que los TOAs obtenidos para MSPs sean mucho más estables que los obtenidos para púlsares normales.

Transformación de sistema de referencia

El sistema de referencia de la observación no es inercial, puesto que los telescopios utilizados están en la Tierra, y esta a su vez está orbitando al Sol. Por ende, es necesario transformar los TOAs obtenidos (TOAs “topocéntricos”) al Baricentro del Sistema Solar (SSB) que, en primera aproximación, puede considerarse como un sistema inercial. Esta transformación permite además comparar TOAs medidos en diferentes observatorios y en instantes diferentes. La transformación desde un TOA topocéntrico, t_{topo} , a un TOA baricéntrico, t_{SSB} , es:

$$t_{\text{SSB}} = t_{\text{topo}} + t_{\text{corr}} - \Delta D/f^2 + \Delta_{\text{R}_{\odot}} + \Delta_{\text{S}_{\odot}} + \Delta_{\text{E}_{\odot}}, \quad (3.13)$$

donde:

- t_{corr} contempla correcciones aplicadas al pasar de una escala de tiempo topocéntrica a una baricéntrica;
- $\Delta D/f^2$ es la corrección por dispersión. Su efecto depende del púlsar y de la frecuencia, pero para J0437-4715 es de ~ 30 ns.
- $\Delta_{\text{R}_{\odot}}$ es el “retraso de Röemer”, que es el tiempo que la luz tarda en viajar desde el telescopio al SSB, y tiene una amplitud máxima de ~ 500 s $\cos \beta$, donde β es la latitud ecliptical del púlsar (Lorimer & Kramer, 2004).
- $\Delta_{\text{S}_{\odot}}$ es el “retraso de Shapiro”, una corrección relativista debido a la curvatura del espacio-tiempo causada por las masas en el Sistema Solar (Shapiro, 1964). El retraso de una señal que pasa cerca del Sol es ~ 120 μs y si pasa cerca de Júpiter es ~ 200 ns;
- $\Delta_{\text{E}_{\odot}}$ es el “retraso de Einstein” debido a la dilatación del tiempo debido al movimiento de la Tierra y el corrimiento al rojo gravitacional causado por otros cuerpos del Sistema Solar, cuyo efecto es de orden < 0.1 ms (Wex, 2014).

Las observaciones de púlsares en sistemas binarios muestran una variación periódica en los TOAs. Por ende, el modelo de la ec. 3.13 necesita ser extendido para incorporar el movimiento orbital del púlsar en torno al centro de masa del sistema binario:

$$t_{\text{SSB}} = t_{\text{topo}} + t_{\text{corr}} - \Delta D/f^2 + \Delta_{\text{R}_{\odot}} + \Delta_{\text{S}_{\odot}} + \Delta_{\text{E}_{\odot}} + \Delta_{\text{RB}} + \Delta_{\text{SB}} + \Delta_{\text{EB}} + \Delta_{\text{AB}}. \quad (3.14)$$

Los nuevos términos describen un retraso de Röemer adicional debido al movimiento orbital, retrasos de Shapiro y Einstein para tener en cuenta el campo gravitacional de la compañera, y efectos debido a la aberración causada por el movimiento orbital (Lorimer & Kramer, 2004).

Tal como vimos en la Sec. 3.1.4, la tasa de rotación de un púlsar no es constante sino que sufre una lenta desaceleración en el tiempo. Luego, en un sistema de referencia co-móvil con el púlsar podemos expresar su frecuencia de rotación por medio de una expansión de Taylor:

$$\nu(t) = \nu_0 + \dot{\nu}_0(t - t_0) + \frac{1}{2}\ddot{\nu}_0(t - t_0)^2 + \dots, \quad (3.15)$$

donde $\nu_0 = \nu(t_0)$ es la frecuencia de rotación y $\dot{\nu}_0 = \dot{\nu}(t_0)$ y $\ddot{\nu}_0 = \ddot{\nu}(t_0)$ son sus derivadas temporales en alguna época de referencia t_0 . Los parámetros ν y $\dot{\nu}$ se asocian a procesos físicos que causan la desaceleración del púlsar. Excepto en púlsares muy jóvenes, el valor de $\ddot{\nu}$ es usualmente muy pequeño para ser medido.

A los efectos incluidos en las Ec. 3.14 y 3.15 se suman otros términos, tanto deterministas como estocásticos, que afectan a los tiempos de llegada de los pulsos (ruido, GWs, etc.). Un modelo completo para los TOAs de los pulsos puede escribirse como:

$$t = t_{\text{TM}} + t_{\text{DM}} + t_{\text{GW}} + t_{\text{RN}} + t_{\text{EC}} + t_{\text{WN}}, \quad (3.16)$$

donde tenemos los siguientes términos:

- t_{TM} : Modelo físico para los TOAs teniendo en cuenta los *parámetros astrométricos* (posición, movimiento propio y paralaje, retrasos de Römer y de Shapiro), los *parámetros rotacionales* (frecuencia de rotación y sus derivadas, ver Ec. 3.15), y los parámetros asociados a la dinámica orbital en un sistema binario (ver Ec. 3.14).
- t_{DM} : Modelo para las variaciones en la medida de dispersión (varía como $1/\nu^2$).
- t_{GW} : Modelo para ondas gravitacionales (ver Cap. 4). Esto puede incluir fuentes deterministas o estocásticas.
- t_{RN} : Modelo para el “ruido rojo” (es decir, ruido a bajas frecuencias).
- t_{EC} : Modelo para ruido correlacionado en escalas de tiempo cortas ($\sim \mu\text{s}$).
- t_{WN} : Modelo para el “ruido blanco” (es decir, independiente de la frecuencia).

La Ec. 3.16 depende de un conjunto de parámetros; al proveer valores para los mismos obtenemos un modelo matemático, llamado “modelo de *timing*”, capaz de dar valores deterministas para los tiempos de arribo de los pulsos. Algunos de estos parámetros son conocidos con gran precisión (como las efemérides del Sistema Solar), mientras que otros no son conocidos a priori o son conocidos con poca precisión (como los parámetros orbitales del sistema binario) y necesitan ser ajustados.

3.3.3. Cálculo de residuos

Una vez que los TOAs han sido calculados, el siguiente paso es comparar estos TOAs con aquellos predichos por el modelo de *timing*. Las diferencias entre los TOAs predichos y medidos se denominan los **residuos** de *timing*:

$$\delta t = t^{\text{obs}} - t^{\text{det}}(\xi_{\text{est}}) = t^{\text{det}}(\xi_{\text{tru}}) - t^{\text{det}}(\xi_{\text{est}}) + n, \quad (3.17)$$

donde t^{obs} son los TOAs observados y $t^{\text{det}}(\xi_{\text{est}})$ son los tiempos deterministas dados por el modelo de *timing* evaluado en algún conjunto de parámetros, ξ_{est} . Asumimos que los TOAs observados son iguales a los que daría el modelo de *timing* si este fuera evaluado en un conjunto de parámetros “verdaderos”, ξ_{tru} , más un cierto ruido, n , que es una combinación de todos los términos de ruido en la Ec. 3.16.

3. Púlsares

Si escribimos ξ_{est} , en términos de ξ_{tru} , como $\xi_{\text{tru}} = \xi_{\text{est}} + \varepsilon$, donde ε es un parámetro de *offset*, la Ec. 3.17 puede re-escribirse como (Nanograv, 2015):

$$\delta t = t^{\text{det}}(\xi_{\text{tru}} + \varepsilon) - t^{\text{det}}(\xi_{\text{est}}) + n = M\varepsilon + n, \quad (3.18)$$

donde M es una matriz de diseño cuyas columnas se corresponden al modelo linealizado de *timing* (en torno a los valores estimados de modelo).

Un buen modelo de *timing* debería dar valores de los residuos con una baja dispersión en torno al cero y donde cualquier apartamiento respecto al mismo se debe únicamente a ruido blanco. Las desviaciones no aleatorias de los residuos se deben a efectos sin modelar o parámetros sin ajustar, cada uno de los cuales introduce una estructura particular en los residuos de *timing*. Por nombrar algunos ejemplos:

- Errores en ν llevan a un apartamiento lineal de los residuos respecto al cero, mientras que errores en $\dot{\nu}$ llevan a un apartamiento cuadrático.
- Un error en la posición de la fuente (o equivalente, en la posición del SSB) contribuye con un término sinusoidal a los residuos con un período de un año.
- Si el púlsar tiene un movimiento propio mal modelado, este efecto aparece en los residuos como una senoide multiplicada por un término cuadrático.
- El retraso en el TOA por efectos de la paralaje del púlsar introduce un término sinusoidal a los residuos, con un período de seis meses.
- El movimiento orbital de un púlsar en un sistema binario introduce una estructura sinusoidal a los residuos de período igual al período orbital.

El comportamiento de estos y otros parámetros se ejemplifica en la Fig. 3.10 para el caso particular del púlsar PSR B1133+16.

Cuando un púlsar es descubierto se cuenta con valores iniciales (de baja precisión) para la frecuencia de rotación, tasa de desaceleración, posición, y medida de dispersión. Se parte de un conjunto pequeño de TOAs obtenidos lo suficientemente cerca en tiempo para que los errores acumulados en los parámetros iniciales no excedan un período de pulsación. Luego, se optimiza el modelo de *timing* ajustando sus parámetros de modo que minimicen los residuos de los TOAs. En general, esto se lleva a cabo mediante un ajuste por mínimos cuadrados lineal de los parámetros del modelo respecto a los residuos (Edwards et al., 2006; Hobbs et al., 2006). En este caso, se minimiza el estadístico

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^N \frac{\delta t_i}{\sigma_i}, \quad (3.19)$$

donde N es el número de TOAs, σ_i es el error del i -ésimo TOA, y δt_i es el residuo asociado. Cuando el ajuste es bueno, los residuos obtenidos muestran una distribución Gaussiana en torno al cero con una media cuadrática (RMS) comparable a los errores en los TOAs (ver Fig. 3.10). A medida que aumenta el número de observaciones (y por ende, el número de TOAs), este proceso puede iterarse para obtener valores más precisos de los parámetros y, por ende, un mejor modelo de *timing*.

En el caso de púlsares en sistemas binarios, la precisión en los parámetros de *timing* mejora al observar el púlsar cuando el mismo está en diferentes puntos de su órbita. Los errores en los valores ajustados de los parámetros se estiman a partir de las matrices de covarianza del ajuste ((eg. Press et al., 1992)). Fundamentalmente, los errores que pueden afectar este análisis pueden dividirse en tres categorías (Verbiest & Shaifullah, 2018):

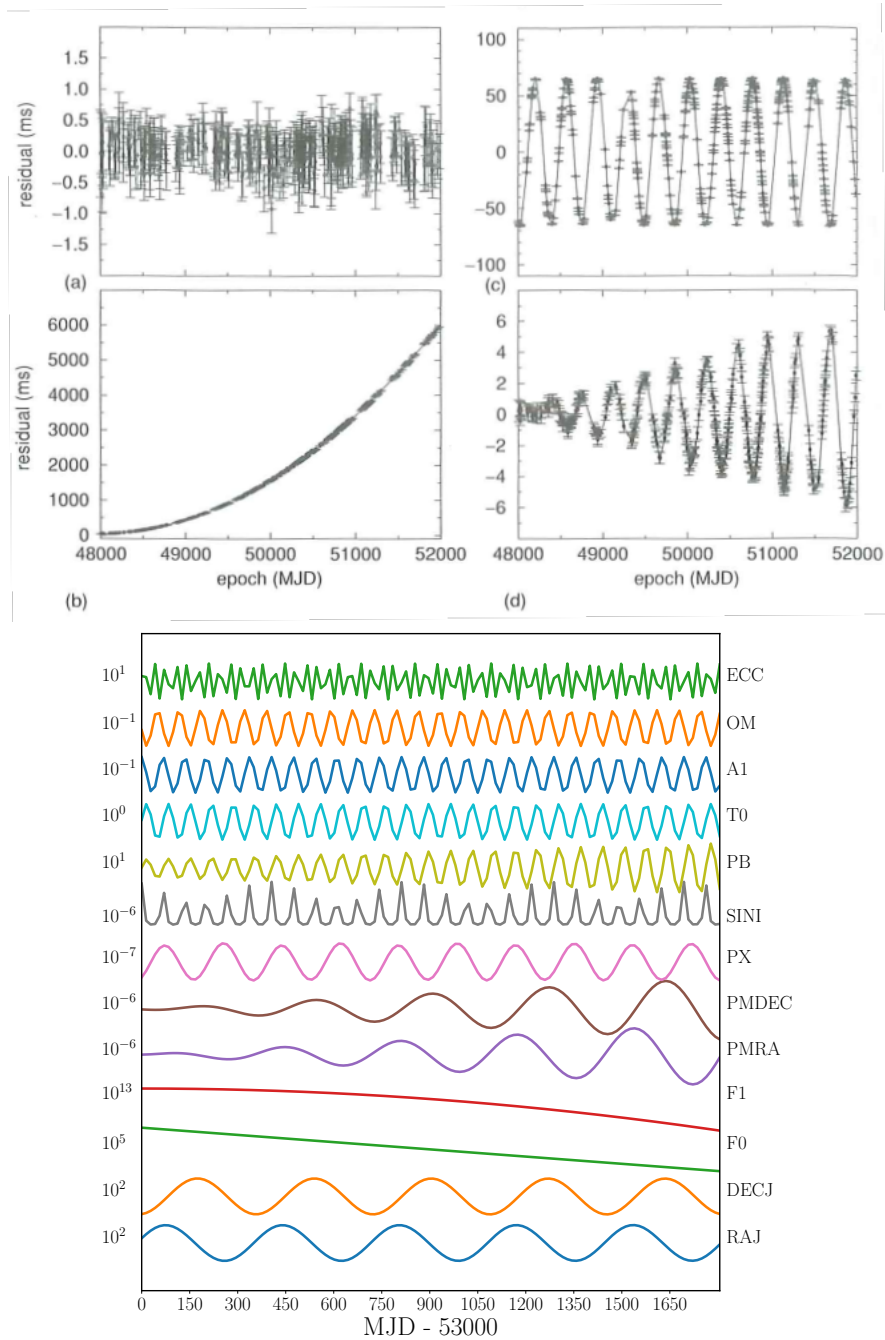


Figura 3.10. Modelo de *timing* del púlsar PSR B1133+16 detallando el comportamiento de los distintos parámetros. Un modelo de *timing* con parámetros sin errores debería dar residuos con distribución arbitraria en torno al cero, como en la figura (a). Errores en la derivada de la frecuencia de rotación (F1) generan un apartamiento cuadrático de los residuos, como en la figura (b). Errores en la declinación (DECJ) o en la ascensión recta (RAJ) general un apartamiento sinusoidal, como en la figura (c). Despreciar el movimiento propio en ascensión recta (PMRA) o en declinación (PMDEC) aparece como un senoide multiplicado por un término cuadrático, como en la figura (d). Otros parámetros representados en el gráfico de la parte inferior son la frecuencia de rotación (F0), paralaje (PX), seno del ángulo de inclinación (SINI), período orbital (PB), tiempo de pasaje por el periastro (T0), semieje mayor de la órbita (A1), longitud del periastro (OM) y excentricidad (ECC). El eje vertical representa los residuos. A la izquierda de cada se muestra el orden de magnitud los residuos introducidos por cada parámetro. La primera figura fue extraída de [Lorimer & Kramer \(2004\)](#).

- *Falta de completitud*: Si los TOAs están afectados por ruido no determinista que no puede ser incluido a priori en los modelos de *timing*, este afectará los residuos; luego, debe corregirse por estos efectos a posteriori.
- *Corrupción*: Si los TOAs usados para mejorar el modelo de *timing* están afectados por errores de observación, estos errores afectarán al modelo también, lo cual a su vez afectará a los residuos obtenidos a partir de ese modelo.
- *Errores subestimados*: Incluso cuando los valores de los parámetros usados para calcular residuos son correctos, sus errores pueden ser ignorados y los errores de los residuos resultantes se asumen como idénticos a los de los TOAs con que se calcularon. Esto a su vez puede causar que los errores en los residuos (y por ende, de cualquier parámetro ajustado con ellos) sean subestimados.

3.4. Púlsares observados desde el IAR

Desde que las antenas del IAR comenzaron a estar operativas (ver Sec. 2.3), se han detectado más de 70 púlsares, algunos sólo observables desde el hemisferio sur. En particular:

- **J0437–4715**: es el MSP más cercano y uno de los más brillantes (e.g.: Johnston et al., 1993; Verbiest et al., 2008), lo cual lo hace un objetivo ideal para observar con las antenas del IAR tal como veremos en el capítulo 5. Los parámetros de este y otros MSPs observables desde el IAR se detallan en la Tabla 3.1.
- **J0835–4510**: conocido más comúnmente como Vela, es el púlsar más brillante en la banda de radio (Palfreyman et al., 2011). Tiene un período de 89 ms y su emisión está altamente polarizada. Además, es uno de los púlsares con *glitches* más estudiados, presentando en promedio uno cada tres años (Lorimer & Kramer, 2004).

Las formas de los perfiles de los pulsos varían considerablemente en complejidad para diferentes púlsares, y pueden agruparse en diferentes categorías morfológicas dependiendo del número y ubicación de sus componentes (Backer, 1976; Rankin, 1983). A modo de ejemplo, en la Fig. 3.11 presentamos los perfiles de pulso de algunos púlsares observados desde el IAR.

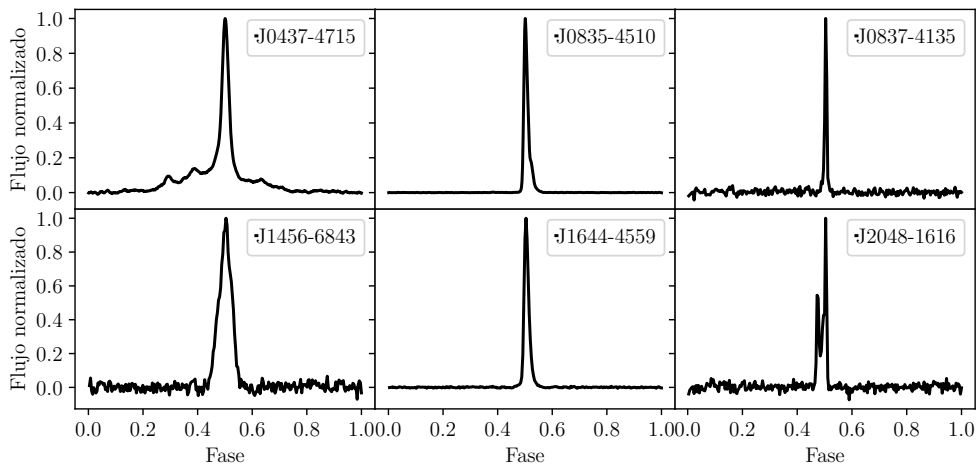


Figura 3.11. Perfiles de pulso para una muestra de púlsares observados desde el IAR.

En el caso más simple, como para J0835–4510, el pulso consiste en una única componente cuya forma es esencialmente gaussiana. Sin embargo, varios púlsares muestran estructuras

más complejas; algunos presentan perfiles con dos máximos, como en el caso de J2048–1616, y otros presentan varios máximos secundarios de menor intensidad, como J0437–4715. En promedio, los perfiles de púlsares normales muestran 3 ± 1 componentes y los MSPs presentan 4 ± 1 componentes (Kramer et al., 1998a). La presencia de dichos máximos secundarios facilita el ajuste del perfil de pulso con un *template* para el cálculo de TOAs (Sec. 3.3).

Tabla 3.1. MSPs observables desde el IAR. P_0 es el período baricéntrico del púlsar, S_{1400} es la densidad de flujo media a 1400 MHz, W_{50} es el ancho de pulso a media altura, S/N la señal a ruido esperada para observaciones con A1, D es la distancia y DM es la medida de dispersión. Extraído de (Gancio et al., 2020).

Nombre	P_0 [ms]	S_{1400} [mJy]	W_{50} ¹ [ms]	S/N	D [kpc]	DM [pc cm ⁻³]
J0437–4715	5.757	150.2	0.141	336	0.16	2.64
J1744–1134	4.075	3.2	0.137	15.1	0.15	3.14
J2241–5236	2.187	1.95	0.07	9.4	0.96	11.41
J1643–1224	4.622	4.68	0.314	15.26	0.79	62.41
J1600–3053	3.598	2.44	0.094	13.1	2.53	52.33
J2124–3358	4.931	4.5	0.524	11.5	0.36	4.60
J1603–7202	14.84	3.5	1.206	10.4	1.13	38.05
J1730–2304	8.123	4.00	0.965	9.6	0.51	9.62
J0900–3144	11.11	3.00	0.8	9.5	0.38	75.71
J0711–6830	5.491	3.7	1.902	6.5	0.11	18.41
J1933–6211	3.543	2.30	0.63	6.0	0.65	11.52
J1652–4800	3.785	2.70	*	*	4.39	187.8

¹ Los valores presentados son sólo indicativos, ya que el W_{50} es una función de la frecuencia de observación y la resolución temporal.

Capítulo 4

Ondas Gravitacionales de Baja Frecuencia y Púlsares

4.1. Detección de ondas gravitacionales por *pulsar timing*

Uno de los principales objetivos de la astrofísica contemporánea es la detección directa de ondas gravitacionales (GWs) ⁽ⁱ⁾. Casi todos los fenómenos astrofísicos emiten ondas gravitacionales, pero sólo los más violentos (como las colisiones de objetos compactos) generan señales significativas. En algunas situaciones, la radiación gravitacional proporciona información no accesible a través del estudio de la radiación electromagnética. Por ejemplo, mientras que las ondas gravitacionales generadas en una explosión de supernova llegan sin ser perturbadas, la radiación electromagnética generada en la explosión es dispersada por el denso material que rodea la explosión, perdiendo así valiosa información que puede aportar acerca de la misma.

Las condiciones necesarias para que una fuente genere radiación gravitacional apreciable son muy diferentes respecto del caso de la radiación electromagnética. Las ondas electromagnéticas son típicamente producidas por excitación incoherente de partículas individuales; por ende, la radiación electromagnética puede ser producida por fuentes estáticas, tales como una estrella. En cambio, las ondas gravitacionales son producidas coherentemente por movimientos que cambian la forma de sistemas muy masivos, donde cada partícula contribuye por igual a la onda resultante (ver detalles en Ap. A.4).

