

Universidad de Granada

INSTITUTO DE ASTROFÍSICA DE ANDALUCÍA

PROGRAMA DE DOCTORADO EN FÍSICA Y CIENCIAS DEL ESPACIO



Tesis doctoral

PROPIEDADES FÍSICAS DE OBJETOS TRANS-NEPTUNIANOS Y CENTAUROS COMBINANDO TÉCNICAS FOTOMÉTRICAS, ASTROMÉTRICAS, RADIOMÉTRICAS Y DE OCULTACIÓN ESTELAR.

Memoria presentada por
Mónica Vara Lubiano
para optar al título de
Doctor por la Universidad de Granada

Directores:

José Luis Ortiz Moreno
Pablo Santos Sanz

Granada, 2023

Editor: Universidad de Granada. Tesis Doctorales
Autor: Mónica Vara Lubiano
ISBN: 978-84-1195-130-2
URI: <https://hdl.handle.net/10481/89038>

A Gabi.
Y a ti, por abrir esta tesis.

Agradecimientos

En primer lugar, como no podía ser de otra manera, quiero agradecer a mis directores José Luis y Pablo por haberme dado la oportunidad de trabajar con ellos haciendo una ciencia tan bonita. José Luis, gracias por haberme enseñado lo que es sentir pasión por tu trabajo, por hacer que saliese de cada reunión queriendo llegar a saber tantas cosas como tú sabes, y por enseñarme que hay que intentarlo, que a veces Murphy se va de cañas. Pablo, gracias por haber sido siempre un apoyo, y por tu constante disposición sincera a echar una mano a todo el mundo.

A Estela, por haber sido la posdoc de confianza que me rescató cada vez que me perdía. Gracias por haber peleado por mis intereses más que yo. Has sido compañera y amiga estos cuatro años. Gracias por todas las llamadas telefónicas de 1 h en las que empezábamos quejándonos de Bienor y terminábamos hablando de la vida. Publicaremos Hi'iaka, esta vez sí.

A Nicolás, por arreglarlo siempre todo, todo y todo (soy lo suficientemente mayor como para saberme esa referencia), y siempre con una sonrisa. A mí que no me digan que los granainos tienen mala follá si tú estás entre sus filas.

A Álvaro, por todas las discusiones sobre estadística (sigo defendiendo la mediana frente a la moda) y por ser la voz de la razón cuando había dudas.

Al resto del grupo: Mike, Rodrigo, René, Juan Luis y Flavia. Gracias por toda la ciencia. Thank you, Anna Marciniak, for giving me the opportunity to work with you this last year, and for guiding me with kindness and patience. It was a joy and a pleasure to learn from you in your "little cozy observatory".

A mi tutor, Manuel, por todas sus evaluaciones sinceras y alentadoras cuando perdía la perspectiva. A Cristina Torrededia, por la paciencia con todo el papeleo que no le entregaba nunca bien a la primera. En general a toda la gente del IAA, por el cariño. Ojalá haber podido disfrutaros más.

A mis compañeras de piso, María Elena y Teresa, por haber sido mi casa fuera de casa. Habéis sido luz y consuelo estos años. Gracias por ser dos ejemplos de la mujer que aspiro a ser.

A mis padres y a mi hermana, Antonio, Loli y María, por la paciencia infinita escuchándome hablar de mis piedras, y por haberlos sentido siempre orgullosos de mí.

A mi familia política, Paco, Elvira, Elvira y Rita, por alentar siempre mi curiosidad y mi arrojo para hacerlo todo.

A El Comando. Me habéis acompañado cada día de estos once años de carrera investigadora. Siempre con ilusión por vernos, siempre con cariño, siempre con validación (y muchos memes). Me habéis enseñado lo que es perseguir el sueño de la investigación, cada uno a vuestra manera. Sois los científicos que quería ser de mayor.

A todos los que habéis estado detrás de la pantalla dándome ánimos cada día. Gracias, Judith, por enseñarme que los sueños pueden cambiar y cumplirse. Gracias Héctor, por las risas diarias por instagram (mal de muchos...).

Y por último, pero sólo porque es el más importante: gracias, Gabriel. Sin ti a mi lado cada día no estaría ahora escribiendo estas líneas. Me has dado fuerzas cuando ya no las tenía, me has recordado cada día lo bonito que es la ciencia, la ilusión e intriga ante un problema sin resolver. Has hecho las preguntas exactas para dar con la solución. Gracias por tu paciencia infinita. Tus alumnos no saben la suerte que tienen.

Resumen

Los objetos trans-Neptunianos constituyen una de las poblaciones más interesantes del sistema solar. Se trata de una población de cuerpos menores que se encuentra orbitando alrededor del Sol en órbitas con semiejes mayores más grandes que el de Neptuno, en una estructura conocida como el cinturón trans-Neptuniano. Estos objetos están considerados los remanentes menos evolucionados de nuestro sistema planetario, ya que las grandes distancias que los separan del Sol los han mantenido protegidos de los procesos evolutivos habituales. Por ello, del estudio de las propiedades físicas de estos objetos desde un punto de vista colectivo se puede obtener mucha información sobre los procesos que dieron forma a la nebulosa planetaria que evolucionó hasta lo que hoy conocemos como sistema solar.

Sin embargo, debido a las grandes distancias que los separan de la Tierra, y a que la mayoría de los objetos conocidos de esta población tienen albedos bajos y tamaños pequeños, son difíciles de observar con telescopios terrestres, por lo no disponemos aún de mucha información de la mayoría de estos objetos. Esta tesis se engloba en un proyecto dedicado al estudio de las propiedades físicas de objetos trans-Neptunianos y centauros (una población relacionada dinámicamente con la de los trans-Neptunianos) que lleva en curso más de dos décadas, y que cuenta con numerosas publicaciones asociadas al estudio de las propiedades físicas de estos cuerpos, entre las que destacan los hallazgos de anillos alrededor de los objetos Chariclo, Quirón, Haumea y, el más reciente, Quaoar.

Para el estudio de estas propiedades físicas, durante el transcurso de esta tesis hemos utilizado técnicas fotométricas, radiométricas y de ocultaciones estelares. Ésta última ha demostrado ser una técnica muy potente a la hora de determinar formas y tamaños de objetos trans-Neptunianos con gran precisión, sólo superada por la que se alcanza con misiones espaciales. Además permite la detección de componentes secundarios como pueden ser anillos, satélites, atmósferas o jets. En combinación con un estudio fotométrico, esta técnica permite obtener la forma tridimensional y el volumen de estos pequeños cuerpos, además de su orientación en el espacio. Si se conoce la masa del objeto, por ejemplo porque tenga uno o varios satélites, se puede derivar la densidad. Este parámetro es el Santo Grial de nuestra investigación, pues gracias a él podemos inferir información de la composición y estructura interior de estos objetos, a los que no tenemos acceso observacional directo. En esta tesis se presentan las propiedades físicas obtenidas para tres objetos trans-Neptunianos y un centauro a partir de la combinación de ocultaciones estelares con estudios fotométricos y radiométricos.

El primer resultado presentado en esta tesis es el asociado al objeto trans-Neptuniano (84922) 2003 VS₂, un plutino que produjo una ocultación estelar el 22 de octubre de 2019 y del que se hizo un estudio fotométrico que incluía imágenes obtenidas en los días inmediatamente posteriores al evento. Con 12 detecciones positivas, constituye una de las ocultaciones estelares observadas más exitosas producidas por un objeto trans-Neptuniano. El alto número de detecciones positivas nos permitió derivar la forma instantánea proyectada por el objeto con mucha precisión. Combinando este resultado con el estudio fotométrico, derivamos un modelo tridimensional simplificado y su orientación en el espacio, así como su albedo. También concluimos que la forma tridimensional derivada no se corresponde con la de un cuerpo homogéneo en equilibrio hidrostático.

El segundo capítulo de resultados está dedicado al centauro (54598) Bienor, el cual produjo una ocultación estelar el 11 de enero de 2019 que supuso un pequeño puzzle.

Se plantearon dos escenarios para reconstruir la silueta proyectada por Bienor a partir de las detecciones positivas del evento: el primero, un único cuerpo, daba como resultado un tamaño equivalente y una orientación espacial que no casaban con los resultados obtenidos a partir de medidas térmicas; el segundo escenario, consistente en un binario de contacto o muy cercano, reconcilia mejor todas las observaciones. Por otro lado, con los datos disponibles no pudo descartarse la existencia de un anillo alrededor de Bienor.

En tercer lugar se presentan los resultados del objeto trans-Neptuniano (82075) 2000 YW₁₃₄, un sistema binario conocido que produjo por primera vez una ocultación estelar de la que pudimos derivar su forma instantánea proyectada y un límite inferior para el tamaño del satélite; ambos resultados encajan con las medidas radiométricas.

Por último se recogen los resultados asociados a las dos primeras ocultaciones estelares predichas explícitamente para un satélite de un TNO, en este caso el satélite del planeta enano Haumea, Hi'iaka. A partir de los resultados de ambos eventos combinados con un estudio fotométrico, pudimos derivar un modelo tridimensional sencillo que explicase todas las observaciones. También obtuvimos un valor para su densidad, y derivamos conclusiones acerca de su formación.

Índice general

1. Motivación y objetivos	17
2. Introducción	21
2.1. CUERPOS MENORES DEL SISTEMA SOLAR	21
2.1.1. Cometas	23
2.1.2. Centauros	25
2.1.3. Troyanos	26
2.1.4. Objetos trans-Neptunianos	27
2.1.5. Modelo de Niza (Nice model)	31
2.2. Técnicas utilizadas	33
2.2.1. Curvas de luz rotacionales	34
2.2.2. Variación de la amplitud a largo plazo	38
2.2.3. Variación con el ángulo de fase	39
3. Metodología	41
3.1. TELESCOPIOS E INSTRUMENTOS UTILIZADOS	41
3.1.1. Observatorio de Sierra Nevada	42
3.1.2. Observatorio de Calar Alto	43
3.1.3. Observatorio del Roque de los Muchachos	44
3.1.4. Complejo Astronómico La Hita	45
3.1.5. ASH y ASH2	45
3.2. IMÁGENES Y REDUCCIÓN ESTÁNDAR	46
3.2.1. Dispositivos de carga acoplada	46
3.2.2. Imágenes bias	47
3.2.3. Imágenes de flat-field	47
3.2.4. Imágenes dark	48
3.2.5. Reducción estándar	48
3.2.6. Fringing	50
3.2.7. Rayos cósmicos	50
3.2.8. Píxeles calientes y píxeles muertos	51
3.2.9. Dithering	51
3.3. FOTOMETRÍA DE APERTURA	52
3.3.1. Fotometría relativa	53
3.4. OBTENCIÓN DE RLCs	56
3.4.1. Cálculo del periodo rotacional	56
3.4.2. Ajuste de la RLC	58
3.5. OCULTACIONES ESTELARES	59
3.5.1. Predicción	60
3.5.2. Campaña de observación	62
3.5.3. Análisis de las observaciones	64
3.5.4. Obtención de los tiempos de desaparición y reaparición de la estrella	65
3.5.5. Proyección y ajuste del limbo	66
3.5.6. Curva de luz rotacional y medidas derivadas	68
3.5.7. Forma tridimensional	69

4. Desarrollo matemático	71
4.1. AJUSTE A POZO CUADRADO	71
4.1.1. Difracción de Fresnel	72
4.1.2. Diámetro de la estrella	75
4.2. FORMA BIDIMENSIONAL PROYECTADA DURANTE LA OCULTACIÓN ESTELAR.	78
4.2.1. Ajuste de los extremos de las cuerdas positivas a una elipse	78
4.3. MODELO TRIDIMENSIONAL	83
5. Resultados de la ocultación estelar multicuerda por el TNO (84922) 2003 VS₂	91
5.1. (84922) 2003 VS ₂	91
5.2. OBSERVACIONES	92
5.2.1. Predicción de la ocultación	92
5.2.2. Observación de la ocultación estelar	93
5.2.3. Observaciones para curva de luz rotacional	94
5.3. TRATAMIENTO DE DATOS	95
5.3.1. Fotometría de apertura de los datos de la ocultación	95
5.3.2. Determinación de los tiempos de ingreso y egreso	96
5.3.3. Curva de luz rotacional	99
5.4. ANÁLISIS DE DATOS	100
5.4.1. Ajuste del limbo	100
5.4.2. Ajuste tridimensional	102
5.4.3. Estudio de la variación de amplitud rotacional a largo plazo	104
5.4.4. Densidad	105
5.4.5. Resumen y discusión de resultados	107
A. DISTRIBUCIONES DEL MÉTODO MONTE CARLO	110
B. ESTACIONES DE OBSERVACIÓN	114
6. Resultados de una ocultación estelar por el centauro (54598) Bienor	117
6.1. INTRODUCCIÓN	117
6.2. (54598) BIENOR	117
6.3. PREDICCIÓN DE LA OCULTACIÓN ESTELAR	118
6.4. OBSERVACIÓN DE LA OCULTACIÓN ESTELAR	119
6.5. OBSERVACIÓN DE LA CURVA DE LUZ ROTACIONAL	119
6.6. REDUCCIÓN DE LOS DATOS DE LA OCULTACIÓN ESTELAR	122
6.7. AJUSTE DEL LIMBO	124
6.8. DISCUSIÓN	128
6.8.1. Sistema binario	128
6.8.2. ¿Podría Bienor tener un anillo?	129
6.9. RESUMEN Y CONCLUSIONES	131
A. DISTRIBUCIONES DEL MÉTODO MONTE CARLO	133
B. ESTACIONES DE OBSERVACIÓN	135
7. Ocultación estelar por el sistema binario (82075) 2000 YW₁₃₄	137
7.1. (82075) 2000 YW ₁₃₄	137
7.2. Predicción	138
7.3. Observación de la ocultación	139
7.4. Curvas de luz de la ocultación	141
7.5. Ajuste de la forma proyectada	142
7.6. Discusión	144
A. ESTACIONES DE OBSERVACIÓN	149

8. Resultados de dos ocultaciones estelares por el satélite de Haumea, Hi'iaka	151
8.1. HI'IAKA	152
8.2. PREDICCIÓN	153
8.3. OBSERVACIÓN Y ANÁLISIS DE LAS OCULTACIONES	155
8.4. CURVA DE LUZ ROTACIONAL	157
8.5. AJUSTE DE UN MODELO TRIDIMENSIONAL	161
8.6. ALBEDO Y DENSIDAD	163
8.7. DISCUSIÓN	164
A. OBTENCIÓN DE LA MAGNITUD ABSOLUTA DE HI'IAKA	168
B. ESTACIONES DE OBSERVACIÓN	170
9. Conclusiones y trabajo futuro	173
Diccionario de acrónimos	177
Referencias	180

Índice de figuras

2.1. Distribución orbital de TNOs y centauros.	28
2.2. Ángulo de fase y ángulo de aspecto.	34
2.3. Curvas de luz rotacionales de cuatro casos ideales.	37
3.1. Imagen de ciencia antes y después de ser corregida por calibración estándar.	49
3.2. Imagen de ciencia con y sin patrón de fringing.	50
3.3. Ejemplo de aperturas seleccionadas para fotometría.	53
3.4. Ejemplo del desplazamiento de un TNO a lo largo del campo de visión.	54
3.5. Periodograma de Lomb-Scargle y gráfica PDM.	57
4.1. Esquema de la transformación del área proyectada por la estrella a una función en una dimensión.	77
4.2. Patrón de intensidad generado por la difracción de Fresnel con el efecto del tamaño de la estrella.	77
4.3. Esquema del método utilizado para el ajuste de los extremos de las cuerdas positivas a una elipse.	79
4.4. Ejemplo esquemático de las distancias entre los extremos nominales de la cuerda positiva y la elipse.	81
4.5. Adaptación de la figura 3 de Gendzwill & Stauffer (1981).	84
4.6. Esquemas de los dos procedimientos seguidos para obtener un ajuste tridimensional a partir de los datos derivados de una ocultación estelar.	89
5.1. Camino de sombra proyectado por 2003 VS ₂ durante la ocultación estelar y observatorios participantes.	94
5.2. Curvas de luz normalizadas de las estaciones que detectaron la ocultación estelar por 2003 VS ₂ , así como de los dos negativos más cercanos.	97
5.3. Curva de luz rotacional de 2003 VS ₂	101
5.4. Ajuste elíptico a las cuerdas de la ocultación estelar por 2003 VS ₂	102
5.5. Variación teórica temporal a largo plazo de la amplitud de RLC de 2003 VS ₂	106
5.6. Razones de ejes teóricas de 2003 VS ₂ según el formalismo de Chandrasekhar (1987), frente a las observadas.	107
5.7. Histogramas de las distribuciones Monte Carlo del ajuste al limbo de 2003 VS ₂ en la configuración de las cuerdas originales con la cuerda 8 alineada.	110
5.8. Histogramas de las distribuciones Monte Carlo del ajuste al limbo de 2003 VS ₂ en la configuración en que se han alineado los centros de las cuerdas positivas.	110
5.9. Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los elipsoides ajustados para la configuración de cuerdas alineadas con la cuerda 8 desplazada y amplitud de RLC observada.	111
5.10. Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los elipsoides ajustados para la configuración en la que se han alineado los centros de todas las cuerdas positivas y amplitud de RLC observada.	111
5.11. Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los elipsoides ajustados para la configuración de cuerdas alineadas con la cuerda 8 desplazada y amplitud de RLC mínima de 0.18 mag.	111

5.12. Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los elipsoides ajustados para la configuración en la que se han alineado los centros de las cuerdas positivas y amplitud de RLC mínima de 0.18 mag.	112
6.1. Mapa que muestra el camino de sombra reconstruido tras la ocultación estelar producida por Bienor el 11 de enero de 2019.	120
6.2. Resultados de aplicar el periodograma de Lomb y la técnica PDM a los datos fotométricos de Bienor.	121
6.3. Curva de luz rotacional de Bienor.	122
6.4. Curvas de luz de las estaciones que reportaron una detección positiva de la ocultación por Bienor.	124
6.5. Resultados del ajuste elíptico a las cuerdas positivas de la ocultación estelar por Bienor.	127
6.6. Resultados del ajuste elíptico a las cuerdas positivas de la ocultación estelar por Bienor en el escenario S3.	128
6.7. Constricciones a la anchura y tamaño para un posible anillo alrededor de Bienor.	132
6.8. Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los parámetros obtenidos para el ajuste del limbo en el escenario S1.	133
6.9. Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los parámetros obtenidos para el ajuste del limbo en el escenario S2.	133
6.10. Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los parámetros obtenidos para el ajuste a una doble elipse (escenario S3), asociadas a la elipse más al este.	134
6.11. Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los parámetros obtenidos para el ajuste a una doble elipse (escenario S3), asociadas a la elipse más al norte.	134
7.1. Sistema binario (82075) 2000 YW ₁₃₄	138
7.2. Camino de sombra proyectado por 2000 YW ₁₃₄ durante la ocultación estelar y estaciones participantes.	140
7.3. Curvas de luz de la ocultación por el cuerpo principal.	146
7.4. Curvas de luz de la ocultación por el satélite S/2005 (82075) 1.	147
7.5. Tiempos de desaparición y reaparición de la estrella desde las estaciones de La Sagra e E-eye.	147
7.6. Resultado del ajuste a la forma proyectada por 2000 YW ₁₃₄ durante la ocultación estelar.	148
7.7. Distribuciones de los parámetros elípticos derivados del ajuste al limbo del cuerpo principal de 2000 YW ₁₃₄ a través de un método de Monte Carlo.	148
8.1. Residuos del ajuste de los datos astrométricos a la órbita de Haumea.	154
8.2. Caminos de sombra predichos para las ocultaciones por Hi'iaka de los días 6 y 16 de abril de 2021, junto a las estaciones de observación.	155
8.3. Curvas de luz normalizadas de las estaciones que reportaron una detección positiva de las ocultaciones estelares por Hi'iaka.	158
8.4. Periodograma de Lomb aplicado a los residuos fotométricos de la RLC de Haumea.	161
8.5. Curvas de luz rotacionales de Hi'iaka.	165
8.6. Resultados del ajuste elíptico a las cuerdas positivas detectadas durante las ocultaciones estelares por Hi'iaka.	166

8.7. Razones de ejes teóricas de Hiiaka según el formalismo de Chandrasekhar (1987), frente a las observadas. 167

Índice de tablas

5.1.	Información relevante sobre la estrella ocultada por 2003 VS ₂ el 22 de octubre de 2019.	92
5.2.	Condiciones registradas en las noches de observación dedicadas a RLC.	95
5.3.	Tiempos de desaparición y reaparición de la estrella durante la ocultación estelar por 2003 VS ₂	98
5.4.	Resultados del ajuste al limbo de 2003 VS ₂ durante la ocultación estelar.	103
5.5.	Parámetros del modelo triaxial de 2003 VS ₂	104
5.6.	Detalles de las estaciones que obtuvieron una detección positiva de la ocultación estelar por 2003 VS ₂ el 22 de octubre de 2019.	114
5.7.	Detalles de las estaciones que registraron una ocultación negativa de la ocultación estelar por 2003 VS ₂ el 22 de octubre de 2019.	115
6.1.	Información relevante sobre la estrella ocultada por Bienor el 11 de enero de 2019.	119
6.2.	Tiempos de desaparición y reaparición de la estrella durante la ocultación estelar por Bienor.	123
6.3.	Parámetros del ajuste elíptico de la forma proyectada por Bienor durante la ocultación estelar.	126
6.4.	Detalles de las estaciones que observaron la ocultación estelar por Bienor el 11 de enero de 2019.	135
7.1.	Información relevante sobre la estrella ocultada por 2000 YW ₁₃₄ el 23 de febrero de 2022.	139
7.2.	Tiempos de desaparición y reaparición de la estrella durante la ocultación por 2000 YW ₁₃₄	143
7.3.	Parámetros del ajuste elíptico a 2000 YW ₁₃₄	143
7.4.	Detalles de las estaciones que observaron la ocultación estelar por 2000 YW ₁₃₄ y obtuvieron una detección positiva.	149
7.5.	Información de los equipos de observación que participaron en la campaña de la ocultación estelar por 2000 YW ₁₃₄ y obtuvieron una detección negativa.	150
8.1.	Información relevante sobre la estrella ocultada por Hi'iaka durante la ocultación del 6 de abril de 2021.	156
8.2.	Información relevante sobre la estrella ocultada por Hi'iaka durante la ocultación del 16 de abril de 2021.	157
8.3.	Tiempos de inicio y fin de las ocultaciones estelares por Hi'iaka de los días 6 y 16 de abril de 2021.	159
8.4.	Parámetros del modelo tridimensional ajustado de Hi'iaka.	162
8.5.	Parámetros de los ajustes elípticos de Hi'iaka.	163
8.6.	Detalles de las estaciones que observaron la ocultación por Hi'iaka del 6 de abril de 2021.	170
8.7.	Detalles de las estaciones que observaron la ocultación estelar por Hi'iaka del 16 de abril de 2021.	171

Motivación y objetivos

*"In the little cluster of orbs which scampers across the sidereal
abyss under the name of the solar system there are,
be it known,
nine instead of a mere eight, worlds."*

The New York Times, 14 de marzo de 1930

El ansiado descubrimiento de Plutón en 1930 por Clyde Tombaugh dio paso a la pregunta evidente: ¿hay más *plutones* detrás de Neptuno? (Leonard 1930). La idea de un cinturón de cuerpos menores que orbitaran el Sol a distancias mayores que la de Neptuno fue desarrollada por varios autores (Edgeworth 1938; Fernandez 1980), pero no fue hasta 1992, 60 años después de que se iniciara la búsqueda de estos objetos, cuando se encontró el segundo objeto trans-Neptuniano (TNO, por sus siglas en inglés): 1992 QB₁, posteriormente renombrado como Albion (Jewitt & Luu 1993). Casi 100 años de búsqueda tras el hallazgo de Plutón han dado como resultado el descubrimiento de 4211 TNOs¹, algunos de los cuales hicieron que el inicialmente considerado noveno planeta quedase relegado a la categoría de *planeta enano*².

La gran distancia que separa al cinturón trans-Neptuniano del Sol ha facilitado que estos objetos hayan estado protegidos durante toda su evolución de la radiación solar, por lo que conservan mucha información de los procesos físicos, químicos y colisionales

¹A 23 de febrero de 2023; <https://minorplanetcenter.net/iau/lists/TNOs.html>; <https://minorplanetcenter.net/iau/lists/Centaurs.html>

²IAU 2006 General Assembly. International Astronomical Union. Retrieved January 26, 2008.

que originaron y, posteriormente, dirigieron la evolución de nuestro sistema planetario. En particular, preservan gran cantidad de hielos de agua y otros compuestos volátiles primordiales que ya no se observan en otras poblaciones más cercanas al Sol. Además, también están mucho menos evolucionados dinámicamente y colisionalmente que otras poblaciones. Es por ello que, como mencionaré en el capítulo 2, las características de esta población de objetos han sentado las bases de los modelos de formación y evolución de nuestro sistema planetario aceptados actualmente. En palabras de M. A. Barucci [Barucci et al. \(2008\)](#), los TNOs son al sistema solar como los elementos radiactivos a una roca: no son los más abundantes en masa, pero son de los que más información (y más interesante) vamos a extraer.

Sin embargo, la misma distancia que los separa del Sol, sumada a su "pequeño" tamaño (10-2000 km) y a su bajo albedo ($10 \pm 6\%$) ([Müller et al. 2020](#)) complica enormemente su estudio desde observatorios terrestres, y sólo dos de estos objetos, Plutón y Arrokoth, han sido visitados por una sonda espacial ([Stern et al. 2015](#); [McKinnon et al. 2020](#)). Además, muchos de estos objetos se pierden tras su descubrimiento por no hacerles un seguimiento continuado que permita reconstruir su órbita y recuperarlos posteriormente. Es por ello que las propiedades físicas y dinámicas de la mayoría de estos objetos son aún desconocidas, por lo que resulta muy difícil hacer un estudio estadístico de esta población.

Afortunadamente, en los últimos años se han desarrollado distintas técnicas que solventan estos inconvenientes y que no requieren una resolución directa del objeto. Estas técnicas combinan, por un lado, la luz del Sol que reflejan las superficies de estos objetos y su variación a lo largo del tiempo y, por otro, la variación de la luz emitida por una estrella al ser ocultada por el paso de uno de estos objetos. A partir de la comparación de estas observaciones con modelos teóricos podemos reconstruir las formas tridimensionales de estos cuerpos, e incluso determinar la densidad de aquellos de los que conocemos su masa (ya sea porque son binarios o tienen satélites). Gracias a ello, por primera vez hemos podido derivar conclusiones sobre el interior de estos objetos comparando sus formas con las esperadas del equilibrio hidrostático, y a partir de ahí desarrollar modelos de sus interiores que concilien todas las observaciones. Además, la posible discrepancia entre los resultados obtenidos con ambas técnicas ha posibilitado

por primera vez la búsqueda y detección de componentes secundarios como satélites o anillos de material alrededor de estos objetos (Braga-Ribas et al. 2014; Ortiz et al. 2015, 2017; Morgado et al. 2023).

La motivación de esta tesis es ahora evidente: no sólo buscamos un estudio detallado de cada uno de estos cuerpos, sino también realizar un estudio estadístico a nivel global de las características que comparten y de las que no. Y, siguiendo con esta idea, no sólo queremos estudiar las similitudes y diferencias entre distintos TNOs, sino también aquellas que comparten o les diferencian de otras poblaciones de cuerpos menores del sistema solar, como son los *centauros*. Estas dos poblaciones están estrechamente ligadas pues, como detallaré en el capítulo 2, se cree que los centauros se originaron en el cinturón trans-Neptuniano pero después fueron inyectados hacia distancias más cercanas al Sol debido a interacciones con los planetas gigantes (Gomes et al. 2005). La oportunidad que nos brindan estas dos poblaciones de objetos para tratar de entender los primeros estadios de nuestro sistema solar es única, pues nos permiten encontrar las semejanzas y diferencias entre dos poblaciones a priori similares pero cuya evolución física y dinámica ha sido muy distinta.

Durante el transcurso de estos cuatro años he analizado fotométricamente un total de 28 objetos³ y participado en la observación y/o análisis de 13 ocultaciones estelares⁴. Esta tesis recoge las propiedades físicas (formas bi y tridimensionales, tamaños, amplitudes de curva de luz rotacional, albedos, densidades, y satélites) extraídas de cuatro de estos objetos: los TNOs 2003 VS₂, Hiiaka y 2000 YW₁₃₄, y el centauro Bienor.

La memoria está estructurada de la siguiente manera: en el capítulo 2 hablo detalladamente de cada una de las poblaciones estudiadas y la relación entre ellas; en el capítulo 3 describo los métodos de observación y análisis llevados a cabo para estudiar dichas poblaciones; el capítulo 4 recoge el análisis matemático más relevante de los métodos utilizados; los siguientes cuatro capítulos, 5, 6, 7 y 8 recogen los resultados de

³Haumea, Varda, Salacia, Varuna, Eris, Chaos, Huya, Quirón, Bienor, Hiiaka, 2002 TC₃₀₂, 2002 TX₃₀₀, 2002 VE₉₅, 2008 OG₁₉, UK₁₂₆, 2003 UY₁₁₇, 2002 GZ₃₂, 2005 UQ₅₁₃, 2011 KT₁₉, 2017 OF₆₉, 2014 NW₆₅, 2007 JK₄₃, 2005 RM₄₃, 2008 AP₁₂₉, 2004 XA₁₉₂, 2002 UX₂₅, 2003 VS₂, y 2000 YW₁₃₄

⁴2003 VS₂, Bienor, Hiiaka, 2000 YW₁₃₄, 2002 GZ₃₂, 2002 KX₁₄, 2002 MS₄, 2003 UY₁₁₇, Chaos, Hektor, Huya, Polymele, y Didymos

los objetos estudiados; para terminar, el capítulo 9 detalla las conclusiones de la tesis y el trabajo futuro.

Introducción

"In summary, if we choose a certain name, surely we will be unfair with others, so why not to just simply adopt the neutral term "Trans-Neptunian belt" (TN) and Trans-Neptunian object (TNO)? These will be the terms that we will be using in the rest of the chapter."

Julio A. Fernández, *The Trans-Neptunian belt.*

En este capítulo daré unas nociones breves del conocimiento que tenemos hasta ahora de las poblaciones de cuerpos menores del sistema solar cuyas órbitas tienen semiejes mayores superiores al de la órbita de Júpiter, y también hablaré de algunas de las propiedades físicas relevantes que pueden derivarse de la observación de estos objetos.

2.1. CUERPOS MENORES DEL SISTEMA SOLAR

A pesar de que la mayoría de objetos que conforman el sistema solar pertenece a esta categoría, el área de estudio de los cuerpos menores es relativamente reciente, ya que no fue hasta 1801 cuando Giuseppe Piazzi descubrió el primer asteroide del cinturón principal, Ceres. Los cuerpos menores suscitan mucho interés, ya que se consideran los vestigios del cinturón de planetesimales primordial que dio lugar a la configuración del sistema solar que conocemos hoy. Sin embargo, el hecho de que estos objetos sean pequeños los convierte en débiles a ojos del observador. Algunos de los más interesantes (como son los TNOs) están además muy alejados de nosotros, lo que los

hace aún más débiles. Y, por si fuera poco, la mayoría de ellos tiene albedos llamativamente bajos, por lo que han sido invisibles a nuestros detectores hasta la llegada de los dispositivos de carga acoplada hace muy poco.

Existen distintas poblaciones de cuerpos menores dentro del sistema solar, habitualmente diferenciadas por su situación respecto al Sol o a otros cuerpos mayores (como, por ejemplo, los planetas gigantes). Aunque esta tesis se ha centrado principalmente en los TNOs, es difícil tratar de definir esta población sin hablar del resto de familias de cuerpos menores habitantes del sistema solar, pues todas están interrelacionadas dinámicamente. Con el fin de estudiar todos estos cuerpos menores, las semejanzas y diferencias entre poblaciones, y rastrear sus huellas hasta los inicios del sistema solar, [Gladman et al. \(2008\)](#) trataron de organizar estos objetos atendiendo a su dinámica orbital. Hay que tener en cuenta que esta estructura está definida exclusivamente en función del estado actual de los objetos pues, dado que no conocemos su historia pasada, cualquier inferencia sobre su origen o evolución estaría sesgando nuestro conocimiento sobre ellos, y sólo es razonable asumir su evolución atendiendo a simulaciones numéricas a 10 Ma vista.

Así, estos autores establecen los límites entre poblaciones dinámicas atendiendo a distintos parámetros orbitales. En primer lugar hacen una división entre los objetos que se encuentran en alguna resonancia con los planetas gigantes y los que no. Después, atienden al semieje mayor de la órbita o bien a su perihelio. Algunos grupos, como mencionaré más adelante, también se subdividen atendiendo a la excentricidad e inclinación de sus órbitas. Finalmente, los autores hacen uso del parámetro de Tisserand respecto a Júpiter, T_J , definido por:

$$T_J = \frac{a_J}{a} + 2 \cos(i) \sqrt{\frac{a}{a_J} (1 - e^2)} \quad (2.1)$$

con a , e e i el semieje mayor, excentricidad e inclinación de la órbita del objeto, respectivamente, y a_J el semieje mayor de la órbita de Júpiter. Este parámetro da cuenta de la influencia del planeta gigante sobre la órbita del objeto menor. En las secciones siguientes hablaré de cada una de las poblaciones de cuerpos menores que resultan de esta clasificación.

Dado que esta distribución está basada en el estado dinámico actual de los objetos, hay que tener en cuenta que la clasificación orbital de los mismos y el número de objetos estimado en cada población está influenciado por distintos sesgos observacionales (Kavelaars et al. 2009). Por un lado está el sesgo sobre los objetos más pequeños y más alejados: el flujo detectado por el observador es proporcional al área del objeto, y disminuye con la distancia (d) al cuadrado entre objeto y observador. Dado que la luz que nos llega de estos objetos es la que reflejan del Sol, el flujo que observamos es $\sim d^{-4}$ más débil. Como consecuencia, tenemos poca información tanto de los objetos con tamaños inferiores a 10 km como de los que se encuentran a más de 50 ua, y de entre los distintos grupos de TNOs la población de los plutinos (de la que hablaré más adelante) es de la que más miembros se conocen, ya que pasan una fracción de su órbita dentro de la órbita de Neptuno. A este sesgo hay que añadir el que involuntariamente imponemos por no conocer aún el cuadro completo: cuando se descubre un TNO, se le atribuye una órbita normalmente elíptica con una inclinación y a una distancia del observador con incertidumbres relevantes. Si el objeto no se vuelve a observar en los meses siguientes, el no actualizar esa órbita provocará la pérdida del objeto, por lo que sólo se recuperan aquellos objetos que afianzan la estructura preconcebida que el observador que les asignó la órbita tenía de base. Otro sesgo sería el de apuntado: los objetos que se descubran durante una campaña observacional estarán supeditados a la región del cielo que cubra la campaña. De esta forma, por ejemplo, sólo se detectarán objetos cuyas órbitas tienen inclinaciones bajas si la campaña apunta a la eclíptica. Por su parte, los objetos resonantes son más fáciles de detectar en ciertos cuadrantes, según su posición respecto a Neptuno. Con ello debemos tener presente que la información que tenemos a día de hoy acerca de estas poblaciones es muy reciente y aún incompleta, pero que ha abierto muchas vías de investigación enfocadas a desvelar el origen de nuestro sistema planetario.

2.1.1. Cometas

La primera población de cuerpos menores de la que quiero hablar es la de los cometas, pues su existencia es la que instó a los observadores a conjeturar sobre la presencia

de un disco de objetos más allá de Neptuno (inicialmente más allá de Plutón: el cinturón trans-plutoniano).

Cuando alguno de los cuerpos menores helados del sistema solar se aproxima lo suficiente al Sol, el calentamiento de su superficie produce la sublimación de los hielos, liberando gas y polvo y formando una envoltura a su alrededor, llamada *coma*. La radiación y el viento solar empujan esta envoltura en dirección radial y antisolar lejos del núcleo del objeto, generando lo que se conoce como *cola*, y dando lugar a los cuerpos que conocemos como cometas.

Podemos dividir los cometas en dos grandes grupos: los cometas de periodo largo y los de periodo corto (respectivamente LPCs y SPCs, por sus siglas en inglés). La clasificación en estos grupos es ligeramente arbitraria y basada en las observaciones que se tienen hasta ahora, y puede hacerse en base a dos parámetros: por un lado, como sus nombres indican, en función de su periodo orbital, y por otro, en función del parámetro de Tisserand respecto a Júpiter. Así, los SPCs tienen periodos inferiores a 200 años¹, están estructurados en un disco girando en movimiento prógrado alrededor del Sol, sus órbitas tienen excentricidades e inclinaciones modestas, y tienen un parámetro T_J de entre 2 y 3. Se cree que estos cometas tienen su origen en el cinturón trans-Neptuniano, en los objetos del disco disperso, de los que hablaré en la sección 2.1.4. Dentro de este grupo se encuentran los cometas de la familia de Júpiter² (JFCs por sus siglas en inglés), con periodos orbitales de menos de 20 años, y que se cree que tienen su origen en los centauros (sección 2.1.2).

Por su parte, los LPCs tienen periodos orbitales de más de 200 años, y la estructura dinámica de esta población es más caótica, encontrando objetos en movimiento tanto prógrado como retrógrado, con excentricidades que pueden llegar hasta la unidad, e inclinaciones muy altas. Tienen un parámetro T_J inferior a 2. Se cree que estos cometas provienen de la nube de Oort, una envoltura esférica de material eyectado durante la

¹Este valor es ligeramente arbitrario y puede extenderse hasta los 1000 años sin que la clasificación cambie sustancialmente (Kresák 1982).

²Se considera que un cometa es de la familia de un planeta cuando su afelio está cerca de la órbita del planeta.

formación del sistema solar que lo rodea sin límite definido, por lo que del estudio de los LPCs se intenta extraer información de esta región alejada del sistema solar.

2.1.2. Centauros

Aunque probablemente se trate de la población más difícil de constreñir, tradicionalmente se consideran centauros aquellos objetos que se mueven entre los planetas gigantes. Por dar una definición más evaluable, en esta tesis se acepta el criterio de que los centauros son aquellos objetos cuyas órbitas tienen un perihelio y semieje mayor situados entre los semiejes mayores de las órbitas de Júpiter y Neptuno, no se encuentran en resonancia 1:1 con los planetas (es decir, no son troyanos; sección 2.1.3), y tampoco están dominados por la presencia de Júpiter ($T_J > 3.05$) (Gladman et al. 2008; Jewitt 2009).

Estos objetos se encuentran en órbitas muy inestables, constantemente alteradas por encuentros cercanos con los planetas gigantes, y las simulaciones estiman un tiempo de vida medio para la población de 9 Ma (Tiscareno & Malhotra 2003). Por tanto, para que la población se mantenga estable, necesita de un suministro constante de objetos, y aquí es donde entra en juego el cinturón trans-Neptuniano. Se cree que los objetos del disco disperso (de los que hablaré en la sección 2.1.4) podrían ser la fuente de los centauros, objetos que consiguen atravesar la órbita de Neptuno y después acaban dispersados por la interacción con los planetas gigantes. Como resultado de su corta vida (en términos de la edad del sistema solar, que es de 4.6 Ma), los centauros encaran tres posibles destinos: se estima que unos 2/3 de la población acaban eyectados fuera del sistema solar; alrededor de 1/3 terminan confinados en órbitas estables de tipo cometario, pasando a formar parte de los JFCs; el pequeño porcentaje restante acaba impactando contra los planetas gigantes o desgarrado por fuerzas de estrés internas provocadas por la aproximación a estos.

De entre los centauros conocidos, el más grande es Cariclo. Este centauro es el primer cuerpo menor alrededor del cual se ha descubierto un sistema de anillos (Braga-Ribas et al. 2014), si bien no el único, ya que Quirón, el tercer centauro más grande y el

primero descubierto de esta población, también tiene un anillo (y probablemente varios) a su alrededor (Ortiz et al. 2015, 2023).

2.1.3. Troyanos

Los troyanos son objetos que comparten su órbita alrededor del Sol con un planeta, situándose en sus puntos de Lagrange L4 y L5. El origen de los troyanos de los planetas gigantes (Júpiter, Neptuno y Urano) aún es desconocido, y se valoran dos posibilidades (Jewitt 2023): o bien fueron planetesimales que se formaron cerca de los planetas gigantes y quedaron allí confinados, o bien se han escapado del cinturón trans-Neptuniano y después han sido atrapados por los planetas gigantes. El segundo mecanismo es menos eficiente en términos energéticos, si bien explicaría mejor la distribución de inclinaciones orbitales presente en los troyanos (Pirani et al. 2019). Sin embargo, la distribución de colores de los troyanos no es igual a la de los trans-Neptunianos, en particular a la de los objetos del disco disperso, por lo que se necesitaría de algún mecanismo de evolución de la superficie de los TNOs para llegar a la distribución de color de los troyanos (Wong & Brown 2016). Se necesitan más datos para poder comparar las distribuciones de tamaños de todas estas poblaciones, estando la de los trans-Neptunianos influida por los sesgos que he mencionado en la sección 2.1.