El principal desafío técnico en la detección de GWs proviene de que las amplitudes de las perturbaciones esperables para una fuente lejana son muy pequeñas. Por esta razón, la detección de GWs se basa en diferentes métodos según la región del **espectro de ondas gravitacionales** que se esté observando.

Las ondas gravitacionales de distintas frecuencias aportan información diferente acerca de la fuente. El método de *pulsar timing* permite explorar frecuencias de nHz. Por otro lado, los detectores en tierra (ver Ap. B) típicamente observan frecuencias entre 10 Hz y unos pocos kHz (aunque existen prototipos capaces de observar frecuencias de MHz), mientras que los interferómetros espaciales observarán en el rango de los mHz. La sensibilidad de cada uno de estos métodos se resume en la Fig. 4.1.

Los púlsares tienen velocidades de rotación que permanecen estables por tiempos prolongados y períodos rotacionales que llegan hasta los milisegundos (Sec. 3.1). Por ende, muchos púlsares funcionan como relojes de precisión, siendo incluso más precisos que relojes artificia-

⁽ⁱ⁾Por “directo” queremos decir observar la influencia de las ondas gravitacionales sobre cuerpos de prueba, en contraste con observar los efectos indirectos de la pérdida de energía, como en púlsares binarios.

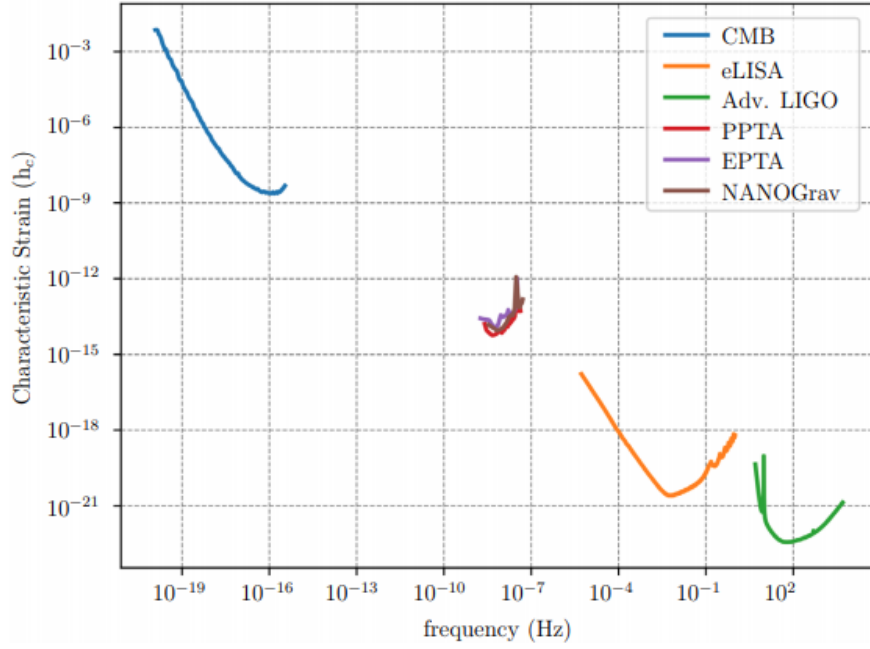


Figura 4.1. Espectro de GWs. Se muestran las curvas de sensibilidad (teóricas y reales) de algunos de los detectores más importantes (ver Ap. B). En el eje horizontal se muestra el rango de frecuencias detectables por cada detector, y en el eje vertical se muestra amplitud característica h de una GW de esa frecuencia. Esta es una cantidad adimensional que representa la amplitud de la oscilación en la distancia propia entre dos partículas producida por la GW. Extraído de Verbiest & Shaifullah (2018).

les (Cordes et al., 2004). Esto hace que los púlsares sean útiles en la detección de GWs. Una GW propagándose entre la Tierra y el púlsar modifica la distancia propia entre ambos (ver Sec. A.3). Como resultado, los pulsos llegan a la Tierra con un TOA diferente al predicho por un modelo teórico que no contemple los efectos de la GW, afectando de esta manera los residuos obtenidos en el proceso de *timing* (ver Sec. 3.3). El estudio de estos residuos permite entonces inferir propiedades tanto de la onda como de la fuente que la generó.

4.2. Pulsar timing arrays

Para un único detector, los efectos de una GW sobre los residuos de *timing* están enmascarados por otros factores, tales como ruido intrínseco en el período del púlsar, dispersión del ISM que no ha sido corregida, o falta de precisión en las efemérides del Sistema Solar. Sin embargo, estas fuentes de ruido pueden ser mitigadas al comparar las señales de un conjunto grande de púlsares. Variaciones intrínsecas en las propiedades de un púlsar o del ISM resultarán en señales sin correlación entre los residuos de cada púlsar. Cualquier correlación entre estos residuos sólo puede deberse a fenómenos –astrofísicos o terrestres– que afecten a todos los púlsares en cuestión, tales como una GW.

Una *Red Temporal de Púlsares* (PTA, del inglés *Pulsar Timing Array*) consiste en monitorear regularmente y durante un tiempo prolongado un gran número de MSPs estables y brillantes distribuidos en distintas regiones del cielo. La principal tarea de un PTA es la de buscar señales correlacionadas entre los datos obtenidos. Adicionalmente, el monitoreo de varios púlsares permite mitigar las limitaciones en la S/N de las observaciones de púlsares individuales.

Típicamente (Romani, 1989; Foster & Backer, 1990) existen tres tipos de señales que introducirían efectos correlacionados en los residuos de todos los púlsares observados:

- **Señales monopolares:** Afectan a todos los púlsares idénticamente. Las fuentes más comunes son los errores en la señal de reloj, es decir, errores en la medición del tiempo que llevan a una datación temporal incorrecta.
- **Señales dipolares:** Son errores asociados a las efemérides de objetos del Sistema Solar, que surgen cuando la posición de su baricentro (y por ende, la posición de la Tierra y su movimiento) no es calculada correctamente en la determinación de los residuos. Estos errores introducen una correlación *dipolar* entre los residuos, en la que la orientación del dipolo rota acompañando a la órbita del cuerpo del Sistema Solar que no fue incluido en la determinación del baricentro. Estas correlaciones varían en escalas de décadas (Champion et al., 2010).
- **Señales cuadrupolares:** Se espera que se deban exclusivamente a GWs. De hecho, no existen fuentes de ruido conocidas de naturaleza cuadrupolar además de las GWs (Eghdami et al., 2018; Tiburzi et al., 2016). Como las mismas distorsionan el espacio-tiempo de manera cuadrupolar (ver Sec. A.4), la frecuencia del pulso observado varía de forma similar.

De esta manera, una señal sólo puede atribuirse a una GW en forma confiable si presenta influencia correlacionada sobre múltiples púlsares monitoreados por el PTA.

Actualmente funcionan tres colaboraciones internacionales de PTAs:

- El **EPTA** (*European Timing Array*), en Europa, utiliza 5 radiotelescopios: Effelsberg (Alemania), Lovell (Reino Unido), Nançay (Francia), Sardinia (Italia), y Westerbork (Países Bajos). Actualmente monitorea 41 púlsares en varias frecuencias a modo de corregir por los efectos del medio interestelar. También operan combinando sus señales coherentemente como parte de proyecto LEAP (*Large European Array or Pulsars*). Esto resulta en una sensibilidad equivalente a la de un telescopio con un diámetro de 194 m (Desvignes et al., 2016).
- El **NANOGrav** (*North American Nanohertz Observatory for Gravitational Waves*), en Norteamérica, utiliza el radiotelescopio Arecibo en Puerto Rico y el *Green Bank Telescope* en Virginia, que se encuentran entre los más grandes del mundo. Monitorea 49 púlsares, cada uno en al menos dos frecuencias (McLaughlin, 2013).
- El **PPTA** (*Parkes Pulsar Timing Array*) observa púlsares en el hemisferio sur con el Observatorio Parkes, en Australia. Monitorea 25 púlsares en tres frecuencias, incluyendo a PSR J0437–4715, el cual estudiaremos en el Cap. 5 (Manchester et al., 2013).

Estas tres colaboraciones monitorean los MSPs más estables conocidos, buscando irregularidades en los residuos que podrían deberse a ondas gravitacionales. A su vez, estos proyectos regionales forman parte de un consorcio internacional de PTAs llamado IPTA (*International Pulsar Timing Array*) con el objetivo de facilitar el análisis conjunto de datos observando un conjunto de 30 púlsares. (Verbiest et al., 2016).

Los PTAs son sensibles a GWs cuya frecuencia es mayor que la inversa del período de observación, $f \gtrsim 1/T$. Para las observaciones actuales, que abarcan un período de ~ 10 años, esto implica un límite inferior de $f_{\min} \sim 3$ nHz (lo cual equivale a una longitud de onda de $\lambda \sim 3.24$ pc). Modulaciones a la señal con $f < f_{\min}$, y por ende períodos mayores a ~ 10 yr, no son detectadas como términos oscilantes sino como variaciones seculares puesto que no ha transcurrido tiempo suficiente como para detectar un período completo de oscilación. Por lo tanto, los PTAs no son sensibles a ondas gravitacionales con $f \lesssim 1/T$.

Por otro lado, los púlsares en PTAs son observados una vez cada unas pocas semanas (o una vez por semana en el caso del EPTA). Esto limita la frecuencia máxima detectable de GWs a $\sim 50 \text{ yr}^{-1} \simeq 1 \mu\text{Hz}$ (lo cual corresponde a una longitud de onda $\lambda \sim 0.01 \text{ pc}$). Un objeto de estudio particularmente interesante en este rango de frecuencias es el **fondo estocástico de ondas gravitacionales** producido por sistemas binarios de agujeros negros supermasivos.

4.3. Fondo cósmico de ondas gravitacionales

Similar a lo que ocurre con el fondo cósmico de radiación, existen buenas razones para esperar que el Universo esté permeado por un fondo estocástico de GWs formadas en las primeras etapas del Universo temprano (Maggiore, 2009). Un fondo estocástico de GWs puede surgir de la superposición incoherente de un gran número de fuentes astrofísicas demasiado débiles para ser detectadas individualmente; el mismo está formado por una superposición de GWs en todas las direcciones de propagación posibles. En contraste, las GWs emitidas por una fuente puntual lejana pueden enmarcarse en el Gauge TT (ver Sec. A.2), en el cual podemos identificar una única dirección de propagación y dos direcciones en el plano transversal.

Dependiendo de la resolución del experimento, las GWs producidas por una fuente dada pueden ser resueltas individualmente o bien pueden contribuir al fondo estocástico de GWs. Para PTAs, la resolución está dada por la inversa del tiempo de observación, $\Delta f \sim 1/T$. A una dada frecuencia f , la señal es estocástica sólo si hay varias fuentes comprendidas en el bin de frecuencias $[f, f + 1/T]$. Si hay sólo una o unas pocas fuentes por bin de frecuencia, entonces estas podrán ser resueltas como fuentes individuales de GWs. Los límites de detección para los diferentes PTAs se resumen en la tabla 4.1.

PTA	Púlsares	Límite en h	Referencia
PTA	41	3.0×10^{-15}	Lentati et al. (2015)
NANOGrav	49	1.45×10^{-15}	Arzoumanian et al. (2016)
PPTA	25	1.0×10^{-15}	Shannon et al. (2015)
IPTA	30	1.7×10^{-15}	Verbiest et al. (2016)

Tabla 4.1. Características de los PTAs actuales. La tercera columna es el límite en la detectabilidad de la amplitud característica h , la cual se define como la amplitud de la oscilación en la distancia propia debida a la perturbación al espacio-tiempo generada por una GW (ver Ap. A). Las amplitudes son dadas a una frecuencia de 1 yr^{-1} . Extraído de Verbiest et al. (2016).

En la región del espectro de GWs correspondiente a nHz, la contribución dominante al fondo estocástico proviene de SMBHBs con $M \sim 10^9 - 10^{10} M_\odot$. Las contribuciones de sistemas binarios menos masivos se vuelven importantes a frecuencias más altas (ver Ap. A.4).

4.4. Efectos sobre los residuos de *timing*

A medida que una GW se propaga entre la Tierra y un púlsar, esta perturba la métrica local (ver Ap. A) del espacio-tiempo de manera análoga a si cambiara el camino efectivo recorrido por las ondas electromagnéticas. Como resultado, los pulsos llegan levemente antes o después de lo esperado en ausencia de GWs.

Al no estar incluidas en el modelo de *timing*, las GWs se manifestarán generando una estructura característica en los residuos obtenidos (ver Sec. 3.3.3). Como el modelo de *timing*

es refinado en forma iterativa para minimizar el RMS de los residuos, parte de la estructura generada por las GWs será “absorbida” por el mismo.

Estrictamente, no cambia el camino recorrido por el fotón sino que una GW produce perturbaciones locales a la métrica tanto en la posición de la Tierra en el momento de la observación como en la posición del púlsar en el instante de la emisión del fotón (Hellings & Downs, 1983). En el primer caso la perturbación se manifiesta en los residuos de *timing* como una señal correlacionada entre distintos púlsares, llamada *término de Tierra*, mientras que en el segundo la señal aparece no correlacionada y se denomina *término de púlsar*⁽ⁱ⁾.

Las fuentes de GWs que son de interés están a cientos de megaparsecs de distancia (Rosado et al., 2015), de modo que es razonable aproximar las GWs como ondas planas. Con esta aproximación, podemos considerar la influencia de una GW sobre los TOAs como un corrimiento Doppler entre el sistema de referencia del púlsar observado y el sistema del SSB. La frecuencia del pulso medida por un observador en el sistema de referencia cuasi-inercial correspondiente al SSB está dada por $\nu_{\text{obs}} = (1 + z)\nu_{\text{emit}}$. El desplazamiento en frecuencia varía con el tiempo según la influencia de la GW sobre la métrica local del púlsar y del SSB. En particular, para un tiempo t el corrimiento al rojo (o *redshift*) está dado por:

$$z(t) = \frac{p^i p^j}{2(1 + \vec{\Omega} \cdot \vec{p})} [h_{ij}(t) - h_{ij}(t - t_l)], \quad (4.1)$$

donde h_{ij} es la perturbación en la métrica generada por la onda en el Gauge TT (ver Ap. A). El parámetro \vec{p} es un vector que apunta desde el SSB a la posición del púlsar, $\vec{\Omega}$ es un vector en la dirección de propagación de la GW, $t_l = (l/c)(1 + \vec{\Omega} \cdot \vec{p})$, y l es la distancia entre el púlsar y el SSB. La perturbación sobre los TOAs está dada por la integral de $z(t)$ respecto al tiempo (Anholm et al., 2009; Detweiler, 1979), la cual se reduce a la diferencia entre el término de Tierra evaluado a tiempo t y el término de púlsar evaluado en $t - t_l$.

Si es observado, el término de púlsar siempre está asociado a un tiempo anterior en la evolución temporal de la señal producida por una GW. Esto se debe a que el término de Tierra mide la GW que llega a la Tierra directamente desde su fuente, mientras que el término de púlsar mide la onda que viajó desde la fuente hasta el púlsar, y desde allí hasta la Tierra, de modo que su camino recorrido es mayor. Este puede ser un efecto importante al estudiar la evolución de las fuentes de GWs.

En la Fig. 4.2 se presentan residuos simulados de tres púlsares diferentes sobre los que actúan cuatro clases de señales de GWs que esperamos encontrar en los residuos *timing*:

- Las señales *cíclicas*, como la de la figura (a), son producidas por SMBHBs.
- Las *erupciones* son producidas por objetos que experimentan una rápida aceleración, por ejemplo durante el pasaje por el perihelio en una órbita de alta excentricidad o por agujeros negros supermasivos en órbitas abiertas (e.g. Finn & Lommen, 2010).
- Las *erupciones con memoria* son producidas por deformaciones rápidas y permanentes del espacio tiempo que generan repentinos cambios de largo período en el período aparente de púlsar (e.g. Arzoumanian et al., 2016).
- Todas las clases anteriores de señales pueden contribuir a formar un fondo estocástico de GWs, cuya señal se presenta en la figura (b). La deformación en la métrica producida por el mismo depende de la frecuencia, y puede modelarse por una ley de potencias de la forma $h_c = A(\nu/\nu_{\text{yr}})^\alpha$. Así, el fondo de GWs puede caracterizarse por un índice espectral α y una amplitud A definida a una frecuencia $f_{\text{yr}} = 1 \text{ año}^{-1} \sim 32 \text{ nHz}$.

⁽ⁱ⁾Los términos de Tierra y de púlsar no están correlacionados entre sí si los púlsares están separados por varias longitudes de onda de la GW, es decir, si $fL \gg 1$, con f la frecuencia de la GW y L la distancia entre púlsares. Esta suposición se llama aproximación de longitud de onda corta (e.g. Mingarelli & Mingarelli, 2018).

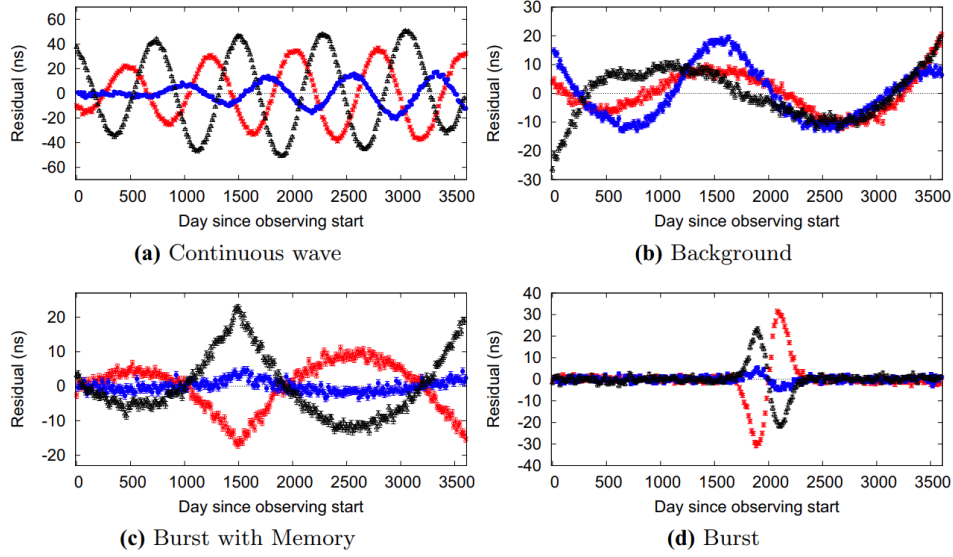


Figura 4.2. Cada panel muestra residuos de *timing* simulados obtenidos de tres púlsares (representados con diferentes clases de puntos) que sólo difieren en su posición relativa respecto de la Tierra y de la fuente de la GW, con un ruido blanco aegado de 1 ns en sus TOAs. La escala de los efectos de estas GWs es realista pero el nivel de ruido es 20 veces menor al alcanzable actualmente. Las observaciones están simuladas con una cadencia (semanal) y duración (10 años) similar a la de los PTAs actuales. Extraído de [Burke-Spolaor et al. \(2019\)](#).

Vemos de la Fig. 4.2 que la forma de la señal producida por una GW varía entre diferentes púlsares pero en todos ellos aparece correlacionada. Las figuras (a) y (b) se corresponden a señales continuas y de larga duración, para las cuales tanto el término de Tierra como el de púlsar se observan simultáneamente. En estos casos, el término de púlsar interfiere con el de Tierra, causando distorsiones respecto a un senoide perfecto y limitando el grado de correlación entre los residuos de los púlsares. Como cada púlsar tiene una posición diferente relativa a la Tierra y a la fuente de la GW, los términos de púlsar permiten analizar diferentes instantes de la órbita del SMBHB. En las figuras (c) y (d) el término de Tierra puede estar activo mientras el de púlsar está inactivo, en cuyo caso la perturbación generada por la GW sobre los residuos aparecerá correlacionada en todos los púlsares del PTA.

Se espera que la correlación direccional generada por las GWs dependa de la naturaleza de la gravedad, la polarización de la GW, y de la naturaleza de otras fuentes de ruido que afectan al PTA ([Taylor et al., 2017](#); [Tiburzi et al., 2016](#)). En particular, la manera en que disposición geométrica de los púlsares en relación a la Tierra afecta a la correlación entre sus residuos está dada por la *curva de Hellings y Downs* ([Hellings & Downs, 1983](#)) (ver Fig. 4.3). Esta representa el nivel de correlación entre los residuos de dos púlsares como función de la separación angular θ entre los mismos, medido desde la Tierra:

- Si los dos púlsares forman un ángulo de $\theta \sim 90^\circ$, entonces por efectos de una GW cuando los pulsos de uno sean atrasados respecto a lo predicho por el modelo de *timing*, los pulsos de otro serán adelantados. Esto resulta entonces en una correlación negativa, tal como puede observarse en la Fig. 4.3).
- Si los dos púlsares están separados por un ángulo $\theta \sim 0^\circ$, entonces sus pulsos serán atrasados o adelantados en simultáneo respecto a lo predicho por el modelo de *timing*, resultando entonces en una correlación positiva.

En la Fig. 4.4 se presenta la sensibilidad de un PTA requerida para detectar GWs pro-

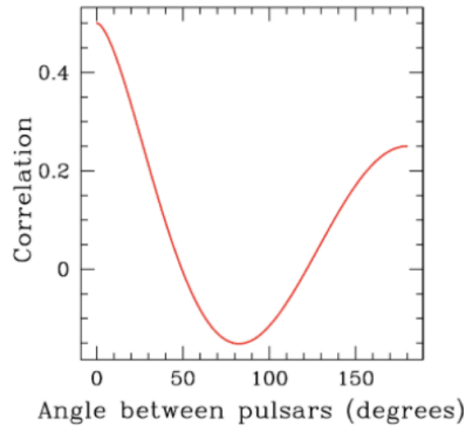


Figura 4.3. Curva de Hellings y Downs, que describe la correlación angular entre los residuos de dos púlsares en función del ángulo entre ellos. Extraído de [Burke-Spolaor et al. \(2019\)](#).

venientes de diferentes fuentes. Independientemente de la fuente, la sensibilidad del PTA aumentará al monitorear más púlsares, al disminuir la RMS promedio de los residuos obtenidos, y al observar púlsares durante un mayor período de tiempo. Por ende, en la Fig. 4.4 se presenta cómo varían los requerimientos en función de estos parámetros. Actualmente, la colaboración IPTA cuenta con ~ 12.5 años de observaciones de aproximadamente 70 púlsares, lo cual provee una precisión suficiente como para detectar GWs del fondo de ondas gravitacionales provenientes de SMBHBs formados en fusión de galaxias. Tal detección se espera ocurra en los próximos años a décadas. Se espera que al aumentar el número de púlsares monitoreados a $\gtrsim 100$ los PTAs sean capaces de detectar GWs provenientes de sistemas discretos de SMBHB. El siguiente paso será el uso de PTAs para testear teorías de la gravedad.

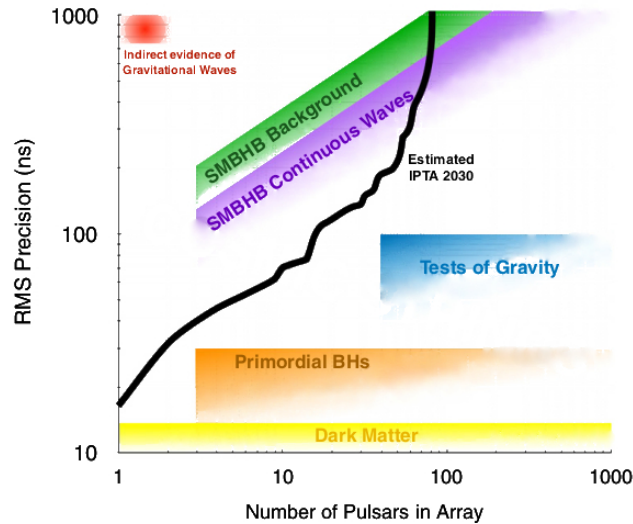


Figura 4.4. En esta figura se presenta el número aproximado de púlsares y la precisión de *timing* requeridos para detectar GWs provenientes de distintas fuentes. La curva negra representa la sensibilidad actualmente alcanzada por IPTA y la que se espera alcanzar al incorporar más púlsares, asumiendo aproximadamente un total de 100 púlsares. A su vez, esta curva se corresponde a período de observaciones de ~ 20 años. Observaciones extendidas por un período mayor requieren menor precisión y menos púlsares para detectar una misma señal, ya que la relación S/N aumenta con el tiempo de observación total. Extraído de [Burke-Spolaor et al. \(2019\)](#).

La frecuencia de observación óptima es dependiente del púlsar en cuestión y del telescopio utilizado. Por ejemplo, los radiotelescopios de NANOGrav observan a frecuencia entre 300–2500 MHz, mientras que las antenas del IAR observan a J0437-4715 a una frecuencia central de 1400 MHz. Sin embargo, estudios recientes ([Lam et al., 2018](#)) sugieren que para muchos MSPs, especialmente aquellos afectados por valores altos de la DM, las observaciones de los PTAs podrían beneficiarse de usar anchos de bandas centrados en frecuencias más altas que las utilizadas actualmente. En general, se recomiendan frecuencias $\gtrsim 2550$ MHz.

Capítulo 5

Observaciones del Púlsar J0437-4715

5.1. Características del púlsar

El púlsar J0437–4715, descubierto en 1993 por [Johnston et al. \(1993\)](#), es uno de los MSPs más cercanos y brillantes conocidos. Se encuentra a una distancia de $D = 0.16$ kpc, tiene una densidad de flujo media de $S_{1400} = 150.2$ mJy y un período de rotación corto, de apenas unos pocos milisegundos ($P = 5.758$ ms). Además, es uno de los púlsares más masivos conocidos hasta la fecha, con una masa de $1.58 \pm 0.18 M_{\odot}$ ([van Straten et al., 2001](#)). Los parámetros de J0437–4715 se detallan en la Tabla 5.1.

Este púlsar forma parte de un sistema binario que describe una órbita casi circular con período de 5.74 días. La estrella secundaria es una enana blanca de helio de baja masa ($\sim 0.2 M_{\odot}$) que presenta una fuerte emisión en el visible ([Danziger et al., 1993](#)). En el espacio entre ambas estrellas se forma una región de choque de vientos estelares ([Bell et al., 1993](#)). Como resultado, el espectro en rayos X observado está compuesto por una componente asociada al choque de vientos –modulada por el período orbital del sistema–, y otra componente asociada a la emisión del púlsar ([Becker & Trümper, 1993](#)).

J0437–4715 fue el primer MSP detectado en rayos X y el único cuyos pulsos individuales han sido estudiados en detalle. También es el único MSP con emisión detectada en ultravioleta, aunque en estas longitudes de onda no se observa emisión pulsada ([Kargaltsev et al., 2004](#)); en particular, su espectro de emisión es consistente con el de cuerpo negro ([Lorimer & Kramer, 2004](#)). Debido a su proximidad a la Tierra, es el primero de dos púlsares en tener determinada la orientación tridimensional completa de su órbita ([van Straten et al., 2001](#)).

Cabe destacar que J0437–4715 no presenta evidencia de cambio de modo, anulación, ni deriva sistemática en los perfiles integrados de pulso ([Vivekanand et al., 1998](#)), efectos que normalmente se observan en púlsares de largo período (ver Sec. 3.1.2). Ello sugiere que el proceso radiativo que da origen a la emisión en radio de este objeto difiere del mecanismo observado en púlsares normales. Además, J0437–4715 muestra variaciones en su flujo (i) intrínsecas y cuasi-periódicas (fenómeno no observado en otros púlsares; [Vivekanand et al., 1998](#)) y (ii) extrínsecas, debido a efectos del centelleo (ver Sec. 3.2; [Osłowski et al., 2014](#)).

Además, J0437–4715 se caracteriza por poseer una tasa de rotación altamente estable, siendo un reloj natural con una estabilidad similar a la alcanzada con los mejores relojes atómicos ([Hartnett & Luiten, 2011](#)). Sólo se conocen otros dos púlsares, PSR B1855+09 y PSR B1937+21, con una estabilidad similar. En la Fig. 5.1 se presenta la estabilidad fraccional de cada uno de estos tres púlsares, una cantidad utilizada para medir la estabilidad de los relojes tal que decrece sobre un período de tiempo durante el cual el comportamiento del

5. Observaciones del Púlsar J0437-4715

Parámetro	
Ascensión recta (RAJ)	4 h 37 min 15.8961748 seg
Declinación (DECJ)	-47° 15' 9".11071
Frecuencia de rotación (F0)	173.6879 s ⁻¹
Derivada de la frecuencia de rotación (F1)	-1.7286 s ⁻²
Época para el período/frecuencia (PEPOCH)	MJD 54500
Época para la posición (POSEPOCH)	MJD 54500
Medida de dispersión (DM)	2.6447 pc cm ⁻³
Derivada 1 ^{ra} de la DM (DM1)	-0.000162 pc cm ⁻³ yr ⁻¹
Derivada 2 ^{da} de la DM (DM2)	-1.4437 × 10 ⁻⁵ pc cm ⁻³ yr ⁻²
Movimiento propio en ascensión recta (PMRA)	121.4414 mas/yr
Movimiento propio en declinación (PMDEC)	-71.47529 mas/yr
Paralaje	6.440845 mas
Masa de la estrella compañera	0.236 ± 0.017 M _⊙
Seno de ángulo de inclinación (SINI)	0.69425
Período orbital (PB)	5.741046 días
Tiempo de pasaje por el periastro (TO)	MJD 54530.1726
Proyección de semieje mayor (A1)	3.3667 s
Longitud del periastro (OM)	1°.3829252
Excentricidad de la órbita (ECC)	1.91813 × 10 ⁻⁵
Tasa de cambio del período orbital (PBDOT)	3.723789 × 10 ⁻¹²
Tasa de cambio de la proy. del semieje mayor (XDOT)	4.151697 × 10 ⁻¹²
Tasa de cambio de la longitud del periastro (OMDOT)	0.01354 °/yr

Tabla 5.1. Parámetros del púlsar J0437-4715. Extraído de [van Straten et al. \(2001\)](#).

reloj es predecible ([Allan, 1966](#)).

Todas estas características posicionan a J0437-4715 como un candidato ideal para la técnica de *pulsar timing*, detallada en la Sec. 3.3. Además, su localización a alta declinación en el cielo del Hemisferio Sur hacen imposible que pueda ser observado con telescopios del Hemisferio Norte, tal como se muestra en la Fig. 5.2. En particular, este púlsar está en dirección opuesta al centro Galáctico, donde hay muy pocos púlsares. En la Fig. 5.2 también se muestran las regiones del cielo observables por cada uno de los PTAs que integran el IPTA (ver Sec. 4.2). Por ejemplo, NANOGrav es capaz de observar en una amplia franja norte-sur, pero J0437-4715 se encuentra fuera de su alcance.

Por esta razón, J0437-4715 constituye uno de los principales de objetos de estudio en el IAR y se observa diariamente durante casi 4 horas. En comparación, PTAs como NANOGrav monitorean bisemanalmente cada púlsar durante unos minutos. Por esto, se espera que los datos de J0437-4715 tomados desde el IAR contribuyan a aumentar la sensibilidad de las colaboraciones de PTAs.

Adicionalmente, gracias a su alta estabilidad rotacional, brillo, y corto período, este púlsar permite evaluar la calidad de las observaciones tomadas con las antenas A1 y A2. En particular, el análisis preliminar presentado por [Gancio et al. \(2020\)](#) sugiere que la precisión de las mismas es de $\lesssim 1 \mu\text{s}$.

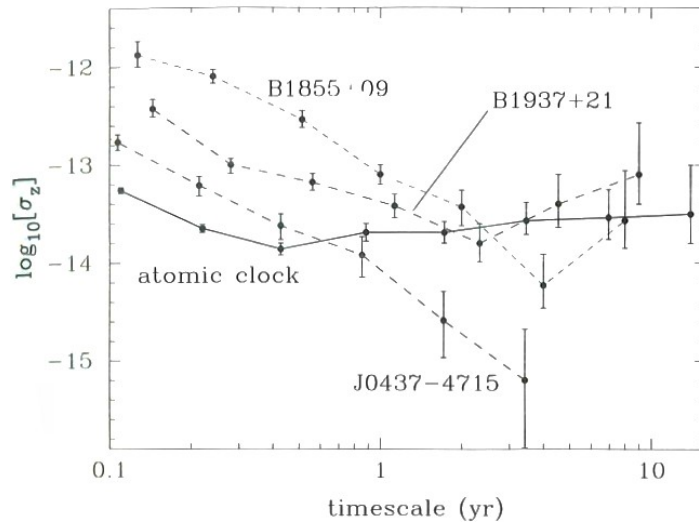


Figura 5.1. Estabilidad fraccional (σ_z) de tres MSPs comparadas a un reloj atómico. Esta cantidad decrece sobre un tiempo durante el cual el reloj es estable. Las estabilidades de PSR B1855+09 y de B1937+21 son comparables entre sí, y apenas peores que la un reloj atómico sobre escalas de unos pocos años (Matsakis et al., 1997). Por otro lado, el PSR J0437-4715 sería más estable que los relojes atómicos. Extraído de Lorimer & Kramer (2004).

5.2. Observaciones utilizadas

5.2.1. Modelado de residuos

La presencia de efectos sin modelar o parámetros sin ajustar en el modelo de *timing* para un púlsar introduce desviaciones no aleatorias respecto al cero en los residuos de sus TOAs (Sec. 3.3.3). Cada uno de estos efectos genera una estructura particular en los residuos.

Para el caso de PSR J0437-4715, al tratarse de uno de los MSPs más estudiados, sus parámetros son conocidos con gran precisión (ver Tabla 5.1). Por lo tanto, es posible simular las estructuras en los residuos que resultan de tener errores en los diferentes parámetros del modelo de *timing*, tal como se muestra en la Fig. 5.3. Este gráfico muestra que los elementos orbitales (por ejemplo, la excentricidad y el período orbital) tienen efectos de corto período sobre los residuos y por ende se precisa acumular observaciones de larga duración con frecuencia diaria para que sus efectos sean apreciables. En cambio, errores en la paralaje y en la posición tienen efectos de largo período sobre los residuos que requieren de observaciones extendidas en un intervalo de tiempo mucho más largo para ser apreciables. Por esta razón, las observaciones utilizadas son de cadencia diaria y se extienden en un período de más de 6 meses.

5.2.2. Características de las observaciones

Como se mencionó en la Sec. 2.3, en este trabajo hemos utilizado observaciones de PSR J0437-4715 tomadas y procesadas en el IAR. Específicamente, se contó con un conjunto de 121 observaciones realizadas con A1 y otro de 147 observaciones realizadas con A2. Las mismas se extienden sobre un intervalo de tiempo cercano a 7 meses, entre el 23 de abril de 2019 y el 18 de diciembre de 2019. En total, comprenden un tiempo de observación acumulado de 241 horas para A1 y de 313 horas para A2. El menor tiempo de observación con A1 se debe a que (i) entre el 8/10/19 y el 29/11/19 A1 fue sometida a tareas de mantenimiento, razón por la cual no se utilizó para observar en ese tiempo; (ii) el entorno local de RFI difiere

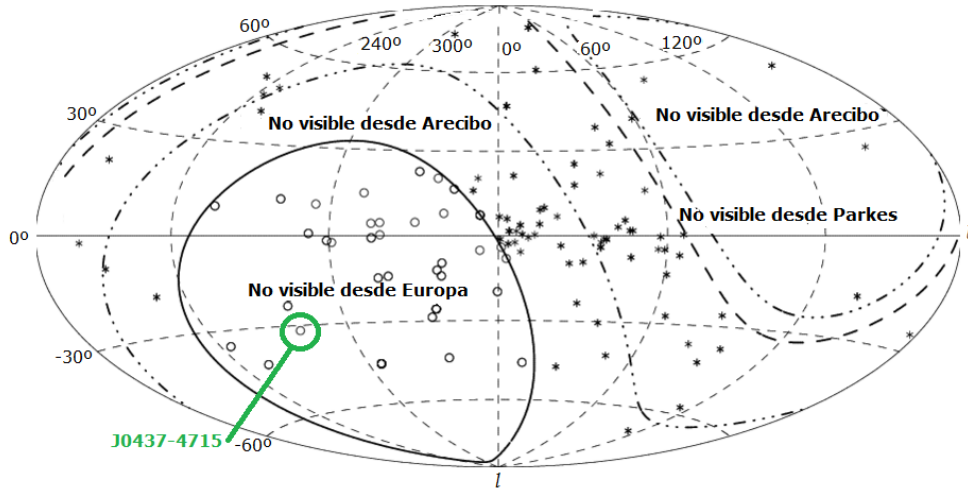


Figura 5.2. Mapa en coordenadas galácticas (l, b) de las posiciones de púlsares conocidos. En líneas punteadas se muestran las regiones del cielo observables por los diferentes PTAs que integran el IPTA. Los púlsares observables desde el hemisferio norte se marcan con estrellas. Adaptado de [Ferdman et al. \(2010\)](#).

entre ambas antenas y, en particular, entre junio–julio 2019 se detectaron RFIs matutinas que afectaron notablemente las observaciones de A1, las cuales tuvieron que ser removidas de la muestra.

Tal como se mencionó en la Sec. 2.3, A1 utiliza dos placas digitalizadoras en consecutivo, por lo cual sus observaciones poseen un ancho de banda de 112 MHz y un único modo de polarización. En cambio, A2 utiliza dichas placas en forma separada y sus observaciones poseen un ancho de banda de 56 MHz y dos modos de polarización. Las características de las observaciones usadas se resumen en la Tabla 5.2.

	A1	A2
Número de observaciones	121	147
Tiempo de observación total	241 hs	313 hs
Ancho de banda (BW)	112 MHz	56 MHz
Modos de polarización	1	2
Canales de frecuencia (n_{chan})	64/128	64
Bines en fase (n_{bin})	512/1024	

Tabla 5.2. Parámetros de las observaciones empleadas.

5.2.3. Reducción de observaciones

Para realizar el plegado y de-dispersión de las observaciones (ver Sec. 3.3.2.1) utilizamos el paquete de software PRESTO ([Ransom et al., 2003](#); [Ransom, 2011](#)). El mismo cuenta con una variedad de herramientas para la reducción de los datos crudos, permitiendo así:

- Examinar los parámetros con que fue obtenida la observación (información de la fuente, tiempo de observación, ancho de banda de frecuencia, etc.), mediante `readfile`.

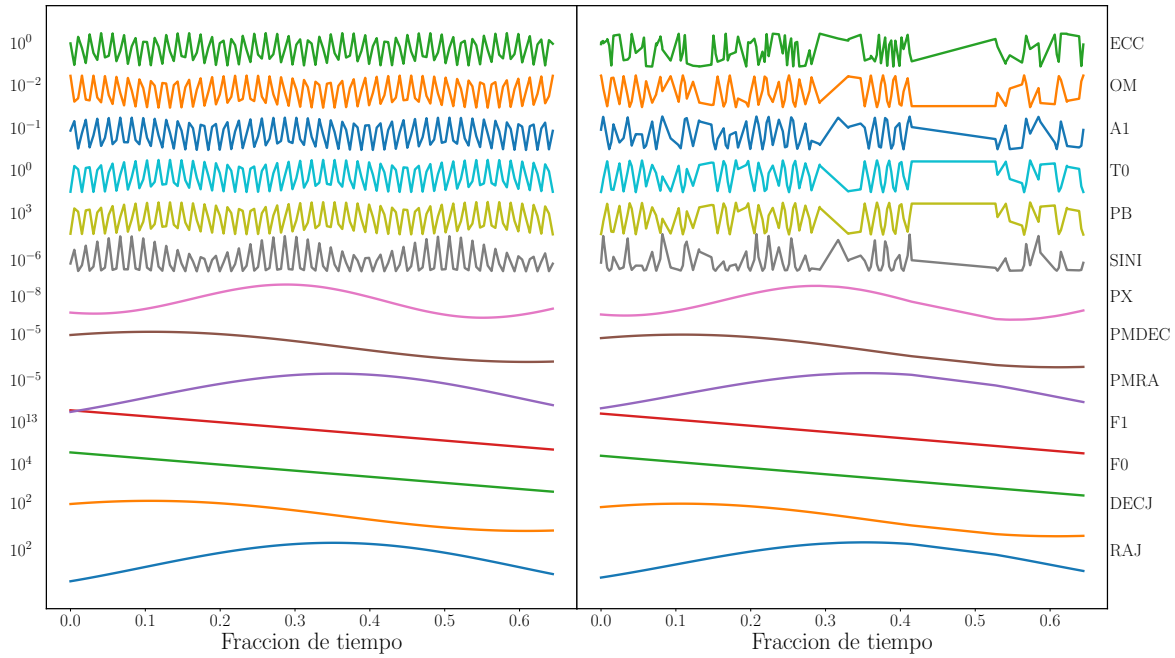


Figura 5.3. Modelo de timing del púlsar PSR J0437–4715 detallando el comportamiento de los distintos parámetros. Los residuos del gráfico de la derecha fueron calculados a partir de un conjunto de 127 observaciones tomadas con la antena A2 del IAR, entre MJD=58600 y MJD=58836, no todas equidistantes en tiempo. Los residuos del gráfico de la izquierda fueron calculados a partir de un conjunto de 127 observaciones simuladas, para el mismo intervalo de tiempo pero equiespaciadas.

- Identificar RFIs intensas de banda angosta y RFIs cortas de banda ancha y crear “máscaras” (ver Sec. 2.1.4) para selectivamente corregir las muestras afectadas, mediante `rfifind`.
- Transformar los datos al SSB (ver Sec. 3.3.2), mediante `prepdata`.
- Visualizar el espectro en potencia de la observación, mediante `exploreffft`.
- Buscar señales periódicas en la observación mediante `accelsearch`.
- Plegar y de-dispersar los pulsos medidos, mediante `prepfold`. De esta manera obtenemos perfiles en tiempo y en frecuencia (uno por cada canal). Para ello son necesarias las máscaras obtenidas anteriormente.

El dato procesado es almacenado en un archivo `.pfd` que contiene el perfil del pulso para distintos *bins* temporales y canales de frecuencia. Además de este perfil, al calcular el período de mejor ajuste, `PRESTO` produce un archivo `.polyco` que contiene los coeficientes de un polinomio que modela la variación en el período de púlsar. Estos coeficientes permiten determinar el período de pulsación en un sistema topocéntrico (ver Sec. 3.3.2.3) y son necesarios para calcular residuos de *timing*.

Se utiliza la tarea `prepfold` para de-dispersar y plegar las observaciones obtenidas, las cuales se encuentran en archivos de extensión `.fil` (del inglés, *filterbank*). En particular, las observaciones han sido plegadas a $n_{\text{bins}} = 512$ o 1024 *bines* en fase (ver Sec. 3.3) y $n_{\text{chan}} = 64$ canales de frecuencia en el caso de las observaciones de A2, y $n_{\text{chan}} = 64$ o 128 en el caso de las de A1. Si la observación se encuentra en el archivo `obs.fil` y la máscara en el archivo `m.mask`, entonces el comando empleado tiene la siguiente sintaxis:

```
prepfold -nsub 64 -n 1024 -timing J0437-4715.par -mask m.mask obs.fil
```

5. Observaciones del Púlsar J0437-4715

donde la opción `-timing` indica a `prepfold` generar un archivo `.polyco` en base a los parámetros del púlsar en cuestión (ver Tabla 5.1), los cuales son proporcionados en el archivo `J0437-4715.par`. El proceso de reducción presentado se implementa en forma automatizada mediante scripts creados por el grupo PuMA, disponibles en: <https://github.com/PuMA-Coll/PuMA>.

Capítulo 6

Resultados y discusión

En este capítulo presentamos los resultados obtenidos mediante el cálculo y análisis de los residuos de *timing* bajo distintas consideraciones. En particular, analizamos la influencia en los errores de *timing* producidos por tres parámetros: (i) la S/N de las observaciones, (ii) el número de bins en fase de la reducción, y (iii) según el ancho de banda de la observación. Adicionalmente, estudiamos y cuantificamos el impacto de posibles fuentes adicionales de errores sistemáticos.