Con este objetivo en mente se diseñó la misión Lucy de NASA³, cuyo objetivo es extraer información sobre siete troyanos de Júpiter, cuatro de los cuales pertenecen a sistemas binarios (sección 2.1.4), y tratar de esclarecer alguna de las preguntas vigentes sobre el origen y evolución de esta población. Como parte de la formación de esta tesis, participé en la observación de dos ocultaciones estelares por el troyano Polymele, uno de los objetivos de la misión Lucy, destinadas a obtener más información sobre su tamaño y forma antes de que Lucy lo alcance. La primera ocultación, prevista para el 1 de octubre de 2021, resultó en una detección negativa, si bien nuestro equipo fue de los pocos que pudo observar ya que el cielo se nubló completamente pocos minutos antes de la hora prevista para el evento. El camino de sombra de la ocultación se desplazó

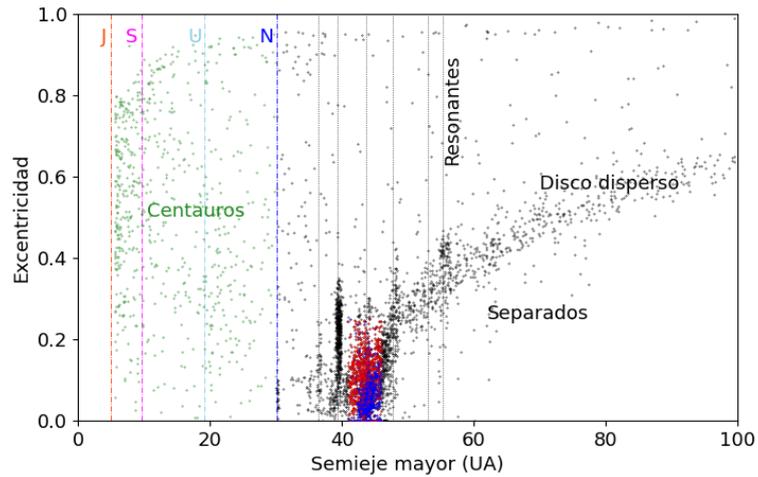
³https://www.nasa.gov/mission_pages/lucy/overview/index

considerablemente hacia el sur respecto al previsto. La segunda ocultación, prevista para el 26 de agosto de 2022, no pudo observarse por culpa de la meteorología.

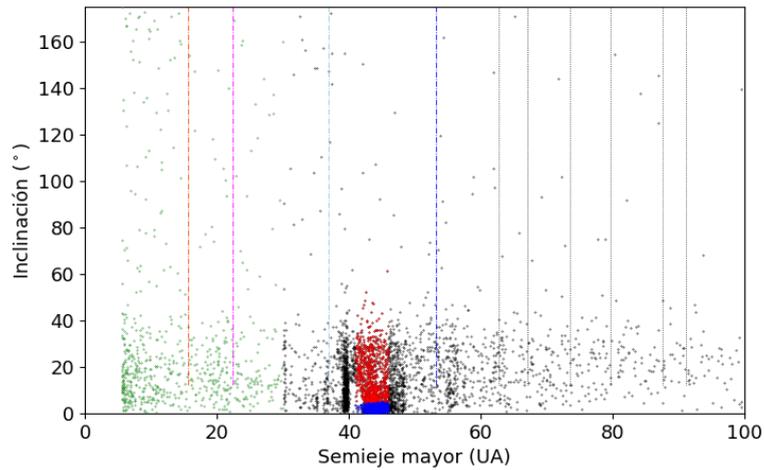
2.1.4. Objetos trans-Neptunianos

Más allá de la órbita de Neptuno encontramos finalmente la población de los objetos trans-Neptunianos. Este cinturón de objetos es la región más especial del sistema solar, no sólo por haber sido la más recientemente descubierta, sino por ser la más grande. Se cree que tiene unas 1000 veces más masa que el cinturón de asteroides, y también es unas 1000 veces mayor en área. Pero lo que hace más especial a esta región es la distancia a la que se encuentra del Sol: al situarse a más de 30 ua del Sol, los objetos que la conforman tienen unas temperaturas de cuerpo negro de unos 40K. Estas temperaturas tan bajas inhiben las alteraciones físico-químicas a las que están sometidos objetos más cercanos al Sol, permitiendo que preserven hielos primordiales. Además, las interacciones entre objetos en esta región son mucho menores y más lentas, por lo que dinámicamente y colisionalmente no están tan alterados como otros cuerpos del sistema solar. Por lo tanto, nos encontramos ante el mayor yacimiento de fósiles de los orígenes del sistema solar, testigos criogenizados de la formación y evolución de nuestro sistema planetario.

Los objetos del cinturón trans-Neptuniano pueden clasificarse en dos grandes grupos dinámicos: *objetos resonantes* y *no resonantes*. Por su parte, atendiendo a los parámetros de sus órbitas los no resonantes se subdividen además en objetos *clásicos*, objetos *del disco disperso*, y objetos *desacoplados*. Como ya he mencionado, esta clasificación está basada en el estado actual de las órbitas de los objetos, pues aún no conocemos su origen y sólo podemos predecir su evolución a muy corto plazo, ya que, debido a la distancia a la que se encuentran, sólo hemos podido observar un pequeño arco de sus órbitas desde que se descubrieron. En la figura 2.1 se muestra una visión general de la distribución de objetos conocidos en el cinturón trans-Neptuniano.



(a)



(b)

Figura 2.1: Distribución orbital de los TNOs (en negro) y centauros (en verde), según la excentricidad (arriba) y la inclinación (abajo) de sus órbitas frente al semieje mayor de las mismas. En las figuras, que siguen el mismo código de colores, aparecen señalados los distintos grupos de TNOs mencionados en el texto; en el caso de los TNOs clásicos, se han representado los clásicos fríos en azul y los clásicos calientes en rojo. También se han señalado con líneas negras discontinuas verticales las principales resonancias con Neptuno (por orden creciente de distancia al Sol, resonancias 4:3, 3:2, 7:4, 2:1, 7:3, y 5:2. Las líneas verticales discontinuas de colores señalan las posiciones de las órbitas de los planetas gigantes. Datos obtenidos del Minor Planet Center a fecha del 23 de febrero de 2023 (<https://minorplanetcenter.net/iau/lists/TNOs.html>; <https://minorplanetcenter.net/iau/lists/Centaurs.html>)

Objetos resonantes

Estos objetos se encuentran en resonancias orbitales de movimiento medio (MMRs, por sus siglas en inglés) con Neptuno, que se designan habitualmente de la forma $p : q$, siendo p los periodos orbitales de Neptuno por cada q periodos orbitales del TNO⁴. La resonancia más poblada es la 3:2, situada a 39.4 ua y habitada por los llamados Plutinos, que deben su nombre al habitante más grande de esta resonancia, Plutón. A esta categoría pertenece (84922) 2003 VS₂, uno de los objetos analizados en esta tesis (ver capítulo 5). El límite exterior de la población de los resonantes se cree que está en la resonancia 2:1, a 47.8 ua, donde residen los *twotinos*, cuyo nombre viene de la combinación de *two* y *plutino*. En la figura 2.1 se muestran algunas de las resonancias más pobladas, señaladas con líneas verticales punteadas.

Objetos no resonantes

Objetos clásicos Se llaman clásicos porque son los que más se asemejan a la distribución en forma de disco originariamente pensada para esta región del sistema solar. Las órbitas de estos objetos tienen semiejes mayores de entre 41 y 46-47 ua, con excentricidades menores de 0.25. De los 4211 TNOs que se encuentran ahora mismo registrados en el MPC, 1746 (un 41%) pertenecen a este grupo, que a su vez se divide en dos categorías dinámicas: los clásicos fríos, cuyas órbitas tienen inclinaciones inferiores a 5°⁵, y los clásicos calientes, con inclinaciones de más de 5°. Los clásicos fríos son más rojos (Trujillo & Brown 2002; Lacerda et al. 2014), sus albedos son más altos (Brucker et al. 2009; Lacerda et al. 2014), tienen una mayor fracción de binarios (Noll et al. 2008), y se cree que son más primitivos que los calientes. El límite exterior del cinturón clásico se sitúa cerca de la resonancia 2:1, aunque aún no se sabe el por qué.

Objetos del disco disperso Los perihelios de las órbitas de estos objetos se encuentran entre 30 y 40 ua, con un semieje mayor medio de 90 ua, y excentricidades de 0.6.

⁴Seguir este criterio o el opuesto va a gusto del autor, pero el orden no deja lugar a dudas teniendo en cuenta que el semieje mayor de las órbitas de los TNOs es mayor que el de Neptuno.

⁵La división a 5° es la establecida (Levison & Stern 2001), pero no hay un límite abrupto.

Estos objetos se acercan a Neptuno en sus perihelios, lo que provoca una perturbación en sus órbitas haciendo cada vez más grande su excentricidad, hasta el límite de que se cree que muchos acaban en la nube de Oort (Fernández et al. 2004). Por otro lado, algunos de estos objetos consiguen atravesar la órbita de Neptuno y moverse hacia órbitas más internas en el sistema solar, alimentando la población de los centauros. A pesar de que sólo el 10 % de los objetos conocidos se encuentra en esta población, se estima que puede ser similar en número a la de los TNOs clásicos (Trujillo et al. 2001; Adams et al. 2014), pudiendo estar afectada por un sesgo observacional. En particular, Lawler et al. (2018) estiman una población intrínseca de 3×10^6 objetos para una magnitud absoluta de $H_R < 12$.

Objetos desacoplados A esta última categoría pertenecen los TNOs que no son del disco disperso, cuyas órbitas tienen excentricidades por encima de 0.24, y que están lo suficientemente alejados de Neptuno como para que su presencia no les influya, pero no lo suficientemente lejos del Sol de forma que siguen bajo su influencia gravitatoria; por ello, Gladman et al. (2008) sitúan su límite exterior en 2000 ua, a partir del cual las órbitas de los objetos estarían afectadas por el campo de marea de la galaxia y estrellas cercanas.

Binarios

El estudio de objetos trans-Neptunianos binarios (TNBs) puede arrojar mucha luz sobre los modelos de formación y evolución del sistema. De ellos no sólo podemos extraer las propiedades físicas habituales que se obtienen de un estudio fotométrico o de ocultaciones estelares (como la forma proyectada o el tamaño), sino que del estudio del movimiento relativo entre ambos componentes podemos derivar su separación y periodo orbital, propiedades que pueden llevarnos a conocer sus masas, densidades (una de las propiedades físicas más difíciles de obtener), momento angular y tamaños relativos. Estas propiedades nos ayudan a discernir entre distintos modelos de formación y evolución, como pueden ser la captura dinámica, una colisión o una fisión rotacional. En este sentido hay que destacar la importancia de las ocultaciones estelares y del análisis

de las curvas de luz rotacionales como vía de estudio de los binarios de contacto, que no son accesibles mediante imagen directa desde la Tierra.

Se han encontrado TNBs en todas las poblaciones dinámicas mencionadas, la mayoría de ellos descubiertos en observaciones con el Hubble Space Telescope (HST) o gracias a la óptica adaptativa desde Tierra. En el momento de la escritura de esta tesis se conocen 124 TNBs⁶, una fracción significativa dentro de los TNOs. Un dato relevante que ya he mencionado en la sección 2.1.4 es que un $\sim 30\%$ de los TNOs clásicos fríos de más de 100 km de tamaño son binarios, mientras que apenas se han encontrado TNBs entre la población caliente. Esto ha suscitado un importante avance para las teorías de formación y evolución dinámica, ya que las diferencias tanto en número como en las propiedades físicas y dinámicas podrían indicar un origen distinto para ambas poblaciones. Algunos autores también defienden que, en su origen, los TNOs tuvieron que formarse por pares (Fraser et al. 2017), de forma que tras la migración de Neptuno sobreviviese la fracción de binarios que observamos hoy.

2.1.5. Modelo de Niza (Nice model)

Dado que el cinturón trans-Neptuniano tiene una densidad de masa muy pequeña como para formar planetesimales, la pregunta que surge es cómo han podido formarse allí los objetos que hoy observamos, ya que el mecanismo de acreción gravitacional resulta completamente inviable. Entonces, o bien el cinturón trans-neptuniano tenía inicialmente más masa de la que vemos ahora, que se haya podido perder posteriormente por algún mecanismo, o bien estos objetos se formaron en otro sitio, en una región más densa y cercana al Sol, y después fueron colocados donde están ahora. Los modelos de formación y evolución de estos objetos incluyen un poco de estas dos ideas.

La idea tradicional de un sistema planetario girando alrededor del Sol en órbitas fijas y periódicas se vio alterada tras el descubrimiento de los TNOs resonantes: para que estos objetos estuviesen confinados en resonancias era necesario que Neptuno (y, por tanto, todos los planetas) hubiese migrado radialmente alejándose del Sol. Además,

⁶<http://www.johnstonsarchive.net/astro/asteroidmoons.html>

la inclinación y excentricidad de las órbitas de los planetas gigantes, aunque pequeñas, indican que tuvieron que atravesar zonas de resonancia y encuentros cercanos, por lo que en la evolución del sistema planetario hace falta una fase de inestabilidad.

Con estos conceptos presentes surgió el modelo de Niza, el modelo de formación y evolución dinámica del sistema solar más aceptado hasta la fecha⁷. Se trata de un modelo propuesto por los autores R. Gomes, H. F. Levison, K. Tsiganis, y A. Morbidelli ([Gomes et al. 2005](#); [Morbidelli et al. 2005](#); [Tsiganis et al. 2005](#)), que intenta explicar la evolución dinámica de nuestro sistema solar. Parte de la idea de que los cuatro planetas gigantes (Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno), tras haberse disipado el disco planetario inicial, se encontraban en una configuración mucho más compacta en torno al Sol, en órbitas casi circulares. Tras ellos quedaría un disco de planetesimales de hielo y roca, con una masa total de unas 35 masas terrestres, que se extendería hasta las 35 ua. Los planetesimales más interiores del disco interactuarían gravitacionalmente con los planetas gigantes, por orden de encuentro, de forma que, mientras los planetesimales eran empujados hacia el interior del sistema solar, los planetas gigantes migraban hacia fuera. La excepción sería Júpiter, el último planeta con el que se cruzarían y también el más masivo, que eyectaría los planetesimales a órbitas muy excéntricas (llegando incluso a expulsarlos del sistema solar), mientras que él se acercaba al Sol tras este intercambio de momento angular. Tras años de lento movimiento, Júpiter y Saturno cruzarían su resonancia 2:1, y Júpiter empujaría a Saturno hasta su órbita actual, con el consecuente alejamiento también de Urano y Neptuno. Este desplazamiento provocaría que los planetesimales del disco exterior saliesen expelidos, haciendo que el disco perdiera el 99% de su masa. Esta inestabilidad se cree que también habría sido la que diese lugar a otras poblaciones, como los troyanos de Júpiter, los satélites irregulares, e incluso tal vez el propio cinturón principal de asteroides.

Inevitablemente el descubrimiento de nuevas propiedades e incluso nuevos objetos en el cinturón trans-Neptuniano modifica constantemente las ideas que se tienen sobre la formación y evolución dinámica de nuestro sistema planetario, y son precisamente

⁷El modelo inicial incluía una fase tardía de bombardeo de objetos inyectados hacia el sistema solar interior, conocida como *Late Heavy Bombardment*, que posteriormente fue descartada por distintas evidencias que la hacían innecesaria.

los objetos menores del sistema solar los que nos facilitan la información necesaria para conocer el modelo completo.

2.2. TÉCNICAS UTILIZADAS PARA LA OBTENCIÓN DE PROPIEDADES FÍSICAS DE CUERPOS MENORES DEL SISTEMA SOLAR

En la sección anterior he hablado de la relevancia de los objetos menores del sistema solar como fuente de información acerca de la formación y evolución de nuestro sistema planetario. Sin embargo, también he mencionado las dificultades presentes a la hora de observar estos objetos, debido a su distancia respecto al observador, a su pequeño tamaño y, por lo general (salvo en los más grandes), a su bajo albedo, pero también debido a los distintos sesgos observacionales. También he hablado de la distribución orbital identificada hasta ahora de los cuerpos menores conocidos como parámetro de entrada para alimentar los modelos de formación. En esta sección hablaré de algunos observables que podemos evaluar para ir un paso más allá.

Las propiedades físicas de los cuerpos menores que más información pueden darnos, como son los tamaños y formas, albedos, composiciones interna y superficial, rotaciones, etc., no son observables directamente desde la Tierra. Por ello, debemos recurrir a modelos y distribuciones estadísticas de los distintos observables para sacar la información que buscamos.

Las principales medidas directas que podemos obtener desde Tierra son el brillo del objeto (o su magnitud aparente), la cantidad de luz reflejada en distintas longitudes de onda (si disponemos de observaciones en varios filtros o con una red de difracción que nos permita obtener espectros), si hay o no actividad cometaria, y la forma y tamaño proyectados del objeto durante una ocultación estelar. A partir de ellas podremos obtener otras propiedades que dependerán del modelo que usemos para derivarlas.

La luz que observamos de estos cuerpos menores es la que reflejan del Sol, y su cantidad dependerá, como ya mencioné en la sección 2.1, de la distancia que separe al objeto tanto del Sol como del observador, pero también de la posición relativa entre estos tres, del área iluminada, del área observada, de la forma tridimensional del objeto,

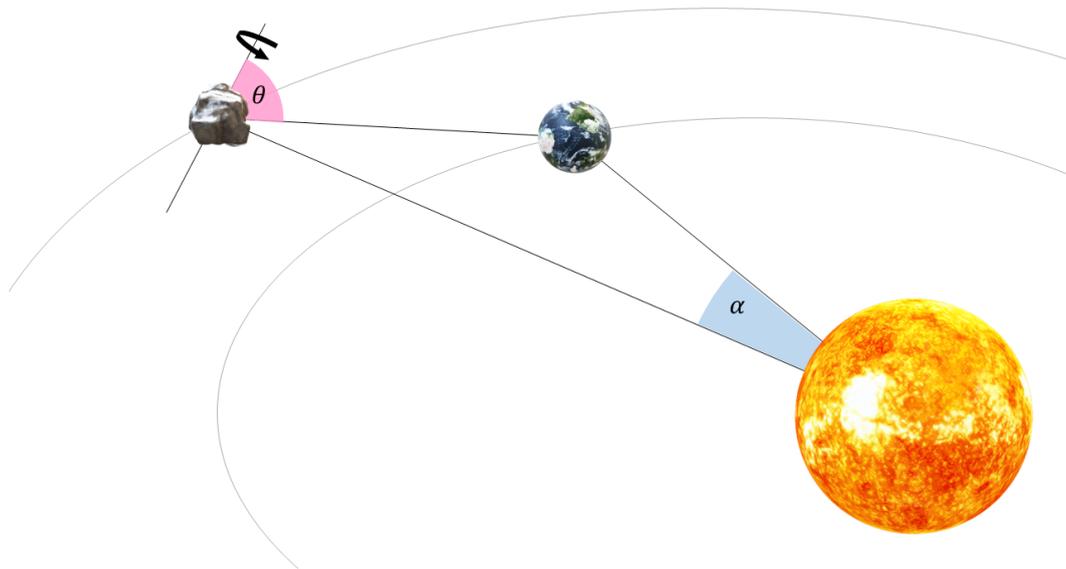


Figura 2.2: Ángulo de fase α y ángulo de aspecto θ de un cuerpo menor del sistema solar observado desde la Tierra.

su composición y su estructura superficial (Lazzaro 2023). La posición relativa entre la estrella, el cuerpo menor y el observador suele indicarse a partir de dos ángulos de posición, denominados respectivamente ángulo de fase, α , que es el ángulo Sol-objeto-observador, y el ángulo de aspecto, θ , que es el ángulo entre el eje de rotación del objeto y la línea de visión. Ambos se encuentran representados en el esquema de la figura 2.2. Así, estudiando la variación del brillo (o magnitud aparente) observada con el tiempo, a corto y largo plazo, podremos inferir cambios en la posición relativa entre los tres cuerpos y modelar la forma del objeto.

2.2.1. Curvas de luz rotacionales

La variación periódica del flujo solar reflejado por un objeto durante un tiempo igual a su periodo rotacional es una función que se conoce como *curva de luz rotacional* (en adelante, RLC por sus siglas en inglés). Un objeto perfectamente esférico con una superficie perfectamente homogénea producirá una RLC plana, ya que siempre reflejará la misma cantidad de luz, independientemente de su posición respecto al observador y de su estado de rotación. Sin embargo, un objeto irregular presenta variaciones pe-

riódicas de brillo en su RLC, que pueden deberse tanto a que la forma del objeto no sea perfectamente esférica, a que tenga regiones en su superficie con diferente reflectividad conocidas como *manchas de albedo*, a topografía, o a que se trate de un objeto binario. Por tanto, conociendo el periodo rotacional y la amplitud de RLC del objeto podremos inferir o dar constricciones a propiedades como su forma, irregularidades en su superficie, momento angular e incluso, en determinadas circunstancias, su densidad.

Variaciones debidas a manchas de albedo

Inhomogeneidades en la composición o topografía de la superficie de un TNO pueden provocar variaciones en su RLC. Para poder estudiarlas hacemos uso del *albedo*, un parámetro que mide la capacidad de reflexión de la superficie de un objeto, definiéndose como la razón entre la luz solar reflejada y la incidente. En esta tesis se ha trabajado con el *albedo geométrico*, siendo este la razón entre la luz reflejada por un objeto a ángulo de fase 0° (es decir, cuando la luz incide de forma perpendicular sobre la superficie del objeto) respecto a la reflejada por un disco ideal lambertiano totalmente reflectante con la misma sección eficaz que el objeto.

[Degewij et al. \(1979\)](#) observaron que las diferencias en albedo a lo largo de las superficies de ciertos asteroides estarían asociadas a variaciones en magnitud en sus RLCs de 0.2mag máximo. En el caso de los TNOs, varios autores apuestan por un límite superior más bajo (0.15mag; [Sheppard & Jewitt 2002](#); [Ortiz et al. 2003](#); [Duffard et al. 2009](#); [Thirouin et al. 2010](#)). Variaciones de magnitud por encima de este límite estarían asociadas sobre todo a la forma del objeto. Por otro lado, si la variación de luz reflejada por un objeto durante una rotación se debe exclusivamente a una mancha de albedo, esta va asociada a una RLC de simple pico, esto es, una curva en la que sólo aparecen un máximo y un mínimo en cada ciclo periódico.

Variaciones debidas a la forma del objeto

Se considera que un objeto se encuentra en equilibrio hidrostático cuando la aceleración centrípeta que sufre se iguala a la aceleración de la gravedad, adquiriendo el cuerpo una forma esférica. Si la fuerza centrípeta supera a la de la gravedad, el cuer-

po sufrirá una deformación que dependerá de la fuerza interna de su material. En el caso límite de un fluido, el objeto adoptará una forma de equilibrio triaxial definida por tres semiejes principales, a , b , y c , que será la de un esferoide de Maclaurin ($a = b > c$, para un momento angular menor de $0.304 \text{ N}^{1/2}\text{kg}^{1/2}\text{m}^{3/2}$) o de un elipsoide de Jacobi ($a > b > c$, para momentos angulares de entre 0.304 y 0.390^8) (Sheppard & Jewitt 2002; Chandrasekhar 1987), que podrá rotar alrededor de su eje con mayor momento de inercia (en ambos casos, el eje c). Un esferoide de Maclaurin rotando alrededor de su semieje menor no presentará variaciones en su RLC debidas a forma, ya que la sección proyectada siempre va a ser la misma. Sin embargo, un elipsoide de Jacobi sí mostrará diferencias en su sección proyectada, que dependerán tanto de la posición relativa entre el objeto y el observador (es decir, de su ángulo de aspecto) como de la fase rotacional en la que se encuentre el objeto. Si suponemos un elipsoide triaxial de Jacobi con semiejes $a > b > c$, siendo el eje c el de máximo momento de inercia (es decir, el eje de rotación), y con un ángulo de aspecto θ respecto al observador, la variación en amplitud que observaremos debida solamente a su geometría es (Binzel et al. 1989):

$$\Delta m = 2.5 \log \left(\frac{a}{b} \sqrt{\frac{a^2 \cos^2 \theta + c^2 \sin^2 \theta}{b^2 \cos^2 \theta + c^2 \sin^2 \theta}} \right) \quad (2.2)$$

Podemos, por tanto, obtener un límite inferior para la razón de ejes a/b si asumimos que la variación en magnitud obtenida ha sido observada para un ángulo de aspecto de 90° (es decir, con el eje de rotación perpendicular a la línea de visión):

$$\Delta m = 2.5 \log \left(\frac{a}{b} \right) \rightarrow \frac{a}{b} = 10^{0.4\Delta m} \quad (2.3)$$

La máxima elongación que puede soportar un objeto en rotación dependerá de su cohesión interna y de su periodo de rotación, pudiendo llegar a romperse si alcanza un periodo de rotación crítico. Este valor crítico se alcanza, para objetos sin cohesión

⁸Los cuerpos con momento angular de más de 0.390 acabarán separándose por fisión rotacional.

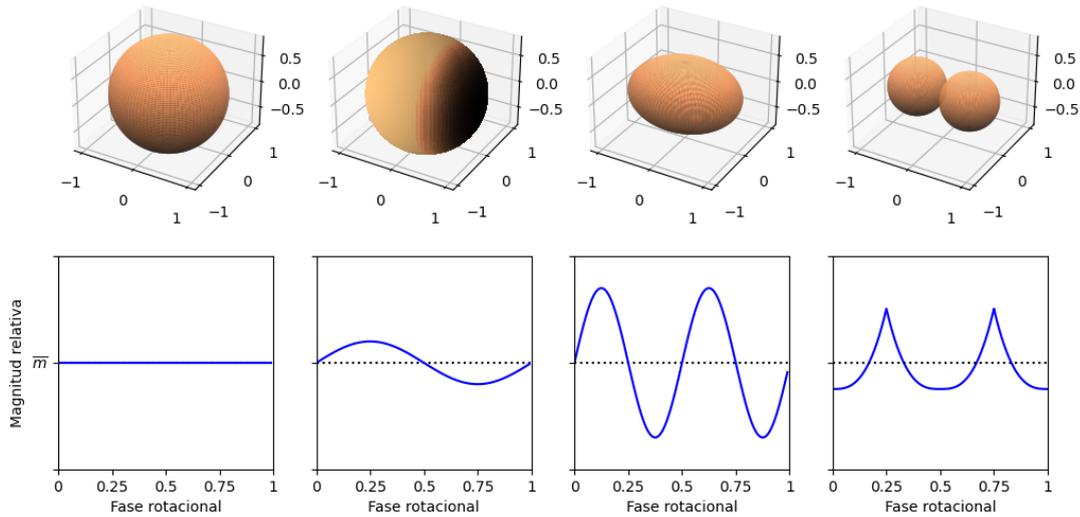


Figura 2.3: Curvas de luz rotacionales teóricas de cuatro objetos ideales: una esfera perfecta homogénea, una esfera perfecta con una mancha de albedo, un elipsoide triaxial homogéneo, y un binario de contacto formado por dos esferas homogéneas idénticas.

interna, cuando la aceleración centrífuga iguala a la de la gravedad:

$$\left(\frac{2\pi}{p_{\text{critico}}}\right)^2 r = \frac{Gm}{r^2} \rightarrow p_{\text{critico}} = \left(\frac{3\pi}{G\rho}\right)^{1/2} \quad (2.4)$$

Pravec & Harris (2000) encontraron que los asteroides llamados *rotadores rápidos* (con frecuencias de rotación de más de 7 revoluciones por día, es decir, periodos rotacionales de 3.4h) presentan amplitudes rotacionales menores que los *rotadores lentos*, lo que indica que los rotadores rápidos están menos elongados, y vieron una tendencia hacia formas más esferoidales con las frecuencias de rotación más rápidas. Además, los rotadores rápidos que estudiaron se encuentran en el límite del periodo crítico para agregados sin cohesión interna (los denominados "*pilas de escombros*"). Todo ello indicaba que los rotadores rápidos con tamaños de más de unos pocos cientos de metros son pilas de escombros en lugar de cuerpos monolíticos.

En el caso de los binarios de contacto, las RLCs presentan valles con forma de diente de sierra, como se puede ver en el cuarto ejemplo de la figura 2.3. Estas RLCs también muestran una variación en amplitud muy grande, debido a la forma tan elongada que

pueden llegar a tener estos objetos. Si por ejemplo suponemos un binario de contacto formado por dos objetos esféricos idénticos visto en su plano ecuatorial, de la ecuación 2.2 y una razón de ejes 2:1 obtendríamos una variación en amplitud de 0.75mag.

2.2.2. Variación de la amplitud a largo plazo

Podemos estudiar también la variación de la amplitud de RLC con el tiempo. Esta variación se debe al cambio en la posición relativa entre objeto y observador a medida que ambos se desplazan en sus respectivas órbitas, de forma que cambia el ángulo de aspecto θ . Cuando el eje de rotación del objeto sea perpendicular a la línea de visión ($\theta = 90^\circ$), estaremos observando la máxima amplitud rotacional que puede producir el objeto; cuando su eje de rotación sea paralelo a la línea de visión ($\theta = 0^\circ$), estaremos observando el polo y, por tanto, su curva de luz rotacional será plana. Para poder estudiar entonces la variación de la amplitud rotacional con el ángulo de aspecto, primero tenemos que conocer la dirección del polo del objeto, que vendrá dada por las coordenadas eclípticas (λ_p, β_p) . Para calcularlas, en esta tesis hemos seguido la aproximación de minimizar simultáneamente la diferencia entre la amplitud de RLC observada y la amplitud teórica que se obtiene a partir de la ecuación 2.2, y la diferencia entre el ángulo de aspecto θ obtenido del ajuste tridimensional (ver sección 4.3) y el que se obtiene a partir de la fórmula:

$$\theta = \frac{\pi}{2} - \arcsin[\sin \beta_e \sin \beta_p + \cos \beta_e \cos \beta_p \cos(\lambda_e - \lambda_p)] \quad (2.5)$$

siendo (λ_e, β_e) las coordenadas eclípticas del *punto subterrestre*⁹ en el sistema de referencia del objeto en el momento de la observación. Un ejemplo de estudio de esta variación temporal de la amplitud de RLC se muestra en el capítulo 5.

Hay que tener en cuenta que las variaciones del ángulo de aspecto para objetos distantes como los TNOs o los centauros son muy lentas y sólo apreciables con el paso de décadas (no como en el caso de los asteroides u otros objetos más cercanos a la

⁹Punto sobre la superficie del objeto al que un rayo de luz proveniente de la Tierra llega exactamente perpendicular, o también, el punto de la superficie del objeto más cercano a la Tierra.

Tierra, para los que cambios en el ángulo de aspecto se producen en meses o muy pocos años). Esto añade dificultad al estudio de la variación de la amplitud a largo plazo en objetos muy alejados de la Tierra.

2.2.3. Variación con el ángulo de fase

Otra variación de la magnitud observada que hay que tener en cuenta es la que se produce con el cambio en la posición relativa entre el Sol, el objeto y el observador, es decir, con el cambio en el ángulo de fase α . Cuanto más pequeño es este ángulo, mayor es el brillo que observamos reflejado por el objeto. Sin embargo, para ángulos de fase muy cercanos a 0° se produce el denominado *efecto oposición*, por el que la magnitud observada del objeto no disminuye de forma lineal sino que sufre un decremento muy brusco a ángulos de fase muy pequeños, es decir, se produce un aumento muy abrupto de brillo para ángulos de fase muy próximos a 0° (Belskaya et al. 2003). Este cambio brusco en la tendencia se debe a la dispersión de la luz por la superficie del objeto, y depende de propiedades como el albedo, la topografía, el tamaño de grano, la forma y la porosidad del mismo.

Metodología

“Todos los asteroides conocidos, sin excepción, mostraban una lenta variación en su brillo, que aumentaba y disminuía en un lapso de horas. Desde hacía más de dos siglos, esto se reconocía como el resultado inevitable de su rotación y de su forma irregular. Mientras giraban a lo largo de sus órbitas, las superficies reflejadas que presentaban al Sol cambiaban de continuo y su brillo variaba correspondientemente; Rama no mostraba tales cambios. O bien no giraba, o era perfectamente simétrico.”

Arthur C. Clarke, Cita con Rama

Tras haber hablado de las distintas poblaciones de interés para esta tesis y de las propiedades físicas que buscamos obtener, en este capítulo detallaré el instrumental utilizado para obtener imágenes de estos objetos y los métodos seguidos para analizar dichas imágenes y para derivar las propiedades físicas que buscamos.

3.1. TELESCOPIOS E INSTRUMENTOS UTILIZADOS

En esta sección detallo algunas de las instalaciones e instrumentos con los que se han realizado las observaciones que han dado lugar a los resultados presentados en esta tesis. Por simplicidad sólo menciono aquellos que han sido utilizados en más ocasiones o cuyas características son especialmente relevantes para el análisis de los objetos que se presentan en los capítulos de resultados, pero es importante destacar que

durante este trabajo de tesis se usaron más telescopios e instrumentos de los que aquí se detallan.

3.1.1. Observatorio de Sierra Nevada

El observatorio de Sierra Nevada (OSN) se encuentra en la provincia de Granada (España), a una altitud de 2896 m. Es operado y dirigido en su totalidad por el Instituto de Astrofísica de Andalucía. Durante esta tesis hemos utilizado el telescopio de 0.9 m de apertura y el de 1.5 m de apertura.

Telescopio 0.9 m (T90)

Se trata de un telescopio Ritchey-Chrétien de 0.9 m de apertura con dos focos Nasmyth, colocado sobre montura ecuatorial. Dispone de una cámara CCD Andor ikon-L con una escala de $0.387''/\text{píxel}$ que proporciona un campo de visión de $13.20' \times 13.20'$. Hemos utilizado este telescopio para la observación de ocultaciones estelares en modo "Target of Opportunity" en paralelo con el telescopio de 1.5 m o cuando éste no estaba disponible.

Telescopio 1.5 m (T150)

Se trata también de un telescopio Ritchey-Chrétien sobre montura ecuatorial con dos focos Nasmyth, pero con una apertura de 1.5 m. La cámara CCD Andor ikon-L que lleva acoplada es idéntica a la del T90, con una escala de imagen de $0.232''/\text{píxel}$ que proporciona un FOV de $7.92' \times 7.92'$. En este telescopio se han realizado campañas mensuales de observación de entre 4 y 8 noches de duración, destinadas a realizar un seguimiento fotométrico y astrométrico de los objetos, tanto para la obtención de curvas de luz rotacionales como para actualizar las predicciones de las ocultaciones estelares.¹ También se lanzaron varias observaciones del tipo "Target of Opportunity", destinadas a la detección de ocultaciones estelares.

¹Desde julio de 2022 el T150 se encuentra inoperativo por un problema surgido durante el aluminizado de los espejos, por lo que no se pudieron obtener nuevos datos con esta instalación durante el último año de tesis.

3.1.2. Observatorio de Calar Alto

El Observatorio Astronómico Hispano en Andalucía (CAHA) de Calar Alto se encuentra en la provincia de Almería (España), a una altitud de 2168 m, y desde 2019 es operado conjuntamente por la Junta de Andalucía y el Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC). Cuenta con tres telescopios disponibles, con aperturas de 1.23 m, 2.2 m y 3.5 m, respectivamente. En el transcurso de esta tesis se han utilizado los telescopios de 1.23 m y 2.2 m de apertura, que describo a continuación.

Telescopio 1.23 m

Se trata de un telescopio Cassegrain de 1.23 m de apertura, que lleva incorporada una cámara DLR-MKIII CCD. La cámara tiene un rango espectral de 330 a 890 nm, con una escala de imagen de $0.314''/\text{pixel}$, lo que proporciona un campo de visión de $21.4' \times 21.4'$ (cuando se utiliza uno de los filtros disponibles de 100 mm de diámetro). En este telescopio se han realizado campañas de dos días de observación en modo remoto (realizadas por Nicolás Morales, miembro del grupo de investigación del IAA-CSIC) coordinadas con las campañas mensuales en el T150 del OSN, de nuevo con la finalidad de obtener fotometría para curvas de luz rotacionales o mejorar la precisión astrométrica de cara a la predicción de futuras ocultaciones estelares. La mayoría de las imágenes fueron tomadas con binning 2×2 para reducir el tiempo de lectura y sin filtro para aumentar la SNR.

Telescopio 2.2 m

Telescopio reflector con 2.2 m de apertura y montura de horquilla, con foco Ritchey-Chretien y foco Coudé. En esta tesis se ha utilizado el instrumento CAFOS (Calar Alto Faint Object Spectrograph) para la obtención de imágenes directas. Este instrumento se sitúa en el foco Ritchey-Chretien, y proporciona un FOV de $16'$ de diámetro, con una escala de imagen de $0.53''/\text{pixel}$. Con este instrumento se obtuvieron imágenes para completar curvas de luz rotacionales de objetos para los que se habían detectado ocultaciones estelares, y también para el estudio de curvas de fase.

3.1.3. Observatorio del Roque de los Muchachos

El observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) se encuentra en La Palma (España), a una altitud de 2396 m, y alberga 19 telescopios destinados a estudios que incluyen observaciones nocturnas, diurnas, robóticas y de altas energías. Entre ellos destaco dos que han sido utilizados a lo largo de esta tesis: el telescopio Liverpool y el telescopio Óptico Nórdico.

Telescopio Liverpool

El telescopio Liverpool (LT) es un telescopio robótico de 2 m de apertura con configuración Ritchey-Chrétien y foco Cassegrain, colocado sobre una montura altazimutal. Se encuentra a una altitud de 2363 m sobre el nivel del mar, y es propiedad de la Universidad Liverpool John Moores. Para las observaciones en este telescopio hemos utilizado el instrumento IO:O (la componente óptica del sistema Infrared-Optical de instrumentos), que lleva una cámara e2V CCD 231-84, la cual tiene una escala de imagen de $0.15''/\text{pixel}$, lo que proporciona un campo de visión de $10' \times 10'$. En este telescopio se han realizado unas 4 h de observación anuales, destinadas a mejorar la predicción de las ocultaciones estelares.

Telescopio Óptico Nórdico

El telescopio Óptico Nórdico (Nordic Optical Telescope, NOT) está operado de forma conjunta por la Universidad Aarhus (AU, Dinamarca) y la Universidad de Turku (UTU, Finlandia). Se trata de un telescopio de tipo Ritchey-Chrétien de 2.56 m de apertura colocado sobre montura altazimutal a 2382 m de altitud. Dispone de cinco instrumentos, aunque el que nosotros hemos utilizado es la Alhambra Faint Object Spectrograph and Camera (ALFOSC), un instrumento compuesto por una cámara e2v CCD231-42-g-F61 de 2048×2064 píxeles con una escala de imagen de $0.2138''/\text{pixel}$ que proporciona un campo de visión de $6.4' \times 6.4'$. Con este telescopio se obtuvieron imágenes de los objetos 2007 OC₁₀, 2014 OE₃₉₄ y 2002 TX₃₀₀ para la obtención de curvas de luz rotacionales que complementasen dos ocultaciones estelares, y de los objetos Gonggong, 2005 TB₁₉₀ y 1995 TL₈, para estudiar el efecto de oposición en las curvas de fase (ver sección 2.2.3).

3.1.4. Complejo Astronómico La Hita

En este complejo astronómico situado en la Puebla de Almoradiel (Toledo, España), destinado tanto a la investigación como a la divulgación, se encuentran dos telescopios reflectores Newton de 0.77 (T77) y 0.40m (T40) de apertura, respectivamente. El instrumento habitual que se usa con el T77 es una cámara SBIG STX-16803 con una resolución espacial de $0.7''/\text{píxel}$ ($4k \times 4k$), lo que proporciona un FOV de $48' \times 48'$. Para algunas ocultaciones estelares hemos usado un cámara CMOS QHY5 de 1280×960 píxeles con una escala de $0.29''/\text{píxel}$, lo que da un FOV de $6' \times 4'$. El T40 se utilizó, entre otras, para la observación de las ocultaciones estelares por Bienor (capítulo 6, [Fernández-Valenzuela et al. 2023](#)) y (95626) 2002 GZ₃₂ ([Santos-Sanz et al. 2021](#)), para las que se usó una cámara Basler acA640-120 μm .

3.1.5. ASH y ASH2

El Astrograph for the Southern Hemisphere (ASH) es un telescopio tipo Newton de 0.45 m de apertura con montura ecuatorial de tipo horquilla que se encuentra situado en el departamento de Calingasta (Argentina). Es operado de forma conjunta por el Instituto de Astrofísica de Andalucía y el Complejo Astronómico el Leoncito (CASLEO). Tiene acoplada una cámara SBIG 11000M que cuenta con un detector CCD Kodak KAI-11000M de 4008×2672 píxeles con una escala de imagen de $1.47''/\text{píxel}$, lo que proporciona un campo de visión de $97.8' \times 65.2'$.

Por su parte, ASH2 es un telescopio astrógrafo de Astro-systeme Austria sobre montura Astro-physics 1200, con una apertura de 407mm, instalado en San Pedro de Atacama (código MPC: 108²) y controlado remotamente. Cuenta con una cámara CCD SBIG STL11000XMC1, con una escala de imagen de $1.23''/\text{píxel}$ que proporciona un FOV de $54'' \times 82''$.

²<http://www.spaceobs.com/es>

3.2. IMÁGENES Y REDUCCIÓN ESTÁNDAR

3.2.1. Dispositivos de carga acoplada

Los fotones capturados por el telescopio se colectan en un dispositivo de carga acoplada (CCD, por sus siglas en inglés) situado en el plano focal del telescopio. Sin pretender entrar en detalles sobre el funcionamiento de una CCD, creo relevante mencionar las características que más nos interesan a la hora de hacer estudios fotométricos y de observar ocultaciones estelares: la anchura de banda de la CCD, el número de píxeles, la escala de imagen, la linealidad y su tiempo de lectura.

Las CCDs que utilizamos para la obtención de imágenes directas (usadas tanto para estudios fotométricos como para las ocultaciones estelares) tienen una banda espectral típicamente centrada en 700nm, con una anchura de banda de 300nm. Es decir, operan en el rango óptico e infrarrojo cercano. Este dato es relevante para el cálculo de la difracción de Fresnel durante el análisis de las ocultaciones, como se verá en la sección 4.2.

La escala de imagen de una CCD indica a qué tamaño en el plano del cielo equivale un píxel. Por tanto, la escala de imagen y el número de píxeles de una CCD están relacionados con el tamaño del campo de visión y el grado de resolución que puede alcanzarse.

El tiempo de lectura (o tiempo muerto) no es tan relevante para estudios fotométricos como lo es para la observación de ocultaciones estelares. Dado que las ocultaciones estelares tienen duraciones típicas de unos pocos segundos, si la CCD con la que se observan tiene un tiempo muerto muy alto, hay mucha probabilidad de que la ocultación ocurra durante el tiempo muerto de la CCD y no quede registrada, o bien no queden registrados con precisión los tiempos de desaparición y/o reaparición de la estrella por ocurrir durante esos tiempos muertos. Es por ello que para estos eventos necesitamos cámaras rápidas, con tiempos muertos muy bajos, para no perder ningún detalle de la ocultación.