6.1. *Templates*

Siguiendo el algoritmo detallado en la Sec. 3.3, una vez que las observaciones han sido de-dispersadas y plegadas, el próximo paso consiste en generar un perfil modelo, o *template*, con el cual correlacionar el perfil de pulso obtenido anteriormente. En el presente trabajo se contó con dos conjuntos de observaciones, correspondientes a cada una de las antenas del IAR (ver Sec. 2.3). Para la obtención del *template* escogimos las observaciones que tienen $n_{\text{bins}} = 1024$ bins en fase y $n_{\text{chan}} = 64$ canales de frecuencia. Luego, construimos un *template* para cada antena tomando una única observación de alta S/N de cada conjunto de datos a las que se le extrajo ruido mediante la rutina `psrsmooth` del paquete de software `psrchive`. Esta elección de *templates* es la más adecuada, ya que J0437–4715 es un púlsar intrínsecamente muy brillante (ver Sec. 5.1) y sus observaciones individuales tienen una S/N lo suficientemente alta (ver Ec. 2.16) como para construir un *template* válido a partir de ellas, tal como se mencionó en la Sec. 3.3.2.2.

Los perfiles de pulso de los *templates* para cada antena obtenidos se muestran en la Fig. 6.1. En la misma se aprecia que los *templates* obtenidos con cada antena coinciden muy bien (con un error relativo menor al 10%) cerca del pico, aunque en las alas la diferencia es más significativa; no obstante, esto no introduce efectos significativos en el *timing*. El *template* de A2 está afectado por un mayor *jitter* (ver Sec. 2.2) que el de A1, pero ello puede atribuirse a que la relación S/N de la observación es menor. Las pequeñas diferencias entre los *templates* pueden atribuirse a que las observaciones tomadas con A1 y A2 difieren en el BW y en el número de polarizaciones (ver Sec. 5.2).

Un análisis preliminar de los residuos obtenidos a partir de observaciones tomadas con las antenas del IAR fue realizado por Gancio et al. (2020). En dicho trabajo se utilizó el mismo *template* para obtener TOAs de ambas antenas. Por este motivo, en el presente análisis hemos verificado la validez de esa consideración. En ese sentido, los errores obtenidos al calcular residuos utilizando cada *template* son similares (para las observaciones de A2, se obtuvo un $\text{RMS} = 0.8 \mu\text{s}$ usando uno u otro *template*). Este resultado es consistente en vista de la similitud entre los *templates* de ambas antenas. Concluimos entonces que es equivalente usar

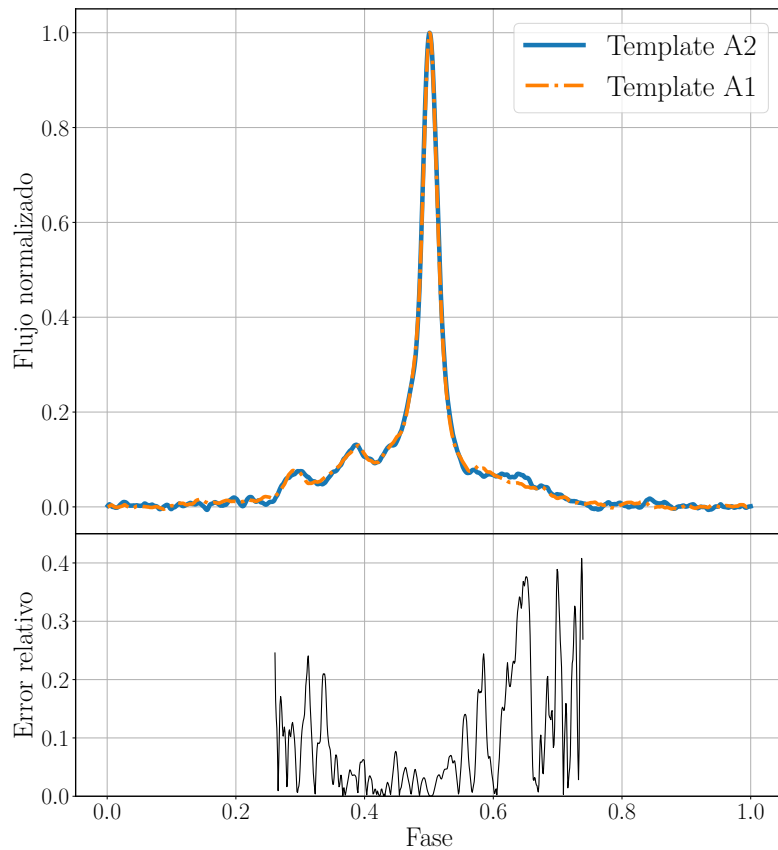


Figura 6.1. En la figura superior se muestran los perfiles de pulso de los *templates* generados a partir de la observación de mayor relación S/N de cada una de las antenas del IAR. Los mismos se encuentran normalizados tanto en flujo como en fase. En la figura inferior se muestra el error relativo entre ambos perfiles, entendido como la diferencia entre el flujo normalizado de cada perfil dividido por el promedio de ambos.

un *template* generado con una observación de una u otra antena, ya que las diferencias entre ambas son insignificantes en el proceso de *timing* a este orden de precisión. No obstante, dado que la diferencia introducida por utilizar esta aproximación es despreciable, en el presente análisis optamos por continuar usando el respectivo *template* para las observaciones obtenidas con cada antena.

6.2. Residuos de timing

Una vez que tenemos los perfiles de pulso (obtenidos de plegar cada observación) y un *template*, los TOAs son calculados al correlacionar cada perfil con el *template* en cuestión (ver Sec. 3.3.2). En la práctica, esto puede llevarse a cabo mediante la rutina `pat` del paquete `psrchive`. Si el perfil de pulso se encuentra en el archivo `perfil.pfd` y el *template* en el archivo `template.std`, entonces el correspondiente TOA se calcula por medio del siguiente comando:

```
pat -FT -A PGS -s template.std -f >toas.tim 'tempo2' perfil.pfd
```

Este comando calcula el TOA integrando la observación en frecuencia y tiempo de observa-

ción (-FT)⁽ⁱ⁾, al realizar una transformada de Fourier al dominio de frecuencias por medio del algoritmo de Muestreo de Gibbs⁽ⁱⁱ⁾ (-A PGS). Los TOAs resultantes, así como sus correspondientes errores, σ_{fit} , son almacenados en el archivo `toas.tim`. La opción `-s` especifica el *template* a utilizar, y `-f 'tempo2'` indica que los resultados deben estar dados en formato compatible con el software `tempo2`, utilizado para calcular residuos.

Una vez que los TOAs han sido calculados, el paso siguiente es restarle los TOAs predichos por el modelo de *timing*, obteniendo así los residuos de cada perfil (ver Sec. 3.3.3). Esto lo realizamos mediante el paquete de software `tempo2`. Si los valores de los parámetros que definen al modelo de *timing* están contenidos en el archivo `J0437-4715.par` y los TOAs calculados están en el archivo `toas.tim`, entonces los residuos se calculan mediante el comando:

```
tempo2 >resultados.dat -residuals -us -f J0437-4715.par toas.tim
```

donde la opción `-us` indica que los residuos deben darse en microsegundos y `-f` especifica el archivo `.par` utilizado. Como resultado, se obtienen dos archivos:

- `residuals.dat`: contiene el MJD de cada observación, el residuo asociado, y el error en este residuo (el cual a su vez dependerá del error en el TOA de la observación);
- `resultados.dat`: contiene los valores de los parámetros del modelo de *timing*, la media cuadrática (RMS) de los errores pesados de los residuos obtenidos y el valor del estadístico $\chi_{\text{red}}^2 = \chi^2/n_{\text{free}}$ que resulta de ajustar los parámetros respecto de los residuos obtenidos (ver Ec. 3.19), donde n_{free} es el número de grados de libertad del ajuste.

Para que un ajuste sea considerado correcto debe obtenerse $\chi_{\text{red}}^2 \sim 1$. Valores $\chi_{\text{red}}^2 \gg 1$ indican la presencia de *outliers* (observaciones con residuos anormalmente grandes) o de errores subestimados en los residuos. En ese caso, podemos:

- Definir un criterio de descarte para los *outliers*, de modo tal que toda observación cuyo residuo sea mayor a una cierta cantidad σ_{tot} es vetada.
- Suponer que existe un error sistemático que no está siendo contemplado en los errores de los TOAs y que, por ende, se manifiesta como errores subestimados en los residuos (ver Sec. 3.3.3). Este error sistemático puede asociarse a posibles causas físicas tales como errores instrumentales (error en el *timestamp* de las observaciones, en el ancho de banda, etc), o a un error causado por efectos físicos del medio interestelar, el cual podría reducirse usando un mayor ancho de banda.

Cabe mencionar que la observación de cada conjunto que fue utilizada para construir el *template* fue excluida de este proceso de *timing*. Ello se debe a que al realizar la correlación cruzada de las observaciones con el *template*, esta observación ajustaría perfectamente dando así un TOA ≈ 0 . Sin embargo, en el proceso estamos descartando la observación de mayor S/N de cada conjunto, lo cual puede resultar en un RMS significativamente mayor. Para cuantificar este efecto escogimos la observación de A2 con el segundo mayor valor de S/N y la utilizamos como *template* para calcular los residuos de las observaciones con A2. El RMS en este caso fue de $0.8 \mu\text{s}$, lo cual resulta de igual orden que el valor de $0.8 \mu\text{s}$ obtenido al usar como *template* a la observación de mayor S/N obtenida con A2. Por lo tanto, concluimos que el error introducido al utilizar como *template* a la observación de mayor S/N es despreciable.

⁽ⁱ⁾Las observaciones con las que se trabajó fueron previamente sumadas en potencia total sobre todos los modos de polarización, pero de ser necesario es posible integrar en polarización mediante la opción `-jp`.

⁽ⁱⁱ⁾Alternativamente, también es posible usar el algoritmo de Monte Carlo por cadenas de Markov mediante la opción `-A FDM`.

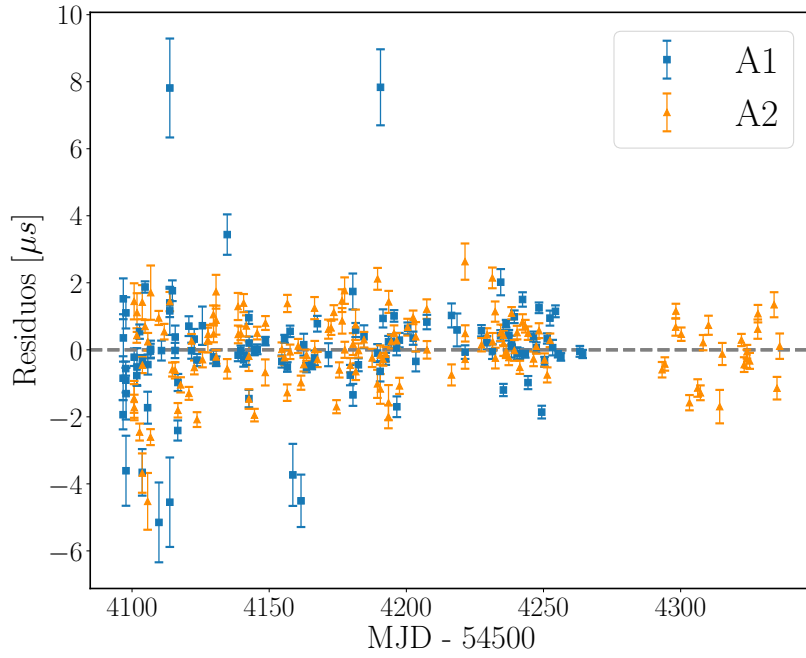


Figura 6.2. Residuos de las observaciones con A1 y A2.

Los gráficos de residuos obtenidos para las observaciones tomadas con cada antena se muestran en la Fig. 6.2. Los valores de χ_{red}^2 resultantes del ajuste son ~ 12 para A1 y ~ 13 para A2, indicando la presencia de *outliers* o de errores subestimados en los residuos

A modo de determinar el valor del posible error sistemático, sumamos cuadráticamente una cantidad σ_{sist} a los errores σ_{fit} de los TOAs, dando así un error total:

$$\sigma_{\text{tot}}^2 = \sigma_{\text{fit}}^2 + \sigma_{\text{sist}}^2. \quad (6.1)$$

Tomando estos valores de σ_{tot} como el nuevo error asociado al TOA de cada observación, recalculamos los residuos de las observaciones obteniendo así un nuevo valor de la RMS de los errores de los residuos y del χ_{red}^2 asociado al ajuste. Puesto que la RMS utiliza valores pesados, si se suma una cantidad constante σ_{sist} a los errores de los TOAs de cada observación el peso relativo de uno cambiará, lo cual a su vez modificará los valores obtenidos de la RMS y del χ_{red}^2 . Reiteramos entonces este proceso para diferentes valores de σ_{sist} y nos quedamos con aquel que proporcione el valor de χ_{red}^2 más cercano a 1.

De esta manera, se obtuvo que el error sistemático es $\sigma_{\text{sist}} \sim 1.4 \mu\text{s}$ para las observaciones tomadas con A1 y $\sigma_{\text{sist}} \sim 1.0 \mu\text{s}$ para las observaciones con A2. No obstante, estos valores pueden estar sobre-estimados debido a la presencia de *outliers* entre las observaciones utilizadas para calcularlos. Tomando como errores en los TOAs a los dados por la Ec. 6.1, obtuvimos valores de $\text{RMS}_{\text{new}} = 0.6$ para A1 y $\text{RMS}_{\text{new}} = 0.92$ para A2 (ver Tab. 6.1).

	A1	A2
RMS	$0.51 \mu\text{s}$	$0.84 \mu\text{s}$
χ_{red}^2	≈ 12	≈ 13
σ_{sist}	$1.4 \mu\text{s}$	$1.0 \mu\text{s}$
RMS_{new}	$0.6 \mu\text{s}$	$0.92 \mu\text{s}$

Tabla 6.1. Parámetros del *timing* obtenidos para cada conjunto de observaciones.

En base a los resultados anteriores escogimos como una cota inferior inicial al error sistemático a $\sigma_{\text{sist}}^{(0)} = 0.4 \mu\text{s}$. El criterio de veto escogido para eliminar *outliers* es de 3σ , pero como el valor de σ en cuestión depende del σ_{sist} que deseamos determinar, decidimos utilizar un esquema iterativo como el que se describe a continuación:

1. Dado un error sistemático inicial $\sigma_{\text{sist}}^{(i)}$, al TOA de cada observación se le asigna un nuevo error $\sigma_{\text{tot}}^{(i)2} = \sigma_{\text{fit}}^2 + \sigma_{\text{sist}}^{(i)2}$, donde σ_{fit} es el error original de ese TOA.
2. Si el residuo de una observación es tal que $|\delta t| > 3\sigma_{\text{tot}}^{(i)}$, entonces esa observación es descartada por ser considerada un *outlier*.
3. Si el residuo es tal que $|\delta t| \leq 3\sigma_{\text{tot}}^{(i)}$, entonces esa observación es conservada y a su TOA se le asigna un nuevo error dado por

$$\sigma_{\text{fit}}^{(\text{new})2} = \sigma_{\text{fit}}^2 + \sigma_{\text{sist}}^{(i+1)2} \quad (6.2)$$

donde el valor de $\sigma_{\text{sist}}^{(i+1)}$ es ajustado de modo tal que al calcular residuos usando los $\sigma_{\text{fit}}^{(\text{new})}$ como los nuevos errores de los TOAs se obtenga un $\chi_{\text{red}}^2 \sim 1$.

De esta manera obtenemos un valor de $\sigma_{\text{sist}}^{(i+1)}$, el cual a su vez usamos para ajustar el criterio de veto y así sucesivamente en un proceso iterativo hasta haber eliminado todos los *outliers*, obteniendo así valores refinados del error sistemático. Por este criterio fueron eliminadas 18 observaciones de A1 (un 15 % del total de observaciones tomadas con esta antena), obteniendo un $\sigma_{\text{sist}} \sim 0.55 \mu\text{s}$, y 15 observaciones de A2 (un 6 % del total), obteniendo un $\sigma_{\text{sist}} \sim 0.7 \mu\text{s}$.

6.3. Relación señal a ruido de las observaciones

Nos interesa estudiar el efecto que la S/N de las observaciones tiene sobre los residuos de *timing*. Para ello, primero caracterizamos las observaciones con las que se trabajó en función de su S/N. Obtuvimos el tiempo de integración y la S/N de cada observación usando las funciones `getDuration()` y `getSN()` del paquete `pypulse` para Python. En la Fig. 6.3 graficamos esta información para cada conjunto de observaciones. Prácticamente todas las observaciones tienen $S/N > 10$, en concordancia con lo presentado por [Gancio et al. \(2020\)](#)

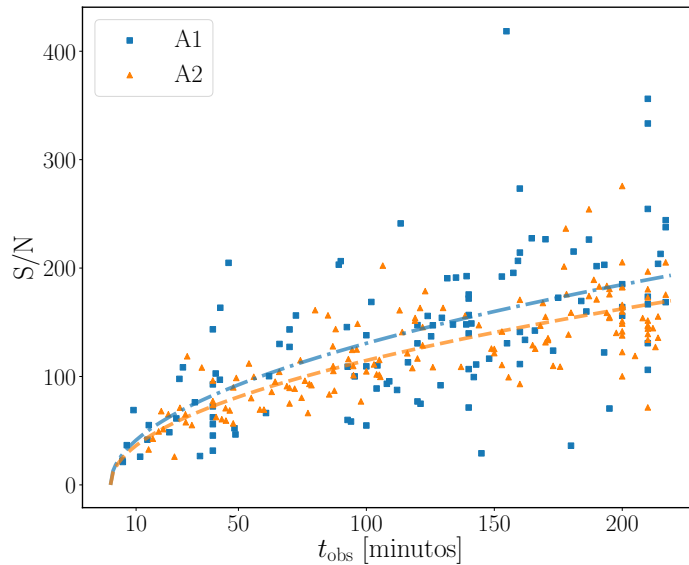


Figura 6.3. S/N de las observaciones con cada antena en función de su t_{obs} . Además se grafica la función $f(t_{\text{obs}}) = a\sqrt{t_{\text{obs}}}$, donde a vale 13.1 para A1 y 11.5 para A2.

6. Resultados y discusión

Vemos además que existe una correlación positiva de S/N como función del t_{obs} , es decir que a un mayor tiempo de observación le corresponde un S/N más alto. Ajustamos la tendencia general por una ley $S/N \propto \sqrt{t_{\text{obs}}}$, de acuerdo con la Ec. 2.16⁽ⁱ⁾.

Observamos en la Fig. 6.3 que existe una gran dispersión en la relación S/N respecto de la relación $S/N \propto \sqrt{t_{\text{obs}}}$. En la interfaz de PRESTO observamos que la variación de flujo es mayor en escalas de tiempo compatibles con las del centelleo, y que hay modulaciones en intensidad con ambas antenas así que no puede ser un efecto del receptor. Por lo tanto, adjudicamos al centelleo como el principal causante de la dispersión observada⁽ⁱⁱ⁾. Tal como vimos en la Sec. 3.2.2, este fenómeno se manifiesta como una variación en la densidad de flujo observada y, por ende, genera una variación en la S/N de la observación resultante para un dado t_{obs} .

A continuación, agrupamos las observaciones obtenidas con cada antena en subconjuntos según su S/N. Para ello, elaboramos dos histogramas (uno simple y otro acumulativo) del número de observaciones en función de su S/N, los cuales se presentan en la Fig. 6.4. Observamos que la distribución en S/N de las observaciones tomadas con A1 es más amplia, lo cual puede atribuirse a las RFIs que afectaron a las observaciones tomadas con esta antena (ver Sec. 5.2). Por otro lado, la calidad de las observaciones obtenidas con A2 es más constante.

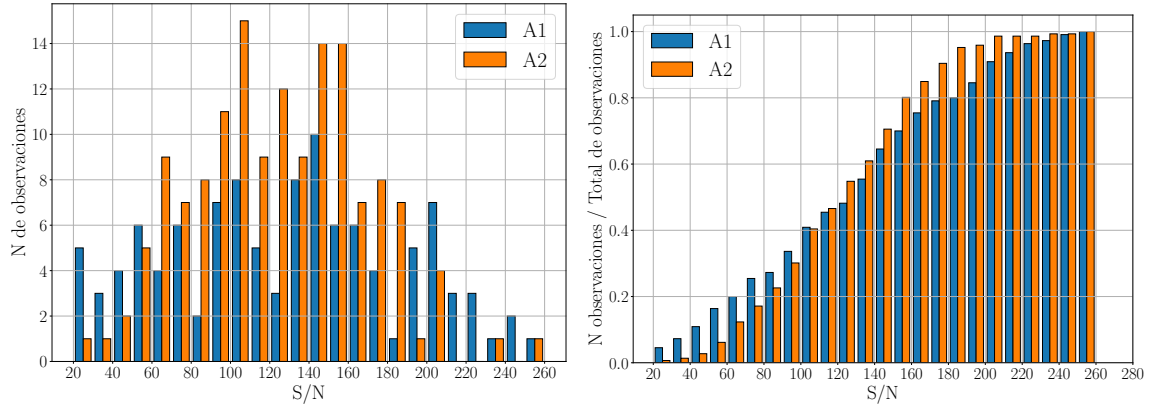


Figura 6.4. Histogramas del número de observaciones con cada antena según su S/N. A la izquierda, un histograma simple; a la derecha, un histograma acumulativo (normalizado).

En base a esto, para detectar tendencias en los resultados agrupamos a las observaciones en aquellas con $S/N > 1$ (lo cual equivale a tomar todas las observaciones disponibles), aquellas con $S/N > 50$ (a modo de eliminar las observaciones de peor S/N), y notamos máximos en 80, 110, 140 y 170, así que también escogemos estos intervalos. También es posible agrupar a las observaciones en intervalos de S/N diferentes a los presentados, ampliando así el análisis propuesto, pero para el presente trabajo se ha optado por esta elección. El número de observaciones en cada subconjunto así definido se muestra en la Tabla 6.2.