Por otro lado, necesitamos que la CCD se comporte de manera lineal, es decir, que la señal que devuelva sea linealmente proporcional al número de fotones que recibe.

De esta forma, podremos recuperar los tiempos de desaparición y reaparición de la estrella asumiendo ese comportamiento lineal si ocurren durante un tiempo muerto de la cámara y, en el caso de estudios fotométricos, podemos asegurar que la variación de flujo registrada se debe exclusivamente a cambios en el objeto.

En los últimos tiempos las CCDs están siendo poco a poco sustituidas por detectores CMOS, mucho más baratos y con eficiencias cuánticas comparables (e incluso superiores) a las de las CCD, mucho más rápidos y con tiempos muertos prácticamente nulos o despreciables. En alguna de las ocultaciones hemos usado este tipo de detectores, muy similares a las CCD y para los que se aplica todo lo descrito en esta misma sección y las que la preceden.

Las imágenes que se obtienen con estos detectores incluyen una serie de defectos sistemáticos que pueden ser corregidos mediante una calibración estándar, un proceso que se conoce como *reducción* de las imágenes. Para ello deben tomarse una serie de imágenes, distintas a las imágenes de los objetos a estudiar (conocidas como imágenes de ciencia), para poder compararlas y eliminar los defectos que no se deban a fuentes reales del cielo. Estas imágenes de calibración son los bias, flat-fields y darks.

3.2.2. Imágenes bias

Las imágenes bias se toman para restarle a las imágenes de ciencia las cuentas debidas al ruido de lectura del detector. Estas imágenes se toman con el obturador cerrado y con un tiempo de exposición cero. Normalmente se toman 10 imágenes bias por observación, bien al principio o al final de la noche (o incluso en ambas), para después sacar una imagen bias media o mediana del conjunto. Un ejemplo de imagen bias se presenta en la figura 3.1b.

3.2.3. Imágenes de flat-field

Las imágenes de flat-field (también llamadas simplemente flats o imágenes de campo plano) son imágenes obtenidas de un campo con iluminación uniforme y con el mismo filtro con el que se vayan a obtener las imágenes de ciencia, con el objetivo de detectar las diferencias en respuesta de los distintos píxeles de la CCD. También permi-

ten corregir los patrones creados por las motas de polvo acumuladas, que en las imágenes tienen forma de donut. Pueden tomarse flats de cielo o flats de cúpula, siendo preferibles los primeros, tomados al atardecer o al amanecer. También suelen tomarse diez flats por noche de observación, para después obtener la media o la mediana. Estas imágenes se toman normalmente con un número de cuentas muy alto, pero sin llegar a saturar la CCD para no perder la linealidad. En el caso de que en una noche no hayan podido tomarse imágenes flats, pueden usarse los de la noche anterior o posterior para la calibración estándar, siempre que ni la CCD ni el filtro hayan sufrido algún cambio (como un giro o movimiento, o una variación importante en el polvo depositado en la CCD o los filtros), en cuyo caso no servirían y habría que tomar nuevos flats. Puede verse un ejemplo de imagen de flat-field en la figura 3.1c.

3.2.4. Imágenes dark

Son imágenes tomadas con el obturador cerrado, igual que los bias, pero con un tiempo de exposición igual al de las imágenes de ciencia y con la cámara a la misma temperatura, con el objetivo de medir la corriente de oscuridad de la cámara, es decir, medir la señal que llega a la cámara debida a los electrones generados térmicamente. Si se toman imágenes dark no será necesario corregir por bias, pues el nivel introducido por el bias ya está incluido en el dark. Por otro lado, las CCD refrigeradas con nitrógeno líquido no necesitan generalmente corrección por dark, ya que en ese caso la corriente de oscuridad que se genera es muy baja.

3.2.5. Reducción estándar

Para poder corregir a las imágenes de ciencia de todos los efectos sistemáticos mencionados, el procedimiento que se sigue es:

- Creación de un 'master-bias', que es una imagen media o mediana de las imágenes de bias.

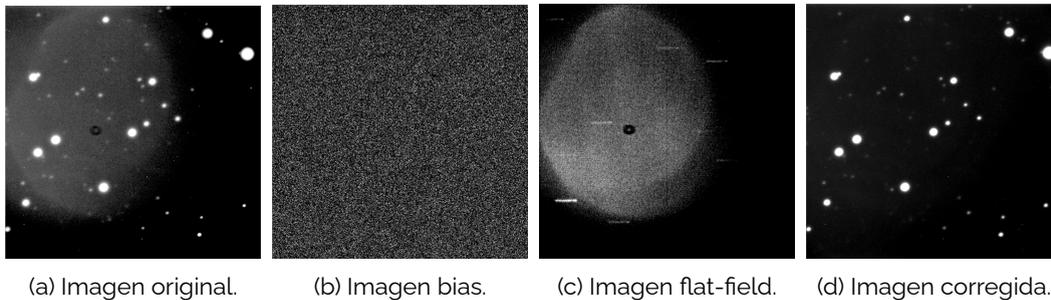


Figura 3.1: Imagen de ciencia original (a) y final (d) tras ser corregida de bias (b) y flat-field (c) en un proceso de calibración estándar.

- Creación de un 'máster-flat' calculando la media o la mediana de las imágenes de flat tomadas con el mismo filtro. Después se normaliza esta imagen promedio y se le resta el máster-bias.
- Creación de un 'máster-dark' promediando las imágenes dark con el mismo tiempo de integración. Después se le resta a la imagen máster-dark el máster-bias (sólo en el caso en que se quieran restar las contribuciones de bias y dark por separado).
- Restar a las imágenes de ciencia la imagen máster-bias, para corregir por el ruido de lectura.
- Restar a las imágenes de ciencia el máster-dark con su mismo tiempo de exposición ya corregido de bias (de nuevo, restar bias y dark se puede hacer en un único paso si sólo se resta el dark no corregido por bias).
- Dividir la nueva imagen de ciencia por el máster-flat corregido por bias.

Tras este procedimiento estándar, las imágenes quedan corregidas por los errores introducidos por la CCD (puede verse un ejemplo del procesado paso a paso en la figura 3.1). Pero aún hay otros efectos provocados por deficiencias de la CCD, por fuentes del cielo o por la atmósfera que pueden introducir ruido o fotones que no nos interesan. Algunos de estos efectos son los patrones de fringing, los rayos cósmicos o la saturación de la CCD.

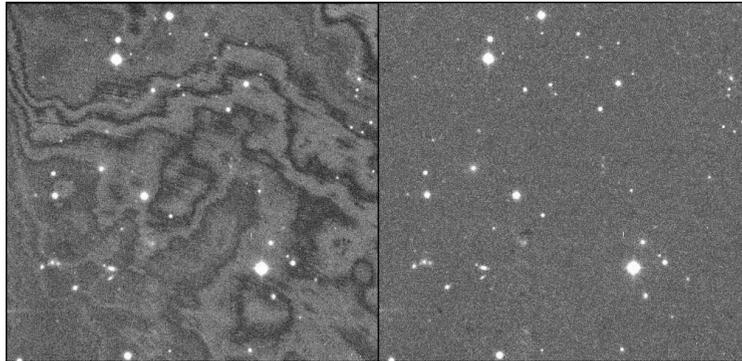


Figura 3.2: Imagen de ciencia con y sin patrón de fringing. (Fuente: Universidad de Bonn)

3.2.6. Fringing

El fenómeno de fringing en astronomía consiste en la aparición de un patrón de franjas claras y oscuras en las imágenes, que aparece cuando se producen interferencias entre la luz incidente en la CCD y la reflejada por las superficies entre sus distintas capas (Walsh et al. 2003), por un fenómeno conocido como *interferencia de capas finas*. Por ello, el fringing depende de cuántas capas tenga la CCD, de qué material estén hechas y cuál sea su anchura, y también de la longitud de onda de la luz incidente (Howell 2006).

Para poder corregir este defecto se puede crear una máscara con el patrón de fringing presente en cada noche de observación, que será común para todas las observaciones de una misma noche. Para ello se combinan las imágenes tomadas a campos distintos, para quedarnos con la emisión que tienen en común (en este caso, el patrón de fringing) deshaciéndonos de las estrellas y objetos no comunes, y usaremos esa máscara para restársela a todas las imágenes de ciencia. Del mismo modo, también se puede crear esta máscara obteniendo un masterflat con todas las imágenes tomadas con dithering a lo largo de la noche. Una imagen de ejemplo de esta corrección se muestra en la figura 3.2.

3.2.7. Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos son partículas muy energéticas que pueden impactar en el detector, provocando picos de cuentas muy elevados. Aunque hay técnicas para corregir

los efectos de los rayos cósmicos, a nosotros no nos molestan para los análisis que solemos hacer, salvo en el caso de que el rayo cósmico caiga sobre una de las fuentes que estamos analizando: si se trata de una estrella de referencia, seleccionaremos otra estrella si el campo lo permite, pero si se trata del objeto a estudiar, descartamos la imagen por estar contaminada.

3.2.8. Píxeles calientes y píxeles muertos

Puede ocurrir que alguno (o varios) de los píxeles de la CCD tengan una corriente de oscuridad más alta que el resto (*píxeles calientes*) o hayan perdido la capacidad de detección (*píxeles muertos*), por lo que el número de cuentas que registran no se corresponde con el que llega del cielo. Algunos observatorios cuentan con máscaras propias para corregir estos defectos, de forma que se sustituye su valor por el del promedio de los píxeles cercanos. Pero, de nuevo, no es un defecto que deba preocuparnos salvo si la fuente de estudio cae justo en uno de estos píxeles (cosa que trataremos de evitar al hacer el apuntado).

3.2.9. Dithering

Los tres últimos efectos mencionados (patrones de fringing, rayos cósmicos y píxeles calientes o muertos) pueden corregirse fácilmente si durante la observación se aplica la técnica de dithering. Consiste en desplazar el telescopio en direcciones aleatorias unos pocos segundos de arco en torno a la posición que queremos observar, de forma que cada imagen esté ligeramente desplazada respecto a la anterior. Después las imágenes pueden combinarse usando la técnica de sigma-clipping, que elimina los valores que exceden por un determinado valor de la mediana. Además, como ya he mencionado, estas imágenes con dithering pueden usarse para generar un masterflat con imágenes de toda la noche, que sirva como máscara para corregir el fringing o los píxeles malos, o pueda usarse como imagen flat field en caso necesario.

3.3. FOTOMETRÍA DE APERTURA

Esta tesis se ha centrado en el estudio de la variación de luz emitida o reflejada por un objeto celeste, ya sea la variación de luz reflejada por un cuerpo menor del sistema solar para estudiar su variación rotacional, o bien la variación del flujo emitido por una estrella durante una ocultación estelar. Para medir esta variación de flujo utilizamos la llamada *fotometría de apertura*, una técnica que consiste en medir el número de cuentas por segundo detectado por los píxeles de la CCD que caben dentro de una sección de cierto tamaño.

La forma de la sección elegida dependerá del tipo de objeto, y su tamaño dependerá de la CCD y de las condiciones en que se produjo la observación. En nuestro caso, los objetos estudiados producen en la CCD una distribución de intensidad (lo que se conoce como *función de dispersión de punto*, o PSF por sus siglas en inglés) con forma de campana bidimensional. Por ello las aperturas que seleccionamos son circulares, y están centradas en el objeto de estudio. El tamaño de la apertura depende del tamaño de la PSF, determinado en función de su anchura a mitad de altura (FWHM por sus siglas en inglés), el cual está condicionado por factores como el tamaño del píxel o el seeing atmosférico (cuanto peor sea el seeing, más ancha será la PSF y más grande será la FWHM). Inicialmente elegimos un radio de apertura similar al tamaño de la FWHM, y después probaremos con varios radios de apertura hasta encontrar aquel que maximice la SNR a la vez que minimice la dispersión en los residuos, bien sean los obtenidos del ajuste a una RLC o la dispersión de los datos fuera de la caída de flujo durante una ocultación estelar.

El flujo medido dentro de la apertura no sólo corresponde al objeto que estamos englobando en la apertura, sino que lleva añadida la contribución del fondo de cielo, la cual debemos restar. Para ello, lo que hacemos es seleccionar otras dos aperturas circulares más grandes y concéntricas con la primera, como se puede ver en la figura 3.3. De esta forma creamos una apertura en forma de anillo, concéntrica con la primera pero separada por un cierto espacio. Mediremos el flujo del fondo de cielo dentro del

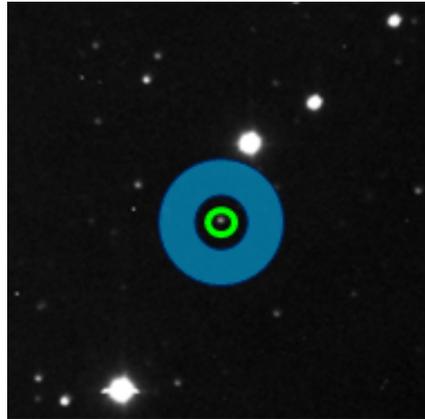


Figura 3.3: Ejemplo de aperturas seleccionadas para fotometría. La apertura verde es la seleccionada para medir el flujo de la fuente; el anillo azul indica la región sobre la que se mide el nivel de fondo de cielo.

anillo, y con el espacio de separación entre aperturas nos aseguramos que la segunda medida no está contaminada por la primera.

Los datos de fotometría analizados en esta tesis han sido obtenidos con rutinas implementadas en los lenguajes *Interactive Data Language* (IDL) y *Python* 2. El flujo del objeto se obtiene finalmente restando al número de cuentas dentro de la apertura circular el correspondiente nivel de fondo de cielo, y dividiendo por el tiempo de exposición de la imagen.

3.3.1. Fotometría relativa

La técnica de fotometría relativa consiste en analizar el flujo del objeto de interés comparándolo con el flujo medido de estrellas cercanas a él. Con ello se pretende poder discernir si las variaciones observadas en el flujo del objeto son debidas al propio objeto o si se deben a variaciones en las condiciones de la observación. Para ello se monitoriza el flujo de estrellas que:

- estén cerca del objeto, para que la sustracción de fondo de cielo sea similar, y para poder monitorizar cambios en la atmósfera que hayan afectado también al objeto (como el paso de una nube),
- sean constantes en flujo, para descartar las posibles estrellas variables que pudieran contaminar la fotometría,

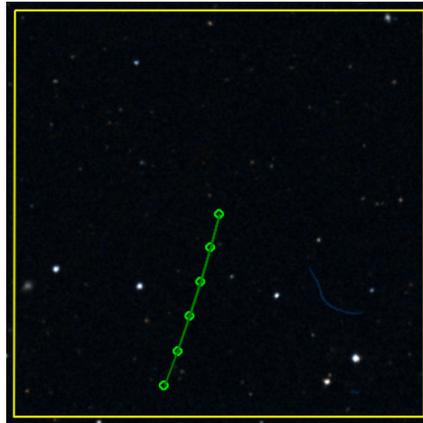


Figura 3.4: Ejemplo del desplazamiento de un TNO a lo largo del campo de visión. En este caso se trata del desplazamiento de Haumea (representado con un círculo verde) a lo largo de cinco días, dentro del campo de visión del 1,5m del OSN. Imagen obtenida con la herramienta Asteroid Finder Chart del Lowell Minor Planet Services.

- sean estrellas aisladas, para que no tengan contaminación por otras fuentes,
- tengan un brillo (o magnitud, flujo, o número de cuentas) similar al del objeto de estudio,
- sean similares en color al objeto, para evitar introducir términos de color³.

Lo ideal es elegir un número alto de estrellas, para compensar las variaciones puntuales que haya podido provocar una de ellas. Por otro lado, es importante mantener las mismas estrellas de referencia a lo largo de una misma campaña. Esto se consigue utilizando telescopios que proporcionen un campo de visión grande (se puede ver un ejemplo en la figura 3.4), y eligiendo como posición de apuntado las coordenadas que vaya a ocupar el objeto a mitad de campaña, de forma que el objeto se desplace con el tiempo a lo largo de todo el campo de visión seleccionado pero sin que perdamos ninguna estrella de referencia.

Una vez seleccionados el objeto y las estrellas de referencia óptimas, obtendremos el flujo de todos ellos como se ha explicado. A partir de aquí podemos trabajar con flujos relativos o con magnitudes relativas; en esta tesis he trabajado con magnitudes relati-

³Durante esta tesis no ha sido necesario tener esta restricción en cuenta, ya que no hemos hecho estudios de color, pero si se selecciona un número de estrellas de comparación lo suficientemente grande, las diferencias de color entre estrellas y con el objeto se terminan compensando.

vas, si bien es más sencillo trabajar con flujos ya que siguen un comportamiento lineal. La magnitud relativa del objeto Δm respecto a las estrellas de referencia se obtiene a través de la ley de Pogson:

$$\Delta m_i = m_{objeto} - m_{*i} = -2.5 \log \frac{F_{objeto}}{F_{*i}} \quad (3.1)$$

donde m_{objeto} y m_{*i} son las magnitudes del objeto y de la estrella i seleccionada, y F son sus respectivos flujos. Finalmente, consideraremos como magnitud relativa del objeto la media de las magnitudes relativas frente a cada una de las N estrellas seleccionadas:

$$m_{rel} = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta m_i}{N}, i = 1, 2, \dots, N \quad (3.2)$$

En el caso de que no puedan usarse las mismas estrellas de referencia durante toda la campaña, o que quieran combinarse datos de fotometría relativa de distintas campañas muy separadas en el tiempo, es necesario calibrar los datos antes de combinarlos. Para ello, lo ideal sería realizar fotometría absoluta o calibrar las estrellas de referencia. Sin embargo, otra aproximación también válida y que no requiere de imágenes complementarias sería nivelar cada campaña a su valor medio. Para ello, primero debemos corregir la fecha (juliana) en que se realizó la observación por el tiempo de luz, esto es, debemos restarle a la fecha de observación el tiempo que tarda la luz en viajar desde el objeto hasta el observador en cada instante, para que la medida no se vea alterada por la posición relativa entre objeto y observador. Del mismo modo, corregimos primero la magnitud relativa por las posiciones relativas objeto-observador-Sol de la forma:

$$m_{rel\text{corregida}} = m_{rel} - 5 \log(r_H \Delta) - \phi(\alpha) \quad (3.3)$$

donde r_H es la distancia heliocéntrica (distancia del objeto al Sol), Δ es la distancia geocéntrica (distancia del objeto al observador) y $\phi(\alpha) = \beta\alpha$ es una función del ángulo de fase α , siendo β el coeficiente de fase del objeto, que mide la variación de la magnitud del objeto con α . Lo último que tenemos que hacer es normalizar las magnitudes relativas a 0, para lo que se le resta a cada magnitud relativa el promedio de todas ellas. Hay que tener en cuenta que este proceso sólo puede realizarse para campañas en las que

el objeto ha sido observado al menos durante medio ciclo rotacional, ya que, de lo contrario, si la campaña no muestra los extremos absolutos de la curva de luz rotacional, la media de las magnitudes relativas calculada puede no ser real, y estaríamos nivelando a un nivel incorrecto.

3.4. OBTENCIÓN DE RLCs

Si extraemos la fotometría de apertura sobre imágenes de un objeto recogidas durante un tiempo igual o superior a su periodo rotacional, podremos obtener su RLC completa. Para ello, tras haber realizado fotometría relativa de apertura sobre el objeto, el primer paso es derivar su periodo rotacional (si no se conoce) para poder transformar el tiempo de los datos a fase rotacional.

3.4.1. Cálculo del periodo rotacional

No es habitual disponer de datos fotométricos de un objeto equidistantemente repartidos a lo largo de un ciclo de rotación, sino que se dispone de imágenes tomadas en distintas noches o con huecos entre ellas por problemas meteorológicos, técnicos, eventos transitorios, etc. En estos casos, para poder calcular el periodo de rotación del objeto lo más habitual es recurrir al periodograma de Lomb-Scargle o a la técnica de minimización de dispersión de la fase.

Periodograma de Lomb-Scargle

Se trata de un algoritmo que detecta y analiza periodicidades en series temporales irregulares a través de un espectro de potencias de tipo Fourier ([VanderPlas 2018](#)), cuya forma general es:

$$P(f) = \frac{A^2}{2} \left(\sum_n g_n \cos(2\pi f[t_n - \tau]) \right)^2 + \frac{B^2}{2} \left(\sum_n g_n \sin(2\pi f[t_n - \tau]) \right)^2 \quad (3.4)$$

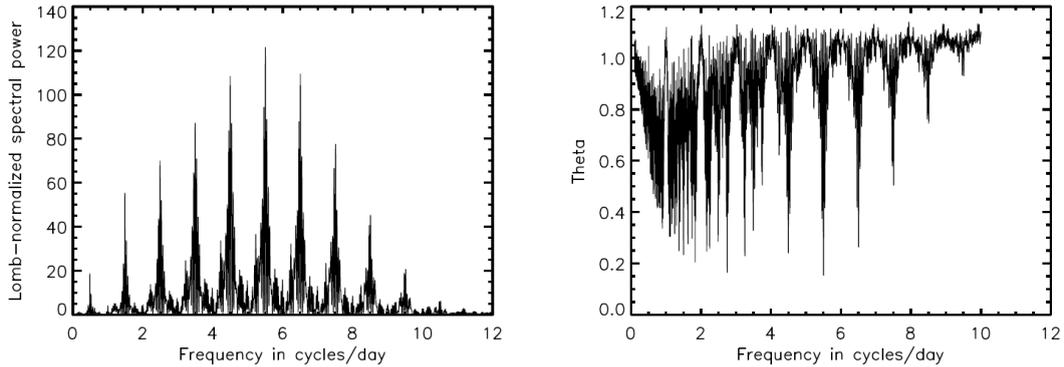


Figura 3.5: Periodograma de Lomb-Scargle (izquierda) y gráfica PDM (derecha) para obtener el periodo rotacional de 2008 OG₁₉. En ambos casos, la frecuencia para la que se obtiene un extremo absoluto es de 5.5 ciclos/día (4,364 h). (Fuente: [Fernández-Valenzuela et al. \(2016\)](#))

con A , B y τ siendo funciones de la frecuencia y el tiempo de observación:

$$\begin{aligned}
 A^2 &= \frac{1}{\sum_n \cos^2(2\pi f[t_n - \tau])} \\
 B^2 &= \frac{1}{\sum_n \sin^2(2\pi f[t_n - \tau])} \\
 \tau &= \frac{1}{4\pi f} \tan^{-1} \left(\frac{\sum_n \sin(4\pi f t_n)}{\sum_n \cos(4\pi f t_n)} \right)
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

El periodo de rotación que buscamos será el asociado a la frecuencia que tenga mayor potencia espectral. Un ejemplo de aplicación del periodograma a datos fotométricos reales se puede ver en la figura 3.5.

Minimización de dispersión de la fase

La técnica PDM (phase dispersion minimization, por sus siglas en inglés) consiste en agrupar los datos en intervalos sobre los que se calcula la varianza, la cual se compara posteriormente con la varianza global; el periodo rotacional favorecido será aquel para el que la diferencia entre varianzas sea mínima. Un ejemplo de aplicación de esta técnica se muestra también en la figura 3.5.

Conocido el periodo de rotación p podemos calcular la fase rotacional f en la que estaba el objeto en cada una de las imágenes tomadas. La fase rotacional vendrá dada por la parte decimal del número de ciclos transcurridos entre la fecha de la imagen, a

la que llamamos JD por la conveniencia de trabajar con fechas julianas, y una fecha que elegiremos como referencia, a la que llamamos JD_0 (normalmente se elige como referencia la fecha de la primera imagen, aunque en el caso del análisis de ocultaciones estelares esta fecha de referencia se puede elegir a conveniencia para hacerla coincidir, por ejemplo, con el momento de la ocultación):

$$f = \frac{JD - JD_0}{p} \quad (3.6)$$

, donde JD , JD_0 y p están en las mismas unidades.

3.4.2. Ajuste de la RLC

Teniendo la magnitud relativa del objeto para cada fase rotacional, hacemos un ajuste de los datos a una serie de Fourier para poder calcular la amplitud de la RLC. La curva teórica de ajuste vendrá dada por:

$$s(x) \sim A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \left[A_n \cos\left(\frac{2\pi nx}{P}\right) + B_n \sin\left(\frac{2\pi nx}{P}\right) \right] \quad (3.7)$$

siendo n el orden de la serie de Fourier, y los coeficientes A_0 , A_n y B_n vienen definidos por:

$$\begin{aligned} A_0 &= \frac{1}{P} \int_{-P/2}^{P/2} s(x) dx \\ A_n &= \frac{2}{P} \int_{-P/2}^{P/2} s(x) \cos\left(\frac{2\pi nx}{P}\right) dx, \quad n \geq 1 \\ B_n &= \frac{2}{P} \int_{-P/2}^{P/2} s(x) \sin\left(\frac{2\pi nx}{P}\right) dx, \quad n \geq 1 \end{aligned} \quad (3.8)$$

El grado n de la serie de Fourier que debemos aplicar dependerá del tipo de curva: si se trata de una curva de simple pico, usaremos orden 1. Si se trata de una curva de doble pico, usaremos orden 2 ó 4 dependiendo de cuál produzca menor dispersión en los residuos (es decir, el que genere menor diferencia entre la curva ajustada y los datos observacionales). La amplitud de la RLC vendrá dada por la diferencia en magnitud relativa entre los extremos absolutos de la curva teórica.

3.5. OCULTACIONES ESTELARES

Una ocultación estelar ocurre cuando un cuerpo celeste bloquea totalmente la luz que recibimos de una estrella. Al hacerlo, proyecta sobre la superficie terrestre una sombra que se irá desplazando a medida que el objeto se mueve por el cielo; de esta forma, si se monitoriza el flujo de la estrella ocultada desde distintas partes de la Tierra para después estudiar la forma y duración de la caída en flujo registrada desde cada observatorio, podremos reconstruir la silueta de la sombra proyectada por el objeto, y obtener información de su forma y de su tamaño en el momento en que se produjo la ocultación.

Este método ha sido utilizado desde hace muchos años para el estudio de cuerpos del sistema solar, desde la luna hasta los planetas gigantes, permitiendo el descubrimiento, entre otros, de los anillos en Urano ([Elliot et al. 1977](#)) y Neptuno ([Hubbard et al. 1986](#); [Manfroid et al. 1986](#)). En 1961 se detectó la primera ocultación estelar exitosa por un asteroide, Pallas ([Evans & Lourens 1961](#); [Sinvhal et al. 1962](#)), el cual volvió a ser observado con esta técnica 22 años más tarde consiguiendo un total de 130 detecciones positivas, y permitiendo obtener información muy precisa del tamaño y forma de este objeto ([Dunham et al. 1990](#)). Sin embargo, no fue hasta 2009 cuando se detectó la primera ocultación estelar por un TNO ([Elliot et al. 2010](#)). Desde entonces, la evolución vertiginosa del uso de esta técnica ha traído consigo el descubrimiento y posterior seguimiento de muchas características hasta ahora desconocidas de los cuerpos menores: evolución de la atmósfera de Plutón ([Dias-Oliveira et al. 2015](#); [Poro et al. 2021](#)), descubrimiento de anillos alrededor de Cariclo ([Braga-Ribas et al. 2014](#)), Quirón ([Ortiz et al. 2015, 2023](#)), Haumea ([Ortiz et al. 2017](#)) y Quaoar ([Morgado et al. 2023](#)), descubrimiento de componentes binarios ([Buie et al. 2020, 2022](#)), etc. Esta técnica ha resultado ser la más exacta a la hora de determinar formas y tamaños de estos pequeños objetos, llegando a alcanzar precisiones del 1-2% en la determinación de tamaños, y sólo superada por visitas de sondas espaciales (aunque estas requieren de mucha más inversión de tiempo, esfuerzo y dinero).

Obtener la forma y tamaño de estos objetos de manera precisa es el primer paso para determinar otras propiedades físicas relevantes. Por un lado, se abre el camino para determinar, o al menos acotar, la densidad del objeto, por ejemplo mediante comparación con formas de equilibrio hidrostático de cuerpos homogéneos como en el caso de 2003 VS₂ (ver capítulo 5). Con ello se puede obtener una primera aproximación de la composición y estructura interna del objeto. Por otro lado, si además se tienen datos fotométricos suficientes del objeto (es decir, su magnitud absoluta y RLC), se puede obtener su albedo geométrico y, con ello, una idea de cuál es la composición superficial del objeto y su temperatura. Además, como ya he mencionado, las ocultaciones estelares permiten detectar la presencia de atmósferas, anillos, satélites o material orbitando alrededor del objeto, e incluso detalles sobre la topografía del mismo (Rommel et al. 2023). Durante el transcurso de esta tesis se ha logrado, además, observar ocultaciones estelares desde el espacio, usando el satélite CHaracterising ExOPlanets Satellite (CHEOPS) Morgado et al. (2022) y el recién estrenado James Webb Space Telescope (JWST)⁴, que permiten obtener fotometría con mucha más precisión que desde Tierra ya que no están expuestos a las fluctuaciones de la atmósfera, y también detectar ocultaciones estelares de estrellas más débiles. Esta técnica requiere, sin embargo, de una serie de pasos precisos y mucha coordinación para resultar exitosa.

3.5.1. Predicción

El primer paso para detectar uno de estos eventos es predecir cuándo ocurrirá y por dónde pasará la sombra que proyecta el objeto. Existen varias herramientas que hacen una búsqueda sistemática de ocultaciones estelares por TNOs y otros cuerpos menores. En el caso de las ocultaciones estelares analizadas en esta tesis, estas herramientas han sido la búsqueda sistemática llevada a cabo por la colaboración del proyecto Lucky Star⁵, la herramienta CORA (Collaborative Occultation Resources and Archive) desarrollada por Mike Kretlow, y nuestras propias rutinas de selección de objetos, análisis astrométrico, conversión de elementos orbitales, etc. Predecir con la precisión necesaria

⁴<https://www.hou.usra.edu/meetings/acm2023/pdf/2483.pdf>

⁵<https://lesia.obspm.fr/lucky-star/predictions.php>

una ocultación estelar por un TNO está supeditado a la precisión que tengamos tanto en la posición de la estrella a ocultar como en la órbita del TNO. Dado que un TNO con un tamaño típico de 300 km a una distancia promedio de 40 ua tiene un tamaño angular proyectado en el cielo de 10 milisegundos de arco (mas, por sus siglas en inglés), la precisión que necesitamos tanto de sus efemérides como de la posición de la estrella tiene que ser inferior a ese valor. Gracias a la misión Gaia ([Gaia Collaboration et al. 2016b,a, 2018](#)), la precisión en la posición de las estrellas está por debajo del mas en la mayor parte de los casos. Sin embargo, la incertidumbre en las órbitas de los TNOs aún es muy grande, del orden de cientos de mas en algún caso, ya que ninguno de estos objetos ha completado una órbita desde su descubrimiento, tan sólo un pequeño arco de la misma. Para la primera predicción de las ocultaciones estelares analizadas en esta tesis hemos utilizado tanto órbitas de TNOs del Jet Propulsion Laboratory (JPL⁶) como órbitas NIMA (Numerical Integration of the Motion of an Asteroid; [Desmars et al. \(2015\)](#)), que son en las que basa sus predicciones la colaboración Lucky Star. Este procedimiento numérico recalcula las órbitas de los TNOs utilizando todas las observaciones disponibles del objeto, pero asignando un peso a cada observación en función del número de imágenes obtenidas en una misma noche con un mismo telescopio, la precisión individual de cada una de esas observaciones, la distancia temporal entre las observaciones y el evento, y posibles errores sistemáticos en las posiciones. Además, también incorpora los resultados positivos de ocultaciones estelares anteriores para "anclar" las órbitas a esas posiciones de los objetos.

Tras la primera predicción de uno de estos eventos con las herramientas mencionadas, es necesario actualizar la astrometría del objeto en los días previos (pero muy cercanos) a la fecha de la ocultación, para intentar mejorar la precisión de la posición del TNO respecto a las estrellas de campo hasta llegar a unos pocos mas. Una técnica habitual a la hora de actualizar la predicción de una ocultación estelar es aplicar un desfase, tanto en ascensión recta como en declinación, que se considera constante en periodos cortos de tiempo. Este desfase se calcula comparando las efemérides de referencia para el objeto (dadas por JPL o NIMA) con la posición real observada en

⁶<https://ssd.jpl.nasa.gov/horizons/app.html#/>

las observaciones más recientes. Este método es válido cuando las observaciones para la actualización de la predicción se realizan muy próximas en el tiempo al evento, ya que los desfases sólo pueden considerarse realmente constantes si las órbitas son muy estables.

La precisión final en la posición del TNO vendrá determinada por varios factores. Por un lado, la precisión en la posición del centroide del objeto dependerá de la FWHM (determinada por el seeing) y de la SNR obtenida. Además, si en las imágenes analizadas el objeto está muy cerca de una estrella, el centroide puede acabar desplazado hacia ella. Hay que tener especial cuidado si el objeto es binario o tiene satélites, en cuyo caso el centroide no estará situado sobre el primario sino sobre el fotocentro del sistema, lo que se traduce en un residuo sistemático (del que podemos sacar partido, como se verá en el capítulo 8 dedicado a Hi'iaka). Por otro, el error en la resolución astrométrica de las imágenes dependerá de las estrellas de referencia elegidas. Otra fuente de error que puede aparecer es la debida a la refracción cromática diferencial por la atmósfera, por la cual fotones provenientes de la misma fuente pero con distinta longitud de onda impactarán en distintas partes del detector por haber sido refractados por la atmósfera a distintos ángulos. Para evitar esto de forma fácil se intenta observar los objetos durante su culminación o usar filtros típicamente infrarrojos (R o I). Por último, puede aparecer un error en la posición de la estrella a ocultar si su astrometría de catálogo no es buena (aunque esto con Gaia y sus data releases más recientes ha mejorado enormemente) o si no está correctamente catalogada como doble, pero esto último se puede atajar analizando los colores de cada una de sus componentes.

3.5.2. Campaña de observación

Una vez se ha determinado con precisión suficiente el camino de sombra que dibujará la ocultación estelar sobre la Tierra, el siguiente paso es organizar una campaña de observación con nuestros propios observatorios o con observatorios de colaboradores o, si la estrella que se oculta es suficientemente brillante, contactar con observadores amateur que se encuentren en la zona siguiendo la premisa de "cuantos más, mejor, pero maximizando esfuerzos". [Ortiz et al. \(2020\)](#) determinaron de forma empírica que se

necesitan al menos 12 estaciones de observación para detectar una ocultación multicuerda (es decir, con más de dos cuerdas). Esto implica que se alertará a todo observador, tanto profesional como amateur, situado en el camino de sombra o con posibilidad de desplazarse hasta él, y con la instrumentación adecuada para la ocultación en cuestión. Serán las características del evento las que determinen qué telescopios y detectores pueden potencialmente detectar la ocultación, tales como la magnitud de la estrella a ocultar, la velocidad relativa del objeto vista desde Tierra (que determinará la duración del evento), y su elevación sobre el horizonte. Otros factores como la iluminación de la luna y su separación respecto a la posición de la estrella que será ocultada, y la previsión meteorológica para la zona del camino de sombra, determinarán la viabilidad del éxito. Normalmente nos centramos en aquellas ocultaciones que suceden en el sur de Europa, principalmente en España, donde disponemos de una potente red de telescopios, o Sudamérica, donde aparte de nuestros propios telescopios ASH y ASH2 contamos con numerosos recursos telescópicos en Chile, así como Argentina y Brasil, donde tenemos numerosos colaboradores. Algo similar es aplicable también a Estados Unidos. Dos de las ocultaciones analizadas en este tesis ocurrieron en España, otra en Europa central y otra en Estados Unidos.

Las ocultaciones estelares producidas por TNOs y centauros tienen duraciones típicas de unos pocos segundos, por lo que se requieren cámaras rápidas para su observación. El tiempo de integración utilizado se determinará en función del brillo de la estrella a ocultar, las condiciones de la noche, la duración predicha del evento, y el tiempo muerto del detector, intentando obtener una SNR de la estrella de al menos 2-3 (en el peor de los casos) al tiempo que, de registrarse una detección positiva, esta no caiga durante un tiempo muerto de la cámara y pueda verse en al menos dos imágenes. Por ello son deseables tiempos muertos inferiores al 20 % del ciclo total de la cámara⁷. También es importante que la observación del evento empiece unos minutos antes y termine unos minutos después (típicamente, 10-15 minutos) del tiempo nominal previsto, tanto para prevenir un posible error temporal en la predicción, como para analizar la dispersión de los datos fuera de la caída de flujo asociada a la ocultación y obtener

⁷El tiempo de ciclo de una imagen es la suma del tiempo de exposición más el tiempo muerto.

una buena línea de base, además de para poder detectar posibles anillos, satélites o material orbitando alrededor del objeto.

3.5.3. Análisis de las observaciones

Todos los observadores que toman imágenes del evento, o el software automático de observación de ciertos telescopios remotos o robóticos, envían sus archivos al grupo para que los podamos analizar, o bien centralizamos su recogida mediante la plataforma Occultation Portal, creado para este fin (Kilic et al. 2022). El primer paso es poner todas las imágenes en el mismo formato; nosotros trabajamos habitualmente con FITS (flexible image transport system), pero algunos observadores envían sus datos en otros formatos, cubos de imágenes o incluso en formatos de vídeo como SER o AVI. Para el cambio de formato de los datos analizados en esta tesis hemos utilizado los softwares MaxIm DL y Tangra y el procesador Planetary Imaging PreProcessor (PIPP), así como nuestras propias rutinas escritas en Python e IDL.

El siguiente paso es realizar fotometría de apertura (sección 3.3) sobre todas las imágenes, para detectar qué observadores obtuvieron una ocultación positiva y cuáles negativa. En el caso de las ocultaciones estelares, a la hora de realizar la fotometría de apertura fijamos la posición del centroide de la estrella objetivo respecto a la posición de las estrellas de referencia, ya que la primera desaparecerá en las imágenes correspondientes al momento de la ocultación. A veces, los propios observadores obtienen una primera curva de luz de la ocultación la misma noche del evento una vez éste ha finalizado, e informan del resultado. Es importante obtener las curvas de luz con la menor dispersión en la fotometría, tanto de las detecciones positivas como de las negativas, ya que las primeras nos darán información del limbo instantáneo del objeto, pero las segundas pueden ayudar a constreñir el tamaño y la forma finales. Como ya he mencionado en la sección anterior, el tamaño de la apertura para la fotometría y la selección de las estrellas de referencia son determinantes para obtener la menor dispersión en las medidas fotométricas. En muchas ocasiones es necesario reducir el campo que se lee en el detector para reducir el tiempo de lectura de la cámara, hasta el punto de que en las imágenes sólo aparece la estrella a ocultar y una segunda estrella que se

usará de referencia, por lo que sólo se podrá jugar con el tamaño de la apertura para minimizar la dispersión de los datos.

3.5.4. Obtención de los tiempos de desaparición y reaparición de la estrella

Como ya he mencionado, los observatorios que registran una detección positiva de la ocultación presentan curvas de luz en las que aparece una caída en flujo asociada al paso del objeto por delante de la estrella. Cuanto más grande es el objeto, más tiempo permanece oculta la estrella; es decir, la duración de estas caídas de flujo es proporcional al tamaño del objeto visto desde cada lugar de observación, y nos da información de las dimensiones del objeto. Por ello, tras la obtención de las curvas de luz de la ocultación, el siguiente paso será realizar un ajuste que nos devuelva los tiempos precisos en los que la estrella desaparece y vuelve a reaparecer tras el objeto, para conocer la duración de la ocultación desde cada observatorio y poder reconstruir la silueta del objeto. El modelo que utilizamos para realizar este ajuste es el de un pozo cuadrado convolucionado con tres parámetros: la escala de Fresnel, el ancho de banda de la CCD, y el tamaño de la estrella ocultada a la distancia a la que se encuentra el objeto. Explico con más detalle este modelo en la sección 4.1.

Para conseguir los mejores resultados es imprescindible que todos los observatorios estén perfectamente sincronizados con el tiempo universal, es decir, que todos registren el mismo tiempo absoluto en sus sistemas operativos. Una mala sincronización implicará un desplazamiento entre las detecciones positivas de distintos telescopios, lo que llevaría a conclusiones erróneas respecto a la forma y dimensiones del objeto⁸. Para garantizar una buena sincronización temporal se suele utilizar el sistema GPS-VTI (global positioning system video time inserters) o servidores NTP (internet network time protocol). Es importante también asegurar que en la cabecera de cada imagen queda registrado su tiempo de adquisición individual con la suficiente precisión, ya que pue-

⁸Quiero destacar que un fallo en la sincronización implicará un desplazamiento en el tiempo absoluto de la observación, pero no en los tiempos relativos entre imágenes, por lo que la duración total del evento y, por tanto, el tamaño del limbo del objeto visto desde ese observatorio, sí es útil, aunque no lo sea su posición relativa en el plano del cielo respecto al resto de detecciones.

de ocurrir que las cabeceras de todas las imágenes hayan guardado el mismo tiempo de adquisición (el de inicio de la observación, por ejemplo). Si esto ocurriese, se puede solucionar aplicando un ajuste lineal entre el tiempo de inicio o fin de la observación, conocido el tiempo de ciclo de la cámara, pero podemos estar introduciendo una nueva fuente de error que podría haberse evitado. También debemos comprobar si el tiempo registrado en las cabeceras de las imágenes corresponde al de inicio, mitad o fin de la adquisición de cada imagen. Por último, también es importante tener en cuenta si los observadores aplicaron algún retraso intencionado a la toma de imágenes, por ejemplo para cubrir los tiempos muertos entre dos telescopios sincronizados, o si el sistema de adquisición de imágenes realiza primero algún tipo de calibración.