S/N	> 1	> 50	> 80	> 110	> 140	> 170
A1	114	102	86	69	53	31
A2	147	143	122	88	58	23

Tabla 6.2. Número de observaciones en cada uno de los subconjuntos de S/N.

⁽ⁱ⁾ Cabe mencionar que el tiempo de integración efectivo t_{int} que aparece en la Ec. 2.16 es menor a t_{obs} debido a la presencia de RFIs (ver Sec. 2.1.4) que afectan en diferente medida a algunas observaciones.

⁽ⁱⁱ⁾ En menor medida, puede haber una contribución debida a la T_{sys} de cada antena y a las condiciones de cada observación (como RFIs). Hasta no contar con flujos calibrados no podremos independizar estos efectos.

6.4. *Timing* según la relación señal a ruido

A continuación calculamos los residuos de *timing* para cada subconjunto de datos definido según la antena y la S/N de las observaciones. Utilizamos la rutina `pat` para calcular los TOAs a partir del *template* de la antena correspondiente, y el programa `tempo2` para calcular los residuos. Los gráficos de residuos para los subconjuntos de A1 se muestran en la Fig. 6.5 y los gráficos para la antena A2 se muestran en la Fig. 6.6.

En base a los resultados de residuos obtenidos, notamos que al filtrar las observaciones de menor S/N aquellas con residuos grandes (y por ende, candidatas a ser *outliers*) son eliminadas. Por lo tanto, concluimos que los *outliers* tienden a ser observaciones de S/N baja. Sin embargo, al tomar observaciones de mayor S/N también son eliminadas algunas observaciones con residuos cercanos a cero. Luego, la conclusión recíproca no es válida: tener residuos pequeños no implica tener una S/N alta.

Las medias cuadráticas de los residuos (RMS) calculados para cada subconjunto en función del respectivo S/N_{\min} se presentan en la Tab. 6.3 para A1 y en la Tab. 6.4 para A2. Vemos que los valores obtenidos de χ_{red}^2 son significativamente mayores a 1, incluso al considerar observaciones de S/N alto; esto indica la presencia de *outliers* y de errores subestimados en los residuos. Luego, siguiendo el algoritmo detallado en la Sec. 6.2 encontramos los valores de σ_{sist} que resultan en ajustes con $\chi_{\text{red}}^2 \approx 1$, los cuales se presentan en las tablas 6.3 y 6.4. A partir de los mismos podemos concluir que el error sistemático actual de las antenas del IAR es de orden de 0.4–0.6 μs tanto para A1 como para A2.

Tabla 6.3. *Timing* de las observaciones con A1.

S/N	Obs.	Promedio	Mediana	RMS [μs]	χ_{red}^2	σ_{sist} [μs]	RMS _{new}
> 1	96	135.89	132.27	0.36	7	0.55	0.6
> 50	92	147.84	142.87	0.36	7	0.54	0.59
> 80	81	163.27	151.52	0.35	8	0.5	0.54
> 110	66	179.0	166.6	0.34	9	0.5	0.53
> 140	51	195.25	185.15	0.32	9	0.49	0.5
> 170	30	224.28	206.38	0.27	11	0.47	0.49

Tabla 6.4. *Timing* de las observaciones con A2.

S/N	Obs.	Promedio	Mediana	RMS [μs]	χ_{red}^2	σ_{sist} [μs]	RMS _{new}
> 1	129	125.39	125.35	0.68	8	0.7	0.76
> 50	127	127.84	125.77	0.67	8	0.69	0.75
> 80	109	138.43	136.82	0.64	8	0.64	0.68
> 110	80	154.08	149.89	0.62	9	0.61	0.65
> 140	54	168.98	161.13	0.57	8	0.55	0.58
> 170	21	193.68	182.52	0.48	6	0.45	0.48

Sumando el valor de σ_{sist} obtenido para cada conjunto a los errores σ_{fit} en los TOAs de sus observaciones (ver Ec. 6.1) y re-calculando residuos con estos errores corregidos, obtenemos nuevos valores RMS_{new}. En la Fig. 6.7 se presentan los valores de σ_{sist} y en la Fig. 6.8 los valores de RMS_{new} obtenidos para cada conjunto de observaciones. Las barras de error

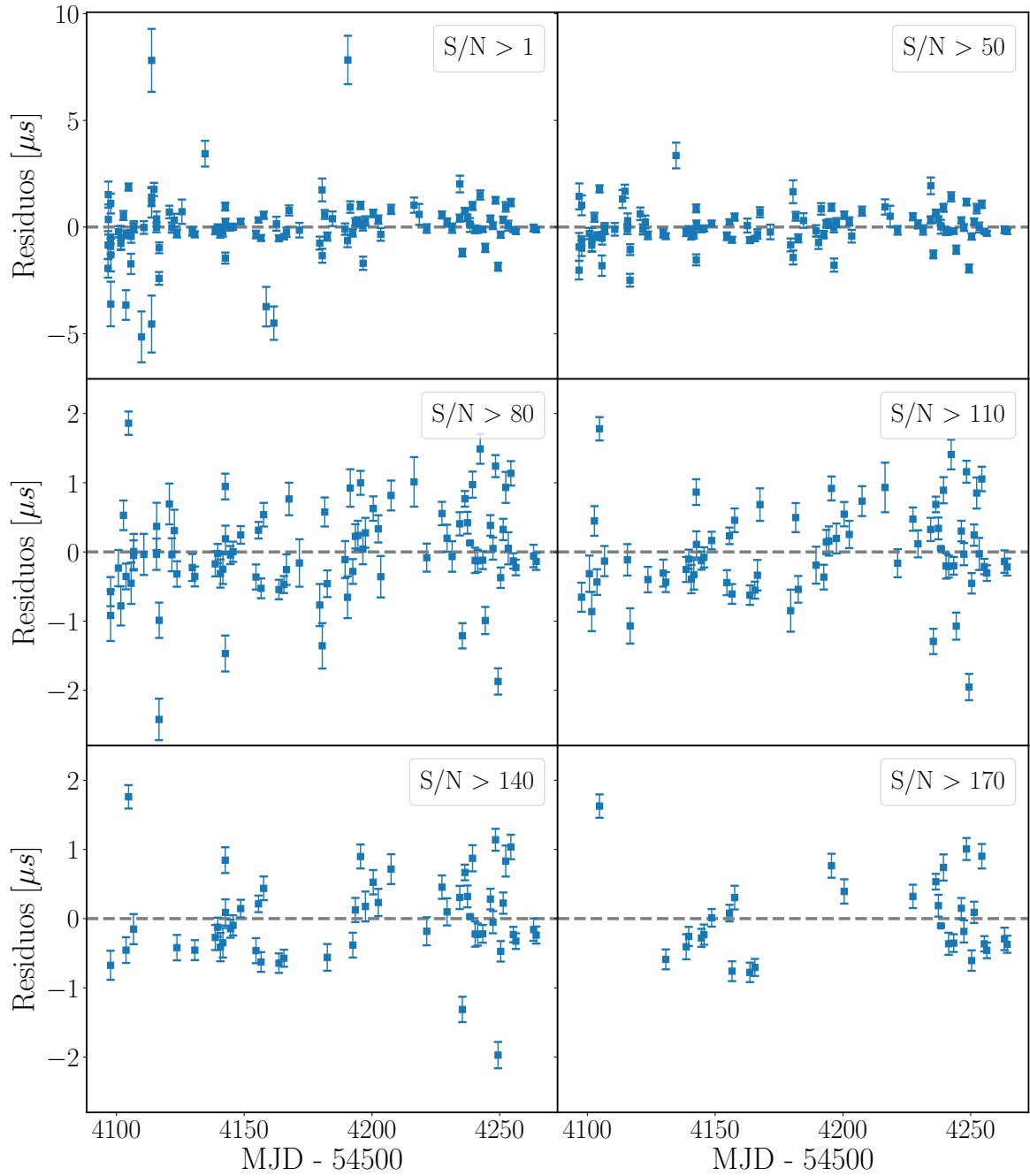


Figura 6.5. Residuos para cada uno de los subconjuntos de observaciones con A2 agrupadas según su S/N.

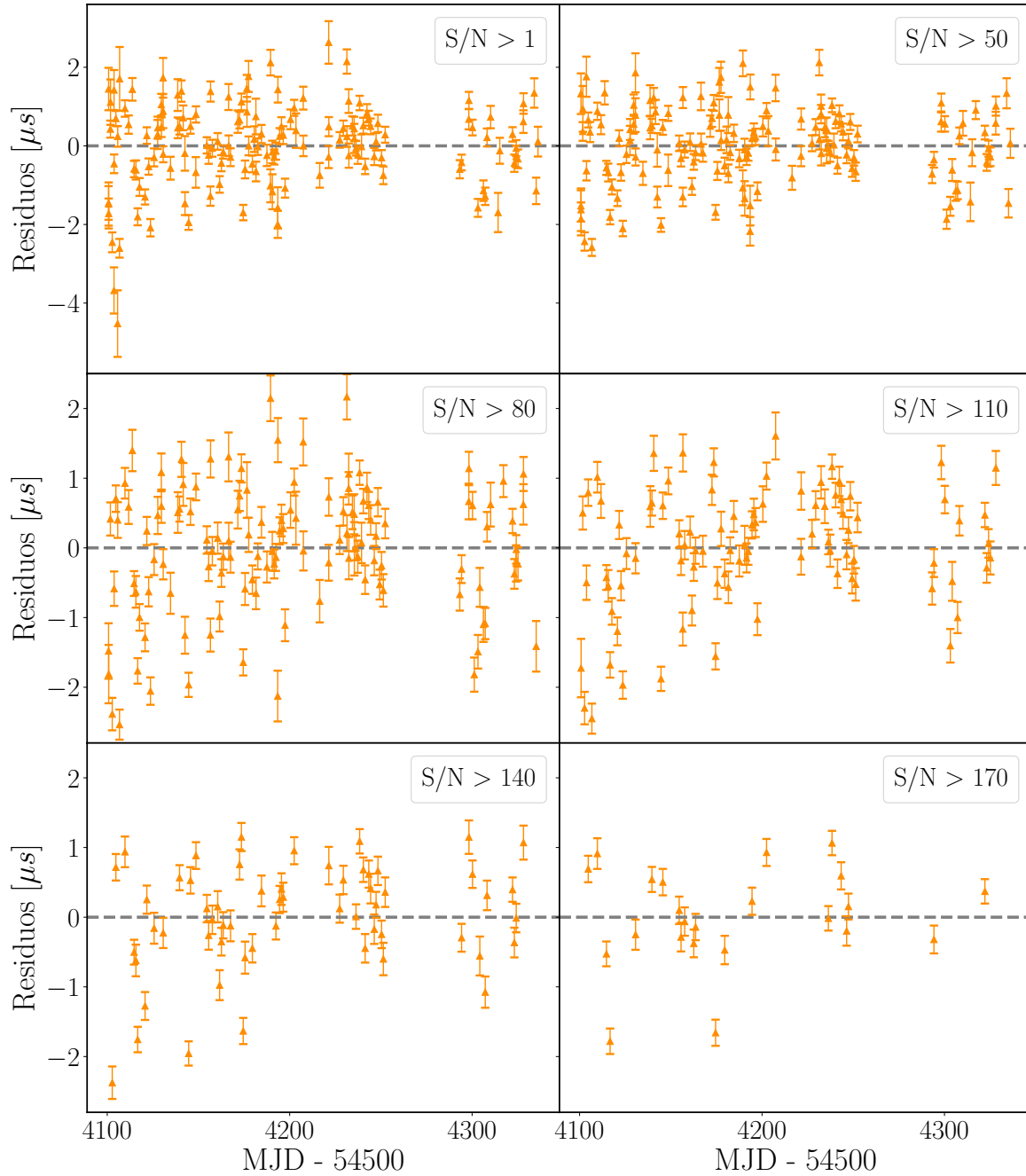


Figura 6.6. Residuos para cada uno de los subconjuntos de observaciones con A2 agrupadas según su S/N.

6. Resultados y discusión

indican un intervalo de confianza de 1σ ($\sim 67\%$) en torno a cada valor obtenido. Para los errores sistemáticos, las barras de error están dadas por los valores de σ_{sist} que resultan en ajustes con valores de χ^2_{red} iguales a los valores $\chi^2_{\text{red}}(n_{\text{free}}, \alpha/2)$ y $\chi^2_{\text{red}}(n_{\text{free}}, 1 - \alpha/2)$ de la función de densidad de probabilidad χ^2 correspondiente a un número de grados de libertad n_{free} igual al número de observaciones en cada conjunto y a una significancia de $\alpha = 0.32$. Por otro lado, usamos la hipótesis de que los residuos tienen una distribución aleatoria de media 0, donde los apartamientos se deben a ruido gaussiano. Puede demostrarse (e.g.: [Brandt, 1989](#)) que el intervalo de confianza para el valor de la RMS de los residuos obtenidos es $[\sqrt{\frac{n}{\chi^2_{n,1-\alpha/2}}} \text{RMS}, \sqrt{\frac{n}{\chi^2_{n,\alpha/2}}} \text{RMS}]$, en base a lo cual hallamos las barras de error para la RMS.

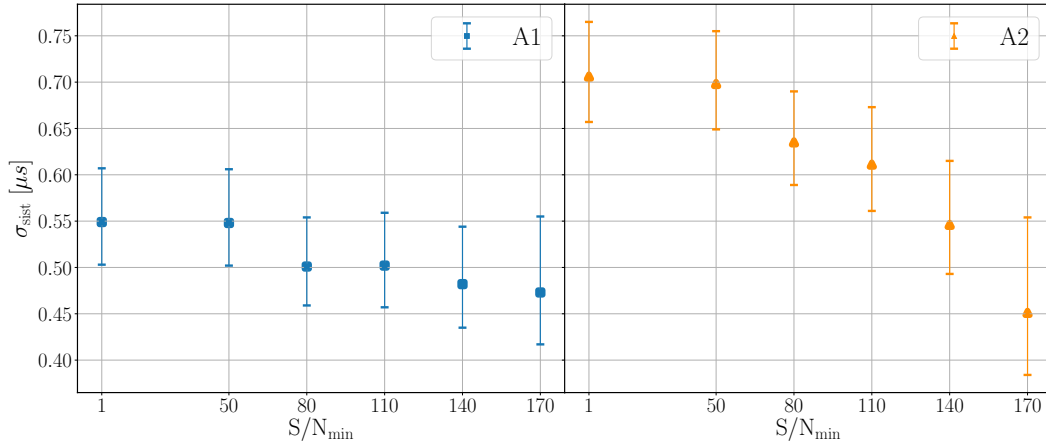


Figura 6.7. Valores σ_{sist} calculados para a cada subconjunto de observaciones con diferentes n_{bins} y para cada antena, junto a sus respectivas barras de errores.

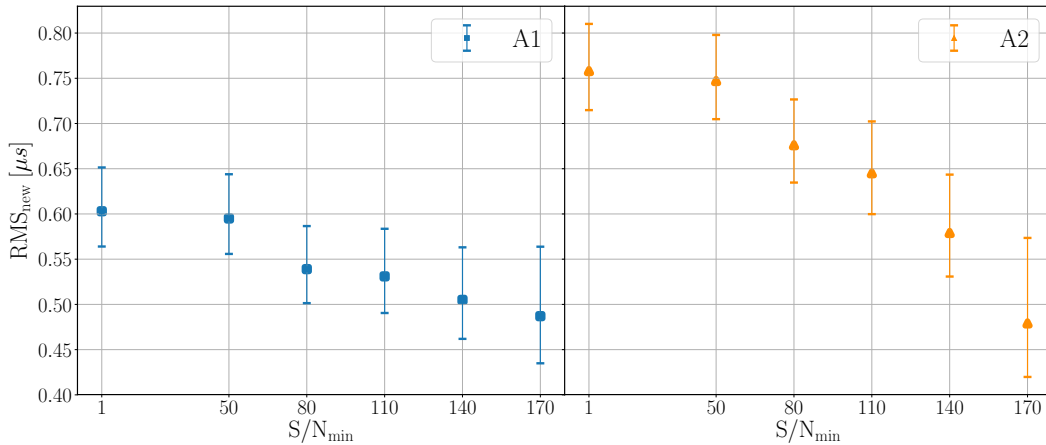


Figura 6.8. Valores de RMS obtenidos al recalculer los residuos con TOAs cuyos errores han sido aumentados en la cantidad σ_{sist} , junto a sus respectivas barras de errores.

Observamos que el RMS tiende a disminuir al aumentar la S/N de las observaciones utilizadas en *timing*. En particular, vemos que los errores obtenidos al usar observaciones con $S/N > 50$ son de orden de 0.55–0.7, de modo que es imposible realizar *timing* de precisión quedándonos sólo con estas observaciones. Por el contrario, la precisión de *timing* mejora significativamente al trabajar con observaciones con $S/N > 140$. Los valores de RMS hallados para $S/N > 140$ son una mejora respecto a los obtenidos por [Gancio et al. \(2020\)](#) (0.55 μs para A1, 0.81 μs para A2).

Notamos también que los valores obtenidos de σ_{sist} y RMS_{new} son menores para las observaciones tomadas con A1 que para las tomadas con A2 para cada valor fijo de S/N_{min} (excepto para $S/N > 170$, aunque ello puede atribuirse a tener pocas observaciones en ese intervalo). Dado que las principales diferencias entre ambas antenas es su ancho de banda (BW), el número de modos de polarización (n_{pol}), y la temperatura de sistema (T_{sys}), entonces alguno de estos factores instrumentales podría dar cuenta de la mejor precisión de *timing* obtenida con A1.

Sin embargo, el error en las observaciones introducido por la T_{sys} se manifiesta en forma de ruido blanco, el cual a su vez determina la relación S/N de las observaciones. Si las diferencias entre los errores obtenidos para cada antena se debiesen a este factor, entonces la misma debería anularse al considerar observaciones de igual S/N. Sin embargo, puesto que esta diferencia se presenta independientemente de la S/N, descartamos este factor. Por lo tanto, el resultado obtenido indica que el factor más determinante sobre la precisión de *timing* debe ser el BW o el n_{pol} de las antenas.

6.5. *Timing* según ancho de banda

En la Sec. 6.4 se determinó que las observaciones obtenidas con A1 presentan valores de RMS menores que las tomadas con A2. Tal como se detalló en la Sec. 2.3, las antenas del IAR difieren principalmente en su BW (112 MHz para A1, 56 MHz para A2) y en su número de modos de polarización (1 para A1, 2 para A2). Para cuantificar el efecto de estas diferencias sobre los valores de RMS obtenidos, nos interesa llevar las observaciones tomadas con cada antena a igual BW y modos de polarización, con el fin de analizar si en ese caso los errores obtenidos para ambas antenas son comparables.

Para este análisis usamos los 6 subconjuntos de observaciones por antena agrupadas según su S/N, definidos en la Sec. 6.3. Al momento de calcular TOAs, cada observación tomada con A1 (de BW=112 MHz) fue separada en dos sub-observaciones de BW=56 MHz, cada una de las cuales cubre la mitad del rango de frecuencias de la observación original. Para ello, hemos usado la opción `-j "T {n}"` de la rutina `pat`, la cual permite “arrugar” (ver Sec. 6.6) observaciones en frecuencia, donde $n = 2$ es el número de subintervalos en que se desea separar la observación. Por otro lado, por la ecuación del radiómetro (Ec. 2.13), el error obtenido al utilizar observaciones con $n_p = 2$ modos de polarización es $1/\sqrt{2}$ veces menor que con una única polarización. Por ende, los errores en los TOAs de las observaciones tomadas con A2 fueron multiplicados por un factor $\sqrt{2}$, a modo de simular los errores que resultarían de tomar observaciones con un único modo de polarización.

De esta manera, para cada valor de S/N_{min} obtenemos tres subconjuntos: dos conjuntos de observaciones con A1, reducidas a BW=56 MHz, y un conjunto de observaciones con A2, con un error de los TOAs equivalente a tener 1 modo de polarización. Para cada uno de estos subconjuntos calculamos sus residuos y el respectivo RMS. Los valores obtenidos de la RMS junto a su errores se presentan en la Fig. 6.9.

Para un valor fijo de S/N_{min} , los RMS obtenidos para las observaciones tomadas con A1 con BW=56 MHz son similares entre sí, y a su vez mayores que los RMS obtenidos usando el BW completo de A1. Además, las observaciones con A1 que comprenden la mitad superior del BW (es decir, de mayor frecuencia) resultan en RMS menores que las observaciones que comprenden la mitad inferior (es decir, de menor frecuencia). Esto puede deberse a:

1. RFIs que afectan en mayor medida a los canales de una sub-banda (ver Sec. 2.1.4).
2. Diferencias en la relación S/N entre ambas sub-bandas. Esto a su vez puede atribuirse a que el flujo del púlsar es mayor a bajas frecuencias, y también a efectos del centelleo

6. Resultados y discusión

el cual depende de la frecuencia (ver Sec. 3.2.2).

3. Efectos de la dispersión, la cual es menor (y por ende, mejor corregida) a frecuencias altas (ver Sec. 3.2.1).

Por otro lado, observamos que el RMS obtenido al usar observaciones tomadas con A1 con $BW=112$ MHz y una S/N_{\min} baja (> 1) resulta menor que el RMS obtenido al usar observaciones de la misma antenna con una S/N_{\min} alta (> 170) pero con $BW=56$ MHz. Finalmente, notamos que cuando las observaciones son llevadas a igual BW y modos de polarización, los RMS obtenidos para un valor fijo de S/N_{\min} son similares entre ambas antenas. Estos resultados nos permiten concluir que las diferencias entre los errores de *timing* obtenidos entre A1 y A2 puede atribuirse principalmente a la diferencia en sus anchos de banda. Aún más, concluimos que la precisión de *timing* puede mejorarse más eficientemente al aumentar el BW de las observaciones que al aumentar la S/N de las mismas.