3.5.5. Proyección y ajuste del limbo

Conocida la duración del evento registrada desde cada uno de los observatorios, el siguiente paso es traducirla a distancia recorrida por el objeto sobre el plano del cielo. Para ello, obtenemos las efemérides del objeto en los instantes de desaparición y reaparición de la estrella y calculamos la separación entre ambas posiciones. Otra manera de hacerlo es multiplicando la duración del evento por la velocidad de la sombra del objeto. A cada uno de estos segmentos en el plano del cielo le llamamos *cuerda*. Si proyectamos sobre el plano del cielo todas las cuerdas juntas, podemos visualizar la silueta instantánea proyectada por el objeto durante la ocultación.

La forma genérica que se utiliza para ajustar el perfil proyectado de un TNO es una elipse. Por un lado, esto se debe a que se espera que los TNOs más grandes hayan adquirido formas cercanas a las figuras de equilibrio discutidas en la sección 2.2.1 ([Tancredi & Favre 2008](#)); por otro, teniendo en cuenta que el número de cuerdas positivas habitualmente obtenido durante una ocultación estelar no es muy alto, es la forma más sencilla y general que podemos utilizar a priori para ajustar la silueta proyectada por el objeto. Si se dispone de una ocultación con un número muy alto de detecciones positivas que hagan que la proyección quede definida por una densidad alta de cuerdas bien repartidas, puede llegar a hacerse un estudio topográfico de la superficie del objeto, como en el caso del TNO 2000 MS₄ ([Rommel et al. 2023](#)). Sin embargo, lo más habitual

es obtener entre 3 y 10 cuerdas por ocultación, que sólo permiten aproximar la forma de la proyección a una curva general, sin que podamos extraer información detallada sobre la topografía del objeto.

La elipse que vamos a ajustar entonces a los extremos de las cuerdas positivas la definimos por cinco parámetros: el semieje mayor a' , el semieje menor b' , el ángulo de posición de la elipse respecto a los ejes cartesianos, y las coordenadas (f,g) del centro de la elipse. Si asumimos que las coordenadas de la estrella ocultada dadas por Gaia son correctas, la posición del centro de la elipse (f,g) nos dará la desviación en ascensión recta y declinación que tenemos que aplicar a las coordenadas que habíamos asumido del objeto, para corregirlas. El proceso de búsqueda de la elipse que mejor ajusta a los extremos de las cuerdas positivas está descrito en la sección 4.2.

En algunos de los casos estudiados hemos realizado el ajuste elíptico a los extremos de las cuerdas tras haber alineado previamente los centros de estas. Las razones de alinear los centros de las cuerdas son, por un lado, que se trata de una condición que deben cumplir las cuerdas paralelas de una elipse ideal, y por otro, para tener en cuenta posibles errores sistemáticos presentes en los tiempos de adquisición o pequeña topografía que haya podido descentrar las cuerdas. Estos errores sistemáticos pueden aparecer porque, aunque la sincronización a través de servidores NTP permite obtener, en teoría, precisiones del orden de la centésima de segundo, se ha visto ([Barry et al. 2015](#)) que estas pueden ascender hasta varias décimas de segundo dependiendo del sistema operativo usado, del software de la cámara, o por retrasos en la apertura del obturador. Por otro lado, también se han visto casos en los que se han tenido que corregir desplazamientos de cuerdas sin motivo aparente ([Elliot et al. 2010](#); [Braga-Ribas et al. 2013](#)). No vemos razonable añadir una incertidumbre promedio a todos los extremos de las cuerdas para atajar este problema, ya que al añadir la misma incertidumbre al ingreso que al egreso podríamos estar sobreestimando el error. Quiero recalcar, por otro lado, que esto se hace en los casos en que el desplazamiento que debemos aplicar a las cuerdas para alinear sus centros es del orden de la incertidumbre en la posición de estos, y en los casos en que el ángulo de posición de la elipse ajustada no cambie considerablemente respecto al obtenido con las cuerdas originales. La única excepción a esta norma ha sido Bienor, un caso que explico en detalle en el capítulo 6.

3.5.6. Curva de luz rotacional y medidas derivadas

A partir de una única ocultación estelar sólo se puede obtener la forma instantánea bidimensional proyectada por el objeto durante el momento de la ocultación. Sin embargo, a partir de medidas fotométricas se puede construir una RLC del objeto que nos dé información sobre su geometría tridimensional (como se vio en la sección 2.2.1). Si se dispone de una RLC lo suficientemente buena, podemos saber en qué fase rotacional estaba el objeto durante la ocultación y, sabiendo qué amplitud de RLC corresponde a esa fase rotacional, podemos derivar una nueva propiedad: su diámetro equivalente en área medio.

El diámetro equivalente en área medio \bar{D} es el diámetro de un círculo cuya área es igual al área proyectada por el TNO promediada a una rotación completa. Se calcula corrigiendo el diámetro equivalente en área instantáneo (es decir, el obtenido de una ocultación, D_o) por la amplitud de curva de luz rotacional:

$$\bar{D} = D_o \times 10^{(m_o - \bar{m})/5} \quad (3.9)$$

siendo m_o la amplitud de RLC correspondiente a la fase rotacional en el momento de la ocultación, y \bar{m} la amplitud de RLC promedio, que en nuestro caso siempre es cero porque promediamos las RLCs siguiendo este criterio. Este diámetro medio lo podemos comparar con el diámetro efectivo en área obtenido a partir de los datos radiométricos de Herschel y Spitzer (lo que conocemos como diámetro térmico o radiométrico), ya que también es un diámetro equivalente en área. Sin embargo, esta comparación no es del todo correcta, ya que para ello deberíamos conocer la fase rotacional del objeto a la que se tomaron los datos térmicos de Herschel, lo que no siempre es posible. Con frecuencia, las observaciones de Herschel y Spitzer se realizan a lo largo de varios días, por lo que no siempre son a una fase rotacional concreta sino a una mezcla y se supone que, en promedio, no se alejan mucho del valor medio real.

Si también conocemos la magnitud absoluta del TNO en el instante de la ocultación podemos calcular su albedo geométrico. Para ello, primero tenemos que corregir la magnitud absoluta por la fase rotacional del objeto en el momento de la ocultación,

por lo que le sumaremos a la magnitud absoluta la amplitud de RLC correspondiente a esa fase rotacional. Con ello, el albedo geométrico en banda V, p_V , se calcula a partir de la fórmula:

$$p_V = 10^{0.4(m_{V,Sun} - H_{V,o}) / (A/\pi)} \quad (3.10)$$

siendo $m_{V,Sun}$ la magnitud del Sol en banda V (-26.74 mag), $H_{V,o}$ la magnitud absoluta instantánea del objeto en banda V (corregida como he mencionado), y A el área proyectada del objeto durante la ocultación (en unidades astronómicas cuadradas). Este valor para el albedo geométrico lo podemos comparar también con el obtenido a partir de los modelos térmicos.

3.5.7. Forma tridimensional

Ya vimos en la sección 2.2.1 que de la forma y amplitud de las RLCs podemos inferir información sobre la forma tridimensional del objeto: si es más bien esférico o se trata de un cuerpo triaxial, y si tiene manchas de albedo. Las RLCs de los objetos presentados en esta tesis eran curvas de doble pico, lo que sugiere que, o bien se trata de elipsoides triaxiales en rotación, o bien son esferoides oblatos con una irregularidad importante en su superficie, ya sea topográfica o debida a manchas de albedo. Ya he mencionado que amplitudes grandes en RLCs no pueden explicarse sólo con manchas de albedo, sino que tienen que estar asociadas a la forma tridimensional de los objetos. Además, si los dos máximos y mínimos por ciclo son diferentes, suele ser señal de forma triaxial con manchas de albedo o pequeñas irregularidades topográficas. Por todo ello, en esta tesis hemos asumido que los objetos estudiados tienen forma de elipsoide triaxial. Para obtener un modelo tridimensional simplificado de estos objetos, he buscado los semi-ejes $a > b > c$ de un cuerpo triaxial que, rotando alrededor de su semieje c , proyecte la forma observada durante la ocultación estelar a la vez que presenta la amplitud de RLC observada. El desarrollo matemático de este ajuste se explica en el capítulo 4.3.

De este ajuste tridimensional obtenemos tanto los tres ejes principales del cuerpo como su ángulo de aspecto. Con ello, podemos comparar las razones de ejes obtenidas con las que tendría un elipsoide triaxial teórico con densidad homogénea rotando con el periodo de rotación del objeto, para comprobar si éste podría encontrarse en

equilibrio hidrostático. Para ello nos servimos del formalismo de [Chandrasekhar \(1987\)](#). En el caso en que no se encuentre una densidad para la que los resultados obtenidos sean consistentes con una figura en equilibrio hidrostático, podemos considerar las opciones de que el objeto se encuentre diferenciado o que no se encuentre en equilibrio, por la existencia de tensiones no equilibradas en algunas partes del cuerpo o porque sus propiedades reológicas vengan mejor descritas por medios granulares (como en el caso de Haumea, [Ortiz et al. 2017](#)), pudiendo así poner constricciones sobre la estructura interna del objeto.

Desarrollo matemático

*"Por Monte Carlo:
Causa y, a la vez, solución
de todos los problemas de esta tesis."
H. J. S., parafraseado.*

En este capítulo detallo los procedimientos matemáticos que he seguido para los tres tipos de ajuste realizados en esta tesis. Primero detallo el ajuste a pozo cuadrado utilizado para la extracción de los tiempos de ingreso y egreso de la ocultación estelar. Después, el ajuste de los extremos de las cuerdas positivas de una ocultación estelar a una elipse para obtener la forma proyectada durante el momento de la ocultación. Por último, describo el ajuste de los datos disponibles para la obtención de un modelo tridimensional sencillo.

4.1. AJUSTE A POZO CUADRADO

Como ya expliqué en la sección 3.5, las curvas de luz de las detecciones positivas de una ocultación estelar muestran caídas en el flujo de la estrella monitorizada que pueden representarse por una función de pozo cuadrado. Ajustando la caída a una de estas funciones, podremos evaluar los tiempos en que la estrella desaparece y reaparece tras el limbo del objeto. Sin embargo, hay una serie de factores que intervienen en la detección de estas caídas que debemos tener en cuenta a la hora de hacer el ajuste.

Tales factores son el ancho de banda de la CCD, el tamaño de la estrella ocultada a la distancia del TNO, y el tiempo de integración utilizado.

En el caso de ocultaciones estelares por TNOs será generalmente el tiempo de integración de la cámara el que domine las curvas de luz, ya que será el factor que determine la cadencia de puntos de la curva: cuánto más tiempo de integración se aplique, más separados estarán los puntos de la curva, y mayor ambigüedad habrá a la hora de determinar los momentos exactos de la ocultación y reaparición de la estrella, lo que provocará una mayor incertidumbre en las dimensiones del objeto.

Por su parte, el ancho de banda de la CCD y el diámetro de la estrella proyectado a la distancia a la que se encuentra el TNO van a determinar la importancia de la difracción de Fresnel a la hora de suavizar los bordes del pozo cuadrado, como explico en la siguiente sección.

4.1.1. Difracción de Fresnel

Durante una ocultación estelar, la luz de la estrella ocultada se topa con un obstáculo (el TNO) antes de llegar al receptor, situado en Tierra. Esto hace que sobre la superficie de la Tierra se proyecte un patrón de difracción consistente en una serie de franjas claras y oscuras no equiespaciadas. La sombra que proyecta el objeto durante la ocultación estelar no tendrá entonces un borde abrupto, con una diferencia marcada entre iluminación y sombra, sino que cerca de ese borde geométrico la iluminación que llega a la Tierra seguirá una distribución intrincada. Esto tenemos que tenerlo en cuenta a la hora de ajustar el modelo de pozo cuadrado a las curvas de luz positivas de la ocultación, por lo que debemos convolucionar el modelo geométrico por este patrón de difracción.

El patrón de difracción creado por una onda electromagnética cuando se observa muy cerca del obstáculo que atraviesa puede modelarse a través de la difracción de Fresnel, también conocida como difracción de campo cercano. Para que esta aproximación sea aplicable, tiene que cumplirse que el número de Fresnel (que depende del tamaño del obstáculo, la longitud de onda y la distancia entre la apertura y el observador) sea mucho mayor que 1. En el caso de una ocultación estelar, el TNO sería la

apertura u obstáculo que atraviesa la onda electromagnética, que es la luz de la estrella ocultada. Si consideramos un tamaño típico a de 200 km para un TNO situado a una distancia típica L del observador de 45 ua y para una longitud de onda λ de 700 nm, el número de Fresnel sería:

$$F = \frac{a^2}{L\lambda} = 8522 \gg 1 \quad (4.1)$$

Por lo tanto, se cumple la aproximación de campo cercano y podemos aplicar la ecuación de Fresnel.

El campo eléctrico ($E(x')$) de la estrella producirá un patrón de difracción en una dimensión¹ y en un punto x de la forma:

$$E(x) = A \int_{-\infty}^{+\infty} E(x') \exp\left(\frac{ik}{2L}(x-x')^2\right) dx' \quad (4.2)$$

siendo $k = 2\pi/\lambda$ el número de onda, y A una constante de normalización. En este punto voy a reescribir la integral, poniendo las longitudes en una escala adimensional que más adelante me permitirá usar las integrales de Fresnel. Defino una variable T , conocida como "escala de Fresnel", relacionada con la longitud de onda y la distancia entre observador y apertura por:

$$T = \sqrt{\frac{L\lambda}{2}} \quad \Rightarrow \quad \frac{k}{2L} = \frac{\pi}{\lambda L} = \frac{\pi}{2} \frac{1}{T^2} \quad (4.3)$$

Con este cambio, puedo reescribir la ecuación 4.2:

$$\begin{aligned} E(x) &= A \int_{-\infty}^{+\infty} E(x') \exp\left(\frac{i\pi}{\lambda L}(x-x')^2\right) dx' = \\ &= A \int_{-\infty}^{+\infty} E(x') \exp\left(\frac{i\pi}{2} \left(\frac{x-x'}{T}\right)^2\right) dx' = \\ &= A \int_{-\infty}^{+\infty} E(x') \cos\left(\frac{\pi}{2}(x-x')^2\right) dx' + iA \int_{-\infty}^{+\infty} E(x') \sin\left(\frac{\pi}{2}(x-x')^2\right) dx' \end{aligned} \quad (4.4)$$

teniendo en cuenta que ahora $(x-x')$ está en unidades de T .

¹Consideramos sólo una dimensión ya que sólo nos interesa el patrón de difracción en la dirección de las cuerdas positivas observadas durante la ocultación.

Ahora podemos estudiar la integral en función de la forma que tiene el campo eléctrico en el espacio. Si consideramos que el objeto obstáculo se extiende desde $x' = x_1$ hasta $x' = x_2$, podemos escribir el campo que vemos como:

$$E(x) = \begin{cases} 1, & \text{fuera del objeto, } x' < x_1 \text{ y } x' > x_2. \\ 1 - \rho, & \text{dentro del objeto, } x_1 < x' < x_2. \end{cases} \quad (4.5)$$

siendo ρ la opacidad del objeto, que podemos considerar como cero si el objeto es transparente, y uno si es completamente opaco. En adelante trabajo sólo con la parte real de la integral para simplificar la presentación. De esta forma, la parte real de la integral queda:

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{x_1} E(x') \cos\left(\frac{\pi}{2}(x-x')^2\right) dx' + \\ & \quad + \int_{x_1}^{x_2} E(x') \cos\left(\frac{\pi}{2}(x-x')^2\right) dx' + \\ & \quad + \int_{x_2}^{+\infty} E(x') \cos\left(\frac{\pi}{2}(x-x')^2\right) dx' \quad (4.6) \end{aligned}$$

Hacemos ahora el cambio de variable $t = x - x' \rightarrow dt = -dx'$:

$$= - \int_{\infty}^{x-x_1} \cos\left(\frac{\pi}{2}t^2\right) dt - \int_{x-x_1}^{x-x_2} (1-\rho) \cos\left(\frac{\pi}{2}t^2\right) dt - \int_{x-x_2}^{-\infty} \cos\left(\frac{\pi}{2}t^2\right) dt \quad (4.7)$$

Se definen las integrales de Fresnel $C(x)$ y $S(x)$ como sigue:

$$F(x) = C(x) + iS(x) \quad ; \quad C(x) = \int_0^x \cos\left(\frac{\pi}{2}x'^2\right) dx' \quad ; \quad S(x) = \int_0^x \sin\left(\frac{\pi}{2}x'^2\right) dx' \quad (4.8)$$

Si dividimos nuestras integrales por tramos de forma que cada tramo incluya el cero en sus límites de integración, podemos reescribirlas en función de las integrales de Fresnel como sigue:

$$\begin{aligned} & C(\infty) - C(x-x_1) + (1-\rho)C(x-x_1) - (1-\rho)C(x-x_2) + C(x-x_2) - C(-\infty) = \\ & C(\infty) - C(-\infty) + \rho[C(x-x_2) - C(x-x_1)] \end{aligned} \quad (4.9)$$

Como la parte imaginaria del patrón de difracción (ecuación 4.4) tiene la misma estructura que la parte real, siguiendo los mismos pasos llegamos a la misma expresión pero en función del seno:

$$S(\infty) - S(-\infty) + \rho[S(x - x_2) - S(x - x_1)] \quad (4.10)$$

Para simplificar la notación, podemos definir las variables CC y SS de forma que $CC = C(x - x_1) - C(x - x_2)$ y $SS = S(x - x_1) - S(x - x_2)$, y reescribimos el patrón de difracción como:

$$\frac{E(x)}{A} = [C(\infty) + iS(\infty) - C(-\infty) - iS(-\infty)] - \rho(CC - iSS) \quad (4.11)$$

Las integrales de Fresnel de ∞ están tabuladas, por lo que podemos sustituir su valor:

$$F(\infty) = C(\infty) + iS(\infty) = \frac{1}{2}(1 + i) = -F(-\infty) \Rightarrow \frac{E(x)}{A} = 1 - \rho CC + i(1 - \rho SS) \quad (4.12)$$

Finalmente, la intensidad de campo eléctrico que se observa en la superficie de la Tierra vendrá dada por:

$$\|E(x)\|^2 = 1 - \rho(CC + SS) + \frac{\rho^2}{2}(CC^2 + SS^2) \quad (4.13)$$

Dado que la luz que emite la estrella no es realmente monocromática, para poder tenerlo en cuenta a la hora de estudiar el patrón de difracción generado debemos realizar la integral en longitud de onda del ancho de banda de nuestra CCD. Sin embargo, dado que el resultado es muy similar, por simplicidad bastará con sumar las contribuciones de cada longitud de onda individual. Cuanto más ancha sea la banda de longitud de onda, más suavizado quedará el patrón de difracción; en nuestro caso, como solemos observar sin filtro para maximizar la SNR de la estrella ocultada, la banda es muy ancha, por lo que el patrón de difracción es muy suavizado.

4.1.2. Diámetro de la estrella

Hasta ahora hemos considerado la fuente de campo eléctrico (la estrella ocultada) como una fuente puntual, ya que las estrellas están muy lejos del observador. Sin em-

bargo, el tamaño de la estrella puede producir efectos en el patrón de difracción que observemos, y eso es lo que analizo a continuación. Este análisis está extraído del tratamiento por Michael Richmond de los efectos de difracción producidos en ocultaciones estelares por la luna².

De nuevo consideraré el caso más simplificado: un disco de cierto tamaño uniforme en brillo tanto en toda su superficie como en longitud de onda³.

La estrella proyectará sobre la superficie en la que se observa un círculo de luz de diámetro $L \tan(\theta)$, siendo L la distancia entre la estrella y el observador y θ su tamaño angular. Este círculo de luz suavizará el patrón de franjas creado por la difracción de Fresnel. Por ello, para tener en cuenta este efecto, debemos convolucionar la intensidad de campo eléctrico que hemos obtenido en la sección anterior por este efecto de suavizado.

Para poder convolucionar estas dos funciones de forma fácil, y dado que la expresión de la intensidad de campo eléctrico está descrita en una dimensión, debemos expresar el tamaño del círculo proyectado de la estrella en una dimensión. La forma más fácil es dividir el círculo proyectado en franjas perpendiculares a la dirección de desplazamiento del objeto, y asignar a cada franja un valor de intensidad igual a $2r \sin(\rho)$, con r siendo el radio de la estrella y ρ el ángulo que recorre el semicírculo (ver figura 4.1).

Al convolucionar esta función ahora unidimensional del tamaño de la estrella con el patrón de franjas producido por la difracción de Fresnel, éste queda suavizado, como se ilustra en la figura 4.2.

²<http://spiff.rit.edu/richmond/occult/bessel/fresnel.html#disk>

³Con esto quiero decir que no he tenido en cuenta el efecto conocido como "oscurecimiento del limbo" por el que una estrella tiene más intensidad de brillo en el centro que en su perímetro, y tampoco tengo en cuenta la dependencia de la emisión de una estrella con la longitud de onda, ya que la emisión en longitudes de onda más pequeñas suele llegar más lejos (es decir, que el tamaño aparente de la estrella es mayor a longitudes de onda más pequeñas).

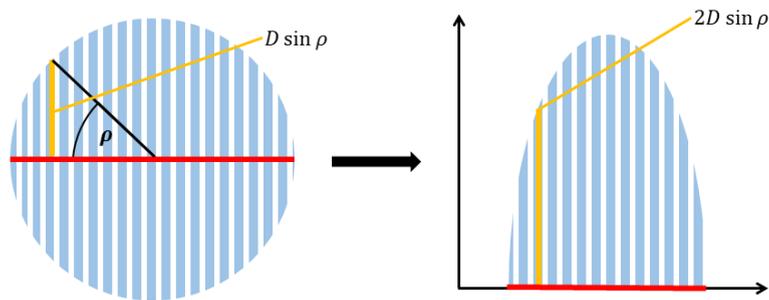


Figura 4.1: Esquema de la transformación del área proyectada por la estrella a una función en una dimensión.

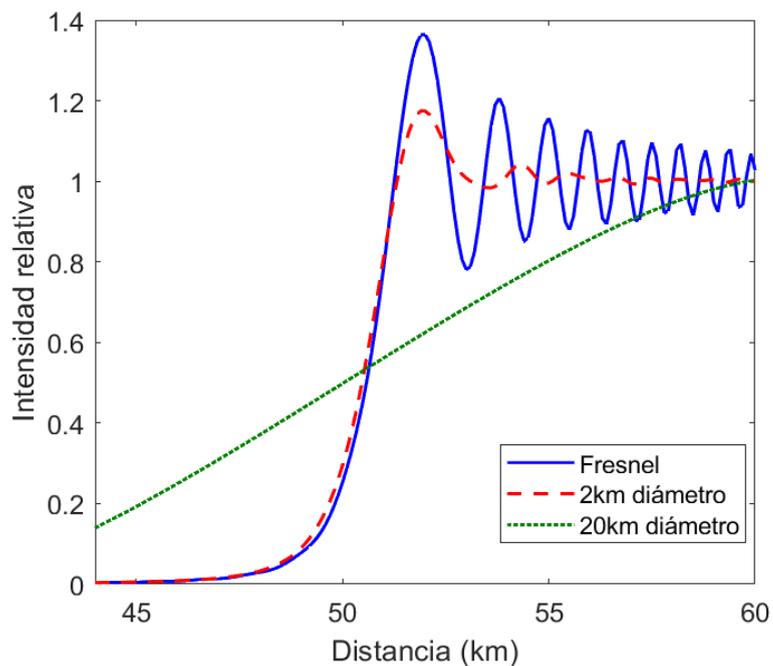


Figura 4.2: Patrón de intensidad generado por la difracción de Fresnel, antes y después de ser suavizado por el efecto del tamaño de la estrella, suponiendo distintos diámetros. La figura muestra la intensidad frente a la distancia al centro del obstáculo.

Lo normal en ocultaciones por TNOs y Centauros es que tanto el diámetro de la estrella como el efecto de la difracción de Fresnel sean despreciables frente al efecto del tiempo de integración, ya que, por lo general, las estrellas ocultadas por estos objetos son poco brillantes y con diámetros angulares pequeños. Estos efectos sí serán importantes para el caso de estrellas muy brillantes (y, por lo general, con diámetros muy

grandes), como la ocultación prevista para diciembre de 2023 de la estrella Betelgeuse por el asteroide (319) Leona. Estos efectos también son mayores para ocultaciones por objetos grandes más cercanos (como la Luna).

4.2. FORMA BIDIMENSIONAL PROYECTADA DURANTE LA OCULTACIÓN ESTELAR.

4.2.1. Ajuste de los extremos de las cuerdas positivas a una elipse

A partir de los extremos de las cuerdas positivas obtenidas durante una ocultación estelar podemos reconstruir la forma instantánea proyectada del objeto en el momento del evento. Esto nos dará información del tamaño proyectado y, si el número de cuerdas es suficiente y están situadas adecuadamente, de la forma de su silueta, de forma que podamos inferir conclusiones sobre su posible topografía (como en el caso de [Rommel et al. 2023](#)). La fiabilidad de esta forma bidimensional, es decir, cómo de bien representa esta forma al limbo real del objeto, dependerá del número de cuerdas positivas disponibles, la separación entre ellas, y la precisión en los tiempos de ingreso y egreso.

Como ya expliqué en la sección 3.5.5, la forma general a la que recurrimos para el ajuste del limbo es una elipse. La técnica que he utilizado en esta tesis para encontrar la forma elíptica que mejor ajusta a los extremos de las cuerdas positivas ha sido la de minimizar la distancia entre los extremos nominales de dichas cuerdas y la elipse considerada para el ajuste, midiendo esa distancia a lo largo de la dirección de la propia cuerda, como se ve en la figura 4.3.

La elipse evaluada viene definida por cinco parámetros: semieje mayor a , semieje menor b , ángulo de inclinación respecto a los ejes cartesianos δ , y posición (x_0, y_0) del centro. Considero la ecuación implícita de la elipse:

$$AX^2 + BXY + CY^2 + DX + EY + F = 0 \quad (4.14)$$

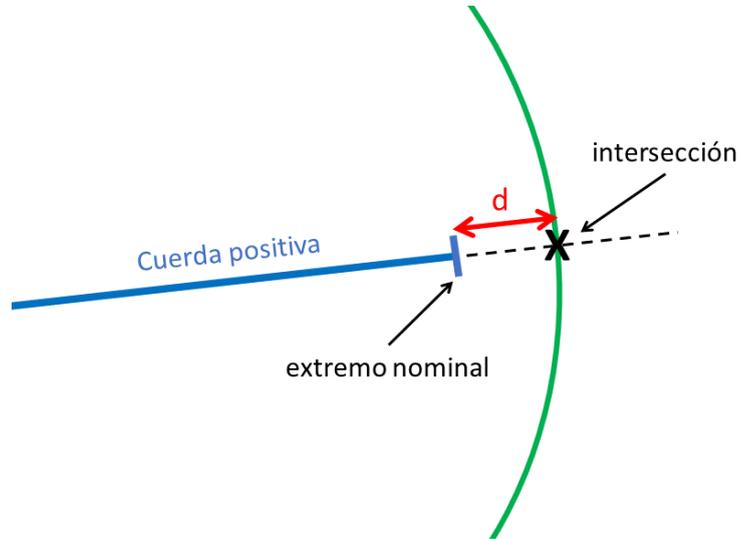


Figura 4.3: Esquema del método utilizado para el ajuste de los extremos de las cuerdas positivas a una elipse. La elipse propuesta aparece en verde, la cuerda positiva en azul; la línea discontinua negra muestra la dirección de la cuerda positiva, y la X negra indica el punto de intersección entre la dirección de la cuerda positiva y la elipse propuesta. La elipse solución será aquella que minimice la distancia d para todas las cuerdas positivas.

Los cinco parámetros a evaluar se relacionan con los coeficientes de la ecuación implícita de la siguiente manera:

$$A = a^2 \sin^2 \delta + b^2 \cos^2 \delta$$

$$B = 2(b^2 - a^2) \sin \delta \cos \delta$$

$$C = a^2 \cos^2 \delta + b^2 \sin^2 \delta$$

$$D = -2Ax_0 - By_0$$

$$E = -Bx_0 - 2Cy_0$$

$$F = Ax_0^2 + Bx_0y_0 + Cy_0^2 - a^2b^2$$

La primera condición que debe cumplir la elipse evaluada es no cortar en ningún punto a las cuerdas negativas. Puedo expresar las cuerdas negativas de la siguiente forma:

$$y = m_{neg}x + n_{neg} \quad (4.15)$$

de modo que al sustituir y en la ecuación 4.14 puedo obtener la solución para x , que vendrá dada como la solución a una ecuación de segundo grado. Para que no haya

ningún punto de intersección entre la elipse y las cuerdas negativas, el discriminante tiene que ser negativo:

$$(Bn_{neg} + 2m_{neg} * n_{neg}C + D + Em_{neg})^2 - 4 * (A + B * m_{neg} + C(m_{neg}^2))(C * (n_{neg}^2) + En_{neg} + F) < 0 \quad (4.16)$$

Esta comprobación la hago para las cuerdas negativas inmediatamente más cercanas a las positivas, ya que son las que limitan el tamaño de la proyección.

A continuación, comienzo el proceso de ajuste de la elipse a los extremos de las cuerdas positivas. Primero calculo los puntos de intersección entre la elipse evaluada y las cuerdas positivas. Como quiero que la elipse englobe a todas las cuerdas positivas, necesito que corte a todas las cuerdas en dos puntos⁴. En ese caso, para que haya dos puntos de intersección necesito que el discriminante de la ecuación 4.16 sea estrictamente positivo para todas las cuerdas positivas. Para ahorrar tiempo de computación, primero compruebo que el discriminante es positivo para las cuerdas positivas más alejadas del centro del cuerpo, es decir, las más exteriores, ya que si corta en dos puntos a estas cuerdas, también lo hará para todas las intermedias. Si la elipse evaluada cumple esa condición, calculo los dos puntos de intersección con cada una de las cuerdas positivas.

Una vez conocidos los dos puntos de intersección entre la elipse propuesta y cada cuerda positiva, calculo la distancia entre estos y los extremos nominales de la cuerda correspondiente; de esta forma, para cada extremo de la cuerda positiva tendré dos distancias a la elipse, una para cada punto de intersección, representadas por d_1 y d_2 en la figura 4.4). Para cada extremo selecciono la distancia más corta a la elipse de las dos, y finalmente busco la elipse que minimice esas distancias (es decir, en la figura 4.4, minimizo las distancias $d_{i,2}$ y $d_{e,1}$). La elipse solución será aquella que minimice estas

⁴No se ha dado el caso de que una de las cuerdas positivas sea rasante y sólo corte a la elipse en un punto (en cuyo caso, bastaría con imponer que el discriminante de la ecuación 4.16 fuese cero). Si ha ocurrido que una de las cuerdas no esté definida por dos puntos sino sólo por uno (Santos-Sanz et al. 2022), debido a un problema de extracción del tiempo de ingreso, y se analizó de forma diferente.

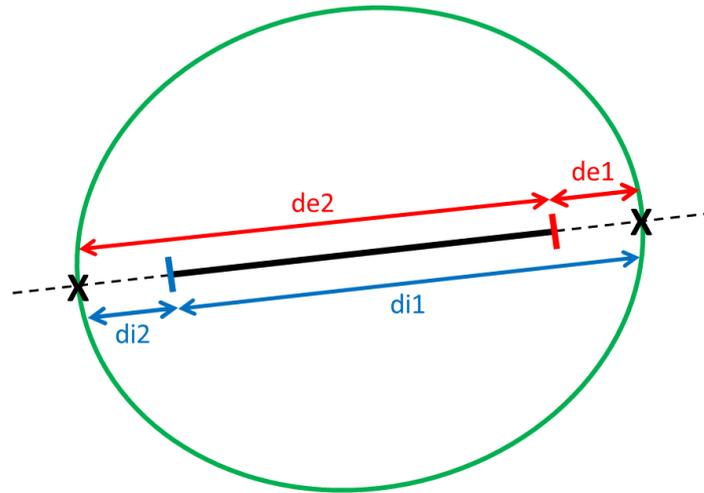


Figura 4.4: Ejemplo esquemático de las distancias d entre cada extremo nominal de una cuerda positiva (representados por un segmento rojo y otro azul, respectivamente) y los puntos de intersección (representados por X) de la cuerda con la elipse de ajuste (en verde). En este caso se buscan minimizar las distancias $d_{i,2}$ y $d_{e,1}$

distancias para todas las cuerdas positivas. Esta elipse nos dará los valores nominales de los parámetros que nos interesan, (a, b, δ, x_0, y_0) .

Para calcular la incertidumbre de los parámetros de la elipse solución se consideran dos métodos:

- Minimización por χ^2 : la elipse solución sería aquella que se minimizase las distancias a los extremos de las cuerdas según la expresión:

$$\chi^2 = \sum \frac{d_i^2}{\sigma_i^2} \quad (4.17)$$

siendo d_i la distancia entre el extremo i y la elipse evaluada, y σ_i la incertidumbre del extremo i . La incertidumbre de los parámetros de la elipse vendría dada por la raíz cuadrada de los elementos diagonales de la matriz de covarianza. Sin embargo, las incertidumbres obtenidas con este método pueden estar infraestimadas, y no es aplicable a un caso en que el problema no sea linealmente independiente (como el caso de la doble elipse en Bienor, ver capítulo 6).

- Método de Monte Carlo: realizamos el ajuste un número elevado de iteraciones (típicamente 10.000⁵). En cada iteración seleccionamos una muestra de extremos de las cuerdas, cada uno de ellos obtenidos de sus respectivas distribuciones gaussianas definidas por el extremo nominal (media de la gaussiana) y su incertidumbre (desviación estándar de la gaussiana). Para cada conjunto de estos nuevos extremos de las cuerdas se evalúa una elipse que minimice las distancias a estos extremos (como se ha explicado más arriba), pero esta vez siguiendo el criterio de minimización del error cuadrático (mínimos cuadrados):

$$f = \sum d_i^2 \quad (4.18)$$

La razón de no evaluar por minimización de χ^2 dentro del método Monte Carlo es que, al muestrear los intervalos de incertidumbre de los extremos de las cuerdas en cada iteración para extraer un conjunto de extremos, ya estamos incluyendo su carácter gaussiano. Dado que este método es más robusto que el anterior, y también es aplicable en los casos que no son linealmente independientes, fue el elegido para el cálculo de las incertidumbres de los parámetros de la elipse, cuyo valor a 1σ se indica finalmente como la desviación estándar de las distribuciones Monte Carlo (salvo que se especifique otro criterio).

Se discutió entonces qué solución nominal era la más correcta. En un primer momento se planteó como solución el conjunto de medianas de las distribuciones Monte Carlo de los parámetros de la elipse; sin embargo, no podemos asegurar que la elipse formada por estos valores medianos sea una solución válida. Después se propuso como solución nominal la obtenida por minimización χ^2 de las distancias a los extremos nominales, pero en muchos casos esa solución quedaba muy fuera del intervalo dado por la desviación estándar de la distribución Monte Carlo. Por ello, se eligió como solución nominal la obtenida minimizando la distancia cuadrática entre la elipse y los extremos nominales (mínimos cuadrados).

⁵Este valor fue elegido de forma que fuese lo suficientemente grande como para evaluar la distribución que buscábamos, pero sin requerir un tiempo computacional impracticable

Hay que mencionar que, además de las constricciones matemáticas descritas, el ajuste elíptico a las cuerdas positivas de una ocultación estelar puede incluir constricciones físicas que conozcamos de antemano del objeto. Como puede ser un límite superior al tamaño de la elipse si conocemos el tamaño del objeto dado por los datos térmicos y no tenemos cuerdas negativas que lo acoten. O si conocemos el ángulo de aspecto del objeto que nos permita calcular el ángulo de inclinación que tendría que tener la elipse para el momento de la ocultación (como ocurrió en el caso de Bienor (capítulo 6)).

4.3. MODELO TRIDIMENSIONAL

Durante una ocultación estelar obtenemos una instantánea del objeto ocultador. La forma que proyecte el objeto durante el evento dependerá de la posición relativa que mantenga con el observador, es decir, dependerá de su ángulo de aspecto y de la fase rotacional en la que se encuentre.

Para poder reconstruir sin degeneración un elipsoide tridimensional a partir de sus proyecciones bidimensionales necesitaríamos al menos tres ocultaciones estelares multicuerda ocurridas en distintas fases rotacionales. Dado que ya de por sí es difícil obtener una sola de ellas, debemos recurrir a otro tipo de información para poder derivar al menos una forma tridimensional aproximada o tentativa del objeto estudiado.

En nuestro caso, la información adicional de la que (no siempre) disponemos es la RLC del objeto. Si disponemos de una RLC con la suficiente precisión y obtenida muy cerca del evento, podremos conocer la fase rotacional del objeto en el momento de la ocultación estelar. Además, como ya vimos, la amplitud de la RLC puede darnos información de la relación entre los ejes triaxiales del objeto, entre otros.

La aproximación que he seguido durante esta tesis ha sido la de generar un elipsoide triaxial aleatorio, tanto en tamaño de ejes principales como en orientación en el espacio, girarlo sobre su eje de revolución hasta llegar a la fase rotacional que tenía durante la ocultación estelar, proyectarlo sobre el plano del cielo, y comparar esa proyección con la forma obtenida de la ocultación estelar; después, modificar ese elipsoide hasta que ambas proyecciones (la modelada y la observada) coincidan. Para ello he seguido

y ampliado el procedimiento matemático descrito en [Gendzwil & Stauffer \(1981\)](#), que detallo a continuación.

El elipsoide generado viene definido por tres semiejes principales $a > b > c$ paralelos a un sistema de coordenadas dado por los vectores $(\bar{J}, \bar{K}, \bar{L})$:

$$\frac{J^2}{a^2} + \frac{K^2}{b^2} + \frac{L^2}{c^2} = 1 \quad (4.19)$$

El sistema de coordenadas se encuentra rotado respecto a los ejes cartesianos a través de rotaciones intrínsecas con los ángulos de Euler ξ , ϕ y ψ , definidas como se indica en la figura 4.5.

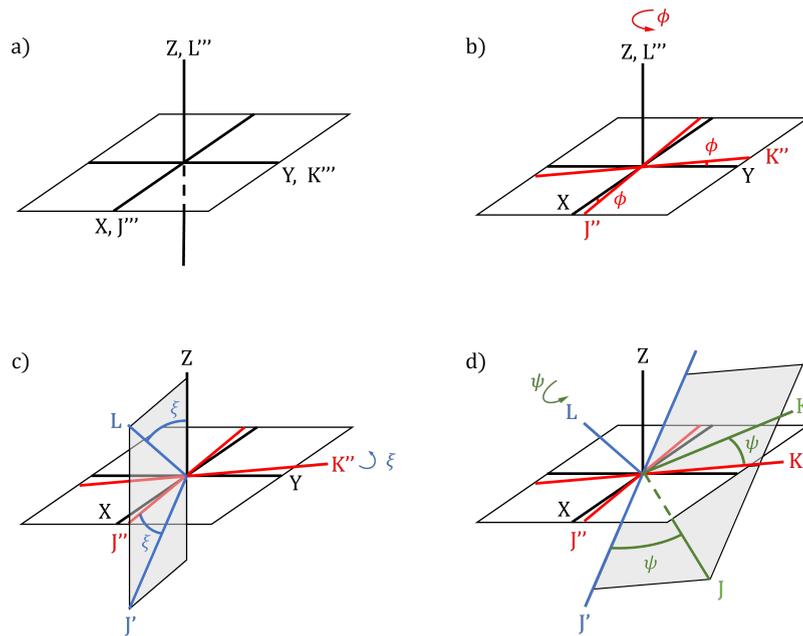


Figura 4.5: Adaptación de la figura 3 de [Gendzwil & Stauffer \(1981\)](#).