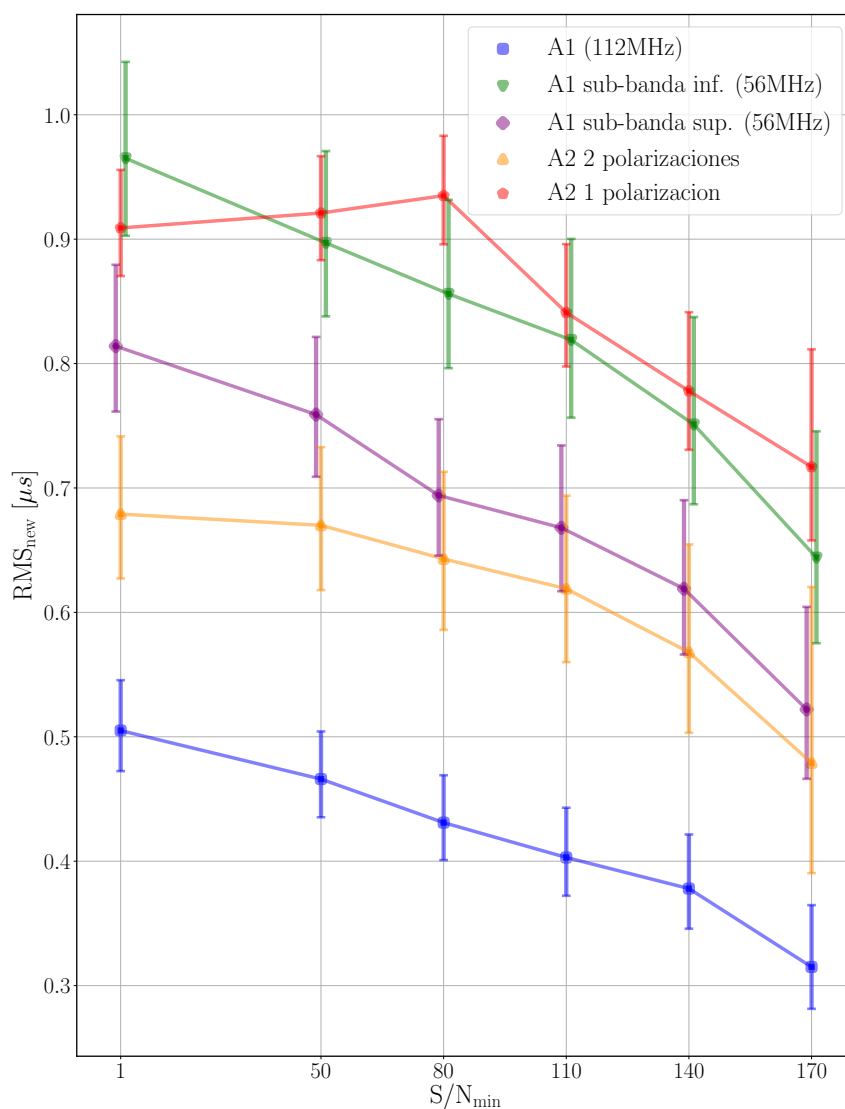


Figura 6.9. RMS de los residuos obtenidos para observaciones con A1 “arrugadas” a $BW=56$ MHz y para observaciones con A2 equivalentes a tener 1 modo de polarización. Se presentan también los RMS obtenidos para las observaciones originales de A1 y A2.

6.6. *Timing* según bins en fase

Otro de los objetivos propuestos fue cuantificar los efectos que tiene el número de *bines* en fase (n_{bins}) con que fueron plegadas las observaciones sobre los residuos de *timing*. Para ello, seleccionamos todas las observaciones obtenidas con cada antena que fueron plegadas con $n_{\text{bins}} = 1024$. Luego, usando la rutina `bscrunch` del paquete `psrchive` para Python, generamos copias de estas observaciones y de los *templates* de cada antena pero cuyos valores de n_{bins} fueron modificados a 512, 256, 128, 64 y 32. Este proceso de reducir el número de n_{bins} de una observación se denomina “arrugado”⁽ⁱ⁾ (del inglés, *scrunching*). De esta manera, obtuvimos 6 conjuntos de observaciones para cada antena, cada uno con su respectivo *template*, que difieren en el número de n_{bins} de sus observaciones.

En la Fig. 6.10 representamos el perfil de pulso de los *templates* de cada antena, así como los perfiles que se obtienen de “arrugar” estas observaciones a los valores de n_{bins} considerados. Vemos que para $n_{\text{bins}} = 32$ se pierde resolución temporal en la posición del máximo del perfil, lo cual resultará en mayores errores de los TOAs. Por otro lado, las diferencias entre los perfiles obtenidos para $n_{\text{bins}} \geq 256$ son prácticamente despreciables, lo cual sugiere que es equivalente usar perfiles con este número de n_{bins} .

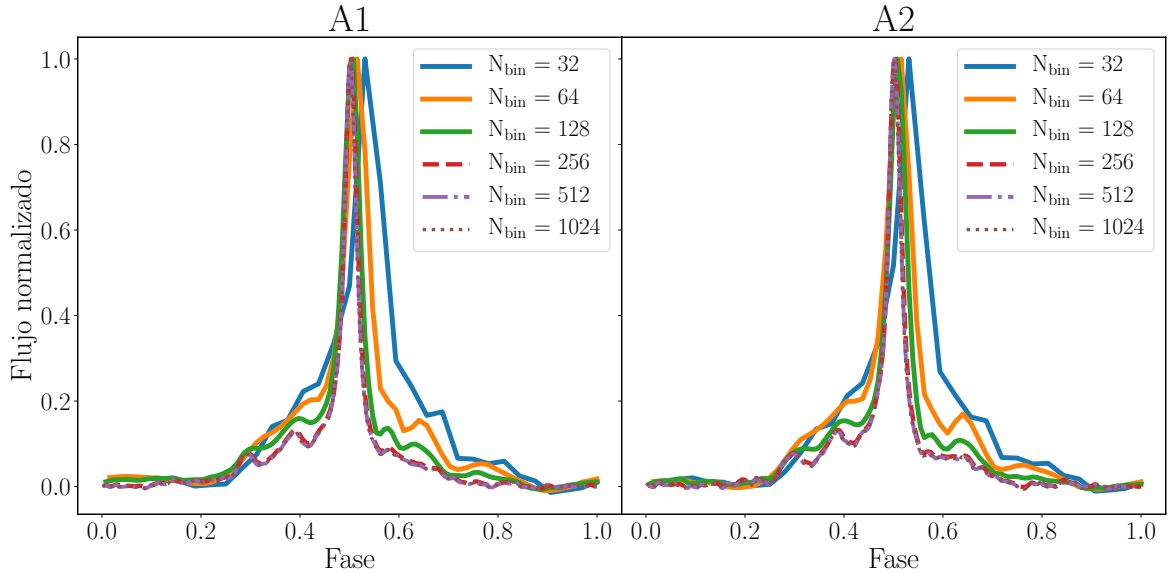


Figura 6.10. *Templates* de cada antena para diferentes valores de n_{bins} .

A continuación, calculamos los residuos de *timing* para cada uno de los subconjuntos de observaciones agrupadas por n_{bins} . Los gráficos de residuos para A1 y A2 se muestran en la Fig. 6.11. Los gráficos correspondientes a $n_{\text{bins}} = 32$ y 64 no son incluidos ya que para $n_{\text{bins}} = 32$ se obtienen residuos $> 50 \mu\text{s}$ con errores $\sim 30 \mu\text{s}$ y $\text{RMS} \sim 38$. Esto corrobora que no es posible hacer *timing* de precisión a partir de observaciones reducidas con $n_{\text{bins}} \leq 64$. Por otro lado, al considerar observaciones de $n_{\text{bins}} \geq 128$ los residuos resultan $< 2 \mu\text{s}$ y la variación en sus valores es pequeña al aumentar n_{bins} . Sin embargo, el error asociado a cada residuo varía significativamente, disminuyendo sistemáticamente al aumentar el número de n_{bins} de las observaciones.

⁽ⁱ⁾También se podrían re-reducir las observaciones plegándolas a < 1024 bins en fase. Sin embargo, hemos comprobado que es equivalente trabajar con observaciones “arrugadas” a un dado n_{bins} , lo cual es más eficiente computacionalmente.

6. Resultados y discusión

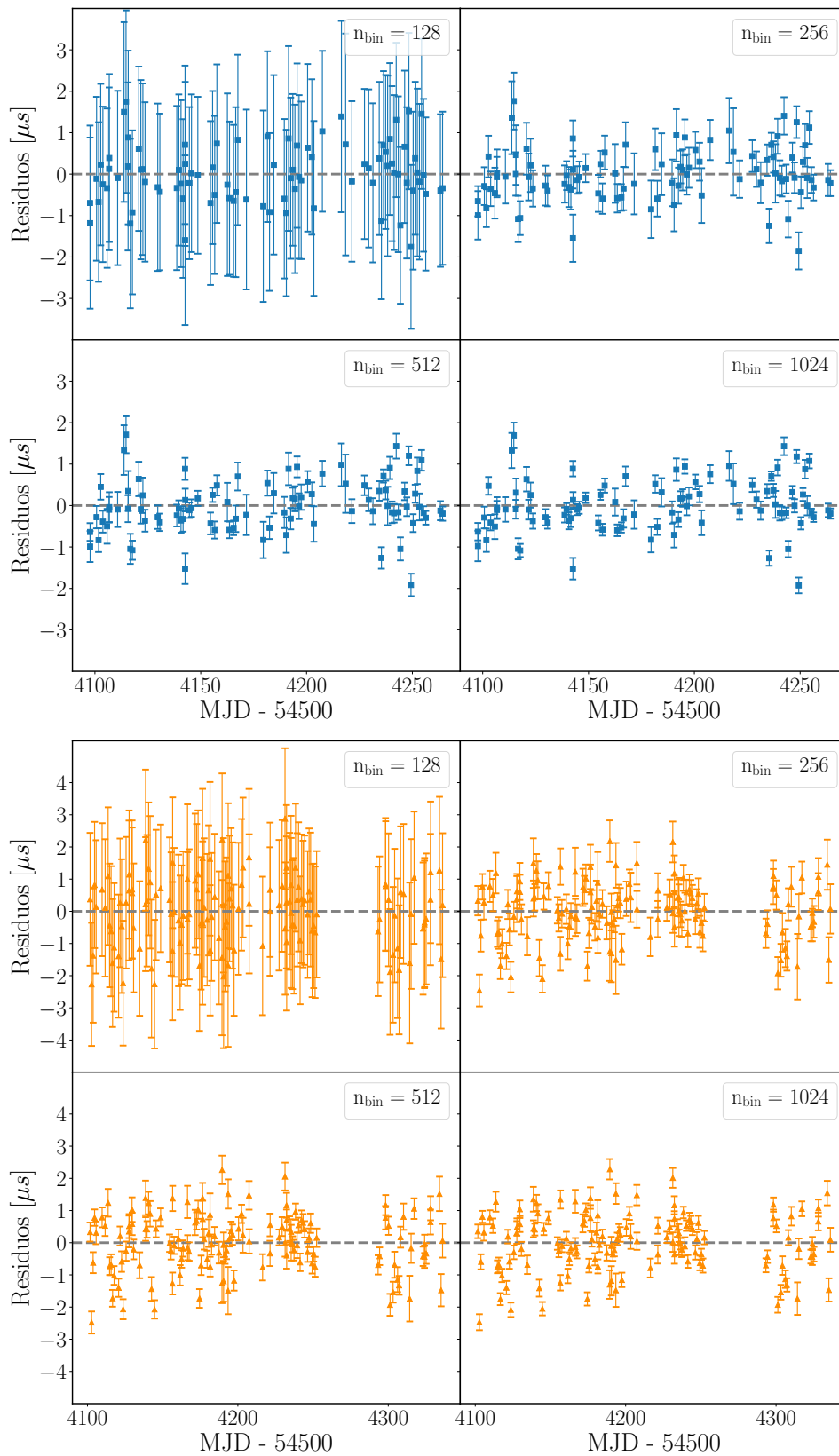


Figura 6.11. Residuos para cada uno de los subconjuntos de observaciones agrupadas en distintos n_{bins} . El panel de arriba corresponde a A1 y el de abajo a A2.

La RMS de los residuos calculados para cada subconjunto después de ajustar su σ_{sist} en función del n_{bins} de sus observaciones se presenta en la Fig. 6.12. En la misma observamos que el error de los residuos disminuye al aumentar el n_{bins} de las observaciones. En particular, concluimos que no es posible hacer *timing* a partir de observaciones con $n_{\text{bins}} \leq 64$ ya que los errores asociados son mucho mayores que los residuos obtenidos. Además, vemos que el RMS de los residuos decrece significativamente al pasar de observaciones con 64 a 256 *bin*es. También, a partir de ese valor de n_{bins} , la mejora en RMS al aumentar el número de *bin*es es mucho menos apreciable. Si tenemos en cuenta que reducir observaciones con un mayor número de bines en fase requiere un costo computacional adicional, concluimos que es suficiente utilizar observaciones con $n_{\text{bins}} \geq 256$ para realizar *timing* de precisión cercana al μs .

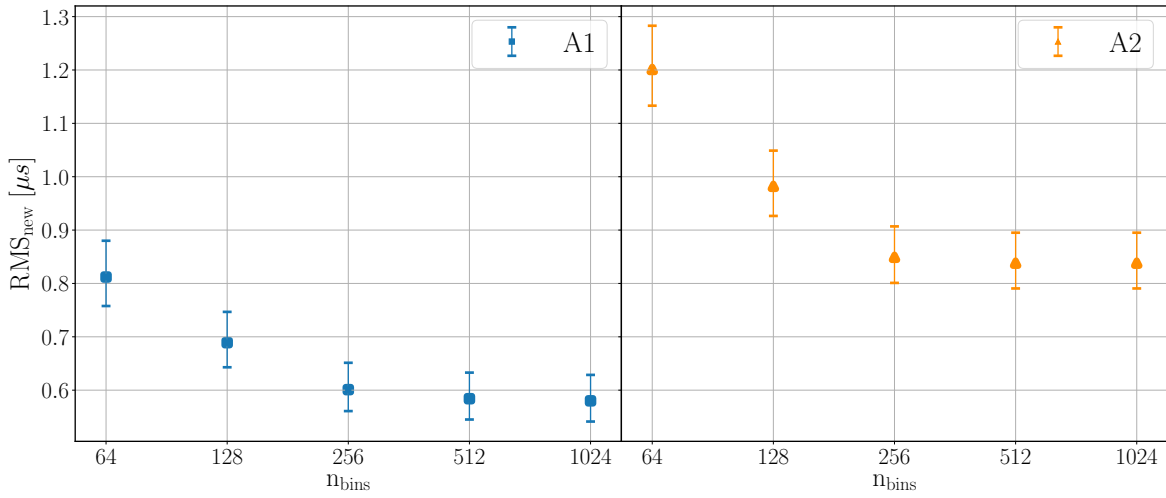


Figura 6.12. RMS obtenidos para cada conjunto de observaciones agrupadas por n_{bins} , junto a sus respectivas barras de errores.

Capítulo 7

Conclusiones

En esta tesis buscamos cuantificar las fuentes de error que afectan a los estudios temporales de *timing* con el objetivo de mejorar la precisión que es posible alcanzar en las observaciones de MSPs realizadas desde el IAR. Para ello, investigamos sistemáticamente la influencia de distintos parámetros en la reducción de los datos crudos y en el análisis de *pulsar timing*.

El trabajo de tesis requirió el aprendizaje de técnicas radioastronómicas, incluyendo la reducción de observaciones, el cálculo de residuos y el análisis de *timing*. También implicó la elaboración de scripts en Python, tanto para el procesamiento de datos como su visualización⁽ⁱ⁾. Tales herramientas serán de gran utilidad en trabajos futuros.

En base a los resultados obtenidos concluimos que para, poder realizar *timing* con precisión $\lesssim 1 \mu\text{s}$, es necesario reducir las observaciones de J0437-4715 con al menos 256 o 512 bins en fase. Asimismo, reducir las observaciones de este púlsar con $n_{\text{bins}} > 512$ no proporciona una mejora sustancial en los errores y demanda un costo computacional adicional. Por otro lado, comprobamos que la precisión en el *timing* mejora con observaciones de S/N alta, preferentemente mayor a 140. También corroboramos que un factor determinante en los errores de *timing* es el BW disponible del receptor de la antena; luego ampliar el mismo es un paso clave para potenciar las capacidades observacionales del IAR.

Los resultados obtenidos también contribuyen a caracterizar las capacidades radioastronómicas de las antenas del IAR. En particular, obtuvimos que el error sistemático en el RMS de los residuos de *timing* que afecta a las observaciones de estas antenas es del orden de 0.4–0.6 μs . Esto constituye una medida de la precisión máxima alcanzable para *timing* dado el instrumental actual, que es próxima a la precisión requerida por los PTAs para la detección de GWs ($\sim 0.1 \mu\text{s}$). Las mejoras que se están llevando a cabo en el instrumental actual permitirán alcanzar el nivel de precisión requerido y por lo tanto contribuir a la detección de GWs de longitud de onda larga.

En el futuro se espera contar con un conjunto de observaciones más completo, con una tasa de muestreo diaria con tiempos de integración de 220 min cada una. Esto se podrá lograr gracias a la automatización del software de observación que ha sido implementado a comienzos del 2020. El análisis de *timing* presentado podrá entonces repetirse para este conjunto de observaciones, obteniendo así resultados más precisos y permitiendo proyectar observaciones a futuro para el monitoreo de PSR J0437–4715. Por otro lado, se pretende llevar a cabo un estudio más detallado de estas observaciones por medio del paquete ENTERPRISE, capaz de realizar análisis de ruido, búsqueda de GWs y análisis de modelos de *timing*. Por medio del mismo se buscará refinar los valores de los parámetros que definen el modelo de *timing* actual y dar una interpretación física al error sistemático σ_{sist} hallado (por ejemplo, si el mismo puede atribuirse al *time stamp*, al ancho de banda, etc). Finalmente, también

⁽ⁱ⁾Los scripts utilizados están disponibles en https://github.com/svsosafiscella/tesis_SosaFiscella.

7. Conclusiones

se buscará extender el análisis de *timing* presentado para PSR J0437–4715 a otros MSPs menos brillantes observados desde el IAR (por ej., PSR J2241–5236). A partir del trabajo propuesto se espera obtener datos de alta calidad que contribuyan considerablemente a las colaboraciones para la detección de GWs.

Apéndice A

Física de Ondas Gravitacionales

A.1. Aproximación para campos gravitatorios débiles

En mecánica Newtoniana, las fuentes de campo gravitatorio son las masas. El potencial gravitatorio de una distribución de masa está dada por la *ecuación de Poisson*:

$$\nabla^2\phi = 4\pi G\rho, \quad (\text{A.1})$$

donde ρ es la densidad de masa y G es la constante de Newton. Si estas masas se mueven, la propagación de estos efectos sobre el potencial es instantánea, violando los postulados de la Relatividad Especial.

La Relatividad General (RG) es una teoría que auna los efectos gravitatorios, en un marco común descrito por la Relatividad Especial. En esta teoría el campo gravitatorio es una manifestación de la curvatura que presenta el propio espacio-tiempo ante la presencia de energía, caracterizada por el tensor de energía impulso, $T^{\alpha\beta}$. La generalización de la ecuación de Poisson a la RG será de la forma

$$G^{\alpha\beta} = 8\pi T^{\alpha\beta}, \quad (\text{A.2})$$

donde $G^{\alpha\beta}$ son las componentes de *tensor de Einstein*; este se construye a partir de las componentes del tensor métrico g , el cual es la generalización de potencial ϕ a la RG.

Las ecuaciones (A.2) se conocen como **Ecuaciones de Einstein**. Como $T^{\alpha\beta}$ y $G^{\alpha\beta}$ son tensores simétricos, estas representan un sistema de 10 ecuaciones diferenciales en derivadas parciales, no lineales y acopladas. Dada una fuente $T^{\alpha\beta}$, este sistema de ecuaciones pueden entonces resolverse para hallar las componentes de la métrica $g_{\alpha\beta}$. Sin embargo, estas ecuaciones no son independientes entre sí, puesto que las identidades de Bianchi, $G^{\alpha\beta}{}_{;\beta} = 0$ dan 4 identidades diferenciales entre las 10 componentes de $G^{\alpha\beta}$, una para cada valor de α . Luego, las ecuaciones de Einstein son solo 6 ecuaciones diferenciales independientes que dan 6 funciones entre las 10 componentes $g_{\alpha\beta}$ que determinan la geometría independientemente de las coordenadas escogidas.

Consideremos ahora un *espacio levemente curvado*, es decir en el cual la métrica puede escribirse como la de Minkowski, $\eta_{\alpha\beta}$, más una pequeña perturbación $h_{\alpha\beta}$:

$$g_{\alpha\beta} = \eta_{\alpha\beta} + h_{\alpha\beta} \quad , \quad |h_{\alpha\beta}| \ll 1. \quad (\text{A.3})$$

Ahora bien, si consideramos un cambio de coordenadas $x^\alpha \rightarrow x^{\alpha'}$ muy “pequeño”, de la forma $x^{\alpha'} = x^\alpha + \xi^\alpha(x^\beta)$, generado por un vector ξ^α cuyas componentes son funciones de la posición y tal que sus derivadas son pequeñas, $|\xi^\alpha{}_{;\beta}| \ll 1$, entonces en estas nuevas coordenadas la métrica estará dada por

$$g_{\alpha'\beta'} = \eta_{\alpha'\beta'} + (h_{\alpha'\beta'} - \xi_{\beta'\alpha'} - \xi_{\alpha'\beta'}) \equiv \eta_{\alpha'\beta'} + \tilde{h}_{\alpha'\beta'}. \quad (\text{A.4})$$

Por lo tanto, el cambio de coordenadas tiene el efecto de cambiar $h_{\alpha\beta}$ por $\tilde{h}_{\alpha'\beta'}$ donde como $|\xi^{\alpha}_{,\beta}| \ll 1$ entonces $|\tilde{h}_{\alpha'\beta'}| \ll 1$, así que en las nuevas coordenadas todavía podemos escribir a la métrica como la de Minkowski más una pequeña perturbación.