De esta forma, el sistema $(\bar{J}, \bar{K}, \bar{L})$ puede expresarse en el sistema cartesiano de la forma:

$$\begin{aligned} \bar{J} &= D_{11}\bar{X} + D_{12}\bar{Y} + D_{13}\bar{Z} \\ \bar{K} &= D_{21}\bar{X} + D_{22}\bar{Y} + D_{23}\bar{Z} \\ \bar{L} &= D_{31}\bar{X} + D_{32}\bar{Y} + D_{33}\bar{Z} \end{aligned} \quad (4.20)$$

siendo los coeficientes D_{ij} los siguientes:

$$\begin{aligned}
 D_{11} &= \cos \xi \cos \phi \cos \psi - \sin \phi \sin \psi \\
 D_{12} &= \cos \xi \sin \phi \cos \psi + \cos \phi \sin \psi \\
 D_{13} &= -\sin \xi \cos \psi \\
 D_{21} &= -\cos \xi \cos \phi \sin \psi - \sin \phi \cos \psi \\
 D_{22} &= -\cos \xi \sin \phi \sin \psi + \cos \phi \cos \psi \\
 D_{23} &= \sin \xi \sin \psi \\
 D_{31} &= \sin \xi \cos \phi \\
 D_{32} &= \sin \xi \sin \phi \\
 D_{33} &= \cos \xi
 \end{aligned} \tag{4.21}$$

Queremos, entonces, conocer la proyección de este elipsoide sobre el plano del cielo, para compararla con nuestra observación. Considero entonces el plano XZ como el plano del cielo, y el eje Y como el eje de la línea de visión. La proyección del elipsoide sobre el plano XZ vendrá delimitada por aquellos puntos en que la normal al plano XZ sea tangente al elipsoide. Esta condición se cumple en los puntos en que la derivada de la expresión del elipsoide respecto a la normal al plano XZ (en este caso, respecto a Y) es cero:

$$\frac{2J}{a^2} \frac{\delta J}{\delta Y} + \frac{2K}{b^2} \frac{\delta K}{\delta Y} + \frac{2L}{c^2} \frac{\delta L}{\delta Y} = 0 \tag{4.22}$$

Sustituyendo las expresiones de J , K y L en la ecuación anterior:

$$\begin{aligned}
 &\frac{2(D_{11}X + D_{12}Y + D_{13}Z)}{a^2} D_{12} + \\
 &\quad + \frac{2(D_{21}X + D_{22}Y + D_{23}Z)}{b^2} D_{22} + \\
 &\quad + \frac{2(D_{31}X + D_{32}Y + D_{33}Z)}{c^2} D_{32} = 0 \tag{4.23}
 \end{aligned}$$

y reagrupando términos:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{2D_{11}D_{12}}{a^2} + \frac{2D_{21}D_{22}}{b^2} + \frac{2D_{31}D_{32}}{c^2} \right) X + \\ & \quad + \left(\frac{2D_{12}^2}{a^2} + \frac{2D_{22}^2}{b^2} + \frac{2D_{32}^2}{c^2} \right) Y + \\ & \quad + \left(\frac{2D_{13}D_{12}}{a^2} + \frac{2D_{23}D_{22}}{b^2} + \frac{2D_{33}D_{32}}{c^2} \right) Z = 0 \quad (4.24) \end{aligned}$$

Para simplificar la notación renombro los coeficientes como $FX + GY + HZ = 0$. Como la solución que buscamos está en el plano XZ , es independiente de Y , así que resuelvo la ecuación anterior para despejar Y :

$$Y = -\frac{1}{G}(FX + HZ) \quad (4.25)$$

Sustituyo esta ecuación 4.25 en las expresiones de J , K y L (ecuaciones 4.20), y sustituyo las nuevas expresiones en la ecuación 4.19 del elipsoide:

$$\begin{aligned} & \frac{(D_{11}X + D_{12}(-\frac{1}{G}(FX + HZ)) + D_{13}Z)^2}{a^2} + \\ & \quad + \frac{(D_{21}X + D_{22}(-\frac{1}{G}(FX + HZ)) + D_{23}Z)^2}{b^2} + \\ & \quad + \frac{(D_{31}X + D_{32}(-\frac{1}{G}(FX + HZ)) + D_{33}Z)^2}{c^2} = 1 \quad (4.26) \end{aligned}$$

Reagrupando términos queda una expresión en función de X y Z :

$$AX^2 + BXZ + CZ^2 = 1 \quad (4.27)$$

siendo A , B y C los siguientes:

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{(D_{11} - D_{12}F/G)^2}{a^2} + \frac{(D_{21} - D_{22}F/G)^2}{b^2} + \frac{(D_{31} - D_{32}F/G)^2}{c^2} \\
 B &= \frac{2}{a^2}(D_{11} - D_{12}F/G)(D_{13} - D_{12}H/G) \\
 &\quad + \frac{2}{b^2}(D_{21} - D_{22}F/G)(D_{23} - D_{22}H/G) \\
 &\quad + \frac{2}{c^2}(D_{31} - D_{32}F/G)(D_{33} - D_{32}H/G) \\
 C &= \frac{(D_{13} - D_{12}H/G)^2}{a^2} + \frac{(D_{23} - D_{22}H/G)^2}{b^2} + \frac{(D_{33} - D_{32}H/G)^2}{c^2}
 \end{aligned} \tag{4.28}$$

La ecuación 4.27 es la ecuación de la elipse que proyecta nuestro elipsoide sobre el plano XZ (el plano del cielo). De ella podemos extraer los componentes que nos interesan para compararla con la proyección obtenida de la ocultación estelar, que son los semiejes principales (a' y b') y el ángulo de posición (δ). Éstos se relacionan con la ecuación 4.27 como:

$$\begin{aligned}
 \tan(2\delta) &= \frac{B}{A - C} \\
 \frac{1}{a'^2} &= \frac{A + C}{2} + \frac{A - C}{2 \cos(2\delta)}
 \end{aligned} \tag{4.29}$$

$$\frac{1}{b'^2} = A + C - \frac{1}{a'^2}$$

Ahora que ya sabemos cómo proyectar un elipsoide sobre el plano del cielo, la dinámica que he seguido ha sido la de buscar los parámetros del elipsoide (a , b , c , ξ , ϕ , ψ) cuya proyección sobre el plano del cielo dé la misma elipse que la obtenida de la ocultación estelar. Dado que tenemos seis incógnitas para tres ecuaciones (las ecuaciones 4.29), necesitamos más información para resolver el problema. Y aquí es donde entra en juego la RLC del objeto. En la sección 2.2.1 vimos que la fórmula de Binzel (ecuación 2.2; [Binzel et al. 1989](#)) da una relación entre la amplitud rotacional, los semiejes principales del elipsoide y el ángulo de aspecto del mismo. Del sistema de ejes representado en

la figura 4.5 podemos derivar la relación entre el ángulo de aspecto θ^6 y los ángulos incógnita (ξ, ϕ, ψ) , que es:

$$\theta = \arccos(\sin \phi \sin \xi) \quad (4.30)$$

Por otro lado, podemos establecer una relación entre el ángulo ψ y la fase rotacional del objeto en el momento de la ocultación, ya que podemos buscar para qué ángulo ψ el área proyectada es máxima⁷ (que se corresponde con el máximo de brillo o mínimo de magnitud en la RLC). Otra consideración que tuve en cuenta es que, dada la simetría de un elipsoide triaxial y el hecho de que no sabemos el sentido de giro que sigue el objeto, considero que el polo Norte del objeto está en la dirección del eje \bar{L} de forma que el ángulo de aspecto θ va a estar entre $[0^\circ, 180^\circ]$, ξ va a estar entre $[0^\circ, 90^\circ]$, ϕ entre $[0^\circ, 360^\circ]$ y ψ entre $[0^\circ, 360^\circ]$. De esta manera reduzco el espacio de parámetros, sabiendo que la solución que obtengamos para el ángulo de aspecto está degenerada, de forma que para cada ángulo de aspecto solución θ tendremos también $\theta + 180^\circ$ (y un sentido de giro inverso).

Intentar ajustar una elipse por mínimos cuadrados sólo a través de los tres parámetros que la definen (semiejes principales y ángulo de posición) daba lugar a elipses que se aproximaban a la solución pero no encajaban del todo. Por ello, en vez de ajustar sólo esos tres parámetros, definí las elipses (tanto la observada como la modelada) por 2000 puntos equidistantes repartidos a lo largo de su perímetro. De esta forma, al ajustar 2000 puntos en lugar de tres parámetros, el ajuste resultaba perfecto. Esta fue la forma de ajuste que utilicé para 2003 VS₂ (ver capítulo 5), utilizando la función *curvefit* de Python y eligiendo como parámetros de ajuste $(a, b, c, \theta, \Delta m)$, donde Δm es la amplitud de la RLC. Para cada elipse obtenida por el método Monte Carlo para el ajuste del limbo ajusté un elipsoide, de forma que pude obtener también las distribuciones Monte Carlo para los parámetros del elipsoide. La solución nominal es el elipsoide que

⁶Recuerdo que el ángulo de aspecto es el formado entre la línea de visión y el eje de rotación del objeto, que, en este caso, se traduce al ángulo entre los ejes \bar{N} y \bar{L} de la figura 4.5.

⁷También podríamos referenciar la fase rotacional respecto al área mínima, pero este es el criterio que yo elegí.

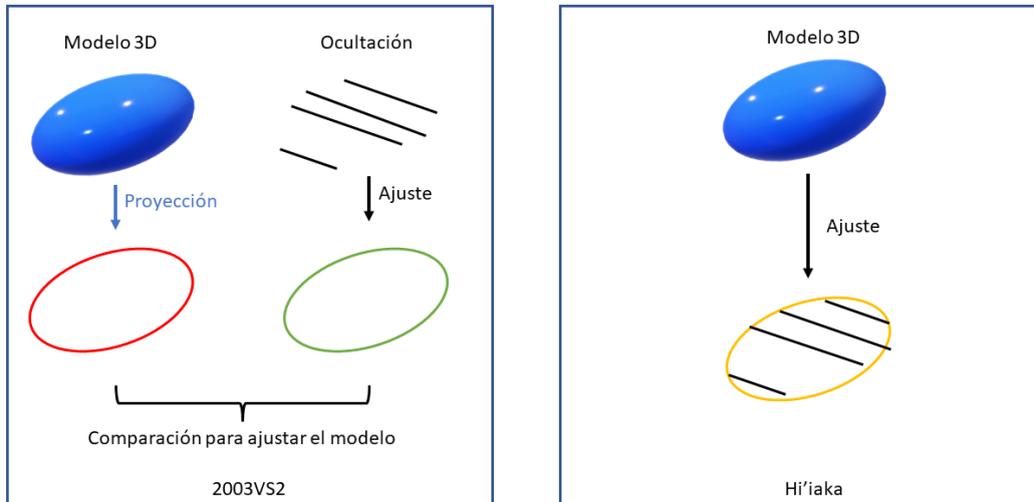


Figura 4.6: Esquemas de los dos procedimientos seguidos para obtener un ajuste tridimensional a partir de los datos derivados de una ocultación estelar. A la izquierda, la proyección de un elipsoide modelado se compara con la forma elíptica que mejor ajusta los extremos de las cuerdas positivas de una ocultación estelar. Este es el método usado para obtener un modelo tridimensional de 2003 VS₂. A la derecha, se busca el modelo tridimensional cuya proyección ajusta mejor los extremos de las cuerdas positivas. Este es el método usado con Hi'iaka.

mejor ajusta a la solución nominal del ajuste 2D, y su incertidumbre a 1σ viene dada por la desviación estándar de la distribución Monte Carlo correspondiente.

En el caso de Hi'iaka, teníamos información sobre el ángulo de aspecto de Haumea, y asumimos que el ángulo de aspecto del satélite debía ser similar al del cuerpo principal (como se explica en el capítulo 8). Para el ajuste del modelo 3D impuse que el ángulo de aspecto de Hi'iaka fuese similar al de Haumea, permitiendo una variación de $\pm 20^\circ$ respecto a él. Los parámetros que se ajustaron fueron entonces $(\Delta m, \theta, \xi, b, c)$. El otro cambio respecto al caso de 2003 VS₂ fue que eliminé el paso intermedio de ajuste del limbo; en su lugar, busqué el elipsoide cuya proyección ajustara mejor los extremos de las cuerdas positivas (las diferencias se ilustran en la figura 4.6).

Resultados de la ocultación estelar multi-cuerda por el TNO (84922) 2003 VS₂

En esta sección presento las propiedades físicas derivadas para el TNO (84922) 2003 VS₂ a partir de la combinación de una ocultación estelar multicuerda ocurrida el 22 de octubre de 2019 y un estudio fotométrico. Los resultados se encuentran publicados en [Vara-Lubiano et al. \(2022\)](#).

5.1. (84922) 2003 VS₂

El objeto (84922) 2003 VS₂ es un TNO que se encuentra orbitando en la resonancia 3:2 con Neptuno, lo que lo convierte en un plutino. Tiene una órbita¹ con semieje mayor de 39.249 ua, perihelio de 36.386 ua, excentricidad de 0.073, e inclinación de 14.83°. Este objeto presenta una RLC de doble pico, con un periodo rotacional de 7.41753 ± 0.00001 h ([Santos-Sanz et al. 2017](#)). El último valor de amplitud de RLC publicado en la literatura antes de este trabajo es de 0.141 ± 0.009 mag ([Benedetti-Rossi et al. 2019](#)). Los autores también publicaron un diámetro equivalente en volumen de $D_{vol,eq} = 548.3^{+29.5}_{-44.6}$ km y un albedo geométrico de $p_V = 0.131^{+0.024}_{-0.013}$. Con los valores publicados en ese trabajo, derivamos un diámetro equivalente en área de 553^{+36}_{-33} km. Por otro lado, [Mommert et al. \(2012\)](#) reportaron un diámetro equivalente en área de $D = 523^{+35.1}_{-34.4}$ km y un albedo geométrico de $p_V = 0.147^{+0.063}_{-0.043}$, ambos derivados a partir de datos en el térmico obtenidos con los telescopios espaciales Herschel y Spitzer.

¹Elementos orbitales obtenidos de la base de datos de cuerpos menores de JPL.

RA (ICRF³)	errRA	Dec (ICRF)	errDec	pmRA	pmDec
	(mas)		(mas)	(mas yr ⁻¹)	(mas yr ⁻¹)
05 ^h 30 ^m 38.0442 ^s	0.0401	+33°7'1.748"	0.0330	-0.34 ± 0.06	-1.76 ± 0.05
Plx		G	B	V	K
(mas)		(mag)	(mag)	(mag)	(mag)
0.2084 ± 0.0533		14.1625	15.030	14.150	10.968

Tabla 5.1: Información relevante sobre la estrella ocultada por 2003 VS₂ el 22 de octubre de 2019 (Gaia DR2 3449076721168026496). En la tabla se muestran las coordenadas de la estrella (ascensión recta, RA, y declinación, Dec) propagadas al momento de la ocultación (fecha juliana 2458779.35870) y sus correspondientes incertidumbres (errRA, errDec), el movimiento propio en RA y Dec con sus respectivas incertidumbres (pmRA, pmDec), el paralaje absoluto con su incertidumbre (Plx), y magnitud *G*, todo de Gaia DR2 (Gaia Collaboration et al. 2016b,a, 2018). Magnitudes *B*, *V* y *K* obtenidas del catálogo Naval Observatory Merged Astrometric Dataset (NOMAD; Zacharias et al. 2004).

5.2. OBSERVACIONES

Las observaciones que se llevaron a cabo para realizar este estudio pueden dividirse en tres grupos: primero, las observaciones para actualizar la predicción de la ocultación estelar; después, las observaciones del evento en sí; y por último, las observaciones realizadas tras el evento para poder derivar una RLC del objeto que permitió complementar y completar los resultados de la ocultación.

5.2.1. Predicción de la ocultación

La ocultación estelar fue predicha inicialmente en una de las búsquedas sistemáticas de ocultaciones estelares llevadas a cabo por la colaboración Lucky Star que utiliza las efemérides generadas por NIMA para la predicción inicial del evento (ver sección 3.5.1). La estrella a ocultar fue entonces identificada en el catálogo Gaia DR2 como la fuente 3449076721168026496², de 14.1625 mag en banda G. En la tabla 5.1 recojo algunas de sus propiedades más relevantes.

²UCAC4 616-023624; Vizier

Como ya se vio en la sección 3.5.1, tras la predicción inicial de una ocultación estelar, es habitual tratar de refinar la órbita del TNO y mejorar la precisión en la posición del camino de sombra. Para ello llevamos a cabo dos campañas de observación en dos telescopios distintos unos días antes del evento.

La primera campaña de observaciones se realizó en el telescopio 1.5 m del OSN el 5 de octubre de 2019 (información relevante sobre este telescopio y su instrumento se encuentra en la sección 3.1.1). Se tomaron 15 imágenes de 400 s de integración, sin filtro y con binning 2×2 . También se tomaron flat-fields y bias para calibración estándar (sección 3.2.5). Esa noche hubo un seeing promedio de $1.84''$. De esta campaña se obtuvieron unos offsets de (-360 ± 36) mas en ascensión recta y $(+4 \pm 25)$ mas en declinación respecto a la órbita #30 de JPL.

La segunda campaña de observaciones se realizó el 8 de octubre de 2019 con el telescopio Liverpool 2 m del ORM (sección 3.1.3). Se tomaron 10 imágenes de 300s de integración con el filtro R de Sloan y también con binning 2×2 , además de bias y flat-fields. El seeing promedio esa noche fue de $1.2''$. Los offsets que se generaron tras hacer la astrometría de las imágenes fueron de (-368 ± 12) mas en ascensión recta y $(+24 \pm 11)$ mas en declinación.

Se actualizaron los caminos de sombra con los offsets generados por cada telescopio por separado, aunque el resultado fue casi idéntico. Se decidió aceptar la predicción actualizada con los datos del Liverpool, ya que las imágenes se habían tomado más próximas al evento y con mejor seeing, y los offsets tenían incertidumbres más pequeñas. En la figura 5.1 se puede ver esta predicción.

5.2.2. Observación de la ocultación estelar

La campaña de observación de la ocultación estelar contó con 39 observatorios, incluyendo equipos profesionales y amateurs, repartidos por once países europeos. De ellos, 12 obtuvieron una detección positiva, 14 reportaron una detección negativa, y 13 no pudieron observar por mal tiempo o problemas técnicos. La información detallada de estas 39 estaciones está recogida en las tablas 5.6 y 5.7.

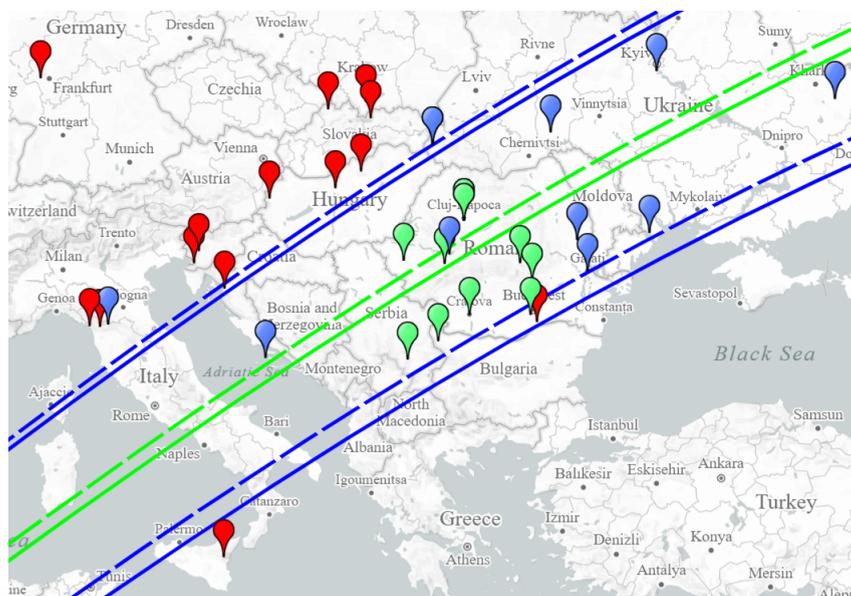


Figura 5.1: Camino de sombra predicho (líneas discontinuas) y reconstruido tras la observación (líneas continuas) de la ocultación estelar por 2003 VS₂ el 22 de octubre de 2019. La predicción se realizó actualizando las efemérides de la órbita JPL#30 con los desplazamientos obtenidos con los datos del Telescopio Liverpool 2-m. La línea verde representa el centro de la trayectoria de la sombra y las líneas azules indican los límites de la sombra (la anchura del camino de sombra es de 479 km, extraída de JPL). Las estaciones de observación que participaron en el evento también se han señalado en el mapa: en verde, las que reportaron una detección positiva; en rojo, las que reportaron una detección negativa; y, en azul, las estaciones que no pudieron observar debido al mal tiempo o a problemas técnicos.

Todos los observadores tomaron series de imágenes en formato FITS, salvo por una estación que utilizó formato TIFF. Además, la mayoría de los observadores utilizaron servidores NTP para la sincronización temporal, excepto dos estaciones desde las que se reportó una detección negativa en las que se usó el sistema GPS. Tres estaciones tuvieron problemas de sincronización, que se solventaron durante el análisis de los datos como se verá en la sección 5.3.2.

5.2.3. Observaciones para curva de luz rotacional

Hicimos dos campañas de observación de 2003 VS₂ dos noches inmediatamente después de la ocultación (24 y 25 de octubre de 2019) con el telescopio de 1.23 m de Calar Alto, con la intención de obtener una RLC del objeto que nos permitiese conocer la fase rotacional y la magnitud relativa en el momento del evento. Se tomaron 143 imá-

genes de 400s de integración en binning 2x2, y también se tomaron imágenes flat-field y bias para calibración estándar. Las condiciones atmosféricas relevantes de ambas noches están recogidas en la tabla 5.2.

	Luna	Seeing promedio	FWHM promedio	SNR
24 octubre 2019	14 %	1.6"	2.5 px	30-70
25 octubre 2019	7 %	1.5"	2.3 px	20-80

Tabla 5.2: Condiciones registradas en las noches de observación dedicadas a RLC.

5.3. TRATAMIENTO DE DATOS

5.3.1. Fotometría de apertura de los datos de la ocultación

Realizamos fotometría de apertura de las imágenes de la ocultación para obtener el flujo en función del tiempo de la estrella ocultada y de otras estrellas cercanas que sirvieran de referencia para corregir el primero de posibles fluctuaciones atmosféricas. Esto lo hicimos utilizando rutinas escritas por el grupo en lenguaje IDL, basadas en DAOPHOT y siguiendo los procedimientos descritos en la sección 3.5.3. A diferencia de lo descrito en dicha sección, en el caso de las ocultaciones estelares el centroide de la estrella ocultada se calcula respecto a los centroides de las estrellas de referencia en las imágenes fuera de la ocultación, y después se fija su posición respecto a esas mismas estrellas de referencia para que no se pierda cuando la estrella desaparece durante la ocultación. Realizamos la fotometría utilizando distintos tamaños de apertura y anillos para evaluar el fondo de cielo, para finalmente quedarnos con aquellos que diesen la menor dispersión en los resultados fotométricos. Las curvas de luz así obtenidas para todos los observatorios que reportaron una detección positiva, así como para los dos que reportaron una detección negativa más cercana al camino de sombra, se muestran en la figura 5.2. Las curvas de luz han sido normalizadas al valor medio de la fotometría fuera de la caída durante la ocultación. Las barras de incertidumbre de los datos fotométricos se calcularon escalando el ruido de Poisson de forma que la des-

viación estándar de los puntos individuales se asemejase a la desviación estándar de los datos fuera de la caída.

5.3.2. Determinación de los tiempos de ingreso y egreso

Para obtener los tiempos en que la estrella desaparece y reaparece desde cada observatorio, ajustamos las caídas de flujo durante la ocultación estelar a un modelo geométrico, como se explicó en la sección 4.1. En este caso, la escala de Fresnel para 2003 VS₂, que se encuentra a una distancia geocéntrica de 36.1 ua, y para una longitud de onda típica de 0.65 μm , es de $F = 1.33$ km. El diámetro proyectado de la estrella a la distancia de 2003 VS₂ es de 0.86 km si se considera súper gigante, y de 0.91 km si se considera que está en la secuencia principal⁴. Finalmente, el tiempo de integración más corto utilizado para esta ocultación fue de 0.8 s; teniendo en cuenta que la velocidad de la sombra de 2003 VS₂ era de 13.01 km s⁻¹, este tiempo equivale a una distancia recorrida en el cielo por el objeto entre dos imágenes consecutivas de 10.41 km. Por todo ello, nuestras curvas de luz están dominadas por los tiempos de integración y no por la difracción de Fresnel o el diámetro de la estrella. Los tiempos de ingreso y egreso obtenidos se muestran en la tabla 5.3.

Problemas de sincronización

Al representar todas las curvas de luz de la ocultación juntas (figura 5.2), vimos que algunas de ellas presentaban desplazamientos en tiempo absoluto que no tenían, a priori, sentido físico, por lo que investigamos si había habido algún problema en la adquisición de los tiempos. Estas curvas se muestran en color azul en la gráfica, y cada una de ellas se trató de manera diferente dependiendo de la naturaleza del desplazamiento.

⁴De los colores de la estrella puedo determinar si es una súper gigante o se encuentra en la secuencia principal; sin embargo, como en ninguno de los dos casos el tamaño resulta relevante para el cálculo del modelo geométrico, no fue necesario hacerlo.

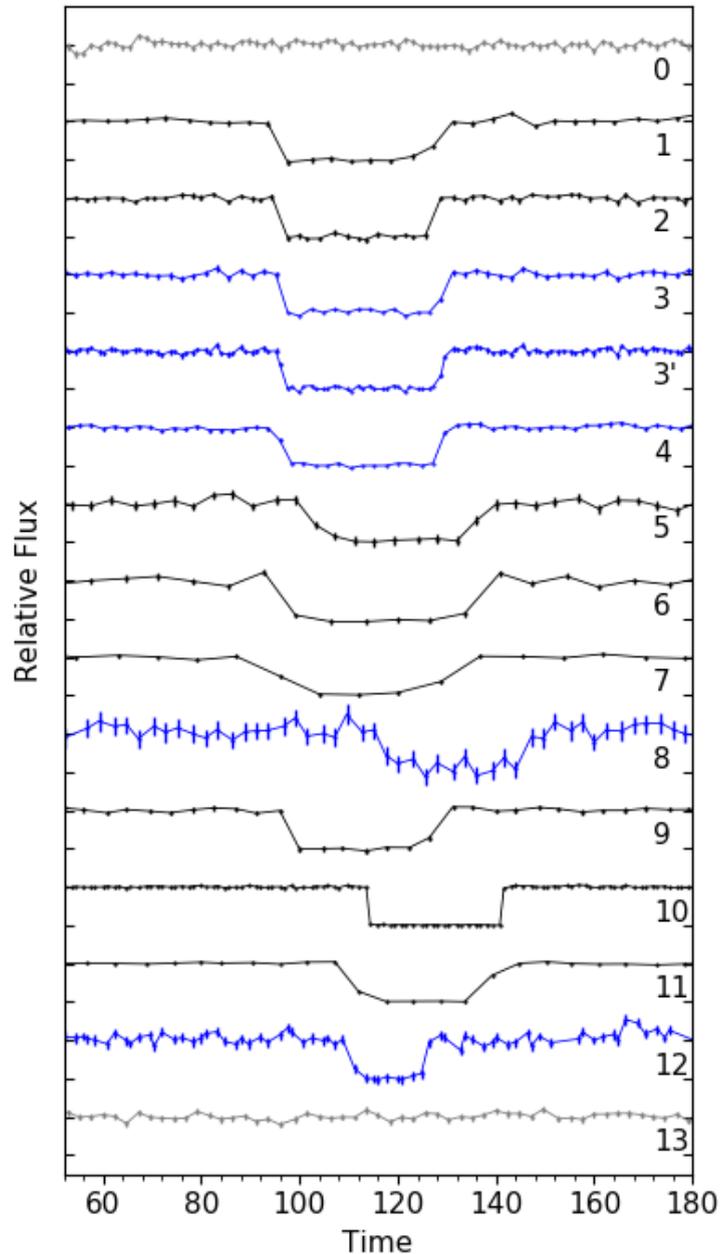


Figura 5.2: Curvas de luz normalizadas de las estaciones que detectaron la ocultación estelar por 2003 VS₂, así como de los dos negativos más cercanos. Todas las curvas muestran el flujo relativo de la estrella ocultada en función del tiempo, junto a sus barras de error, aunque algunas de estas barras son del mismo tamaño que los puntos y no pueden verse. Las curvas se han desplazado en flujo para facilitar su visualización, y siguen el mismo orden que en la tabla 5.6. La cuerda negativa 0 corresponde al observador H. Mikuž y la cuerda negativa 13 corresponde al observador V. Dumitrescu. En azul se muestran aquellas para las que hubo que hacer un análisis especial debido a algún problema de sincronización. El tiempo está indicado en segundos tras las 20:40 UT del 22 de octubre de 2019.

#	Desaparición (hh:mm:ss.s)	Reaparición (hh:mm:ss.s)	Duración (s)	Longitud (km)	d ^a (s)	σ
1	20:41:34.800 ± 1.155	20:42:14.995 ± 0.225	40.2 ± 1.2	523 ± 16	+0.7	0.06
2	20:41:35.54 ± 0.46	20:42:14.47 ± 0.55	38.9 ± 0.7	506 ± 9	+0.6	0.06
3 ^b	20:41:35.609 ± 0.109	20:42:16.585 ± 0.077	40.98 ± 0.13	533.1 ± 1.7	+0.03	0.06
5	20:41:44.375 ± 0.525	20:42:24.95 ± 0.40	40.6 ± 0.7	528 ± 9	-0.06	0.11
6	20:41:37.325 ± 1.100	20:42:24.062 ± 1.287	46.7 ± 1.7	608 ± 22	+1.6	0.08
7	20:41:35.420 ± 0.425	20:42:17.411 ± 0.382	42.0 ± 0.6	546 ± 8	+0.07	0.05
8	20:42:02.05 ± 0.73	20:42:37.76 ± 0.76	35.7 ± 1.1	464 ± 14	-14	0.23
9	20:41:37.491 ± 0.590	20:42:14.897 ± 0.160	37.4 ± 0.6	487 ± 8	+1.1	0.06
10	20:41:57.914 ± 0.110	20:42:31.944 ± 0.136	34.03 ± 0.17	443 ± 2	+0.3	0.02
11	20:41:54.60 ± 0.15	20:42:28.76 ± 0.12	34.16 ± 0.19	444 ± 2	-0.7	0.02
12	20:41:53.551 ± 2.186 ^c	20:42:12.949 ± 2.387 ^c	19 ± 3	247 ± 39	-2	0.12

Tabla 5.3: Tiempos UT de desaparición y reaparición de la estrella, duración de la ocultación, longitud en el plano del cielo de las cuerdas, desplazamientos aplicados en el escenario de los centros de las cuerdas alineados (d), y dispersión de los datos de las curvas de luz fuera de la caída asociada a la ocultación (σ).

^aUn desplazamiento positivo indica un desplazamiento hacia el este, negativo hacia el oeste.

^bLa cuerda 3' es el resultado de la combinación de las cuerdas 3 y 4.

^cHemos añadido dos segundos a la barra de incertidumbre dada por el ajuste a pozo cuadrado, la explicación se puede ver en la sección 5.3.2.

Cuerdas 3 y 4 Estas curvas se obtuvieron con dos telescopios operados simultáneamente por el mismo equipo, y situados dentro del mismo observatorio. Las curvas de luz presentaban un desplazamiento temporal relativo de 1 s, que se había aplicado deliberadamente con la intención de cubrir los tiempos muertos de las CCDs, de forma que estos no solapasen y se pudiese registrar todo el evento; por lo tanto, estas cuerdas no presentaban realmente un problema en el tiempo absoluto, sino que estaba previsto que se complementaran entre ellas. Dado que las CCDs eran del mismo modelo, y ambos telescopios grabaron las imágenes en formato FITS y con el mismo tiempo de exposición, combinamos los datos para obtener una única curva de luz que, a efectos prácticos, tenía el doble de puntos que las cuerdas iniciales pero separados entre ellos por la mitad del tiempo de exposición original; es decir, conseguimos una curva de luz con el doble de muestreo temporal. Esto permitió reducir la incertidumbre de los tiem-

pos de ingreso y egreso. A esta nueva cuerda combinación la llamamos 3', y se muestra también en la figura 5.2.

Cuerda 8 A pesar de que esta cuerda se encontraba prácticamente solapada con la cuerda 9, su centro estaba desplazado más de 12 s respecto al ajuste lineal del resto de centros de cuerdas. Al ver esto, contactamos con el observador y realizaron varias pruebas que mostraron diferencias de más de un minuto entre el sistema de adquisición usado y un reloj sincronizado. Sin embargo, como había pasado más de un mes entre el evento y estas pruebas, no podíamos determinar cuál había sido la desincronización exacta en el momento del evento. Por ello, decidimos desplazar la cuerda como se explica en la sección 5.4.1, para poder hacer uso de la longitud de la cuerda aunque no pudiésemos confiar en su tiempo absoluto.

Cuerda 12 Las imágenes desde esta estación fueron adquiridas por error en formato TIFF (tagged image file format), por lo que el primer paso fue transformarlas a formato FITS. Esto lo hicimos a través del procesador PIPP (Planetary Imaging Preprocessor), pero las imágenes FITS obtenidas mostraban en sus cabeceras el mismo tiempo de adquisición, ya que las imágenes TIFF no incluyen tiempo de adquisición al no tener cabeceras, ni tampoco en los metadatos. El observador nos envió entonces un fichero con los tiempos de adquisición de las imágenes, pero su precisión llegaba sólo al orden de segundos, dado que era la precisión que se podía conseguir con el software usado, y además no podíamos saber si esos tiempos correspondían al inicio, mitad o final de cada adquisición. Por ello, decidimos usarlos como tiempos a mitad de integración, e incrementar la incertidumbre obtenida para los tiempos de ingreso y egreso en dos segundos, que era el tiempo de exposición usado.

El resto de cuerdas no mostraron signos que nos llevaran a pensar en un posible problema de sincronización.

5.3.3. Curva de luz rotacional

Las imágenes adquiridas para obtener la curva de luz rotacional de 2003 VS₂ fueron primeramente calibradas por bias y flat fields como se explica en la sección 3.2.5.

Seguidamente realizamos fotometría de apertura sobre 2003 VS₂ y 16 estrellas de referencia siguiendo el procedimiento descrito en la sección 3.3. Probamos con diferentes radios de apertura y tamaños de anillo hasta maximizar la SNR del objeto mientras minimizamos la dispersión de los residuos del ajuste de Fourier. Para cada uno de los días de observación se seleccionaron distintas aperturas siguiendo este criterio, pero manteniendo las mismas estrellas de referencia, y después se combinaron los resultados para obtener una única RLC, que se muestra en la figura 5.3. La figura muestra la magnitud relativa de 2003 VS₂ frente a su fase rotacional, calculada usando el periodo rotacional $p = 7.41753 \pm 0.00001$ h (Santos-Sanz et al. 2017). La curva de ajuste es una función de Fourier de orden cuatro. La amplitud rotacional obtenida es de 0.264 ± 0.017 mag; el valor nominal sale del mejor ajuste a los datos por mínimos cuadrados, y la barra de incertidumbre viene dada por la desviación estándar de una distribución Monte Carlo. Para obtener esta distribución generamos 10000 muestras, cada una con el mismo número de puntos que imágenes tomadas, y cada punto elegido aleatoriamente a partir de una distribución gaussiana centrada en el valor nominal del flujo y con desviación estándar la dada por su barra de error. El valor que obtuvimos para la amplitud era mayor que todos los reportados hasta el momento del análisis; esto lo discuto en la sección 5.4.3.

La fase rotacional de 2003 VS₂ en el momento de la ocultación estelar fue de 0.32, muy cercana al mínimo absoluto de la RLC, señalada en la figura 5.3 como una línea vertical discontinua. Las fechas de obtención de las imágenes no fueron corregidas por tiempo de luz para el ajuste, pero el error que esto pudiera introducir es despreciable teniendo en cuenta la proximidad temporal entre el evento y la obtención de las imágenes para RLC.

5.4. ANÁLISIS DE DATOS

5.4.1. Ajuste del limbo

Para realizar el ajuste de la forma proyectada por 2003 VS₂ durante la ocultación estelar consideramos dos configuraciones de las cuerdas positivas, con la intención de

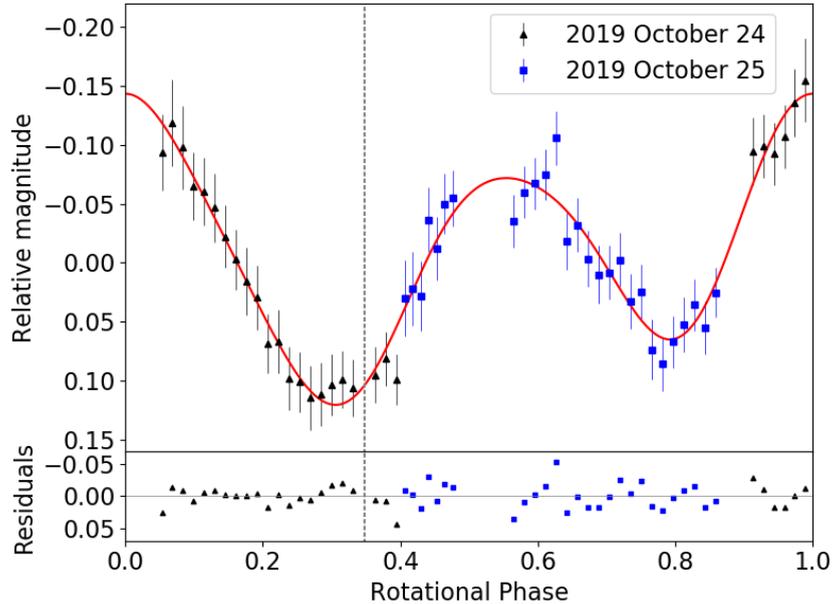


Figura 5.3: Arriba: RLC de 2003 VS₂ obtenida a partir de datos recogidos los días 24 y 25 de octubre de 2019. La fase rotacional se calculó usando el periodo rotacional de 7.41753 h (Santos-Sanz et al. 2017). La línea roja sólida muestra el ajuste de Fourier de cuarto orden. La fase rotacional de 2003 VS₂ durante la ocultación estelar se ha señalado con una línea vertical negra discontinua. La curva se ha desplazado para que el mínimo del ajuste (máximo de brillo) corresponda a fase rotacional cero. Abajo: diferencias entre los datos observacionales y el ajuste.

explorar todas las posibles soluciones. La primera configuración utilizaba las cuerdas originales, obtenidas del ajuste a pozo cuadrado de las curvas de luz. Sin embargo, como he comentado anteriormente, la cuerda 8 presentaba un desplazamiento de 12 s debido a un problema de sincronización. Por ello, primero hicimos un ajuste lineal a los centros de las cuerdas, excluyendo la cuerda 8, y después la desplazamos a lo largo de ella misma hasta hacer que su centro solapase con ese ajuste lineal. Esta regresión lineal la hicimos por minimización de residuos, asignando un peso a cada centro de las cuerdas dado por $\frac{1}{2} \left(\sqrt{\sigma_{\text{ingreso}}^2 + \sigma_{\text{egreso}}^2} \right)$. Para la segunda configuración, alineamos los centros de todas las cuerdas usando esta misma regresión lineal. En ambos casos realizamos el ajuste de los extremos de las cuerdas a una elipse como se describió en la sección 4.2. Los resultados de las elipses ajustadas se muestran en la tabla 5.4, y las distribuciones Monte Carlo obtenidas se presentan en las figuras 5.7 y 5.8.

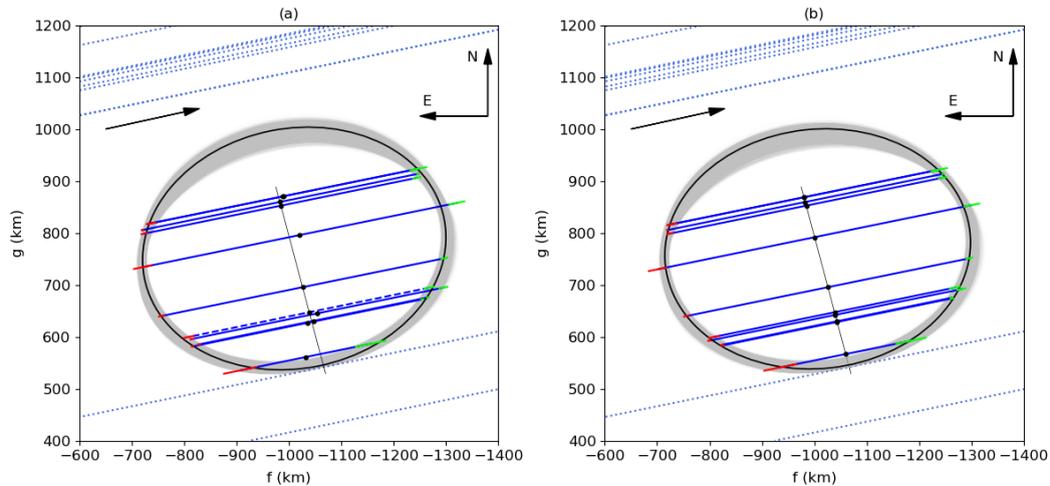


Figura 5.4: Ajuste elíptico a las cuerdas de la ocultación estelar por 2003 VS₂ para las dos configuraciones consideradas: (a) distribución original de las cuerdas, con la cuerda 8 (línea discontinua) ya desplazada; y (b) distribución final de las cuerdas tras alinear sus centros mediante un ajuste lineal por mínimos cuadrados. En ambos gráficos, las cuerdas positivas se muestran en azul sólido y las negativas en azul punteado; las incertidumbres del tiempo de desaparición de la estrella se muestran en verde y las del tiempo de reaparición en rojo; y los puntos negros muestran el centro de las cuerdas. De arriba a abajo, las cuerdas siguen el mismo orden que en la tabla 5.6. La cuerda negativa limitante en el norte corresponde al observador H. Mikuž y la cuerda limitante en el sur corresponde al observador V. Dumitrescu (se corresponden con las cuerdas 0 y 13 de la figura 5.2, respectivamente). Las flechas negras de la parte superior izquierda de cada gráfico muestran la dirección del movimiento de la sombra. El mejor ajuste elíptico a los extremos de las cuerdas se muestra en negro, y las soluciones dadas por el método de Monte Carlo se presentan en gris.

Dado que para 2003 VS₂ también disponíamos de una RLC obtenida muy próxima al evento, pudimos conocer la fase rotacional y la magnitud relativa de 2003 VS₂ en el momento de la ocultación. Con ello pudimos calcular su albedo geométrico y diámetro equivalente en área medio, como se explica en la sección 3.5.6, y cuyos resultados están también en la tabla 5.4.

5.4.2. Ajuste tridimensional

La RLC de doble pico de 2003 VS₂ claramente indica que el objeto tiene forma de elipsoide triaxial. Además, los dos máximos y mínimos por ciclo rotacional tienen valores diferentes, lo que suele indicar que se trata de un objeto triaxial con manchas de

Parámetro	Cuerdas originales ^a	Cuerdas alineadas
a' (km)	292 ± 3	293 ± 3
b' (km)	231 ± 6	230 ± 6
$\epsilon' = \sqrt{1 - \frac{b'}{a'}}$	0.61 ± 0.03	0.62 ± 0.03
δ (°)	-11 ± 2	-6 ± 2
(f_c, g_c) (km) ^b	(-1010 ± 2, 770 ± 5)	(-1007 ± 2, 769 ± 5)
(f_c, g_c) (mas) ^b	(-38.57 ± 0.09, 29.40 ± 0.19)	(-38.43 ± 0.09, 29.37 ± 0.17)
$D_{area,eq}$ (km)	519 ± 10	519 ± 10
$\overline{D}_{area,eq}$ (km)	545 ± 13	545 ± 13
p_V	0.134 ± 0.010	0.134 ± 0.010

Tabla 5.4: Resultados del ajuste al limbo de 2003 VS₂ durante la ocultación estelar, para las dos configuraciones de cuerdas positivas consideradas. Los parámetros que se presentan son: semieje mayor de la elipse a' , semieje menor b' , excentricidad ϵ' , ángulo de inclinación δ , coordenadas del centro (f_c, g_c) , diámetro equivalente en área $D_{area,eq}$, diámetro equivalente en área medio $\overline{D}_{area,eq}$, y albedo geométrico p_V .

^aLa cuerda 8 es la única desplazada en esta configuración.