En particular, pediremos que se cumpla la **condición de Lorentz** por la cual

$$\bar{h}^{\alpha\beta}_{,\alpha} = 0, \quad (\text{A.5})$$

donde $\bar{h}_{\alpha\beta} = h_{\alpha\beta} - 1/2 \eta_{\alpha\beta} h$ es la *traza inversa* de $h_{\alpha\beta}$. Luego, reemplazando la expresión (A.3) para $g_{\alpha\beta}$ en la definición de las componentes del tensor de Einstein $G_{\alpha\beta}$, y quedándonos a primer orden en $h_{\alpha\beta}$, puede demostrarse (Schutz, 2009; Carroll, 2004) que las ecuaciones de Einstein (A.2) quedan:

$$\square \bar{h}^{\alpha\beta} = -16\pi T^{\alpha\beta} \quad (\text{A.6})$$

donde $\square = -\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla^2$ es el operador Laplaciano. Estas se llaman **ecuaciones linealizadas de Einstein**, pues resultan de mantener términos lineales en $h_{\alpha\beta}$. No es necesario aplicar ninguna corrección al tensor de energía-momento porque la energía y el momento deben ser pequeños para poder aplicar la aproximación de campo débil, de modo que $T^{\alpha\beta}$ ya es del orden de la perturbación.

A.2. Ondas gravitacionales

Dada una fuente *localizada*, es decir confinada a una región limitada del espacio, a grandes distancias de la fuente su campo gravitacional es lo suficientemente débil como para poder aplicar la teoría linealizada. Consideramos además que el campo es no estacionario, de modo que las derivadas temporales no se anulan. Esto puede ocurrir para una fuente relativista atravesando campos rápidos y que ocurrieron hace un tiempo lo suficiente grande como para que las perturbaciones producidas por estos cambios alcancen la región en consideración. Las ecuaciones linealizadas de Einstein (A.6) en el vacío ($T^{\alpha\beta} = 0$) en una región lo suficientemente lejana de la fuente del campo gravitatorio están dadas por:

$$\square \bar{h}^{\alpha\beta} = \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nabla^2 \right) \bar{h}^{\alpha\beta} = 0. \quad (\text{A.7})$$

Esta es una ecuación de onda tridimensional, y como tal sus soluciones son *ondas planas* de la forma

$$\bar{h}^{\alpha\beta} = A^{\alpha\beta} e^{ik_{\mu}x^{\mu}}, \quad (\text{A.8})$$

donde $\{k_{\alpha}\}$ son las componentes (reales) constantes de una monofrma y $\{A^{\alpha\beta}\}$ son las componentes (complejas) constantes de algún tensor. De esta manera, las ecuaciones linealizadas de Einstein en el vacío dan lugar a un fenómeno no presente en la teoría newtoniana de la gravedad, que son las **ondas gravitacionales**.

Para obtener la ecuación de onda (A.7) impusimos que se cumpla la condición de Lorentz (A.5); en ese caso, esta condición implica que el tensor $A^{\alpha\beta}$ debe ser ortogonal al tensor de onda \bar{k} . Esto implica que las variaciones en amplitud de la onda son transversales a la dirección de propagación, razón por la cual se dice que las ondas son *transversales*. Esto se traduce en:

$$\bar{h}^{\alpha\beta}_{,\alpha} = ik_{\alpha} A^{\alpha\beta} e^{ik_{\mu}x^{\mu}} = 0 \quad \rightarrow \quad k_{\alpha} A^{\alpha\beta} = 0. \quad (\text{A.9})$$

Por otro lado, si en un cierto Gauge se cumple la condición de Lorentz, puede demostrarse (Schutz, 2009; Carroll, 2004) que siempre podemos hacer un cambio de Gauge de la forma $h^{\text{new}}_{\alpha\beta} = h^{\text{old}}_{\alpha\beta} - \xi_{\beta,\alpha} - \xi_{\alpha,\beta}$ manteniendo esta condición si usamos cualquier vector ξ tal que

$\square\xi^\beta = 0$. En particular, escogemos $\xi^\beta = B^\beta e^{ik_\mu x^\mu}$, donde k^μ es el mismo vector de onda que para la solución de onda (A.8), y B^μ son 4 constantes arbitrarias.

Imponemos entonces dos condiciones adicionales: que la traza de \bar{h} sea $\text{tr}(\bar{h}) = h^\alpha_\alpha = 0$, y que para un vector constante tipo tiempo \bar{U} se cumpla que $A_{\alpha\beta}^{\text{new}} U^\beta = 0$. De esta manera se obtienen cuatro ecuaciones que permiten hallar a B_μ como función de k_μ , $A_{\alpha\beta}^{\text{old}}$, y U^μ . Estas dos condiciones, junto con la ecuación (A.9) definen un Gauge llamado *Gauge transverso-sin traza* (TT), en el cual las ondas planas que son solución de la ecuación (A.7) tienen la forma:

$$h_{\alpha\beta}^{\text{TT}} = (A_{\alpha\beta}^{\text{TT}}) e^{ik_\mu x^\mu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_{xx} & A_{xy} & 0 \\ 0 & A_{xy} & -A_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} e^{ik_\mu x^\mu}. \quad (\text{A.10})$$

A.3. Efecto sobre partículas libres

Supongamos una partícula libre en una métrica de fondo sobre la que incide una onda gravitacional dada por una perturbación $h_{\alpha\beta}$ a la métrica. Escogemos un sistema de referencia inercial que está inicialmente en reposo respecto de la partícula, de modo que el vector tipo tiempo $U^\alpha = (1, 0, 0, 0)$ es la tetravelocidad inicial de la partícula, y escogemos el Gauge transverso-sin traza referido a este sistema. Como el movimiento de una partícula libre obedece a la ecuación de una geodésica, la aceleración inicial es:

$$\left. \frac{dU^\alpha}{d\tau} \right|_{\tau=0} + \Gamma^\alpha_{\mu\nu} U^\mu U^\nu = \left. \frac{dU^\alpha}{d\tau} \right|_{\tau=0} + \Gamma^\alpha_{tt} = 0 \quad \rightarrow \quad \left. \frac{dU^\alpha}{d\tau} \right|_{\tau=0} = -\Gamma^\alpha_{tt}. \quad (\text{A.11})$$

Expresando los símbolos de Christoffel $\Gamma^\alpha_{\mu\nu}$ en términos de las componentes de la métrica linealizada, y usando las componentes de $h_{\alpha\beta}$ dada por (A.10), obtenemos:

$$\left. \frac{dU^\alpha}{d\tau} \right|_{\tau=0} = -\Gamma^\alpha_{tt} = -\frac{1}{2} \eta^{\alpha\sigma} (h_{\sigma 0,0} + h_{\sigma 0,0} - h_{00,\sigma}) = 0. \quad (\text{A.12})$$

Por lo tanto, si la partícula está inicialmente en reposo, entonces seguirá en reposo un instante posterior y, por el mismo argumento, la aceleración seguirá siendo cero en ese instante. Como resultado, la partícula no es afectada por la onda gravitacional y permanecerá en reposo en el sistema escogido, es decir que sus coordenadas se mantienen constantes en este sistema.

Si consideramos una partícula en el origen y otra en $(\varepsilon, 0, 0)$, la distancia propia entre ambas es:

$$\int \sqrt{|g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta|} = \int_0^\varepsilon \sqrt{|g_{xx}|} dx \approx \sqrt{|g_{xx}|} \varepsilon = \sqrt{|\eta_{xx} + h_{xx}|} \varepsilon \approx \left[1 + \frac{1}{2} h_{xx}^{\text{TT}} \cos \omega(t - z) \right] \varepsilon. \quad (\text{A.13})$$

Puesto que en general h_{xx}^{TT} es distinto de cero, entonces la distancia propia entre las partículas sí cambia con el tiempo. En particular,

Vemos de la ecuación (A.13) que un cambio en la distancia es proporcional a la separación inicial entre las partículas, ε , de modo que el efecto es mayor cuando la distancia original es mayor. Por esta razón, los métodos para detectar ondas gravitacionales (que discutiremos en la Sec. 4.1) operan sobre distancias muy grandes, midiendo cambios en la separación de cuerpos sobre escalas de varios kilómetros (en el caso de detectores terrestres) o millones de kilómetros (en el espacio). Vemos además que esta distancia oscila con una amplitud proporcional a $h_{xx}^{\text{TT}}/2$; puesto que estas componentes adimensionales son típicamente del orden de 10^{-21} , este efecto es muy pequeño.

A.4. Propiedades de las ondas gravitacionales

Dada una fuente localizada y no relativista que genera ondas gravitacionales, el tensor de energía-impulso $T^{\alpha\beta}$ no se anula y por ende no podemos asumir que la solución toma la forma transverso-sin traza dada por (A.10). En cambio, utilizamos las ecuaciones linealizadas e inhomogéneas de Einstein en el Gauge de Lorentz dadas por (A.6). Su solución puede hallarse con el método de la *función de Green* (Carroll, 2004). Para ello, suponemos una distancia a la fuente r mucho mayor que el tamaño de la misma, y que la fuente es no relativista de modo que la mayor parte de la radiación gravitacional es emitida a frecuencias temporales bajas. En ese caso, la solución a las ecuaciones linealizadas de Einstein es:

$$\bar{h}_{ij}(t, \vec{x}) = \frac{2G}{r c^4} \frac{d^2 I_{ij}}{dt^2}(t_r) \quad , \quad I_{ij} = \int y^i y^j T^{00}(t, \vec{y}) d^3 y, \quad (\text{A.14})$$

donde $t_r = t - r/c$ es el **tiempo retardado** y $I_{ij}(t_r)$ es **momento cuadrupolar** de la densidad de energía de la fuente.

Vemos entonces que *la amplitud de la onda gravitacional producida por un objeto no relativista es proporcional a la derivada segunda del momento cuadrupolar de su densidad de energía*. En contraste, la principal contribución a la radiación electromagnética proviene de las variaciones en el momento dipolar de la densidad de carga. La diferencia entre ambas formas de radiación provienen de que un momento dipolar variable se corresponde a un movimiento del centro de densidad (densidad de carga en el caso del electromagnetismo, densidad de energía en el caso de la gravitación); mientras que nada impide que el centro de carga de un objeto oscile, la oscilación del centro de masa de un sistema aislado violaría la conservación del impulso. Por ende, la radiación gravitatoria se debe a la oscilación de momento cuadrupolar, el cual da una medida de la forma del sistema. Como el momento cuadrupolar es generalmente mucho menor que el momento dipolar, la radiación gravitatoria es típicamente mucho más débil que la radiación electromagnética.

Un caso de especial interés astrofísico es la radiación gravitatoria generada por un *sistema binario* de estrellas mutuamente orbitantes. Estos sistemas son fuentes intensas de ondas gravitacionales; en particular, sistemas binarios con púlsares han provisto fuerte evidencia indirecta de radiación gravitatoria (Stairs, 2003; Lorimer, 2008).

Consideremos dos estrellas de masa M en una órbita circular en el plano x^1-x^2 , cada una a una distancia R de su centro de masa común y con una frecuencia angular orbital Ω , tal como se muestra en la Fig. A.1. Puede demostrarse (Schutz, 2009) que las componentes de la perturbación a la métrica están entonces dadas por:

$$\bar{h}_{ij}(t, \vec{x}) = \frac{1}{c^4} \frac{8GM}{r} \Omega^2 R^2 \begin{pmatrix} -\cos 2\Omega t_r & -\sin 2\Omega t_r & 0 \\ -\sin 2\Omega t_r & \cos 2\Omega t_r & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.15})$$

Por ende, la radiación propagándose en dirección del eje x^3 (perpendicular al plano de la órbita) está *circularmente polarizada*. Aún más, vemos que la radiación gravitacional emitida tiene una frecuencia igual al doble de la frecuencia orbital, $f = 2\Omega$.

Igualando la fuerza gravitacional actuante sobre cada componente del sistema binario a la fuerza “centrífuga”, obtenemos:

$$\frac{GM^2}{(2R)^2} = \frac{Mv^2}{R} \rightarrow v = \left(\frac{GM}{4R} \right)^{1/2} \rightarrow \Omega \equiv \frac{2\pi}{T} = 2\pi \left(\frac{v}{2\pi R} \right) = \left(\frac{GM}{4R^3} \right)^{1/2}, \quad (\text{A.16})$$

donde v es la velocidad orbital y T es el período orbital.

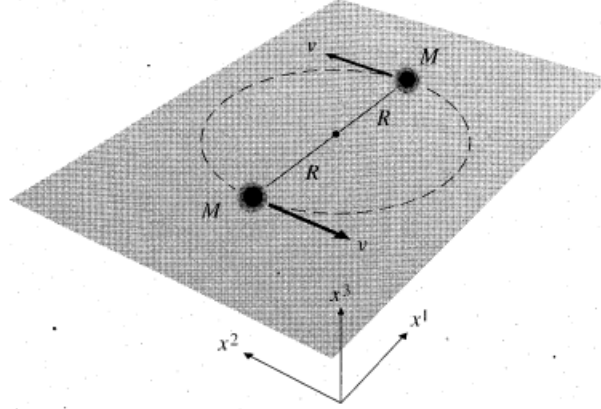


Figura A.1. Sistema estelar binario formado por dos estrellas de masa M que orbitan en el plano x^1 - x^2 con un radio orbital R . Adaptado de [Carroll \(2004\)](#).

Por ende, la frecuencia de la onda gravitacional emitida por el sistema es ([Carroll, 2004](#)):

$$f = 2\Omega = 2 \left(\frac{GM}{4R^3} \right)^{1/2} = 2 \left(\frac{2GM}{c^2} \frac{c^2}{8R^3} \right)^{1/2} = \frac{cR_s^{1/2}}{R^{3/2}}, \quad (\text{A.17})$$

donde $R_s = 2GM/c^2$ es el radio de Schwarzschild. Por lo tanto, la amplitud de la onda gravitacional recibida en la posición de la Tierra es:

$$h \sim \frac{1}{c^4} \frac{8GM}{r} \Omega^2 R^2 = \frac{1}{c^4} \frac{8GM}{r} \left(\frac{GM}{4R^3} \right) R^2 \sim \frac{R_s^2}{rR}. \quad (\text{A.18})$$

Si consideramos el caso particular de un sistema binario de agujeros negros a una distancia de 30 Mpc ($r \sim 10^{26}$ cm), típicamente se tienen valores de $M \sim 10M_\odot$, $R_s \sim 10^6$ cm y $R \sim 10^7$ cm. Como resultado, una fuente como esta produciría ondas gravitatorias de frecuencia y amplitud características dadas por:

$$f \sim 10^2 \text{ s}^{-1} \quad , \quad h \sim 10^{-21}. \quad (\text{A.19})$$

Por lo tanto, para detectar la radiación gravitacional proveniente de un sistema binario de estas características se necesita instrumental sensible a frecuencias cercanas a 100 Hz (o períodos de ~ 10 ms) y esfuerzos del orden de 10^{-21} o menos.

El más estudiado de estos sistemas es el que contiene al púlsar PSR B1913+16, descubierto por [Hulse & Taylor \(1975\)](#). Este sistema consiste en dos estrellas de neutrones orbitando en próxima cercanía una de la otra. El período orbital, inferido a partir del análisis de la variación del período de pulsación del púlsar, es de 7 h 45 min 7 s, y ambas estrellas tienen masas aproximadamente iguales a $1.4 M_\odot$ ([Taylor & Weisberg, 1982](#)). Si el sistema está a una distancia de $r \sim 8 \text{ kpc} = 2.4 \times 10^{20}$ m, la radiación gravitacional predicha tiene una amplitud de aproximadamente $h \sim 10^{-23}$ en la posición de la Tierra.

Otra fuente importante de ondas gravitacionales son las estrellas de neutrones que no son simétricas en torno al eje de rotación debido a distribuciones irregulares de masa en la corteza de las mismas. Si la estrella es casi simétrica, puede demostrarse ([Schutz, 2009](#)) que la amplitud de la radiación emitida en cualquiera de las polarizaciones en la dirección del eje de rotación está dada por:

$$h \sim \frac{2\varepsilon\Omega^2 I_{\text{NS}}}{r} \quad (\text{A.20})$$

donde I_{NS} es el momento de inercia de una esfera de neutrones esférica y ε es la asimetría fraccional de la estrella en torno a su eje de rotación. Para valores típicos de $I_{\text{NS}} = 10^{38} \text{ kg m}^2$, $r = 1 \text{ kpc}$, $\Omega = 2\pi f$ con $f = 60 \text{ Hz}$, y $\varepsilon = 10^{-5}$, se obtiene una amplitud de $h \sim 10^{-25}$.

Apéndice B

Otros Métodos de Detección de Ondas Gravitacionales

B.1. Detectores de masas resonantes

Los **detectores de masas resonantes** consisten en masas sólidas unidas por resortes. Si la frecuencia de resonancia del sistema, ω_0 , es ajustada a la frecuencia Ω de una fuente de ondas gravitacionales, entonces la onda inducirá oscilaciones forzadas en el detector el cual comenzará a vibrar en respuesta a la onda incidente. Esto permite detectar fuentes de radiación gravitatoria de frecuencia fija (por ejemplo, púlsares o sistemas binarios cercanos). Los primeros detectores utilizados eran de este tipo ([Weber, 1961](#)), pero han sido reemplazados por interferómetros debido a la mejor sensibilidad de estos últimos.

B.2. Interferómetros láseres

Los **interferómetros láseres** usan láseres altamente estables para monitorear la distancia propia entre masas libres; cuando una onda gravitatoria pasa por las mismas, su distancia propia cambiará (tal como vimos en la [Sec. A.3](#)). La luz del láser pasa por un divisor el cual envía la mitad del haz hacia un brazo del interferómetro y la otra mitad hacia otro brazo perpendicular al primero. Ambos haces de luz tienen fases correlacionadas. Luego de haberse reflejado en los extremos de los brazos, ambos haces vuelven a juntarse interfiriendo constructivamente uno con el otro (ver [Fig. B.1](#)). Esta interferencia permite medir la diferencia entre las longitudes de ambos brazos. Si la diferencia cambia, por ejemplo debido a una onda gravitacional, entonces el patrón de interferencia cambia y la onda puede, en principio, ser detectada.

Como los interferómetros láseres no dependen de ninguna clase de vibración resonante pueden operar sobre un rango de frecuencias más grande. Además, la sensibilidad de los mismos puede aumentarse considerablemente al aumentar el tamaño de los brazos; cuanto más largos sean los brazos, mayor será la diferencia en los tiempos de regreso de los haces de luz para una dada amplitud de la onda gravitacional incidente. La luz dentro de los brazos puede ser reflejada sucesivamente entre dos espejos, atravesando cada brazo varias veces y aumentando su tiempo de residencia en el mismo; esto a su vez aumenta la diferencia en el tiempo de retorno cuando pasa una onda gravitacional y, por ende, mejora la sensibilidad del instrumento.

Incluso usando brazos largos, la señal puede ser enmascarada por distintas fuentes de ruido instrumental ([Saulson, 1994](#); [Rowan & Hough, 2000](#)).

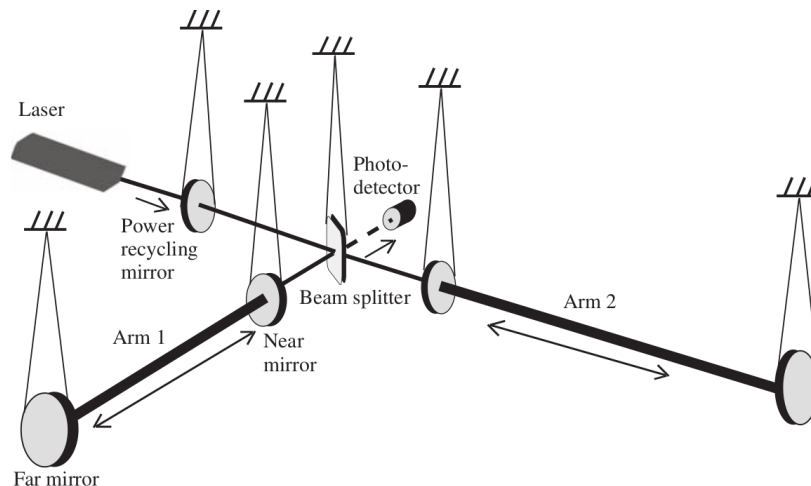


Figura B.1. Esquema de un interferómetro láser. La luz del láser es separada entre los dos brazos, dentro de los cuales es reflejada sucesivamente entre dos espejos aumentando así la sensibilidad instrumental. El haz que presenta interferencia destructiva es enviado al fotodetector, y la imagen resultante debería ser oscura a menos que haya una onda gravitacional presente. El otro haz presenta interferencia constructiva y regresa al láser, donde es enviada nuevamente al interferómetro en fase con el nuevo haz de luz. Extraído de [Schutz \(2009\)](#).

- Para filtrar las vibraciones sísmicas las componentes son suspendida; por ejemplo, *Virgo* usa siete péndulos, cada uno colgando del anterior, lo cual le permite observar a bajas frecuencias, donde el ruido de las vibraciones sísmicas es mayor.
- Para reducir el efecto de las vibraciones térmicas se busca reducir la temperatura a la cual operan los detectores; por ejemplo, el proyecto KAGRA (*Kamioka Gravitational Wave Detector*) en Japón opera a $T \sim 40$ K.
- La interferencia de los dos haces de luces fluctuará en intensidad debidos a que los mismos están compuestos de fotones discretos y no de un continuo de radiación, reduciendo así la sensibilidad a frecuencias mayores a ~ 200 Hz. Este efecto se mitiga al aumentar la cantidad de luz emitida, porque al haber más fotones las fluctuaciones disminuyen.

Estas fuentes de ruido limitan el rango de frecuencias que pueden ser observadas por detectores terrestres a ~ 40 Hz – 1 kHz. A bajas frecuencias interfieren las vibraciones sísmicas. En el medio de este rango, la sensibilidad está limitada por el ruido térmico. A frecuencias altas, el límite está determinado por las fluctuaciones cuánticas.

La detección de ondas gravitacionales ha visto un rápido desarrollo en las últimas décadas gracias a numerosos interferómetros que se encuentran operacionales o en desarrollo. Entre los más prominentes destacamos el LIGO (Estados Unidos), el Virgo (Italia), GEO (Alemania), el TAMA (Japón), y el ACIGA (Australia). Un único detector de ondas gravitacionales es incapaz de detectar la posición en el cielo de una fuente. Es necesaria la colaboración de múltiples detectores terrestres trabajando en simultáneo. Esto permite corroborar que una señal aparente sea real y no un error instrumental.

Los detectores terrestres de mayor tamaño son el LIGO, de 4 km de extensión, seguido por el interferómetro Virgo, de 3 km de extensión. La colaboración formada por estos dos detectores permitió en el año 2015 la primera detección de ondas gravitacionales de corto período ([Abbott et al., 2016](#)). Desde entonces, este instrumento ha detectado 11 fuentes confirmadas de ondas gravitacionales, de las cuales 10 se corresponden a sistemas binarios de

agujeros negros y 1 a una colisión de estrellas de neutrones en un sistema binario (Abbott et al., 2019). En particular, la emisión electromagnética resultante de esta colisión fue también observada en múltiples bandas por docenas de telescopios tanto terrestres como espaciales, entre ellos el telescopio *Fermi*, dando así la primera detección de ondas gravitacionales con una contrapartida electromagnética (Abbott et al., 2017).

El próximo paso en la interferometría láser será el uso de detectores espaciales con el objetivo de observar a frecuencias menores a 1 Hz. A estas frecuencias, el campo gravitatorio terrestre genera ruido significativo puesto que cualquier cambio en la gravedad es registrada por los detectores. Un ejemplo es el proyecto LISA (*Laser Interferometer Space Antenna*) de la NASA y la ESA, que consiste de tres satélites orbitando al Sol a una distancia de 1 AU formando un triángulo equilátero a una distancia de 5×10^6 km uno del otro. Los tres brazos pueden ser combinados de diferentes maneras para medir ambas polarizaciones de la onda incidente. Esto permitirá detectar ondas gravitacionales en el rango de los milihertz.

Apéndice C

Programas desarrollados

Los programas utilizados para la obtención de los resultados presentados en este trabajo fueron elaborados en Python y se encuentran disponibles en https://github.com/svsosafiscella/tesis_SosaFiscella. A continuación, se explica el funcionamiento de estos programas y cómo emplearlos para replicar los resultados aquí presentados o para su aplicación a otros conjuntos de datos. Para ejecutarlos, primero hay que copiarlos a un directorio que contenga el archivo `.par` con los parámetros del modelo de *timing*, y dos carpetas llamadas `A1` y `A2` en las cuales se hallen los archivos `.pfd` de los datos reducidos para cada antena, junto a sus correspondientes archivos `.polycos`.

C.1. Generación de *templates*

Para crear un *template* para cada antena tomamos la observación de mayor relación S/N y le quitamos ruido (Sec. 6.1). Este procedimiento está implementado en el programa `generate_templates.ipynb`, el cual:

1. Carga todas las observaciones `.pfd` de cada antena al paquete `Pypulse` para Python y las convierte en archivos `.fits` mediante la función `psrconv` del paquete de `Psrchive`.
2. Calcula la relación señal a ruido de cada observación por medio de la función `getSN()`, y escoge a aquella con el mayor valor de S/N.
3. Remueve ruido de la observación escogida por medio de la función `psrsmooth`.
4. Renombra los *templates* resultantes y los almacena en una nueva carpeta, creada por el programa, llamada `templates`. Adicionalmente, guarda en los archivos de salida `obs_tem_A1.dat` y `obs_tem_A2.dat` los nombres de las observaciones usadas como *templates*, de modo que después puedan ser leídos por otros programas que calculan los TOAs y que así las excluyan.

C.2. *Timing* según la relación señal a ruido

Para analizar los errores de *timing* en función de la relación S/N de las observaciones (Sec. 6.4), se utilizan:

1. El programa `sn_TOAs.ipynb` carga todas las observaciones de una antena al paquete `Pypulse` y calcula la S/N de cada una de ellas usando la función `getSN()`. Las observaciones se agrupan en diferentes arreglos según su S/N. Para cada uno de estos arreglos, el programa calcula los TOAs de las observaciones con la rutina `pat` y los guarda en archivos de extensión `.tim`, uno por cada conjunto de S/N.

2. El programa `sn_residuos.ipynb` calcula el error sistemático, σ_{sist} para cada uno de los archivos `.tim` (ver Sec. 6.2) y sus barras de error a 1σ . Este programa luego llama a `tempo2` y calcula el valor de la RMS y su error a 1σ para los residuos de las observaciones de cada conjunto contemplando el error sistemático calculado en el paso anterior. Los valores obtenidos de RMS y de σ_{sists} , junto a sus barras de error, son graficados en función de la S/N de cada conjunto, obteniendo así las Figs. 6.7 y 6.8.

C.3. *Timing* según ancho de banda

Para analizar el efecto del ancho de banda y del número de modos de polarización (Sec. 6.5) utilizamos el programa `bw_timing.ipynb`, el cual:

1. Dentro de cada conjunto de S/N, separa cada observación de 112 MHz de BW tomada con la antena A1 en dos sub-observaciones de 56 MHz de BW utilizando la opción `-j "F "` de la rutina `pat`. Esto genera un archivo `.tim` en el cual figuran intercaladas las observaciones de cada sub-banda de frecuencia. El programa lee este archivo `.tim` y reescribe las observaciones de cada sub-banda en dos archivos `.tim` separados.
2. A partir de los archivos `.tim` generados en el paso anterior (dos por cada conjunto de S/N) y del archivo `.tim` con las observaciones originales, calcula los residuos usando `tempo2` y almacena los valores de RMS y su intervalo de confianza a 1σ .
3. Lee los archivos `.tim` generados por el programa `sn_TOAs.ipynb` para cada uno de los conjuntos de S/N de las observaciones tomadas con A2 y genera una copia de cada uno multiplicando los errores en los TOAs por un factor $\sqrt{2}$. Luego, usando `tempo2`, calcula los residuos para los archivos `.tim` originales y para los modificados, almacena los valores resultantes de la RMS y su incerteza.
4. Grafica los valores de la RMS (con sus barras de error) para cada grupo de observaciones en función del S/N, como en la Fig. 6.9.

C.4. *Timing* según bins en fase

Para analizar el efecto sobre los errores de *timing* el número de bins en fase con que son reducidas las observaciones (Sec. 6.6), se utilizan tres programas:

1. El programa `arrugado.ipynb` crea 6 copias de la carpeta que contenía los datos originales y en cada una de ellas arruga las observaciones a $n_{\text{bins}} = 512, 256, 128, 64$ o 32 , respectivamente.
2. El programa `arrugado_templates.ipynb` crea copias arrugadas de los *templates* de cada antena y las guarda en la misma carpeta `templates`.
3. El programa `nbins_timing.ipynb` calcula los TOAs de las observaciones en cada uno de los conjuntos de n_{bins} y guarda los TOAs obtenidos en archivos `.tim`. A partir de estos TOAs, calcula los residuos de las observaciones dentro de cada conjunto y su RMS, junto al error asociado a este valor. Luego, grafica la RMS de cada conjunto en función de su n_{bins} , junto a sus respectivas barras de error, obteniendo así la Fig. 6.12.

Bibliografía

- Abbott B. P., et al., 2009, [Phys. Rev. D](#), 80, 102001
- Abbott B. P., et al., 2016, [Phys. Rev. Lett.](#), 116, 061102
- Abbott B. P., et al., 2017, [Phys. Rev. Lett.](#), 119, 161101
- Abbott B. P., et al., 2019, [Physical Review X](#), 9, 031040
- Acernese F., et al., 2006, [Classical and Quantum Gravity](#), 23, S187
- Allan D. W., 1966, *Proceedings of the IEEE*, 54, 221
- Anderson P. W., Itoh N., 1975, [Nature](#), 256, 25
- Anholm M., Ballmer S., Creighton J. D. E., Price L. R., Siemens X., 2009, [ApJ](#), 79, 084030
- Antoniadis J., et al., 2013, [Science](#), 340, 448
- Archibald R. F., et al., 2013, [Nature](#), 497, 591
- Armstrong J. W., Rickett B. J., Spangler S. R., 1995, [ApJ](#), 443, 209
- Arnal E. M., Bajaja E., Larrarte J. J., Morras R., Pöppel W. G. L., 2000, [A&AS](#), 142, 35
- Arons J., Barnard J. J., 1986, [ApJ](#), 302, 120
- Arzoumanian Z., et al., 2016, [ApJ](#), 821, 13
- Asseo E., 1993, [MNRAS](#), 264, 940
- Backer D. C., 1976, [ApJ](#), 209, 895
- Bahcall J. E., Ostriker J. P., 1997, *Unsolved Problems in Astrophysics*. IOP Publishing
- Bajaja E., Arnal E. M., Larrarte J. J., Morras R., Pöppel W. G. L., Kalberla P. M. W., 2005, [A&A](#), 440, 767
- Baym G., Pethick C., Pines D., Ruderman M., 1969, [Nature](#), 224, 872
- Becker W., Trümper J., 1993, [Nature](#), 365, 528
- Bell J. F., Bailes M., Bessell M. S., 1993, [Nature](#), 364, 603
- Benaglia P., del Palacio S., Ishwara-Chandra C. H., De Becker M., Isequilla N. L., Saponara J., 2019, [A&A](#), 625, A99
- Bhattacharya D., van den Heuvel E. P. J., 1991, [physrep](#), 203, 1
- Bilous A. V., et al., 2019, [The Astrophysical Journal](#), 887, L23
- Bisnovatyi-Kogan G. S., Komberg B. V., 1974, *azh*, 18, 217
- Brandt S., 1989, *Statistical and computational methods in data analysis*. American Physical Society
- Burke-Spolaor S., et al., 2019, [A&ARev](#), 27, 5
- Caballero R. N., et al., 2016, [MNRAS](#), 457, 4421
- Cairns I. H., Johnston S., Das P., 2004, [MNRAS](#), 353, 270
- Carroll S. M., 2004, *Spacetime and geometry. An introduction to general relativity*. IOP Publishing
- Champion D. J., et al., 2010, [ApJ](#), 720, L201
- Chen K., Ruderman M., 1993, [ApJ](#), 402, 264
- Cognard I., Backer D. C., 2004, [ApJ](#), 612, L125

- Commons W., 2015, File:Typical Antenna Pattern.jpg — Wikimedia Commons, the free media repository, https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Typical_Antenna_Pattern.jpg&oldid=150135315
- Condon J. J., Ransom S. M., 2016, Essential Radio Astronomy. American Physical Society
- Cordes J. M., Bhat N. D. R., Hankins T. H., McLaughlin M. A., Kern J., 2004, *ApJ*, 612, 375
- Danziger I. J., Baade D., della Valle M., 1993, *A&A*, 276, 382
- Del Palacio S., Garcia F., Combi L., López Armengol F., Gancio G., Müller A. L., Kornecki P., 2018, The Astronomer's Telegram, 12323, 1
- Demorest P. B., Pennucci T., Ransom S. M., Roberts M. S. E., Hessels J. W. T., 2010, *Nature*, 467, 1081
- Desvignes G., et al., 2016, *MNRAS*, 458, 3341
- Detweiler S., 1979, *ApJ*, 234, 1100
- Drake F. D., Craft H. D., 1968, *Nature*, 220, 231
- Edwards R. T., Hobbs G. B., Manchester R. N., 2006, *MNRAS*, 372, 1549
- Eghdami I., Panahi H., Movahed S. M. S., 2018, *ApJ*, 864, 162
- Espinoza C. M., Lyne A. G., Stappers B. W., Kramer M., 2011, *MNRAS*, 414, 1679
- Ferdman R., et al., 2010, *Classical and Quantum Gravity*, 27, 084014
- Ferrière K. M., 2001, *Rev. Mod. Phys.*, 73, 1031
- Finn L. S., Lommen A. N., 2010, *ApJ*, 718, 1400
- Foster R. S., Backer D. C., 1990, *ApJ*, 361, 300
- Foster R. S., Fairhead L., Backer D. C., 1991, *ApJ*, 378, 687
- Gancio G., et al., 2020, *A&A*, 633, A84
- Garcia F., Ranea-Sandoval I. F., 2015, *MNRAS*, 449, L73
- Goldreich P., Julian W. H., 1969, *ApJ*, 157, 869
- Gunn J. E., Ostriker J. P., 1970, *ApJ*, 160, 979
- Han J. L., Manchester R. N., Lyne A. G., Qiao G. J., van Straten W., 2006, *ApJ*, 642, 868
- Hartmann D., Burton W. B., 1997, Atlas of Galactic Neutral Hydrogen. American Physical Society
- Hartnett J. G., Luiten A. N., 2011, *Reviews of Modern Physics*, 83, 1
- Hellings R. W., Downs G. S., 1983, *ApJ*, 265, L39
- Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H., Scott P. F., Collins R. A., 1968, *Nature*, 217, 709
- Hobbs G. B., Edwards R. T., Manchester R. N., 2006, *MNRAS*, 369, 655
- Hobbs G., et al., 2009, *MNRAS*, 394, 1945
- Hobbs G., et al., 2011, *PASA*, 28, 202
- Hulse R. A., Taylor J. H., 1975, *ApJ*, 195, L51
- Johnston S., et al., 1993, *Nature*, 361, 613
- Jones M. L., et al., 2017, *ApJ*, 841, 125
- Kalberla P. M. W., Burton W. B., Hartmann D., Arnal E. M., Bajaja E., Morras R., Pöppel W. G. L., 2005, *A&A*, 440, 775
- Kargaltsev O., Pavlov G. G., Romani R. W., 2004, *ApJ*, 602, 327
- Kaspi V. M., Stinebring D. R., 1992, *ApJ*, 392, 530
- Kazbegi A. Z., Machabeli G. Z., Melikidze G. I., Smirnova T. V., 1991, *Astrophysics*, 34, 234
- Keith M. J., et al., 2012, *MNRAS*, 429, 2161
- Komesaroff M. M., 1970, *Nature*, 225, 612
- Kramer M., et al., 1998a, *ApJ*, 501, 270
- Kramer M., et al., 1998b, *ApJ*, 501, 270
- Kramer M., et al., 1999, *ApJ*, 520, 324

- Kramer M., Backer D. C., Cordes J. M., Lazio T. J. W., Stappers B. W., Johnston S., 2004, *Nature*, **48**, 993
- Kunkel L., 2017, *ApJ*, p. 83
- Lam M. T., 2016, PhD thesis, Cornell University
- Lam M. T., McLaughlin M. A., Cordes J. M., Chatterjee S., Lazio T. J. W., 2018, *ApJ*, **861**, 12
- Lasky P. D., et al., 2016, *Phys. Rev. X*, **6**, 011035
- Lattimer J. M., Prakash M., 2001, *ApJ*, **550**, 426
- Lattimer J. M., Prakash M., 2016, *Nature*, **621**, 127
- Lentati L., et al., 2015, *MNRAS*, **453**, 2576
- Levin L., et al., 2016, *ApJ*, **818**, 166
- Liu K., Verbiest J. P. W., Kramer M., Stappers B. W., van Straten W., Cordes J. M., 2011, *MNRAS*, **417**, 2916
- Lorimer D. R., 2008, *Living Reviews in Relativity*, **11**, 8
- Lorimer D. R., Kramer M., 2004, Handbook of Pulsar Astronomy. Vol. 4, Cambridge 1992, X-Ray binaries and recycled pulsars NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C Vol. 377
- Lyne A. G., Lorimer D. R., 1994, *Nature*, **369**, 127
- Lyne A. G., Shemar S. L., Smith F. G., 2000, *MNRAS*, **315**, 534
- López Armengol F. G., et al., 2019, The Astronomer's Telegram, **12482**, 1
- Maggiore M., 2009, Michele Maggiore: Gravitational waves. Volume 1: theory and experiments. Oxford University Press, 2007, 576p., GBP47.00, ISBN13: 978-0-19-857074-5. Vol. 41, IOP Publishing, doi:10.1007/s10714-009-0762-5
- Manchester R. N., 2018, arXiv e-prints, p. arXiv:1801.04332
- Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M., 2005, *AJ*, **129**, 1993
- Manchester R. N., et al., 2013, *PASA*, **30**, e017
- Matsakis D. N., Taylor J. H., Eubanks T. M., 1997, *A&A*, **326**, 924
- McClure-Griffiths N. M., et al., 2009, *ApJS*, **181**, 398
- McClure-Griffiths N. M., et al., 2017, Parkes RadioTelescope Users Guide, https://www.parkes.atnf.csiro.au/observing/documentation/user_guide/pks_ug.pdf
- McLaughlin M. A., 2013, *Classical and Quantum Gravity*, **30**, 224008
- Melrose D. B., 1992, *Philosophical Transactions: Physical Sciences and Engineering*, **341**, 105
- Mingarelli C. M. F., Mingarelli A. B., 2018, *Journal of Physics Communications*, **2**, 105002
- Nanograv 2015, Pulsar Timing Demo, https://github.com/nanograv/pulsar_timing_school/blob/master/materials/pulsar_data_analysis/pulsar_timing_demo.ipynb
- Noutsos A., Johnston S., Kramer M., Karastergiou A., 2008, *MNRAS*, **386**, 1881
- Osłowski S., van Straten W., Bailes M., Jameson A., Hobbs G., 2014, *MNRAS*, **441**, 3148
- Palfreyman J. L., Hotan A. W., Dickey J. M., Young T. G., Hotan C. E., 2011, *ApJ*, **735**, L17
- Perley R. A., 1999, High Dynamic Range Imaging. American Physical Society, p. 275
- Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, Numerical recipes in C. The art of scientific computing. IOP Publishing
- Purdue P., Larson S. L., 2007, *Classical and Quantum Gravity*, **24**, 5869
- Rankin J. M., 1983, *ApJ*, **274**, 333
- Ransom S., 2011, PRESTO: PulsAR Exploration and Search TOolkit (ascl:1107.017)
- Ransom S. M., Cordes J. M., Eikenberry S. S., 2003, *ApJ*, **589**, 911
- Rathnasree N., Rankin J. M., 1995, *ApJ*, **452**, 814
- Rawley L. A., Taylor J. H., Davis M. M., 1988, *ApJ*, **326**, 947
- Reich W., 1982, *A&AS*, **48**, 219

- Reich P., Reich W., 1986, *A&AS*, **63**, 205
- Reich P., Testori J. C., Reich W., 2001, *A&A*, **376**, 861
- Rickett B. J., 1990, *ARA&A*, **28**, 561
- Rohlfs K., Wilson T. L., 2000, *Tools of radio astronomy*. American Physical Society
- Romani R. W., 1989, in Ögelman H., van den Heuvel E. P. J., eds, *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C Vol. 262*, NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C. p. 113
- Romani R. W., 1990, *Nature*, **347**, 741
- Romero G. E., 2018, *Introducción a la astrofísica relativista*. Universitat de Barcelona, <http://astrofrelat.fcaglp.unlp.edu.ar/astrofisica/media/apunteIARv2019.pdf>
- Rosado P. A., Sesana A., Gair J., 2015, *MNRAS*, **451**, 2417
- Rowan S., Hough J., 2000, *Living Reviews in Relativity*, **3**, 3
- Rowe E. T., 1995, *A&A*, **296**, 275
- Ruderman M., 1976, *ApJ*, **203**, 213
- Rybicki G. B., Lightman A. P., 1979, *Radiative processes in astrophysics*. IOP Publishing
- Saulson P. R., 1994, *Fundamentals of Interferometric Gravitational Wave Detectors*. IOP Publishing, doi:10.1142/2410
- Scheuer P. A. G., 1968, *Nature*, **218**, 920
- Schutz B. F., 2008, *Journal of Physics: Conference Series*, **118**, 012005
- Schutz B., 2009, *A First Course in General Relativity*. IOP Publishing
- Shannon R. M., et al., 2015, *Science*, **349**, 1522
- Shapiro I. I., 1964, *ApJ*, **13**, 789
- Shemar S. L., Lyne A. G., 1996, *MNRAS*, **282**, 677
- Shibazaki N., Murakami T., Shaham J., Nomoto K., 1989, *Nature*, **342**, 656
- Stairs I. H., 2003, *Living Reviews in Relativity*, **6**, 5
- Stairs I. H., Lyne A. G., Shemar S. L., 2000, *Nature*, **406**, 484
- Taylor J. H., 1992, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, **341**, 117
- Taylor J. H., Manchester R. N., 1975, *AJ*, **80**, 794
- Taylor J. H., Weisberg J. M., 1982, *ApJ*, **253**, 908
- Taylor S. R., Lentati L., Babak S., Brem P., Gair J. R., Sesana A., Vecchio A., 2017, *ApJ*, **95**, 042002
- Testori J. C., et al., 2001, *A&A*, **368**, 1123
- Testori J. C., Reich P., Reich W., 2008, *A&A*, **484**, 733
- Thorsett S. E., Chakrabarty D., 1999, *ApJ*, **512**, 288
- Tiburzi C., et al., 2016, *ApJ*, **455**, 4339
- Urama J. O., Okeke P. N., 1999, *MNRAS*, **310**, 313
- Urama J. O., Joshi B. C., Chukwude A. E., 2013, in van Leeuwen J., ed., *IAU Symposium Vol. 291, Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years*. pp 533–535 (arXiv:1304.4467), doi:10.1017/S1743921312024775
- Verbiest J. P. W., Shaifullah G. M., 2018, *Classical and Quantum Gravity*, **35**, 133001
- Verbiest J. P. W., et al., 2008, *ApJ*, **679**, 675
- Verbiest J. P. W., et al., 2016, *MNRAS*, **458**, 1267
- Vivekanand M., Ables J. G., McConnell D., 1998, *ApJ*, **501**, 823
- Weber J., 1961, *ApJ*, p. 116
- Wex N., 2014, arXiv e-prints, p. arXiv:1402.5594
- Will C. M., 2014, *Living Reviews in Relativity*, **17**, 4
- Wolleben M., Landecker T. L., Reich W., Wielebinski R., 2006, *A&A*, **448**, 411
- Yu M., et al., 2013, *MNRAS*, **429**, 688
- Zhu X. J., et al., 2014, *MNRAS*, **444**, 3709

- van Straten W., Bailes M., Britton M., Kulkarni S. R., Anderson S. B., Manchester R. N., Sarkissian J., 2001, *Nature*, **412**, 158
- van Straten W., Demorest P., Osłowski S., 2012, *Astronomical Research and Technology*, **9**, 237