^bDesviación respecto a la órbita #33 de JPL.

albedo o pequeños accidentes topográficos. Por otro lado, si no fuese un objeto triaxial, el periodo de rotación de 2003 VS₂ sería de 3.6 h, demasiado rápido para un TNO del tamaño de 2003 VS₂, además de que no se conoce ningún TNO que rote tan rápido⁵. Por ello, buscamos la forma triaxial con semiejes $a > b > c$ que, rotando con el periodo de rotación de 2003 VS₂, muestre la forma proyectada durante la ocultación y la amplitud de RLC observada. El procedimiento matemático para el ajuste se explica en la sección 4.3, y los resultados obtenidos para cada una de las configuraciones de cuerdas positivas consideradas en la sección anterior se muestran en la tabla 5.5. Las distribuciones Monte Carlo de los parámetros se muestran en las figuras 5.9 y 5.10.

Como se ve en la tabla 5.5, la amplitud rotacional que produciría el elipsoide resultado es de 0.25 mag; la diferencia con la amplitud observada podría ser debida a manchas de albedo o topografía, que no podemos estudiar con los datos disponibles. Para un estudio topográfico detallado harían falta más cuerdas positivas, y para un estudio

⁵El TNO con rotación más rápida conocido es Haumea, con un periodo de 3.915341 ± 0.000005 h (Ortiz et al. 2017)

Parámetro	Δm observada		$\Delta m_{min} = 0.18$ mag	
	Cuerdas originales ^a	Cuerdas alineadas	Cuerdas originales ^a	Cuerdas alineadas
<i>a</i> (km)	339 ± 5	338 ± 5	327 ± 5	330 ± 5
<i>b</i> (km)	235 ± 6	233 ± 7	233 ± 6	235 ± 9
<i>c</i> (km)	226 ± 8	227 ± 7	228 ± 8	222 ± 8
θ (°)	59 ± 2	57 ± 3	51 ± 2	51 ± 6
Δm (mag)	0.2497 ± 0.0008	0.2489 ± 0.0009	0.187 ± 0.003	0.184 ± 0.003
<i>a/b</i>	1.44 ± 0.06	1.45 ± 0.06	1.41 ± 0.06	1.40 ± 0.07
<i>b/c</i>	1.040 ± 0.017	1.022 ± 0.018	1.02 ± 0.02	1.06 ± 0.03
$D_{vol,eq}$ (km)	524 ± 7	523 ± 7	517 ± 7	516 ± 8

Tabla 5.5: Elipsoides triaxiales que mejor ajustan los datos de 2003 VS₂, para las dos configuraciones de cuerdas positivas consideradas. Por un lado se muestran los elipsoides obtenidos usando la amplitud de RLC observada ($\Delta m = 0.264 \pm 0.017$ mag) y, por otro, los que permiten manchas de albedo sobre la superficie del objeto. Los elipsoides vienen definidos por los parámetros: semiejes principales *a*, *b* y *c*; ángulo de aspecto θ ; amplitud de RLC derivada del ajuste Δm ; razones de ejes *a/b* y *b/c*; y diámetro equivalente en volumen $D_{vol,eq}$.

^aLa cuerda 8 es la única que se ha desplazado para esta configuración.

de manchas de albedo necesitaríamos RLCs obtenidas con diferentes filtros. Como se vio en la sección 2.2.1, las manchas de albedo podrían producir diferencias en amplitud de unas pocas centésimas de magnitud. Por ello, y teniendo en cuenta que el modelo de elipsoide triaxial homogéneo es una simplificación, decidimos realizar el mismo ajuste pero permitiendo soluciones que produjesen amplitudes rotacionales de hasta 0.18 mag, ya que una variabilidad por manchas de albedo de hasta 0.07 magnitudes es plausible. Los resultados también se muestran en la tabla 5.5, así como el diámetro equivalente en volumen para todas las configuraciones.

5.4.3. Estudio de la variación de amplitud rotacional a largo plazo

La amplitud de RLC que obtuvimos era mayor que la reportada hasta ahora en la bibliografía. Dado que del ajuste tridimensional habíamos obtenido un ángulo de aspecto para el objeto, quisimos comprobar si este aumento de la amplitud rotacional podía explicarse con una variación en el ángulo de aspecto a lo largo de los años.

Para ello calculamos las coordenadas eclípticas del polo (λ_p, β_p) como se explicó en la sección 2.2.2, comparando la amplitud rotacional y el ángulo de aspecto obtenidos con el modelo tridimensional con los que se derivan de la fórmula de Binzel y la ecuación 2.5. Las coordenadas eclípticas del polo obtenidas son $(228^\circ, 39^\circ)$. Combinando estas coordenadas, las efemérides de 2003 VS₂ y sus ejes tridimensionales, obtuvimos la evolución temporal de la amplitud rotacional observada desde Tierra, que se muestra en la figura 5.5. Se puede ver que los valores de amplitud rotacional disponibles en la literatura se obtuvieron durante un mínimo, y que desde 2005 la amplitud ha ido creciendo. Todos los valores, incluyendo el obtenido en este trabajo, concuerdan con el modelo teórico obtenido, salvo por el valor obtenido por [Benedetti-Rossi et al. \(2019\)](#), que es mucho más bajo que el esperado. Al ver este resultado, sospechamos que tuvo que haber algún problema en la obtención de la RLC en ese trabajo, ya sea contaminación por una estrella de fondo de cielo o tal vez un problema técnico no identificado, o un problema de reducción, ya que no hay un escenario físico que explique ese descenso brusco en amplitud en un espacio tan corto de tiempo, salvo, tal vez, un aumento de brillo repentino producido por liberación de polvo producida por sublimación o una colisión, algo que parece muy improbable.

Aceptando como válida la RLC obtenida en este trabajo, proyectamos los elipsoides que obtuvimos del ajuste tridimensional a la fase rotacional correspondiente a la ocultación estelar analizada en [Benedetti-Rossi et al. \(2019\)](#), es decir, a fase rotacional +0.07 respecto al máximo de brillo. Las elipses obtenidas tienen semiejes $a \times b = (305 \pm 4) \text{ km} \times (230 \pm 6) \text{ km}$ para la amplitud observada, y $a \times b = (302 \pm 4) \text{ km} \times (230 \pm 6) \text{ km}$ para una amplitud mínima de 0.18 mag, ambas de acuerdo con el ajuste al limbo reportado en dicho trabajo.

5.4.4. Densidad

Finalmente decidimos comparar los resultados con las razones de ejes teóricas de un elipsoide triaxial rotando a la velocidad de 2003 VS₂ y con densidad homogénea, para ver si la forma derivada es compatible con una figura en equilibrio hidrostático. Para ello aplicamos el formalismo de [Chandrasekhar \(1987\)](#). Los resultados pueden verse

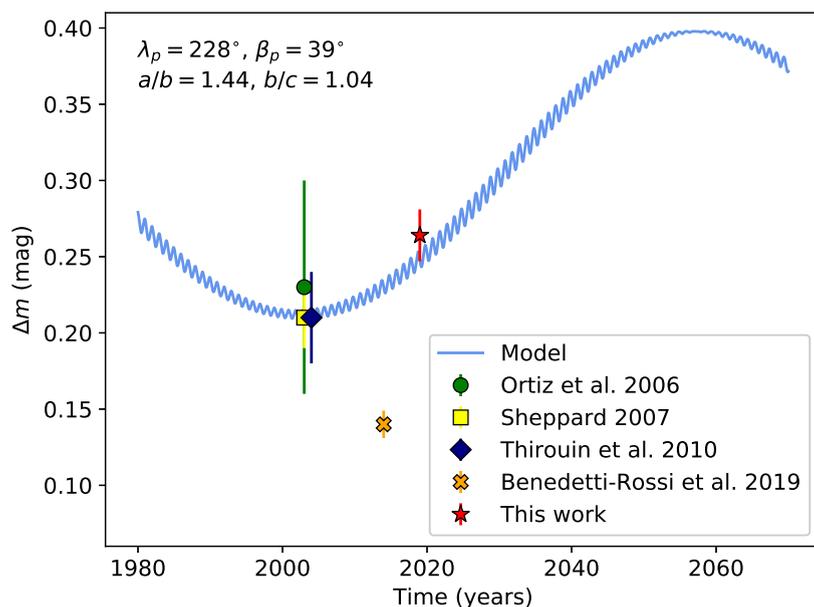


Figura 5.5: Variación teórica temporal a largo plazo de la amplitud de RLC de 2003 VS₂, y resultados publicados en la literatura.

en la figura 5.6; en ella se muestran las franjas de incertidumbre para las razones de ejes obtenidas a partir de la ocultación, y las líneas (sólida y discontinua) representan las razones de ejes teóricas. Se puede ver que hay una zona en que la razón de ejes teórica a/b solapa con la banda observada, pero no ocurre lo mismo para la razón de ejes b/c . Por tanto, podemos concluir que la forma derivada de 2003 VS₂ no es consistente con una figura en equilibrio hidrostático para un cuerpo homogéneo con el periodo de rotación de 2003 VS₂ para ningún valor de densidad.

Esta conclusión podría indicar que, al igual que en el caso de Haumea, tal vez debamos considerar física granular para explicar la forma del cuerpo, ya que en este caso un cuerpo diferenciado es menos plausible teniendo en cuenta el menor tamaño de 2003 VS₂. [Loveless et al. \(2022\)](#) observaron que la diferenciación en cuerpos helados con radios mayores de 200 km es tan pequeña que no produciría una desviación significativa respecto a una forma en equilibrio hidrostático de un cuerpo homogéneo del tamaño de 2003 VS₂. Sin embargo, los autores excluyeron o simplificaron algunos de los procesos físicos y químicos y consideraron cuerpos esféricos, por lo que no debemos descartar algún grado de diferenciación. Parece más probable que 2003 VS₂ esté

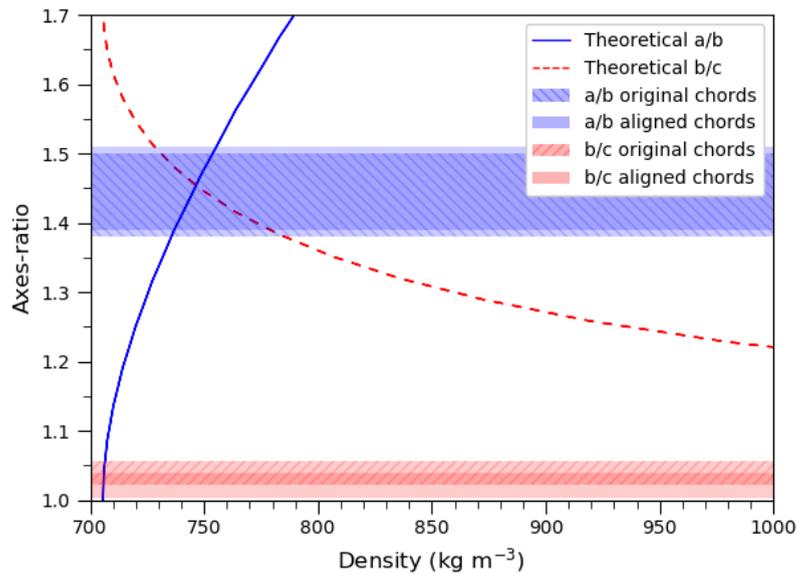


Figura 5.6: Razones de ejes teóricas a/b (línea sólida azul) y b/c (línea discontinua roja) de un elipsoide triaxial en equilibrio hidrostático, rotando con un periodo de 7.41753 ± 0.00001 h (Santos-Sanz et al. 2017), para distintas densidades, según el formalismo de Chandrasekhar (1987). Las bandas coloreadas corresponden a las razones de ejes obtenidas de la ocultación.

sujeto a tensiones, pero con los datos disponibles sólo podemos especular que la desviación de su forma respecto a la de un objeto homogéneo en equilibrio hidrostático se deba a este o la combinación de ambos escenarios.

5.4.5. Resumen y discusión de resultados

Este trabajo ha analizado los resultados de una ocultación estelar multicuerda causada por el plutino (84922) 2003 VS₂ el día 22 de octubre de 2019 sobre la estrella con identificador Gaia 3449076721168026496 ($m_V = 14.1$ mag). Como resultado de la observación de la ocultación, de las 39 estaciones que participaron, 12 reportaron una detección positiva. De ellas, dos fueron combinadas para obtener una única cuerda positiva, dando un total de 11 cuerdas efectivas, convirtiendo este evento en una de las ocultaciones estelares por TNOs más exitosa en cuanto a número de cuerdas positivas y resultados globales.

Ajustamos la silueta proyectada por 2003 VS₂ durante la ocultación a una elipse, teniendo en cuenta dos posibles configuraciones para las cuerdas positivas: para la primera, desplazamos una de las cuerdas positivas debido a un problema de sincronización y realizamos el ajuste con el resto de cuerdas originales; para la segunda, desplazamos todas las cuerdas positivas de forma que sus centros estuviesen alineados.

Las elipses que mejor ajustan en cada caso a las dos configuraciones se obtuvieron por mínimos cuadrados, y sus incertidumbres corresponden a las desviaciones estándar de las distribuciones correspondientes obtenidas por el método de Monte Carlo. Las elipses resultado de estos ajustes apenas difieren entre una configuración y otra, teniendo la obtenida con las cuerdas originales unos semiejes de $a'_1 = 292 \pm 3$ km y $b'_1 = 231 \pm 6$ km, con un ángulo de inclinación de $-11^\circ \pm 2^\circ$.

Dos días después de la ocultación estelar observamos 2003 VS₂ para hacer un estudio fotométrico, y obtuvimos una amplitud de RLC de $\Delta m = 0.264 \pm 0.017$ mag. Este valor es ligeramente mayor que el resto de valores publicados en la literatura, pero en particular mucho mayor que el último valor publicado. Hemos hecho un estudio de la variación de la amplitud de la RLC con el ángulo de aspecto del objeto, y hemos visto que una variación de dicho ángulo explica la ligera discrepancia con la mayoría de valores anteriores. Sin embargo, también hemos visto que el valor publicado en [Benedetti-Rossi et al. \(2019\)](#) no puede explicarse por la variación en el ángulo de aspecto, por lo que debemos concluir que en ese trabajo debió de haber contaminación por alguna estrella cercana o algún otro artefacto que llevasen a dar un valor mucho más bajo de la amplitud de RLC.

Corregimos el diámetro equivalente en área por la fase rotacional del objeto durante la ocultación y obtuvimos un diámetro equivalente en área medio de $D_{A_{eq}} = 545 \pm 13$ km. También, un albedo geométrico de $p_V = 0.134 \pm 0.010$. Estos valores están de acuerdo con el diámetro ($D = 523^{+35.1}_{-34.4}$ km) y el albedo ($p_V = 0.147^{+0.063}_{-0.043}$) obtenidos a partir de modelos térmicos usando datos radiométricos de Herschel y Spitzer ([Mommert et al. 2012](#)), teniendo en cuenta las barras de incertidumbre.

Al disponer de una RLC obtenida próxima al momento de la ocultación, pudimos derivar un modelo simplificado tridimensional para 2003 VS₂, asumiendo un elipsoide triaxial. Obtuvimos un elipsoide con semiejes principales $a = 339 \pm 5$ km, $b = 235 \pm 6$ km,

y $c = 226 \pm 8$ km, con un ángulo de aspecto de $\theta_1 = 59^\circ \pm 2^\circ$ o bien de $\theta_2 = 121^\circ \pm 2^\circ$, dependiendo del sentido que consideremos para la rotación. Estos valores dan un diámetro equivalente en volumen de $D_{V_{eq}} = 524 \pm 7$ km.

Dado que el modelo que hemos usado es el más simplificado, quisimos permitir que una variación de 0.1 magnitudes en la amplitud de la RLC observada se debiese a manchas de albedo sobre la superficie del objeto. De esta forma, se permiten soluciones para las que el semieje mayor es ~ 10 km más pequeño, y con ello es perfectamente compatible con la forma proyectada obtenida en [Benedetti-Rossi et al. \(2019\)](#). Por tanto, hemos obtenido no solo la forma tridimensional de un TNO sino también su orientación en el espacio.

Ninguna de las soluciones 3D obtenidas es compatible con un cuerpo homogéneo en equilibrio hidrostático para el periodo de rotación de 2003 VS₂, indicando que debemos considerar un cuerpo diferenciado o, más probablemente dado el tamaño de 2003 VS₂, una estructura interna que pueda soportar tensiones hasta cierto grado y que por tanto no se comporta como un fluido. Esto tiene relevantes consecuencias sobre la geofísica y estructura interna de los cuerpos más lejanos del sistema solar y posibles implicaciones hasta en la definición de planeta enano, en la que aparece mención explícita al equilibrio hidrostático. Tampoco hemos encontrado evidencias de un anillo denso o material orbitando alrededor de 2003 VS₂ del tipo a los encontrados en Cariclo ([Braga-Ribas et al. 2014](#)), Haumea ([Ortiz et al. 2017](#)) o Quaoar ([Morgado et al. 2023](#); [Pereira et al. 2023](#)); sin embargo, no podemos descartarlo debido a la escasa SNR obtenida en los datos de la ocultación.

A. DISTRIBUCIONES DEL MÉTODO MONTE CARLO

En este apéndice presento las distribuciones Monte Carlo obtenidas para cada uno de los parámetros de ajuste, tanto elíptico (2D) para la obtención de la forma proyectada de 2003 VS₂ durante la ocultación estelar, como a elipsoide triaxial (3D). En todos los casos, la línea roja vertical marca la solución nominal, obtenida por mínimos cuadrados a partir de los extremos nominales de las cuerdas positivas.

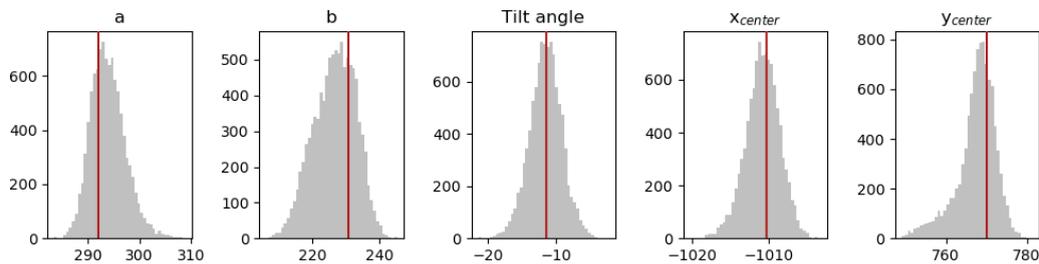


Figura 5.7: Histogramas de las distribuciones Monte Carlo del ajuste al limbo de 2003 VS₂ en la configuración de las cuerdas originales con la cuerda 8 alineada.

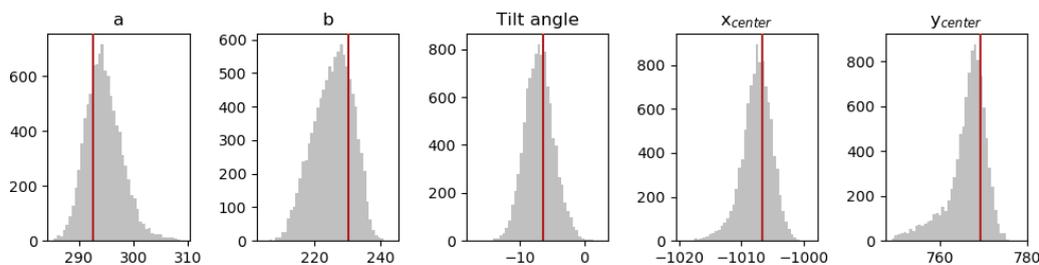


Figura 5.8: Histogramas de las distribuciones Monte Carlo del ajuste al limbo de 2003 VS₂ en la configuración en que se han alineado los centros de las cuerdas positivas.

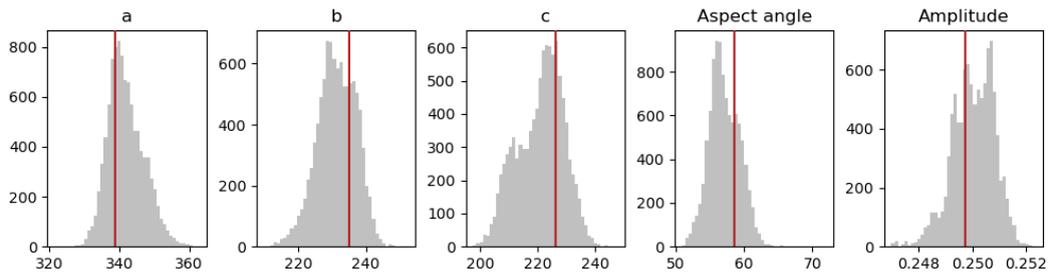


Figura 5.9: Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los elipsoides ajustados para la configuración de cuerdas alineadas con la cuerda 8 desplazada y amplitud de RLC observada.

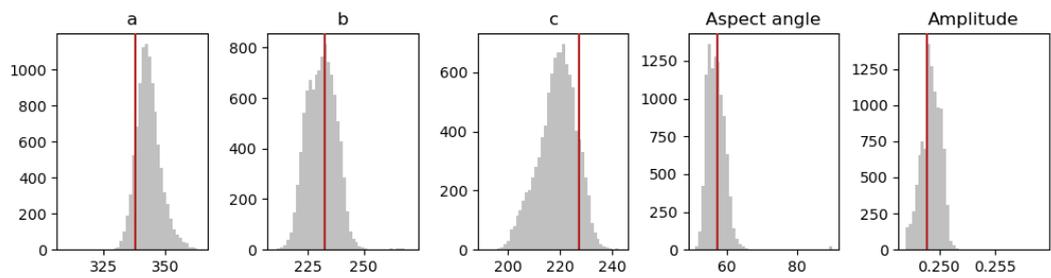


Figura 5.10: Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los elipsoides ajustados para la configuración en la que se han alineado los centros de todas las cuerdas positivas y amplitud de RLC observada.

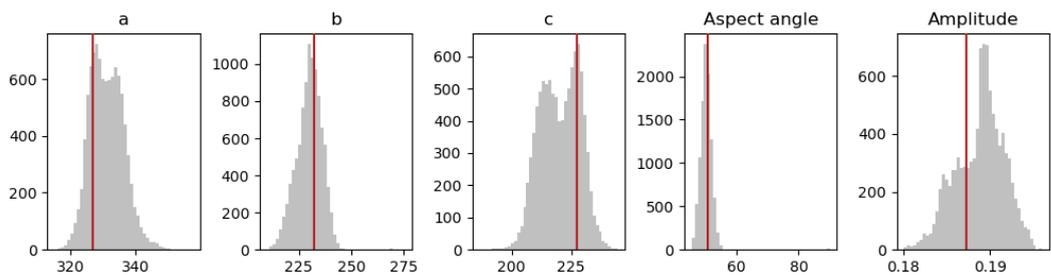


Figura 5.11: Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los elipsoides ajustados para la configuración de cuerdas alineadas con la cuerda 8 desplazada y amplitud de RLC mínima de 0.18 mag.

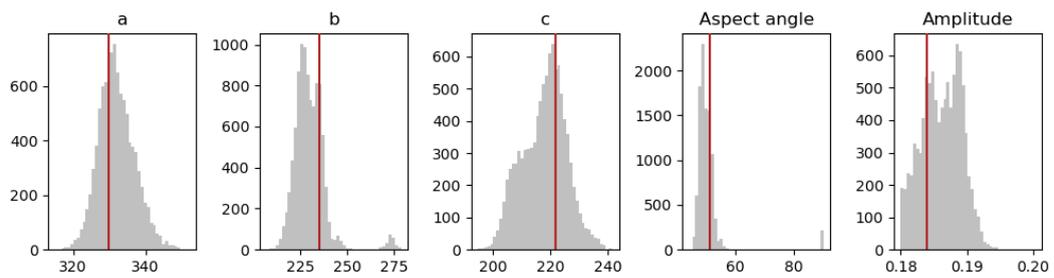


Figura 5.12: Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los elipsoides ajustados para la configuración en la que se han alineado los centros de las cuerdas positivas y amplitud de RLC mínima de 0.18 mag.

B. ESTACIONES DE OBSERVACIÓN

Estación (MPC) Localización	Latitud (N) Longitud (E) Altitud (m)	Apertura (cm) Instrumento	T _{exp} (s) T _c ^b (s) Sinc.	Observadores
1 (1) ROASTERR-1 Obs. (L04) Rumanía	46°49'15.6" 23°35'47" 391 ^a	30 KAF8300	3 5.18 NTP	L. Hudin
2 (2) ROASTERR-1 Obs. (L04) Rumanía	46°49'15.6" 23°35'47" 391 ^a	28 ATIK-414ex	2 3.01 NTP	M. Boaca V. Inceu
3 Rumanía	46°42'37.557" 23°35'35.647" 783.405	30.5 SBIG STT-1603ME	2 3 NTP	V. Turcu D. Moldovan L. Mircea
4 Rumanía	46°42'37.452" 23°35'36.94" 787.56	40.6 SBIG STT-1603ME	2 3 NTP	V. Turcu D. Moldovan L. Mircea
5 Rumanía	45°42'11.94" 21°26'12.78" 92 ^a	27.94 ZWO ASI 224 CMOS	5 5.14 NTP	L. Stoian A. Juravle
6 Berthelot Obs. (L54) Rumanía	45°36'59.4" 22°53'19.7" 400	36.83 SBIG STL11000M CCD	2.5 8.64 NTP	D. A. Nedelcu A. Sonka
7 Stardust Obs. (L13) Rumanía	45°38'30" 25°37'19" 597	20.32 CCD Atik 383L	8.5 10.28	L. Curelaru
8 Rumanía	44°19'24.5" 23°47'19.0" 109 ^a	35.6 ASI 1600	3.01 3.34 NTP	M. Predatu
9 Stardreams Obs. (L16) Rumanía	45°12'13.3" 26°2'44.2" 382 ^a	20 ATIK 460ex	4 5.52 NTP	R. Gherase
10 Astronomical Stn. (C89) Vidojevica, Serbia	43°8'24.6" 21°33'20.4" 1150	140 Andor ikonL	0.8 1.55	D. Ilic O. Vince
11 Belogradchik Obs. Bulgaria	43°37'22" 22°40'30" 650	60 FLI PL9000	6 6.86 NTP	R. Bachev E. Semkov
12 Rumanía	44°19'19.14" 25°59'8.69" 70 ^a	35.5 ASI 1600	2 2.50 NTP	M. Teodorescu

Tabla 5.6: Detalles de las estaciones que obtuvieron una detección positiva de la ocultación estelar por 2003 VS₂ el 22 de octubre de 2019. Las estaciones se han ordenado según su distancia al centro del camino de sombra, siguiendo la dirección perpendicular a éste empezando por la más al norte.

Abreviaturas: International Astronomical Union Minor Planet Center Observatory Code (MPC); tiempo de ciclo (i.e., tiempo entre exposiciones, T_c); tiempo de exposición (T_{exp}).

^a Altitudes extraídas de Google Earth.

^b El tiempo de ciclo es la suma del tiempo de exposición más el tiempo muerto.

Estación (MPC) Localización	Latitud (N) Longitud (E) Altitud (m)	Apertura (cm)	Observadores
Bremthal Alemania	50°8'17.4" 8°21'50.4" 256	25.4	O. Klös
PDlink Observatory Cadca, Eslovaquia	49°24'15.20" 18°42'9.47" 680	40	P. Delincak
Mt. Suhora Observatory Polonia	49°34'9" 20°4'3" 1009	60	M. Drozd W. Ogloza
Skalnate Pleso (056) Eslovaquia	49°11'21.8" 20°14'2.1" 1786	130	T. Pribulla M. Husárik P. Sivanič
Massa, Italia	44°1'16.96" 10°7'56.65" 30	30	P. Baruffetti
Gothard Observatory Szombathely, Hungría	47°15'29.83" 16°36'15.67" 220 ^a	80	G. M. Szabó A. Derekas L. Szigeti
Črni Vrh Observatory (106) Idrija Eslovenia	45°56'45.1" 14°4'16.4" 726	60	J. Skvarč
Monte Agliale Observatory (159) Borgo a Mozzano, Italia	43°59'43.0" 10°30'53.7" 756	50	F. Ciabattari
Stazione Osservativa di Basovizza (038) Osservatorio Astronomico di Trieste, Italia 038	45°38'33" 13°52'23" 400	35	P. Di Marcantonio G. Iafrate I. Coretti, V. Baldini
Piszkéstető Station (561) Konkoly Obs., Hungría	47°55'6.0" 19°53'41.7" 924 ^a	100	A. Pal R. Szakats C. Kiss
Konkoly Observatory (053) Normafa, Hungría	47°29'59.28" 18°57'51.12" 468 ^a	60	A. Pal R. Szakats C. Kiss
Vratnik, Croacia	49°24'15.20" 18°42'9.47" 775	20	H. Mikuž A. Mohar
Rumanía	44°7'56.8" 26°13'4.3" 88 ^a	20	V. Dumitrescu
Mount Etna Observatory (156) Osservatorio Astrofisico di Catania, Italia	37°41'5" 14°58'4" 1735	91	J. Alonso-Santiago A. Frasca

Tabla 5.7: Detalles de las estaciones que registraron una ocultación negativa de la ocultación estelar por 2003 VS₂ el 22 de octubre de 2019. Las estaciones se han ordenado según su distancia al centro del camino de sombra, empezando por la más al norte siguiendo la dirección perpendicular al camino de sombra.

^a Altitudes extraídas de Google Earth.

Resultados de una ocultación estelar por el centauro (54598) Bienor

6.1. INTRODUCCIÓN

En este capítulo presento las propiedades físicas del centauro (54598) Bienor obtenidas a partir de una ocultación estelar que tuvo lugar el 11 de enero de 2019. Bienor es el cuarto centauro del que se ha observado una ocultación estelar multicuerda, siendo los otros Cariclo ([Braga-Ribas et al. 2014](#)), Quirón ([Ortiz et al. 2015](#)) y 2002 GZ₃₂ ([Santos-Sanz et al. 2021](#)). El capítulo está extraído del artículo [Fernández-Valenzuela et al. \(2023\)](#).

6.2. (54598) BIENOR

(54598) Bienor, con nomenclatura provisional 2000 QC₂₄₃, es uno de los centauros más grandes conocidos, con un tamaño de 187.5 ± 15.5 km obtenido a partir de datos en el infrarrojo con el Wide-Field Infrared Survey Explorer (WISE, [Bauer et al. 2013](#)); por su parte, [Stansberry et al. \(2007\)](#) dan un tamaño de 207 ± 30 km obtenido a partir de datos de Spitzer; [Duffard et al. \(2014\)](#) derivaron un diámetro de 198^{+6}_{-7} km a partir de datos del Observatorio Espacial Herschel junto con datos de Spitzer; y finalmente, [Lellouch et al. \(2017\)](#) obtuvieron un rango para el diámetro de $(179 - 184) \pm 6$ km (dependiendo del modelo) al incluir datos de ALMA a los ya obtenidos con Herschel y Spitzer. Este centauro se encuentra orbitando alrededor del Sol con un semieje mayor de 16.5 ua, perihelio de 13.2 ua, excentricidad de 0.20, e inclinación de 20.7°. Tiene un periodo de

rotación de 9.14 h (Thirouin et al. 2014), algo superior a la media para las poblaciones de centauros y TNOs, cuyo valor es de unas 9 h (Thirouin & Sheppard 2019). Los datos fotométricos de Bienor muestran un descenso en amplitud rotacional de unas 0.6 mag a lo largo de los años. Esto, junto al hecho de que en su espectro aparecen líneas de agua (Dotto et al. 2003; Rabinowitz et al. 2007) y a su largo periodo rotacional, llevaron a pensar que tal vez Bienor también tuviera un anillo (Fernández-Valenzuela et al. 2017), similar a los de Cariclo, Quirón y Haumea, aunque el escenario de un cuerpo muy elongado fuera del equilibrio hidrostático también encajaba. Por ello se buscaban oportunidades para observar una ocultación estelar con un número alto de detecciones positivas, ya que su análisis podría arrojar luz sobre la forma real de Bienor y, sobre todo, confirmar o descartar la presencia de anillos.

6.3. PREDICCIÓN DE LA OCULTACIÓN ESTELAR

La predicción inicial de la ocultación se hizo utilizando NIMA (ver sección 3.5.1), igual que en el caso de 2003 VS₂. La estrella a ocultar se identificó en el catálogo Gaia DR2 como la fuente con identificador 236278279941456256¹, cuya información relevante se presenta en la tabla 6.1. Siguiendo la dinámica de todas las ocultaciones estelares, el siguiente paso fue actualizar y refinar la predicción de la ocultación adquiriendo nuevas medidas astrométricas, para reducir la incertidumbre en el camino de sombra. Para ello se tomaron imágenes de Bienor los días 6 de diciembre de 2018 y 2 de enero de 2019 con el telescopio 1.23m de Calar Alto. Las imágenes, de 300s de integración, se tomaron con filtro R de Johnson para minimizar el efecto de la refracción cromática diferencial, y en modo binning 2x2. También se tomaron bias y flat-fields para hacer la calibración estándar. Hubo buenas condiciones meteorológicas, con luna nueva la primera noche y un 16% de iluminación la segunda, y seeing atmosféricos de 1.4" y 1.3" respectivamente. Se obtuvo una SNR de Bienor de 60 y 63 cada una de las noches. Tras realizar fotometría relativa de apertura usando códigos propios escritos en Python (ver sección 3.5.3), se obtuvo la posición astrométrica de Bienor respecto a las estrellas de referencia con una

¹UCAC4 654-014368

precisión de 9 mas. La desviación respecto a la predicción inicial usando la órbita #45 de JPL fue de (+127, -17) mas en ascensión recta y declinación, respectivamente. El mapa con los caminos de sombra predicho y observado se muestra en la figura 6.1.

RA (ICRF)	errRA (mas)	Dec (ICRF)	errDec (mas)	pmRA (mas yr ⁻¹)	pmDec (mas yr ⁻¹)
03 ^h 19 ^m 57.7756 ^s	0.0442	+40°40'53.2215"	0.0343	1.416 ± 0.108	- 3.693 ± 0.093
Plx (mas)	G (mag)		B (mag)	V (mag)	K (mag)
0.4737 ± 0.0558	16.0016		16.89	16.329	14.417

Tabla 6.1: Información relevante sobre la estrella ocultada (Gaia DR2 236278279941456256). En la tabla se muestran las coordenadas de la estrella (ascensión recta, RA, y declinación, Dec) propagadas al momento de la ocultación y sus correspondientes incertidumbres (errRA, errDec), el movimiento propio en RA y Dec con sus respectivas incertidumbres (pmRA, pmDec), el paralaje absoluto con su incertidumbre (Plx), y magnitud *G*, todo de Gaia DR2 (Gaia Collaboration et al. 2016b,a, 2018). Magnitudes *B*, *V* y *K* obtenidas del catálogo UCAC4 (Zacharias et al. 2012).

6.4. OBSERVACIÓN DE LA OCULTACIÓN ESTELAR

La campaña de observación de la ocultación estelar por Bienor el 11 de enero de 2019 incluyó 9 telescopios situados en 8 localizaciones distintas, de los cuales 5 detectaron la ocultación y los 4 restantes reportaron una ocultación negativa. Información detallada sobre cada uno de los equipos se encuentra en la tabla 6.4. Casi todos los equipos tomaron series de imágenes desde unos 15 minutos antes del evento hasta unos 15 minutos después, sin filtro para maximizar la SNR. Los equipos de Constancia y La Hita T40 grabaron la ocultación en formato vídeo. La sincronización de los sistemas operativos se hizo mediante servidores NTP o GPS-VTI.

6.5. OBSERVACIÓN DE LA CURVA DE LUZ ROTACIONAL

Durante el segundo semestre de 2019 observamos Bienor durante 7 noches con dos telescopios distintos con la intención de obtener información rotacional. La prime-



Figura 6.1: Mapa que muestra el camino de sombra reconstruido tras la ocultación estelar producida por Bienor el 11 de enero de 2019. La anchura de la sombra es la obtenida del escenario S1, y la línea verde representa el centro de la sombra. La sombra se desplazó de este a oeste. Las posiciones de los observatorios que detectaron una ocultación positiva aparecen señaladas en azul, y los que obtuvieron una detección negativa se muestran en rojo. En la parte derecha se muestra una ampliación de la costa este española, donde se presenta el camino de sombra predicho (en líneas grises) frente al observado, cuya diferencia fue de 10 mas, compatible con los 9 mas de incertidumbre en la actualización de la predicción.

ra campaña se observó los días 23 y 24 de septiembre con el telescopio de 1.23m de Calar Alto, manteniendo las mismas estrellas de referencia en ambas noches. El seeing promedio fue de 1.86". Las siguientes dos campañas se realizaron en el telescopio de 1.5m del OSN, los días 3, 24 y 25 de octubre, y 24 y 25 de noviembre respectivamente. En este caso no pudieron mantenerse las estrellas de referencia debido al tamaño del FoV, pero las observaciones cubrieron más de la mitad de un ciclo rotacional de Bienor la mayoría de noches, por lo que los datos pudieron combinarse posteriormente como se explicó en la sección 3.3.1. El seeing atmosférico medio para cada campaña fue de 1.8" y 2.18", respectivamente.

Todas las observaciones se realizaron sin filtro para maximizar la SNR y en binning 2x2. También se tomaron imágenes bias y flat-fields para calibración estándar, que se hizo después con nuestras propias rutinas en IDL. Se realizó entonces fotometría de apertura sobre Bienor y varias estrellas de referencia, siguiendo los procedimientos ha-

bituales, seleccionando los tamaños de apertura y ámulos que redujesen la dispersión de los datos para cada noche individual y después combinando los resultados.

Combinamos estos nuevos resultados con la fotometría presentada en [Fernández-Valenzuela et al. \(2017\)](#), que incluye datos obtenidos en 2014 y 2015 para RLC, tras haber corregido todo por tiempo de luz. Esto se hizo con la intención de refinar el periodo rotacional antes de calcular la fase rotacional de Bienor durante la ocultación. Como se vio en la sección 3.4.1, para combinar datos no equiespaciados en el tiempo en este caso aplicamos las técnicas del periodograma de Lomb y PDM, y obtuvimos periodos de rotación de 9.1718 h y 9.17188 h, respectivamente. Los espectros de frecuencias obtenidos se presentan en la figura 6.2.

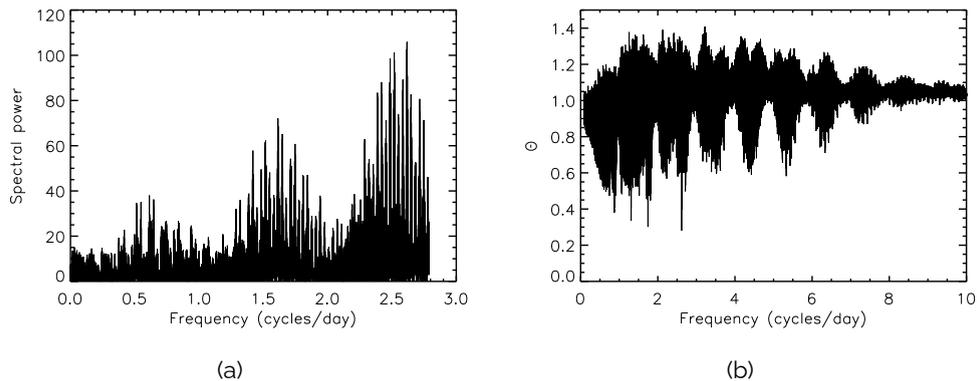


Figura 6.2: Resultados de aplicar (a) el periodograma de Lomb y (b) la técnica PDM a los datos fotométricos de Bienor recogidos en 2014, 2015 y 2019. En el primer caso, la máxima potencia espectral se obtiene para una frecuencia de 2.61670 ciclos/día, lo que equivale a un periodo rotacional de 9.1718 h. En el segundo caso, el mínimo θ se obtiene para una frecuencia de 2.61669 ciclos/día, equivalente a un periodo rotacional de 9.17188 h.

Como se sabe que la RLC es de doble pico ([Rabinowitz et al. 2007](#)), hicimos un ajuste de los datos de 2019 a una serie de Fourier de segundo orden usando como partida ambos periodos rotacionales. En este caso se escogió como fecha juliana inicial la del momento de la ocultación (JDO = 2458494.46234585), y todas las fechas fueron corregidas por tiempo de luz. La calidad del ajuste se evaluó en términos de minimización de χ^2 por grado de libertad (χ_{PDM}^2), y se encontró el mejor ajuste para un periodo rotacional de 9.1719 ± 0.0002 h. La barra de incertidumbre se obtuvo del valor $\chi_{PDM}^2 + 1.61$, a

partir de la distribución χ^2 con un nivel de confianza del 90 % para 5 grados de libertad (Snedecor & Cochran (1989)).

La figura 6.3 muestra la RLC obtenida, y puede verse que la ocultación estelar ocurrió cerca de un máximo de brillo. La amplitud de RLC obtenida con los datos de 2019 es de $\Delta m = 0.172 \pm 0.003$ mag, mayor que la obtenida usando los datos de 2014, 2015 y 2016 reportada en Fernández-Valenzuela et al. (2017), lo cual concuerda con el modelo que los autores derivaron para la evolución de la amplitud rotacional con el tiempo debido al cambio en el ángulo de aspecto (figura 2 de Fernández-Valenzuela et al. 2017)).

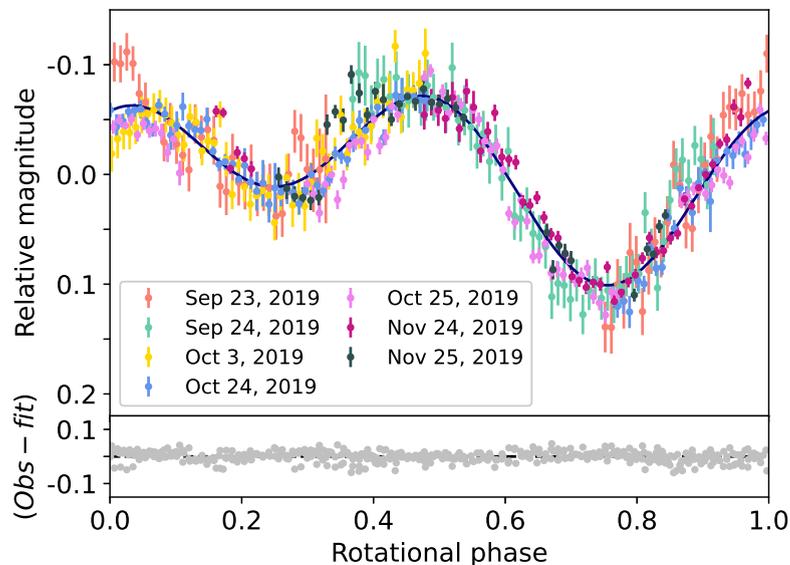


Figura 6.3: RLC de Bienor construida a partir de los datos fotométricos obtenidos con los telescopios 1.23 m de Caha y 1.5 m del OSN en 2019. La línea azul representa un ajuste a una función de Fourier de segundo orden usando el periodo rotacional de 9.1719 ± 0.0002 h. Se eligió como fase rotacional cero la correspondiente al momento de la ocultación estelar. La amplitud de pico a valle del ajuste tiene un valor de 0.172 ± 0.003 mag. En el panel inferior se muestra los residuos del ajuste, con una desviación estándar de 0.02 mag.

6.6. REDUCCIÓN DE LOS DATOS DE LA OCULTACIÓN ESTELAR

El primer paso para analizar las imágenes obtenidas durante la ocultación estelar fue transformar los datos en formato video a formato FITS, para lo que se usó el software

Tangra v3.6.18. Después se realizó la calibración estándar en aquellas secuencias que habían adquirido también imágenes bias y flat-fields. Hicimos fotometría de apertura sobre Bienor y las estrellas de referencia disponibles usando nuestras propias rutinas escritas en IDL (siguiendo los procedimientos descritos en la sección 3.5.3), y después representamos el flujo de la estrella a ocultar solapado con el de Bienor frente al tiempo. Las curvas de luz así obtenidas de las detecciones positivas se muestran en la figura 6.4.

Para obtener los tiempos de inicio y fin de la ocultación estelar desde cada una de las estaciones ajustamos las curvas de luz obtenidas a un modelo geométrico como se explicó en la sección 4.1, utilizando para ello el paquete de software SORA v0.1 (Gomes-Júnior et al. 2022). En este caso, el diámetro de la estrella proyectado a la distancia de Bienor es de 0.056 km, la escala de Fresnel es de 0.797 km, y el menor tiempo de ciclo de los detectores usados (1.495 s) se traduce en una distancia de 20 km para la velocidad de la sombra de Bienor (13.47 km/s). Por tanto, la precisión en los tiempos de ingreso y egreso viene determinada por los tiempos de ciclo de las CCDs. Los tiempos de ingreso y egreso, duración del evento y longitud proyectada en el cielo de cada una de las cuerdas positivas se encuentran en la tabla 6.2.

	Javalambre	La Hita T77	La Hita T40	Manzanares	Constancia
Desaparición	01:03:27.8 ± 1.5	01:03:33.2 ± 0.7	01:03:33.5 ± 0.5	01:03:33.9 ± 0.1	01:03:58.2 ± 0.7
Reaparición	01:03:34.7 ± 1.5	01:03:43.2 ± 0.2	01:03:42.8 ± 0.6	01:03:41.7 ± 0.2	01:04:04.9 ± 0.5
Duración (s)	7 ± 2	10.0 ± 0.7	9.3 ± 0.8	7.8 ± 0.2	6.7 ± 0.9
Longitud (km)	96 ± 29	139 ± 10	129 ± 11	107 ± 3	94 ± 12
σ	0.08	0.07	0.18	0.11	0.19
d (S1) (km)	0	0	0	-54.7	0
d (S1) (s)	0	0	0	-4.06	0
d (S2) (km)	35	14	14	-7	40
d (S2) (s)	2.6	1.01	1.01	-0.5	3.0

Tabla 6.2: Tiempos de desaparición y reaparición de la estrella desde cada una de las estaciones que reportaron una detección positiva de la ocultación. También se muestra la dispersión de la curva de luz fuera de la caída de la ocultación (σ) y los desplazamientos aplicados a las cuerdas (d) en cada uno de los escenarios considerados. Un desplazamiento positivo indica que ha sido aplicado hacia el suroeste.

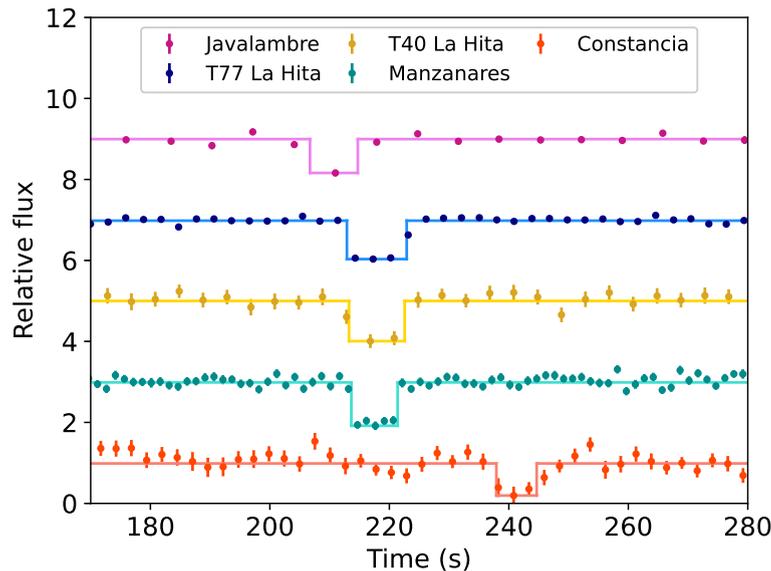


Figura 6.4: Curvas de luz de las estaciones que reportaron una detección positiva de la ocultación. Todos los puntos están representados con sus barras de incertidumbre en flujo. Las líneas sólidas representan el ajuste a pozo cuadrado convolucionado utilizado para derivar los tiempos de desaparición y reaparición de la estrella. Las curvas de luz han sido normalizadas a uno, y después desplazadas en flujo para facilitar su visualización. El tiempo se indica en segundos a partir de la 1 UT del 11 de enero de 2019. Imagen de [Fernández-Valenzuela et al. \(2023\)](#).

6.7. AJUSTE DEL LIMBO

Al proyectar todas las cuerdas positivas juntas en el plano del cielo, vimos que los centros de dos de ellas (Manzanares y Constanica) estaban desplazados unos 50 km, a pesar de que las cuerdas prácticamente solapaban una con otra. Esto muy probablemente indica un problema de sincronización en uno o ambos equipos. Decidimos aceptar como correcto el tiempo global de la cuerda de Constanica, ya que el equipo había usado sincronización vía GPS-VTI, mientras que el equipo de Manzanares había sincronizado su ordenador vía NTP conectado a la red mediante un smartphone. Sin embargo, aunque el ingreso de la cuerda de Constanica presenta un inicio claro, no era así para el egreso, donde los datos tienen mucha dispersión. Como las cuerdas de Manzanares y Constanica tienen una longitud similar, pudimos usar ambos conjuntos de datos pero teniendo en cuenta que la cuerda de Manzanares estaba desplazada.

Consideramos tres posibles escenarios para el ajuste del limbo teniendo en cuenta la disposición de las cuerdas. En el primer escenario (por correspondencia con el artículo lo llamaré también S1) desplazamos la cuerda de Manzanares a lo largo de ella misma hasta que su ingreso coincidiese con el de Constancia. Esto lo hicimos trazando una línea perpendicular a la cuerda de Constancia que la cortara en su ingreso, y después desplazando la cuerda de Manzanares hasta que su ingreso solapase con esa línea perpendicular. Para el segundo escenario (S2) decidimos alinear todos los centros de las cuerdas; igual que en el caso de 2003 VS₂, hicimos un ajuste lineal pesado a los centros de todas las cuerdas, y después las desplazamos a lo largo de ellas mismas hasta que sus centros solapasen con ese ajuste lineal. Quisimos incluir este segundo escenario S2 para poder tener en cuenta todas las posibilidades, sabiendo que la sincronización vía NTP puede introducir errores en el tiempo de adquisición y que puede darse la necesidad de desplazar una cuerda sin explicación aparente (ver sección 3.5.4), aunque en este caso no vemos, a priori, indicios de esta necesidad (salvo por la cuerda de Manzanares) teniendo en cuenta la disposición relativa de las cuerdas. Los desplazamientos aplicados a cada cuerda en cada escenario se muestran en la tabla 6.2. El tercer escenario (S3) se explica más adelante, ya que surgió en respuesta a los resultados obtenidos para los escenarios S1 y S2.

El ajuste al limbo se hizo siguiendo el procedimiento descrito en la sección 4.2. Los cinco parámetros ajustados de las elipses se muestran en la tabla 6.3, así como el diámetro equivalente en área, el diámetro equivalente en área medio y su albedo, para el que se tuvo en cuenta un valor de magnitud absoluta promediada rotacionalmente de Bienor en banda V de 7.47 ± 0.04 mag (Fernández-Valenzuela et al. 2017). La representación gráfica de este ajuste junto con las cuerdas positivas y negativas en cada uno de los dos escenarios considerados se muestra en la figura 6.5.

Tras obtener los resultados para los escenarios S1 y S2, vimos que el ángulo de posición del eje corto de la elipse no se correspondía con el ángulo de posición del polo de Bienor predicho por Fernández-Valenzuela et al. (2017). Los autores dieron una franja de valores para las coordenadas eclípticas del polo de Bienor de $[25^\circ, 40^\circ]$ y $[45^\circ, 60^\circ]$ para λ_p y β_p , respectivamente. A partir de ellas, se puede obtener el ángulo de posición (AP)

	a (km)	b (km)	δ (°)	f (km)	g (km)	D_{eq} (km)	\bar{D}_{eq} (km)	p_V (%)
S1	94 ± 27	66 ± 5	128 ± 13	157 ± 15	133 ± 15	160 ± 20	150 ± 20	8 ± 2
S2	97 ± 24	64 ± 4	119 ± 7	140 ± 8	110 ± 14			
S3E1	84 ± 6	57 ± 4	8 ± 10	158 ± 8	112 ± 3	188 ± 9	183 ± 8	5.7 ± 0.6
S3E2	67 ± 8	60 ± 6	7 ± 10	83 ± 10	210 ± 9			

Tabla 6.3: Parámetros del ajuste elíptico de la forma proyectada por Bienor durante la ocultación estelar, para los tres escenarios considerados. Semieje mayor a , semieje menor b , ángulo de inclinación de la elipse respecto a los ejes cartesianos δ , posición del centro de la elipse (f, g), diámetro equivalente en área D_{eq} , diámetro equivalente en área medio \bar{D}_{eq} , y albedo p_V . Los diámetros equivalentes en área y el albedo del escenario S3 corresponden a la suma de las áreas de los dos cuerpos.

de la proyección como:

$$AP = \arctan \left(\left| \frac{\sin(\phi) \cos(D_p)}{\cos(D) \sin(D_p) - \sin(D) \cos(D_p) \cos(\phi)} \right| \right) \quad (6.1)$$

siendo $\phi = RA_p - RA$, con RA y D la ascensión recta y declinación de Bienor, y RA_p y D_p la ascensión recta y declinación del polo de Bienor, respectivamente. Obtenemos así un rango de valores del ángulo de posición de la elipse de $[300^\circ, 340^\circ]$.

Dado que durante la ocultación estelar Bienor se encontraba muy cerca de un máximo de brillo, podemos considerar que la elipse proyectada está formada por las proyecciones de los ejes a y c de un elipsoide triaxial. Es decir, el eje corto de la elipse es una proyección del eje de rotación del objeto (o dirección de su polo). De esta forma, el ángulo de posición de Bienor, definido como el ángulo entre la dirección norte y la proyección de la dirección del polo sobre el cielo (positivo hacia el Este), es de 52° y 61° respectivamente para los escenarios S1 y S2 (o sus equivalentes en el cuadrante opuesto, 232° y 241°). Ambos valores son muy inferiores a los obtenidos a partir de la posición del polo.

Teniendo en cuenta, además, que el diámetro equivalente en área medio obtenido en los escenarios S1 y S2 es mucho más pequeño que el derivado a partir de medidas térmicas (ver sección 6.2), surge el escenario S3, en el que proponemos que Bienor pudiera ser un binario cercano o un binario de contacto. Como constricciones añadi-

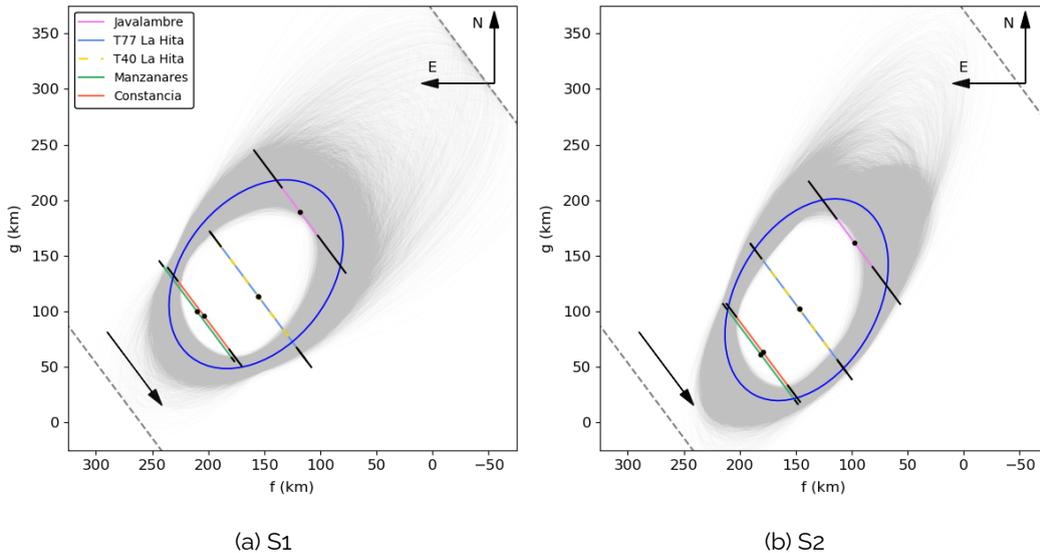


Figura 6.5: Resultados del ajuste elíptico a las cuerdas positivas de la ocultación estelar. Las barras de incertidumbre a 1σ de los extremos de las cuerdas se muestran en negro. En azul, la elipse que mejor ajusta los extremos nominales por mínimos cuadrados. La región sombreada gris muestra las elipses resultado tras aplicar el método de Monte Carlo. Las cuerdas obtenidas desde el observatorio de La Hita, respectivamente con los telescopios T40 y T77, se encuentran solapadas. Las cuerdas negativas más cercanas se han señalado con líneas discontinuas grises: al norte la cuerda correspondiente a la Agrupación Astronómica de Sabadell (Sabadell), y al sur, la correspondiente a la estación de La Sagra (Granada). La flecha negra indica la dirección de movimiento de Bienor. Las coordenadas f y g muestran el desplazamiento respecto a la órbita de JPL#45.

mos que el diámetro equivalente en área de la suma de áreas de los dos objetos debe ser similar al obtenido con medidas térmicas por [Lellouch et al. \(2017\)](#) (181 ± 8 km), y que los ángulos de posición de las elipses que ajustan cada una de las partes por separado deben ser similares (impusimos como diferencia máxima entre ellos 20°), pues de lo contrario estaríamos ante un sistema caótico y no observaríamos las curvas de luz rotacionales que tenemos. Los resultados del ajuste elíptico se muestran también en la tabla 6.3. En este caso, el ángulo de posición de cada elipse tiene un valor de $172^\circ \pm 10^\circ$ y $173^\circ \pm 10^\circ$, respectivamente, con direcciones suplementarias 352° y $353^\circ \pm 10^\circ$, que sí estarían de acuerdo con el resultado predicho por [Fernández-Valenzuela et al. \(2017\)](#) teniendo en cuenta las barras de incertidumbre.

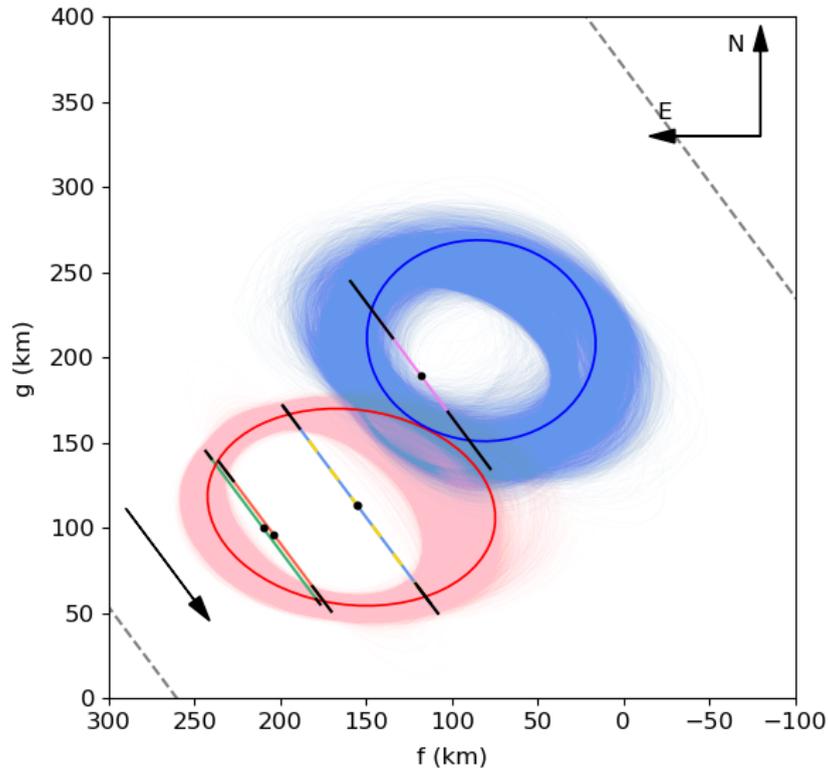


Figura 6.6: Resultados del ajuste elíptico en el escenario S3, en el que se han ajustado simultáneamente dos elipses a las cuerdas positivas de la ocultación. En este escenario, sólo la cuerda de Manzanares ha sido desplazada. Las líneas sólidas azul y roja muestran, respectivamente, el mejor ajuste por mínimos cuadrados a los extremos nominales de las correspondientes cuerdas. Las zonas sombreadas en azul y rosa muestran las soluciones obtenidas por el método de Monte Carlo. Los colores de las cuerdas son los mismos que en la figura 6.5. Las coordenadas f y g muestran el desplazamiento respecto a la órbita de JPL.

6.8. DISCUSIÓN

6.8.1. Sistema binario

Hemos visto que el caso hipotético de un sistema binario se acerca más a los resultados obtenidos a partir de medidas térmicas. Podríamos especular que, al igual que en el caso de Arrokoth (Stern et al. 2019), ambos cuerpos podrían estar acercándose debido a fuerzas de marea hasta que terminen fusionando en un binario de contacto.

Este escenario (dos cuerpos separados orbitando en un sistema binario) produce un diámetro equivalente en área de 188 ± 9 km.

La consistencia a lo largo de los años en la forma de la RLC de Bienor podría explicarse por un sistema binario sincronizado, donde la variación de la amplitud rotacional podría atribuirse a un cambio en el ángulo de aspecto, pero no podría estar asociada a un objeto irregular, los cuales producen curvas de luz rotacionales muy distintas dependiendo de la geometría con la que se observen. Para comprobar si es plausible la idea de un sistema sincronizado, calculamos el tiempo que tardaría uno de los componentes del sistema en sincronizarse con el otro, a través de la ecuación de [Hubbard \(1984\)](#). Considerando cuerpos homogéneos, similares en masa y tamaño, y con una densidad típica para centauros de 700 kg m^{-3} , nos da un tiempo de sincronización inferior a 2.5×10^7 Ga, mucho menor que la edad del sistema solar, por lo que no es descartable.

Calculamos, por otro lado, el límite de Roche para el cuerpo principal, que dio un valor de 205 km. Este valor es superior que la distancia entre centros obtenida a partir de la figura 6.6 (150 km), por lo que el cuerpo secundario no habría podido sobrevivir íntegro a la distancia a la que se encuentra del primario. Sin embargo, hay que tener en cuenta que hemos considerado objetos fluidos homogéneos y que el ajuste a una doble elipse de las curvas disponibles es un sistema degenerado, por lo que otra configuración o cuerpos que estén soportando fuerzas internas podrían ser plausibles.

6.8.2. ¿Podría Bienor tener un anillo?

Las similitudes de Bienor con otros centauros como Cariclo y Quirón llevaron a [Fernández-Valenzuela et al. \(2017\)](#) a proponer la presencia de un anillo. Este modelo cuadraba relativamente bien con la fotometría obtenida a lo largo de los años, y además permitía que el tamaño del objeto principal disminuyese respecto al tamaño térmico, quedando más similar al presentado en este trabajo obtenido a partir de la ocultación estelar. Para apoyar aún más esta hipótesis, Bienor es uno de los centauros menos rojos conocidos ($V - R = 0.44$ mag; [Delsanti et al. 2001](#); [Doressoundiram et al. 2002](#)), lo que estaría asociado a un menor albedo ([Müller et al. 2020](#)) (esto hay que tomarlo con cautela, ya que estudios hechos con magnitudes absolutas en lugar de relativas no muestran

esta bimodalidad, por lo que podría deberse a un efecto de fase); sin embargo, el albedo que obtenemos en este trabajo es muy grande. Un anillo formado por hielos de agua no sólo permitiría que el albedo del cuerpo principal disminuyese, sino que también explicaría el aumento de brillo tan brusco observado por [Fernández-Valenzuela et al. \(2017\)](#) entre 2000 y 2013.

A pesar de que la hipótesis de un anillo parece razonable, en los datos de la ocultación estelar no aparece ninguna caída secundaria que pudiera asociarse con el mismo. Pero el hecho de que no lo hayamos detectado no significa que no exista, sino que, de existir, no está al alcance de ser detectado con la instrumentación disponible, especialmente teniendo en cuenta el bajo número de cuerdas positivas. Lo que sí podemos hacer con los datos que tenemos es poner límites, tanto a la anchura del anillo como a su opacidad.

La anchura más pequeña que habría sido detectada con el instrumental disponible, dentro de una barra de incertidumbre de 3σ , siendo σ la dispersión de la curva de luz, viene dada por:

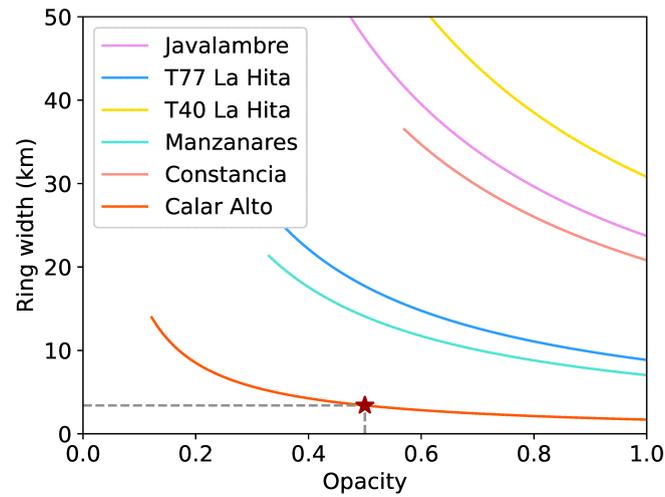
$$w_{min} = \frac{3\sigma v T_{exp}}{\tau} \quad (6.2)$$

, donde v es la velocidad de la sombra de Bienor, T_{exp} es el tiempo de exposición de cada instrumento, y τ es la opacidad del anillo. En la figura 6.7a muestro la dependencia de la anchura del anillo con la opacidad para cada uno de los instrumentos usados. En nuestro caso, los datos que más constriñen la anchura detectable de un supuesto anillo son los de Calar Alto, desde donde se reportó una detección negativa de la ocultación con muy buena SNR, y con el que habría sido posible detectar un anillo de 1.7 km de ancho suponiendo una opacidad del 100 %. Si consideramos una opacidad similar a la de los anillos de Cariclo (50 %), habría sido detectable un anillo con una anchura de 3.4 km. Sin embargo, la cuerda de Calar Alto está lo suficientemente alejada del cuerpo principal como para que un anillo quedase muy al límite (ver figura 6.7b). De las cuerdas positivas obtenidas, es la de Manzanares la que impone la mayor restricción, de forma que un anillo con una opacidad del 50 % tendría que tener al menos 14.1 km de anchura para ser detectado a 3σ . Con ello queremos indicar que no podemos descartar la presencia de un anillo más estrecho o menos opaco. Esta hipótesis también está

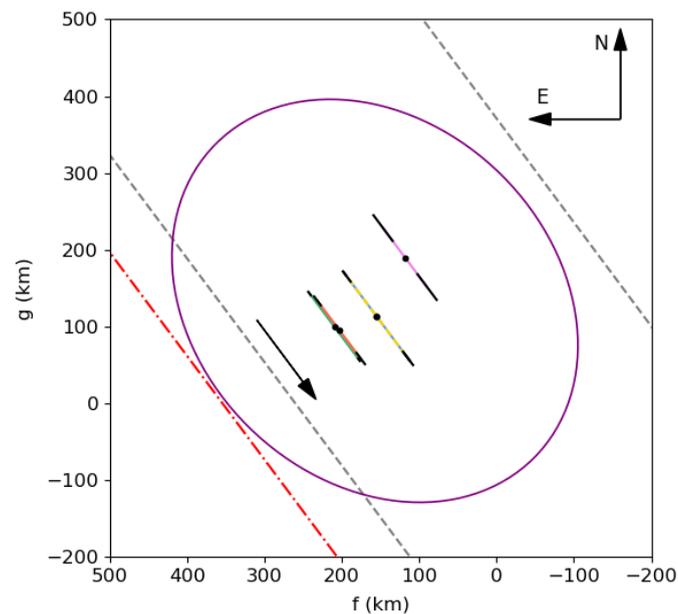
apoyada por la RLC de Bienor, la cual no ha cambiado de forma en todos los años en que se ha observado: en todas las curvas de luz rotacionales que poseemos de Bienor, desde 2002 hasta 2019, la diferencia en magnitud entre los dos mínimos es siempre de 0.1 mag. El hecho de que esta diferencia se mantenga tan estable en el tiempo podría explicarse con la presencia de un anillo, o de un anillo parcial confinado en la resonancia 1:1, aunque también podría explicarse con una mancha de albedo lo suficientemente grande como para cubrir esa zona de Bienor en un rango muy grande de latitudes.

6.9. RESUMEN Y CONCLUSIONES

El 11 de enero de 2019, el centauro Bienor produjo una ocultación estelar que fue detectada por cinco equipos desde España y Portugal, y otros cuatro reportaron una observación negativa. Se consideraron tres escenarios a la hora de estudiar la forma de Bienor. En los dos primeros se consideró que todas las cuerdas positivas pertenecían al mismo cuerpo, y obtuvimos un diámetro equivalente en área medio de 150 ± 20 km, menor que el tamaño térmico, y un ángulo de posición que no encajaba con el teórico predicho por [Fernández-Valenzuela et al. \(2017\)](#). El tercer escenario, que considera un sistema binario, resulta en un diámetro equivalente en área medio de 183 ± 8 km, más cercano al tamaño térmico, y con un ángulo de posición más consistente con el trabajo mencionado. No se han detectado características secundarias como anillos o satélites, pero un anillo más fino o menos espeso ópticamente que el encontrado en Cariclo no puede descartarse con los datos disponibles. Sí podemos descartar un anillo fuera del límite de Roche, ya que las observaciones desde Calar Alto habrían detectado uno de una anchura tan pequeña como 4 km.



(a)



(b)

Figura 6.7: (a) Anchura mínima de un anillo que podría detectarse, en función de la opacidad, desde cada una de las estaciones relevantes que participaron en la detección de la ocultación estelar, según la ecuación 6.2. La restricción más fuerte viene dada por los datos de Calar Alto (línea sólida roja). La estrella roja indica la anchura más pequeña (3.4 km) para un anillo que se detectaría a 3σ desde esta estación suponiendo una opacidad del 50 %. (b) Representación de un anillo de anchura similar a los encontrados en Cariclo y Quirón, con los ángulos de posición y aspecto determinados a partir de la orientación del polo (Fernández-Valenzuela et al. 2017). En rojo discontinuo se muestra la cuerda correspondiente a los datos de Calar Alto. Un anillo de mayor diámetro estaría fuera del límite de Roche para las densidades plausibles de Bienor, aunque ahora sabemos que es posible que existan anillos más allá del límite de Roche, como se ha descubierto muy recientemente para el TNO Quaoar (Morgado et al. 2023; Pereira et al. 2023). La flecha negra indica el movimiento de la sombra.

A. DISTRIBUCIONES DEL MÉTODO MONTE CARLO

En este apéndice muestro los histogramas correspondientes a las distribuciones de los parámetros de ajuste obtenidos con el método de Monte Carlo. En todos los casos, la línea roja vertical marca la solución nominal, obtenida por mínimos cuadrados a partir de los extremos nominales de las cuerdas positivas.

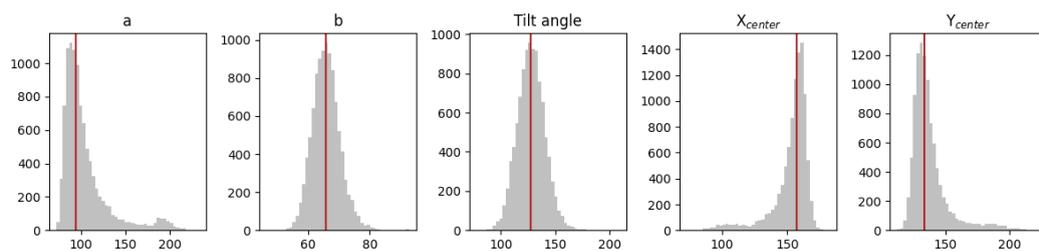


Figura 6.8: Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los parámetros obtenidos para el ajuste del limbo en el caso en que se ha desplazado la cuerda de Manzanares para hacer coincidir su ingreso con el de Constancia (escenario S1).

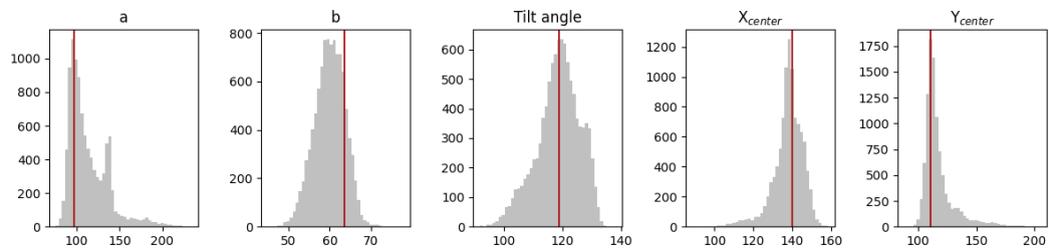


Figura 6.9: Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los parámetros obtenidos para el ajuste del limbo en el caso en que se han alineado los centros de las cuerdas (escenario S2).

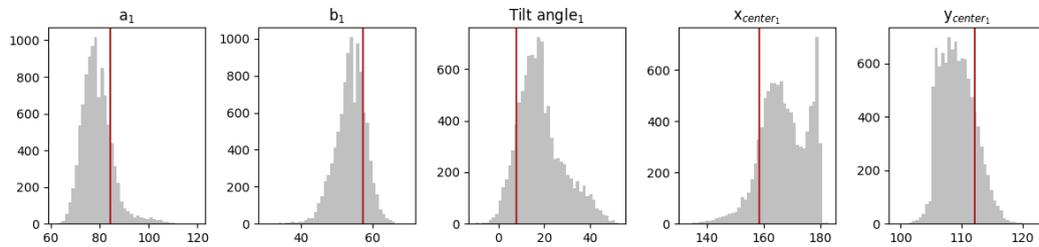


Figura 6.10: Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los parámetros obtenidos para el ajuste a una doble elipse (escenario S3), asociadas a la elipse más al este (elipse roja en la figura 6.6).

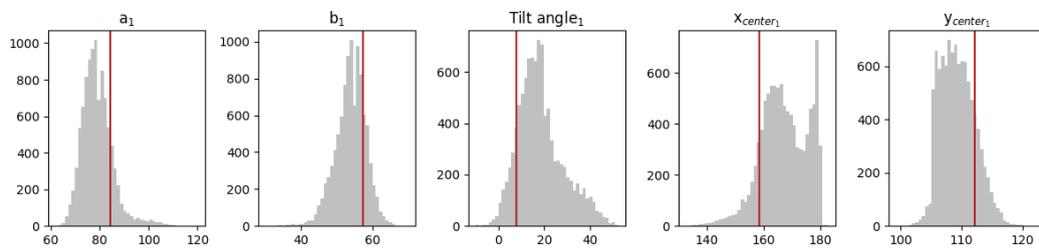


Figura 6.11: Histogramas de las distribuciones Monte Carlo de los parámetros obtenidos para el ajuste a una doble elipse (escenario S3), asociadas a la elipse más al norte (elipse azul en la figura 6.6).

B. ESTACIONES DE OBSERVACIÓN

Estación (MPC) Localización	Latitud (N) Longitud (E) Altitud (m)	Apertura (cm) Instrumento	T _{exp} (s) T _c (s) Sinc.	Observadores
Positivas				
Javalambre ^a Teruel España	40°2'30.58" -1°0'58.58" 1957	28.0 SBIG ST10XME	4.0 6.928 NTP	R. Iglesias J.L. Lamadrid
La Hita Toledo España	39°34'6.8" -3°11'9.7" 695	77 FLI PROLine 16803	2.0 2.957 NTP	N. Morales F. Organero
La Hita Toledo España	39°34'6.8" -3°11'9.7" 695	40 Basler acA640-120 μ m	4.0 4.0 NTP	F. Organero L. Ana F. Fonseca
Manzanares Ciudad Real España	39°4'55.2" -3°27'23.3" 132	60 ZWO ASI174MM-Cool	1.495 1.495 NTP	S. Alonso A. Román
Centro Ciência Viva, Constância Portugal	39°29'41.6" -8°19'25.2" 147	50.8 WATEC 910HX-RC	2.56 2.56 GPS	R. Gonçalves M. Ferreira
Negativas				
A. A. Sabadell ^b Sabadell España	41°33'0.2" 2°5'2.5" 224	50 WATEC 910HX-RC	2.56 2.56 GPS	A. Selva C. Perelló
La Sagra (J75) Granada España	37°59'2" -2°33'52" 1530	D = 36 cm QHY174M	3.0 3.0 GPS	N. Morales
Calar Alto (493) Almería España	37°13'25" -2°32'46" 2168	123 DLR-MKIII	0.978 1.246 NTP	S. Mottola S. Hellmich
Telesc. Joan Oró San Esteban de la Sarga España	42°3'5.95" -0°43'46.74" 1570	80 MEIA2	3 6 NTP	D. Souamy

Tabla 6.4: Detalles de las estaciones que observaron la ocultación estelar por Bienor el 11 de enero de 2019.

^a Telescopio Excalibur en el Observatorio Astrofísico de Javalambre.

^b Agrupación Astronómica de Sabadell.

Ocultación estelar por el sistema binario (82075) 2000 YW₁₃₄

Para continuar con la línea del ajuste de una ocultación estelar a dos elipses, en este capítulo mostramos los resultados de la primera ocultación estelar multicuerda producida por el TNO binario conocido (82075) 2000 YW₁₃₄ y su satélite S/2005 (82075) 1, ocurrida el 23 de febrero de 2022. Esta detección es, además, la primera ocultación estelar multicuerda por un TNO binario conocido, a excepción del sistema Plutón-Caronte¹. Los resultados presentados en este capítulo serán enviados para publicación en los próximos meses (Vara-Lubiano et al., en preparación).

7.1. (82075) 2000 YW₁₃₄

El sistema binario (82075) 2000 YW₁₃₄ se encuentra en la resonancia 3:8 con Neptuno, en una órbita con semieje mayor de 57.9 ua, perihelio de 41.19 ua, una excentricidad de 0.314 y una inclinación de 16.71°². [Farkas-Takács et al. \(2020\)](#) derivaron un diámetro efectivo en área para el sistema de 437_{-137}^{+118} km, una magnitud absoluta de 4.65 ± 0.06 mag, y un albedo de $0.13_{-0.05}^{+0.17}$ a partir de datos de Herschel y Spitzer. A partir

¹Se han detectado dos ocultaciones estelares por el sistema Quaoar-Weywot previas a este evento, pero en ambas se obtuvo una sola cuerda para el cuerpo principal y otra para el satélite. También se ha detectado una ocultación estelar multicuerda por un sistema binario no conocido, (523764) 2014 WC₅₁₀, descubierto en la propia ocultación ([Leiva et al. 2020](#)).

²Semieje mayor de la órbita (a), excentricidad (e), e inclinación (i) del Orbit Status of Known Binary TNOs (Will Grundy; http://www2.lowell.edu/users/grundy/tnbs/82075_2000_YW134.html). Perihelio (q) y tamaño del satélite del Archivo de Johnston; <https://www.johnstonsarchive.net/astro/astmoons/am-82075.html>.

de la diferencia en magnitud entre los componentes de 1.3 mag reportada por [Stephens & Noll \(2006\)](#), [Farkas-Takács et al. \(2020\)](#) derivaron diámetros efectivos en área para el primario y el secundario de 382 y 210 km, respectivamente, asumiendo albedos iguales y sin dar barras de incertidumbre. Por su parte, el Archivo de Johnston² deriva un tamaño para el satélite de 75 km, sin que quede constancia de cómo calculan ese valor y qué suposiciones hay por medio, y también sin barras de incertidumbre.

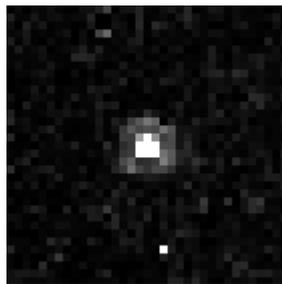


Figura 7.1: Imagen del TNB (82075) 2000 YW₁₃₄ tomada por el Hubble Space Telescope con el instrumento NICMOS. El objeto primario se muestra en el centro de la imagen y el satélite aparece debajo. Imagen del Hubble dataset N8I6D1KCQ.

7.2. Predicción

La predicción inicial de la ocultación se obtuvo en base a la órbita JPL#24 a través del sistema CORA³ (Collaborative Occultation Resources and Archive), mantenido por Mike Kretlow. La información relevante sobre la estrella ocultada se muestra en la tabla 7.1. Tras la predicción inicial, se hizo un refinamiento para disminuir la incertidumbre en el camino de sombra tomando imágenes del objeto con dos telescopios distintos pocos días antes del evento. Se tomaron 11 imágenes del sistema con el telescopio 1.23m de Calar Alto el 23 de febrero de 2022 (la noche previa al evento), de 400 s de integración, sin filtro, y en binning 2×2; estas imágenes sólo pudieron ser corregidas por bias ya que no hubo posibilidad de corregir por flat fields. Por otro lado, se tomaron 10 imágenes el 21 de febrero de 2022 y otras 13 imágenes el 22 de febrero de 2022 con el telescopio de

³<https://astro.kretlow.de/cora/info/>;
<https://astro.kretlow.de/cora/occultations/dffefcf2-6b54-4ed4-934b-dc14a91ea906/>

1.5 m del OSN. Estas imágenes, de 400 s de integración, se tomaron también sin filtro y en binning 2×2 , y fueron corregidas por bias y flat fields.

RA (ICRF)	errRA	Dec (ICRF)	errDec	pmRA	pmDec
	(mas)		(mas)	(mas yr ⁻¹)	(mas yr ⁻¹)
09 ^h 51 ^m 09.5943 ^s	0.0803	+19°24'26.019"	0.0737	7.769 ± 0.088	- 9.805 ± 0.077
Plx		G	B	V	K
(mas)		(mag)	(mag)	(mag)	(mag)
0.8882 ± 0.0918		17.05	18.26	17.55	14.36

Tabla 7.1: Información relevante sobre la estrella ocultada (Gaia DR3 627356458358636544). En la tabla se muestran las coordenadas de la estrella (ascensión recta, RA, y declinación, Dec) sin propagar al momento de la ocultación y sus correspondientes incertidumbres (errRA, errDec), el movimiento propio en RA y Dec con sus respectivas incertidumbres (pmRA, pmDec), el paralaje absoluto con su incertidumbre (Plx), y magnitud G , todo de Gaia DR3 (Gaia Collaboration et al. 2016b,a, 2018). Magnitudes B , V y K obtenidas del catálogo NOMAD (Zacharias et al. 2004).

Con las imágenes de Calar Alto se obtuvo un offset con respecto a la órbita de JPL de (12.4,-12.2) mas en ascensión recta y declinación, respectivamente. Las imágenes del OSN eran mucho más ruidosas, y daban un camino de sombra más al sur que el de Calar Alto, cubriendo el norte de África. Decidimos optar por el camino de sombra predicho usando la actualización de Calar Alto, mostrado en la figura 7.2, que cruzaba el sur de Europa, por lo que pudo alertarse a un gran número de observadores, debido a lo brillante de la estrella que se iba a ocultar.

7.3. Observación de la ocultación

Diecisiete equipos participaron en la campaña de observación, tanto profesionales como amateurs, de los cuales seis reportaron una detección positiva: cinco detecciones del cuerpo principal y una del satélite. Una séptima estación, como explicaré en la sección siguiente, no puede descartarse como segunda detección del satélite teniendo en cuenta la calidad de los datos. Los diez equipos restantes reportaron una detección negativa. La información detallada de los equipos que participaron en la observación de la ocultación se encuentra en las tablas 7.4 y 7.5.

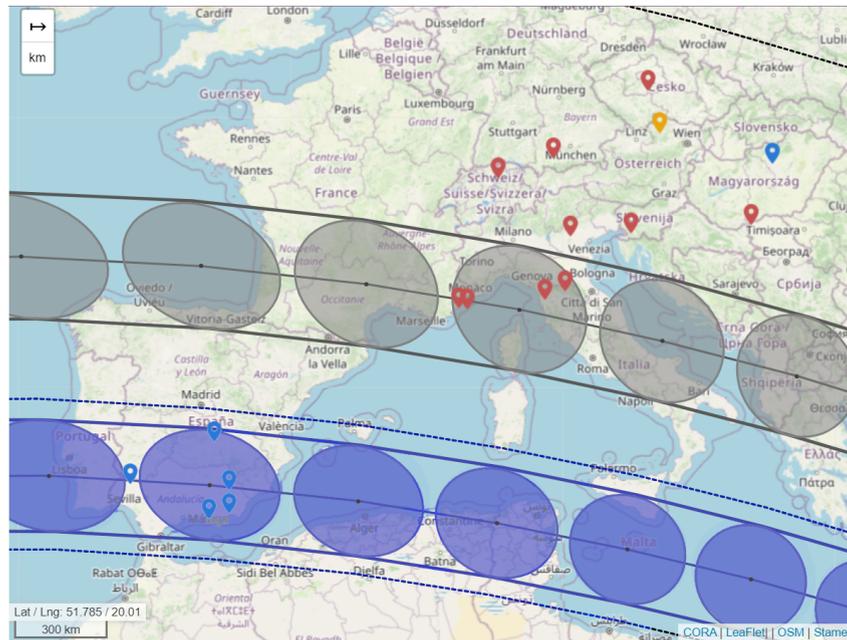


Figura 7.2: Mapa con el camino de sombra predicho (en gris) y el camino de sombra reconstruido tras la ocultación estelar (en azul) junto con las estaciones de observación participantes. Las líneas sólidas gruesas representan el tamaño proyectado de 2000 YW₁₃₄, y la barra de incertidumbre a 1σ aparece señalada con una línea discontinua; en ambos casos, la línea continua fina conecta los centros instantáneos de la ocultación, representados por puntos negros. El límite inferior de la zona de incertidumbre de la predicción solapa con el límite del tamaño del objeto del camino reconstruido. El camino de sombra predicho es el resultado de aplicarle a la predicción de JPL#26 la actualización con las imágenes de Calar Alto. En azul se muestran las estaciones que reportaron una detección positiva y, en rojo, las que reportaron una detección negativa. La estación que aparece en amarillo es la de Nonndorf, de la cual no podemos descartar una detección positiva.

Tras la observación, pudimos comparar el camino de sombra predicho con las detecciones realizadas: es posible que la predicción de Calar Alto se fuera más al norte de la realidad porque al estar el satélite hacia el norte del cuerpo, el centroide del sistema estaría desplazado hacia el norte en la astrometría. Esto apuntaría a que el satélite sería bastante brillante o tiene una curva de luz de bastante amplitud, o que debe de ser relativamente grande, más grande al menos que los 75 km del Johnston archive, y quizá más cercano a los 210 km obtenidos del térmico [Farkas-Takács et al. \(2020\)](#).

7.4. Curvas de luz de la ocultación

Siguiendo el procedimiento habitual descrito en la sección 3.5, se realizó la fotometría de apertura de las imágenes obtenidas durante la ocultación, poniendo especial atención tanto en las detecciones positivas como en las negativas más cercanas. Las curvas de luz obtenidas, que muestran el flujo de la estrella a ocultar más el del TNO frente al tiempo, se muestran en las figuras 7.3 y 7.4, separadas entre las relativas al cuerpo principal y las del satélite.

Posteriormente se hizo un ajuste a pozo cuadrado de las caídas de flujo relativas a la ocultación, para derivar los tiempos de desaparición y reaparición de la estrella. Este ajuste lo realizaron Mike Kretlow y Flavia L. Rommel utilizando el paquete de software *SORA*. Tras el ajuste con *SORA* decidimos seleccionar manualmente los tiempos de desaparición y reaparición de la estrella para las cuerdas obtenidas desde La Sagra y desde e-Eye, ya que las imágenes obtenidas desde ambas estaciones eran muy ruidosas, y en estas situaciones *SORA* no siempre resulta fiable, pues para realizar el ajuste a pozo cuadrado sólo tiene en cuenta los puntos inmediatamente cercanos a la ocultación en lugar de todos los puntos de la curva de luz, y tiende a incluir en la caída de flujo puntos que, por su nivel de ruido, tienen valores comparables a la caída debida a la ocultación. Además, *SORA* no evalúa bien los casos en que la ocultación ocurre durante un tiempo muerto de la cámara. Por ello, decidí seleccionar manualmente el tiempo de desaparición de la estrella desde la estación de La Sagra, que se muestra en la figura 7.5, y asignar barras de incertidumbre iguales a la mitad o el total de tiempo de ciclo de la cámara, dependiendo del caso.

La duración de la caída desde cada estación se tradujo después a longitud proyectada sobre el plano del cielo; para ello, obtuve las efemérides del objeto en los instantes de la ocultación a través de JPL (órbita #29) y calculé su separación sobre el plano del cielo. Los tiempos de desaparición y reaparición de la estrella, así como la longitud en el plano del cielo de cada cuerda positiva, se muestran en la tabla 7.2.

Observación desde Nonndorf

La proyección en el plano del cielo correspondiente a la observación desde Nonndorf solapa con la relativa a la estación de Piszkesteto. Tras un primer análisis rápido, se vio una posible detección positiva que coincidiría en el tiempo con la detección positiva registrada desde Piszkesteto. Sin embargo, tras un análisis minucioso de todas las imágenes registradas desde Nonndorf, no puede asegurarse tal detección. La curva de luz, presentada en la figura 7.4, es muy ruidosa, incluso para la apertura para la que los datos presentan la menor dispersión. A la vista de esa curva de luz no puede asegurarse ni descartarse una detección positiva del satélite: desde Nonndorf se usó un tiempo de integración de 7 s, y dado que la caída registrada desde Piszkesteto asociada al satélite tiene una duración de 4 s, una detección positiva desde Nonndorf no se habría registrado como una caída hasta flujo nulo. Como la curva es tan ruidosa, no puede descartarse un positivo detectado en una única imagen. Sí aparece un punto en la curva de luz de Nonndorf con una caída en flujo a 2σ , si bien esta caída ocurre tres minutos después del tiempo nominal registrado desde Piszkesteto cuando la curva se vuelve más ruidosa, por lo que con mucha probabilidad se trate del ruido de las imágenes. No podemos saber si hubo una caída similar registrada desde Piszkesteto a esa misma hora ya que la serie de datos desde esta estación se corta antes.

7.5. Ajuste de la forma proyectada

Por último, se ajustaron los extremos de las cuerdas positivas a una elipse, para obtener el tamaño proyectado del objeto. Como en los casos anteriores, este ajuste se hizo mediante mínimos cuadrados utilizando un método de Monte Carlo (ver sección 4.2). La solución a los parámetros de ajuste se presenta en la tabla 7.3, donde la solución nominal viene dada por el ajuste por mínimos cuadrados a los extremos nominales de las cuerdas positivas y la barra de incertidumbre corresponde a la desviación estándar de la distribución Monte Carlo. En la figura 7.6 puede verse una representación de las cuerdas positivas en el plano del cielo junto con la elipse de ajuste. Se puede ver que existen dos grupos diferenciados de soluciones para el cuerpo principal, si atendemos al ángu-

Estación	Desaparición	Reaparición	Duración (s)	Longitud (km)	σ
Cuerpo principal					
OSN	21:09:59.91 \pm 0.15	21:10:11.7 \pm 0.7	11.8 \pm 0.7	301 \pm 19	0.02
CAHA	21:09:57.36 \pm 0.05	21:10:10.04 \pm 0.05	12.68 \pm 0.07	323 \pm 2	0.08
E-eye	21:10:03 \pm 8	21:10:28 \pm 8	24 \pm 11	624 \pm 281	0.3
La Sagra	21:09:54 \pm 4	21:10:09.6 \pm 1.8	16 \pm 4	412 \pm 101	0.2
La Hita	21:09:57.4 \pm 1.9	21:10:04.6 \pm 1.8	7 \pm 3	182 \pm 135	0.18
Satélite					
Piszkesteto	21:09:02.55 \pm 0.13	21:09:06.77 \pm 0.15	4.2 \pm 0.2	108 \pm 5	0.14

Tabla 7.2: Tiempos de desaparición y reaparición de la estrella desde cada una de las estaciones de observación que obtuvieron una detección positiva de la ocultación estelar por 2000 YW₁₃₄, divididas entre las detecciones del cuerpo principal y las del satélite. También se muestran las duraciones registradas desde cada estación, la longitud proyectada en el plano del cielo equivalente, y la dispersión de los datos (σ) fuera de la caída de flujo asociada a la ocultación.

lo de posición de las elipses; estos dos grupos de soluciones se han representado en la figura 7.6 con colores distintos.

En el caso del satélite, dado que sólo tenemos una cuerda positiva, lo único que podemos hacer es un ajuste circular con diámetro igual al tamaño de la cuerda (108 \pm 5 km); este valor es un límite inferior al tamaño real proyectado del objeto. La distancia observada entre los centros de ambos cuerpos es de 1345 \pm 37 km, equivalente a 40.6 \pm 1.1 mas.

a (km)	b (km)	δ (°)	x (km) (mas)	y (km) (mas)	$\Phi_{area,eq}$ (km)
266 \pm 66	149 \pm 22	147 \pm 29	87 \pm 33 2.6 \pm 1.0	-733 \pm 38 -22.2 \pm 1.2	398 \pm 79

Tabla 7.3: Parámetros del ajuste elíptico a las cuerdas positivas de la ocultación estelar por 2000 YW₁₃₄. Semieje mayor de la elipse a ; semieje menor b ; ángulo de inclinación de la elipse δ , medido desde el Este hasta el semieje mayor, positivo de Este a Norte; posición del centro de la elipse (x_{centro}, y_{centro}), que indica la desviación respecto a la órbita JPL#29; diámetro equivalente en área $\Phi_{area,eq}$.

7.6. Discusión

Tras el ajuste de los extremos de las cuerdas positivas a una elipse vimos que había dos conjuntos de soluciones para el limbo del objeto, diferenciadas por el ángulo de inclinación. La causa de esta diferenciación son las barras de incertidumbre tan grandes de las cuerdas centrales (e-Eye y La Sagra), y a priori no podemos descartar ninguna de las soluciones, ya que ambas dan, además, áreas proyectadas similares. Una curva de luz rotacional del objeto podría arrojar luz sobre el tema, pues conociendo la fase rotacional del objeto durante la ocultación estelar podríamos derivar su ángulo de aspecto y sacar conclusiones teniendo en cuenta la posición del satélite durante la ocultación.

El tamaño obtenido a partir de la ocultación estelar para el cuerpo principal encaja con el reportado por [Farkas-Takács et al. \(2020\)](#), ligeramente superior aunque dentro de las barras de incertidumbre que derivamos, que son de un 20 % del tamaño. Sin embargo, el límite inferior que derivamos para el satélite, aunque es un 44 % mayor que el reportado por el Archivo de Johnston, es la mitad que el tamaño reportado por [Farkas-Takács et al. \(2020\)](#). Teniendo en cuenta que la cuerda positiva detectada para el satélite está prácticamente a mitad de camino entre dos detecciones negativas, no parece plausible encontrar una cuerda positiva el doble de larga en la dirección paralela a las cuerdas. Sin embargo, sí podría encontrarse un objeto que se elongase hasta los 200 km en la dirección perpendicular a las cuerdas. No hay que olvidar, sin embargo, que para calcular el tamaño que reportaron del satélite, [Farkas-Takács et al. \(2020\)](#) asumieron albedos iguales para ambos componentes. Un albedo superior para el satélite respecto al del cuerpo principal permitiría un tamaño más modesto, compatible con el que obtenemos de la ocultación. Esta diferencia de albedos entre primario y secundario podría explicarse si ambos tienen un origen distinto, es decir, si el satélite hubiese sido capturado por el primario en lugar de formarse, por ejemplo, a partir de fisión rotacional.

Actualmente estamos analizando datos fotométricos del sistema para derivar una curva de luz rotacional. Con ella podremos conocer el periodo rotacional del cuerpo principal y, de igual forma que se hizo con Hi'iaka (como se verá en el capítulo 8), analizando los residuos fotométricos podremos obtener el periodo orbital del satélite. Co-

nociendo ambos periodos podemos poner constricciones a las masas de ambos cuerpos, y también intentar construir un modelo tridimensional similar al que se hizo con 2003 VS₂, de forma que podremos poner límites a las densidades de los objetos, y también derivar el momento angular del sistema, un parámetro clave a la hora de discernir entre modelos de formación.

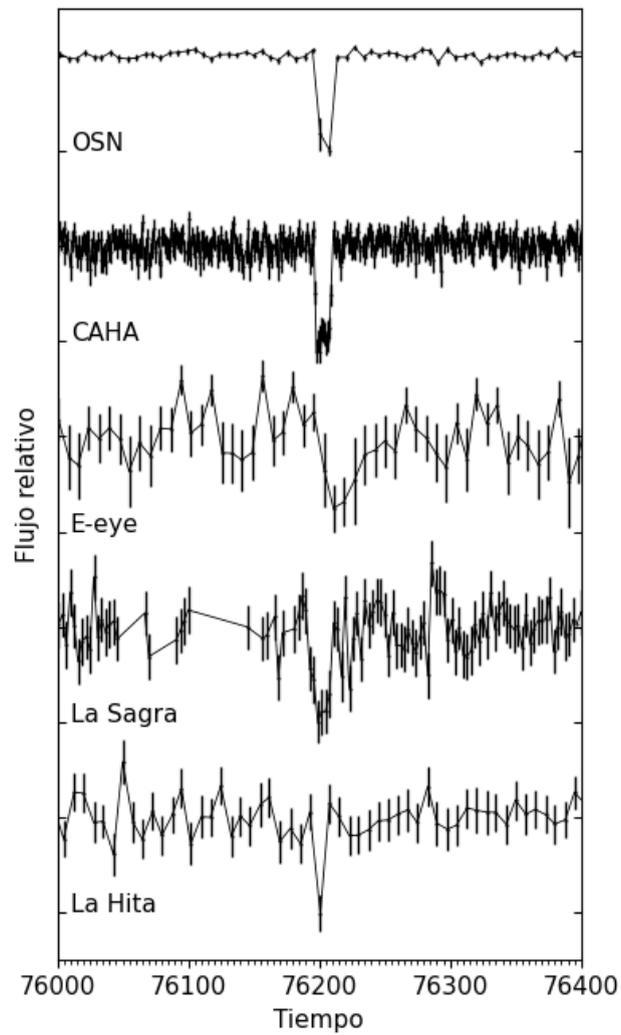


Figura 73: Curvas de luz normalizadas de la ocultación estelar producida por el cuerpo principal de 2000 YW₁₃₄. Las curvas se han desplazado en vertical para facilitar su visualización. El tiempo está indicado en segundos tras las 00 UT del 23 de febrero de 2022.

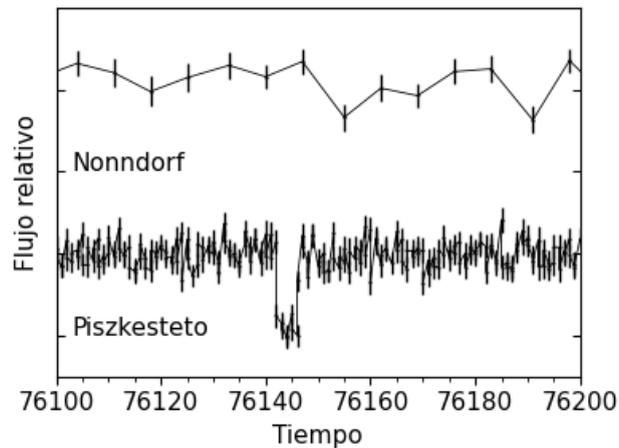


Figura 7.4: Curvas de luz normalizadas de la ocultación estelar por S/2005 (82075) 1, el satélite de 2000 YW₁₃₄. La curva de Nonndorf se ha desplazado en vertical para facilitar su visualización. El tiempo está indicado en segundos tras las 00 UT del 23 de febrero de 2022.

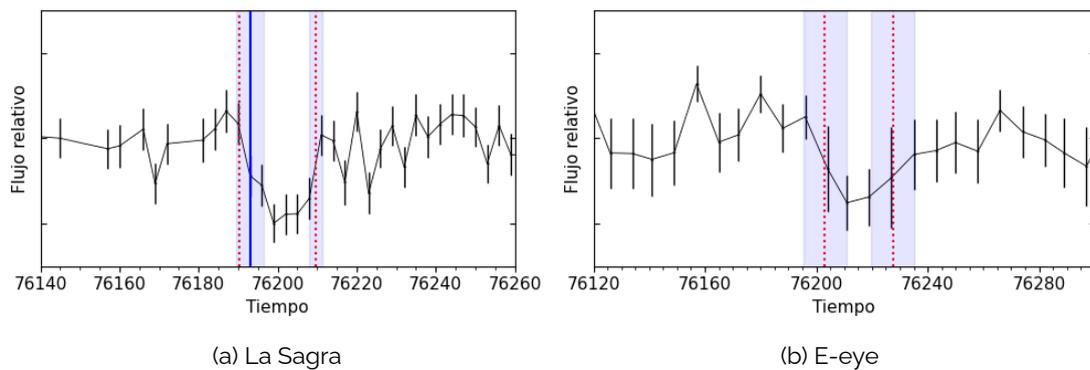


Figura 7.5: Tiempos de desaparición y reaparición de la estrella desde las estaciones de La Sagra e E-eye. En rojo punteado se muestran los tiempos seleccionados por SORA. La línea vertical azul sólida señala el tiempo de desaparición de la estrella desde La Sagra seleccionado manualmente. Las zonas sombreadas en azul muestran las barras de incertidumbre seleccionadas manualmente para todos los tiempos.

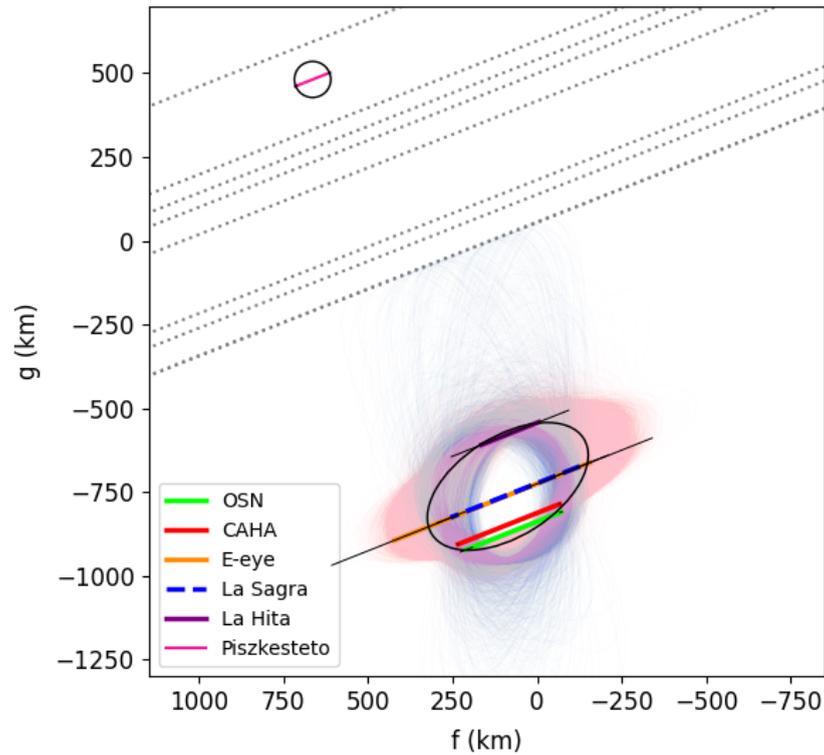


Figura 7.6: Resultado del ajuste elíptico a la forma proyectada por 2000 YW₁₃₄ durante la ocultación estelar. Las cuerdas negativas se presentan como líneas punteadas grises. Abajo el cuerpo principal, arriba la detección del satélite. Los dos grupos de soluciones para el ajuste al cuerpo principal se muestran en color azul y rojo, respectivamente. Norte arriba, este a la izquierda.

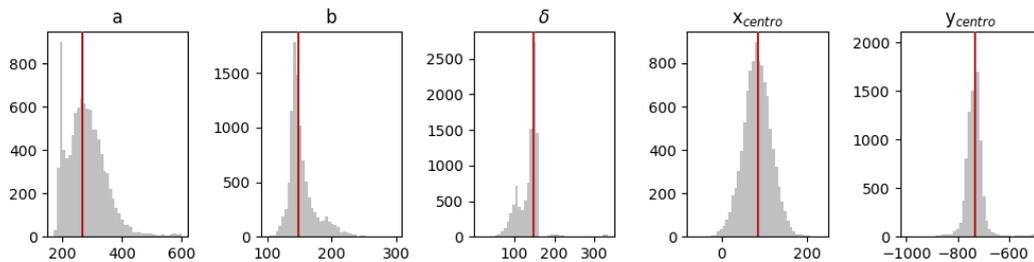


Figura 7.7: Distribuciones de los parámetros elípticos derivados del ajuste al limbo del cuerpo principal de 2000 YW₁₃₄ a través de un método de Monte Carlo. La línea roja vertical indica la solución nominal, obtenida por mínimos cuadrados a partir de los extremos nominales de las cuerdas positivas.

A. ESTACIONES DE OBSERVACIÓN

Estación (MPC)	Latitud (N)	Apertura (cm)	T_{exp} (s)	Observadores
Localización	Longitud (E)	Intrumento	T_c (s)	
	Altitud (m)	Filtro	Sinc.	
Cuerpo principal				
Calar Alto (493) Almería, España	37°13'24.7116"	123	0.84	S. Mottola
	-2°32'44.88"	DLR MKIII (CCD)	1.05	
	2173	Frame-Transfer+Clear		
La Sagra (J75)	37°58'51.6"	35.6	3	N. Morales
	-2°33'50.4"	SBIG STL11000 (SOE)	3.55	
	1530	Luminancia		
La Hita	39°34'4.8"	77	5	N. Morales
	-3°10'59.88"	SBIG STL11000	7.4	
	770	Luminancia		
e-EyE	38°13'10.902"	50.8	5	M. Zejmo A. Marciniak W. Ogloza
	-6°37'54.3"	Moravian G4-9000	7.7	
	431.92	L		
OSN (J86)	37°3'50.8896"	150	5	A. Sota
	-3°23'4.92"	Andor iKon L DZ936N- BEX2-DD	6.5	
	2930.53	-		
Satélite				
Piszkesteto Stn. (461) Hungria	47°55'4.9692"	100	0.5	A. Pal, Cs. Kalup A. Derekas, R. Szakats Cs. Kiss
	19°53'39.48"	Andor iXon-888		
	932.62	-		
Nonndorf ^a (C47) Austria	48°47'13.6"	25.4	7	G. Dangl
	15°14'8.2"	Atik 314L+ B/W		
	547	Clear		

Tabla 7.4: Detalles de las estaciones que observaron la ocultación estelar por 2000 YW₁₃₄ y obtuvieron una detección positiva.

^a Como se aclara en el texto, los datos obtenidos desde la estación de Nonndorf no permiten descartar ni confirmar una detección positiva.

Estación (MPC) Localización	Latitud (N) Longitud (E) Altitud (m)	Apertura (cm) Instrumento Filtro	T_{exp} (s) T_c (s)	Observadores
Asiago Astr. Obs. (043) Italia	45°50'55.1462" 11°34'8.208 62" 1360.32	182 Andor iKon-L DZg36N- BEX2-DD-gHF Clear	3	V. Nascimbeni, V. Granata
Obs. Bülach (167) Suiza	47°31'10.632" 8°34'14.664" 550	50 DVTI CAM Prototype V3 -	4	S. Meister
Obs. Niza (020) Francia	43°43'17.5512" 7°18'1.44" 390.99	40 ASI 174mm Clear	3.2	M. Conjat
UniversCity - (010) Calern Francia	43°45'9.18" 6°55'18.498" 1370	50 QHY 174 GPS Clear	3	M. Conjat
Črni Vrh Obs. (106) Idrija Eslovenia	45°56'45.0688" 14°4'16.6242" 713.03	60 ZWO ASI6200MM Pro Clear	2	J. Skvarc H. Mikuz
Ondrejov (557) República Checa	49°54'38.016" 14°47'1.104" 528	65 G2CCD-3200 -	8	H. Kucakova K. Hornoch
Roof Observatory Kaufering	48°5'22.7793" 10°50'57.9958" 596	35 QHY174M-GPS IR/UV blocking	4.5	G. Krannich
Mnt. Agliale Obs. (159) Italia	43°59'43.008" 10°30'53.496" 760	50 SBIG ST9 -	5	F. Ciabattari S. Donati
Baja Astr. Obs. (C34) Hungría	46°10'50.0052" 19°0'38.88" 112.79	80 FLI ProLine PL230 Sloan r'	5	A. Pal I. Csanyi
Loiano Astr. Stn. (INAF-OAS) (598) Italia	44°15'33.1488" 11°20'2.724" 780	152 EEV 1300x1340B -	4	A. Carbognani G. Stirpe I. Bruni

Tabla 7.5: Información de los equipos de observación que participaron en la campaña de la ocultación estelar por 2000 YW₁₃₄ y obtuvieron una detección negativa.

Resultados de dos ocultaciones estelares por el satélite de Haumea, Hi'iaka

"- Did you ever have deja vu, Mrs. Lancaster?"
Groundhog Day, 1993

En este capítulo detallo cómo fue la preparación, análisis y resultados obtenidos de dos ocultaciones estelares producidas por el TNO Hi'iaka, satélite del planeta enano Haumea, ocurridas los días 6 y 16 de abril de 2021, respectivamente. Los resultados de este trabajo serán enviados para publicación muy pronto (Fernández-Valenzuela et al. en preparación).

Ya hemos hablado de lo difícil que es la predicción y posterior detección de una ocultación estelar por un TNO debido a la incertidumbre que presenta su posición y a su pequeño tamaño angular en el plano del cielo, pero en este caso vamos un paso más allá: no sólo tenemos la incertidumbre de la posición del TNO (que en este caso es la de Haumea), sino que además debemos sumarle la incertidumbre de la órbita del satélite alrededor del cuerpo principal y el pequeño tamaño angular de Hi'iaka. Todas las ocultaciones estelares por satélites de TNOs detectadas hasta ahora habían sido fortuitas (exceptuando Caronte), pues habían sido detectadas en campañas destinadas a la observación de ocultaciones por el objeto principal. Los resultados presentados en este capítulo suponen la primera vez que una ocultación por un satélite de un TNO ha sido predicha de forma explícita y detectada en dos campañas exclusivamente dedicadas

a ello. A partir de ellas hemos construido un modelo tridimensional simplificado, esta vez haciendo un ajuste directo de la proyección del modelo 3D a las cuerdas positivas observadas durante la segunda ocultación (ver figura 4.6), consiguiendo un modelo que ajusta al mismo tiempo ambas ocultaciones estelares y la RLC observada de Hi'iaka.

8.1. HI'IAKA

Hi'iaka es el satélite más grande y exterior del planeta enano Haumea, siendo además el cuarto o quinto¹ satélite más grande de un TNO, y el más alejado con diferencia del cuerpo principal. Actualmente tarda 49 días en orbitar alrededor de Haumea (Ragozzine & Brown 2009), mientras que su periodo de rotación es de ~ 9.8 h (Hastings et al. 2016). Esto hace que se siga debatiendo su origen, ya que su periodo de rotación es compatible tanto con una formación in situ como con una más cercana al cuerpo principal sumada a una colisión posterior que lo habría alejado y acelerado.

Por su parte, Haumea aún suscita mucho interés en cuanto a modelos de formación se refiere. Tiene el periodo de rotación más bajo conocido para un TNO (3.915341 ± 0.000005 h, Ortiz et al. 2017), haciéndolo un objeto muy elongado, lo que a su vez provoca una amplitud de RLC bastante grande. Además, es el único TNO del que se conoce una familia dinámica. Todo ello llevó a pensar en una fuerte colisión como escenario de su formación (Brown et al. 2007), que haría que se desprendiesen de su superficie los compuestos más volátiles y la mayor parte de su manto de hielo (dejándole la densidad tan alta que se observa actualmente), aceleraría su rotación y daría lugar a las lunas, el anillo y la familia dinámica. Sin embargo, para ello la cantidad de hielo desprendida tras la colisión debía ser mucho mayor que la masa total medida de la familia de Haumea, incluyendo las lunas. Además, la velocidad de dispersión de los miembros de la familia de Haumea es muy inferior a la velocidad de escape, una condición que presentan otras familias de asteroides del cinturón principal formadas tras una colisión (Benz & Asphaug 1999), y una colisión catastrófica o casi catastrófica no acelera más el núcleo central según simulaciones numéricas de este tipo de colisiones

¹La ambigüedad se debe a las incertidumbres en el tamaño del resto de satélites.

(Takeda & Ohtsuki 2009). Por ello se planteó el escenario de una colisión lenta y posterior fusión de dos objetos (*graze-and-merge*, Leinhardt & Stewart 2012; Pike et al. 2020). Este escenario explica la forma elongada de Haumea y su rápida rotación, y la pérdida de momento angular restante explicaría la falta de material volátil y la formación de los objetos secundarios por fisión rotacional (Ortiz et al. 2012). Sin embargo, los parámetros orbitales de los miembros de la familia no son consistentes con una eyección en un plano, que sería la que tendría lugar tras un evento de este tipo; una etapa de inestabilidad grande, como la ocurrida en el cinturón trans-Neptuniano tras la migración de Neptuno, explicaría que las órbitas de los miembros de la familia estén muy alteradas (Proudford & Ragozzine 2022) e incluso que algunos de los fragmentos, sobre todo los más pequeños, hayan sido completamente destruidos por colisiones y solo sobreviva una parte de una familia más grande.

A pesar de todo esto, el origen de esta familia de objetos sigue siendo un misterio. Por ello, es crucial recabar toda la información posible de cada uno de los componentes de este sistema para discernir entre todas las posibilidades, y gracias a las ocultaciones estelares podemos obtener propiedades físicas de estos objetos desde Tierra con una precisión comparable a la que obtendría una misión espacial que los visitara in situ.

8.2. PREDICCIÓN

La predicción inicial de ambas ocultaciones fue hecha por Frédéric Vachier ² utilizando la órbita NIMA para el baricentro del sistema de Haumea. Sin embargo, en esta ocasión las barras de incertidumbre para el camino de sombra eran muy grandes, ya que a la incertidumbre propia de la posición del baricentro del sistema también hay que sumar la incertidumbre en la órbita de Hi'iaka respecto a Haumea. Por ello, para refinar la predicción se siguió un procedimiento particular, diferente al habitual. Tras la predicción inicial mencionada, se tomaron imágenes del sistema Haumea-Hi'iaka (que no puede resolverse desde Tierra) con el telescopio de 1.23m de Calar Alto y el telescopio

²http://fredvachier.free.fr/binaries/occult/2021/2021-04-06T23_33_52_136108_NIMAv72020Oct21_Binary_solution_1_Kepler/; http://fredvachier.free.fr/binaries/occult/2021/2021-04-16T06_29_54_136108_NIMAv72020Oct21_Binary_solution_1_Kepler/

Liverpool de 2m del observatorio del Roque de los Muchachos, con las que obtuvimos astrometría de alta precisión del sistema. En particular, lo que obtenemos es la posición del fotocentro del sistema. El fotocentro rota alrededor del baricentro del sistema con el periodo orbital de Hiiaka, por lo que, para obtener la diferencia entre la posición teórica del baricentro (dada, en este caso, por la órbita JPL#110) y su posición real, representamos gráficamente la diferencia entre fotocentro y baricentro teórico frente a la distancia angular entre Hiiaka y el baricentro, respectivamente en ascensión recta y declinación, como se ve en las figuras 8.1. La posición correspondiente a una distancia angular de Hiiaka igual a cero nos da la diferencia entre las posiciones real y teórica del baricentro, con la que podemos corregir la predicción. Este método ya se ha usado para predecir ocultaciones de sistemas múltiples de TNOs y se describe en detalle en [Ortiz et al. \(2017\)](#). En el caso de la ocultación del día 16 de abril, además del análisis del baricentro mencionado, se utilizó el resultado de la ocultación del día 6 para mejorar la predicción. Los caminos de sombra predichos para las ocultaciones del día 6 y del día 16 se muestran en las figuras 8.2a y 8.2b, respectivamente.

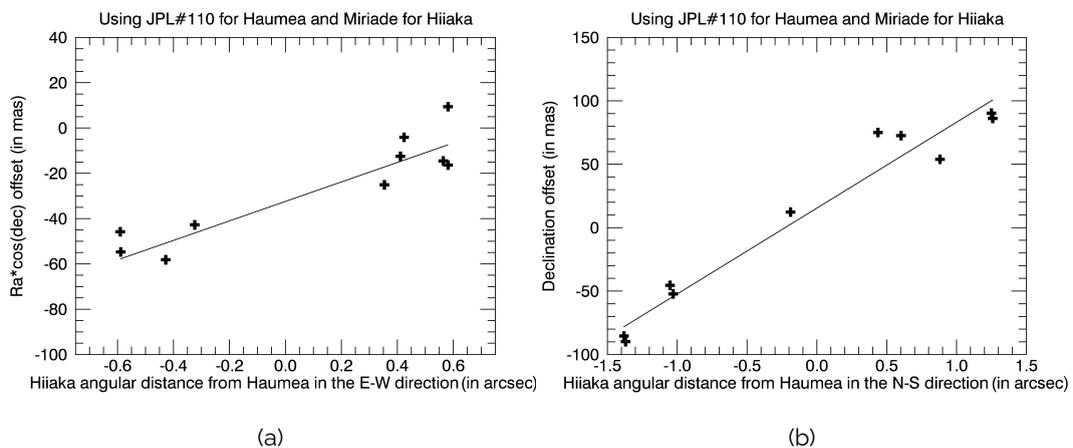


Figura 8.1: Residuos del ajuste de los datos astrométricos a la órbita de Haumea. Imagen de Fernández-Valenzuela et al. (en preparación).

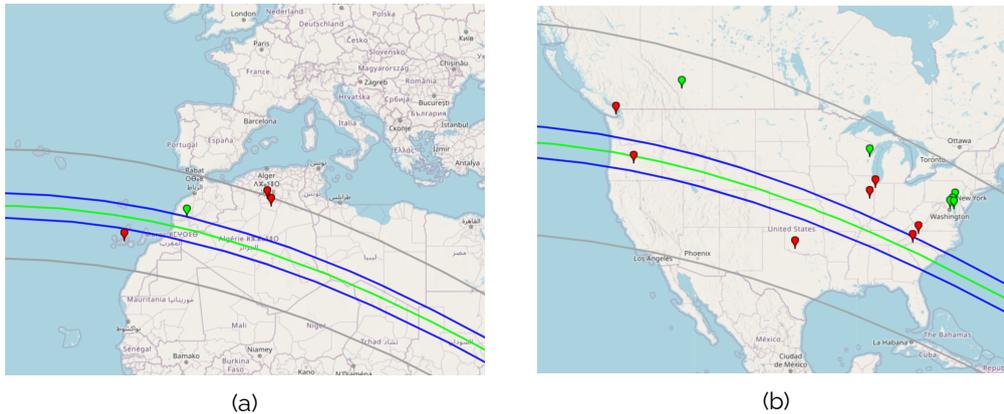


Figura 8.2: Caminos de sombra predichos para las ocultaciones por Hi'iaka de los días 6 (izquierda) y 16 (derecha) de abril de 2021. La línea verde muestra el centro de la trayectoria de la sombra, y las líneas azules delimitan el tamaño de la sombra de Hi'iaka. Las líneas continuas negras indican la franja de incertidumbre a 1σ . También se muestran las estaciones desde las que se observaron los eventos: en verde, aquellas que reportaron una detección positiva; en rojo, las que reportaron una detección negativa.

8.3. OBSERVACIÓN Y ANÁLISIS DE LAS OCULTACIONES

La ocultación del día 6 de abril de 2021 se produjo sobre la estrella con identificador 1229416731870211200 en el catálogo Gaia DR3, cuya información relevante se presenta en la tabla 8.1. El evento fue observado por 15 equipos distribuidos entre España, Marruecos y Argelia, y tuvo como resultado una detección positiva desde Oukaïmeden (Marruecos) con el telescopio TRAPPIST-North. La información detallada de los equipos que participaron en la observación de esta ocultación estelar se recoge en la tabla 8.6.

El 16 de abril de 2021, Hi'iaka ocultó la estrella con identificador 1229336188348183808 en el catálogo Gaia DR3, cuya información importante se muestra en la tabla 8.2. En esta ocasión, la campaña de observación contó con 30 estaciones repartidas a lo largo de Estados Unidos y el sur de Canadá, incluyendo equipos de la red RECON³ y equipos observadores de la asociación IOTA⁴. De todas ellas, cinco estaciones reportaron una detección positiva del evento, además de una detección visual que no se ha ana-

³Research and Education Collaborative Occultation Network, <http://tnorecon.net/>

⁴International Occultation Timing Association, <https://occultations.org/>

RA (ICRF)	errRA (mas)	Dec (ICRF)	errDec (mas)	pmRA (mas yr ⁻¹)	pmDec (mas yr ⁻¹)
14 ^h 24 ^m 28.6760 ^s	0.012	+16°6'30.952"	0.0107	-	-
				18.428 ± 0.018	31.619 ± 0.015
Plx (mas)	G (mag)		B (mag)	V (mag)	K (mag)
3.066 ± 0.014	12.628		13.603	12.824	11.0

Tabla 8.1: Información relevante sobre la estrella ocultada (Gaia DR3 1229416731870211200; UCAC4 531-055227) durante la ocultación del 6 de abril de 2021. En la tabla se muestran las coordenadas de la estrella (ascensión recta, RA, y declinación, Dec) propagadas al momento de la ocultación y sus correspondientes incertidumbres (errRA, errDec), el movimiento propio en RA y Dec con sus respectivas incertidumbres (pmRA, pmDec), el paralaje absoluto con su incertidumbre (Plx), y magnitud *G*, todo de Gaia DR3 (Gaia Collaboration et al. 2016b,a, 2018). Magnitudes *B*, *V* y *K* obtenidas del catálogo UCAC4 (Zacharias et al. 2012).

lizado aquí por no tener la calidad suficiente. Información relativa a todos los equipos participantes en esta segunda ocultación se muestra en la tabla 8.7.

Las observaciones de la ocultación del día 16 se analizaron siguiendo los procedimientos habituales para obtener las curvas de luz, que se muestran en la figura 8.3. Para el análisis fotométrico de los datos grabados en formato vídeo (ROMR y RAO) se usó el paquete `pyMovie`, que obtiene los errores fotométricos a partir de la desviación estándar de los datos tanto fuera como durante la ocultación. En el caso de la detección del día 6, no había estrellas de referencia disponibles en el campo registrado, por lo que para obtener la curva de luz normalizada se utilizó el módulo `light curve` del paquete `SORA`. Esta curva se presenta también en la figura 8.3.

La obtención de los tiempos de desaparición y reaparición de la estrella desde cada uno de los observatorios se hizo mediante un ajuste a pozo cuadrado simplificado, sin tener en cuenta la difracción de Fresnel ni el tamaño de la estrella, pues sus contribuciones eran despreciables en este caso. Los tiempos así obtenidos se muestran en la tabla 8.3.

Para transformar las duraciones de la ocultación estelar desde cada estación de observación en cuerdas proyectadas sobre el plano del cielo, obtuvimos de JPL las

RA (ICRF)	errRA	Dec (ICRF)	errDec	pmRA	pmDec
	(mas)		(mas)	(mas yr ⁻¹)	(mas yr ⁻¹)
14 ^h 23 ^m 52.5983 ^s	0.0113	+16°10'40.237"	0.0098	-	-
				44.015 ± 0.016	36.183 ± 0.012
Plx		G	B	V	K
(mas)		(mag)	(mag)	(mag)	(mag)
3.1591 ± 0.0143		12.428	13.279	12.585	10.981

Tabla 8.2: Información relevante sobre la estrella ocultada (Gaia DR3 1229336188348183808; UCAC4 531-055209) durante la ocultación del 16 de abril de 2021. En la tabla se muestran las coordenadas de la estrella (ascensión recta, RA, y declinación, Dec) propagadas al momento de la ocultación y sus correspondientes incertidumbres (errRA, errDec), el movimiento propio en RA y Dec con sus respectivas incertidumbres (pmRA, pmDec), el paralaje absoluto con su incertidumbre (Plx), y magnitud *G*, todo de Gaia DR2 (Gaia Collaboration et al. 2016b,a, 2018). Magnitudes *B*, *V* y *K* obtenidas del catálogo UCAC4 (Zacharias et al. 2012).

efemérides del baricentro del sistema de Haumea (órbita JPL#110⁵), a las que después se aplicaron las posiciones de Hi'iaka respecto a Haumea dadas por el generador de efemérides Miriade⁶, ya que Miriade ofrece efemérides de órbitas de satélites de TNOs como Haumea, mientras que JPL no lo hacía en el momento del análisis de estas ocultaciones. En la actualidad sí lo hace.

8.4. CURVA DE LUZ ROTACIONAL

La única información acerca de la rotación de Hi'iaka publicada previa a los eventos analizados en este trabajo incluye datos tomados en 2009 con el Telescopio Espacial Hubble (HST) y en 2010 con el telescopio Magellan Baade (Observatorio de las Campanas, Chile) mediante imágenes de muy alta resolución espacial que permiten separar Hi'iaka de Haumea (Hastings et al. 2016). Los autores reportaron una curva de doble pico con un periodo rotacional de 9.8 h, sin barra de incertidumbre. Teniendo en cuenta la poca precisión del periodo rotacional y sin saber cuál era su incertidumbre, no podía-

⁵Solución de JPL para el identificador "20136108 for SATELLITE SOLUTION barycenter".

⁶Generador de efemérides de objetos del sistema solar del Institut de mécanique céleste et de calcul des éphémérides (IMCCE); <https://vo.imcce.fr/webservices/miriade/>

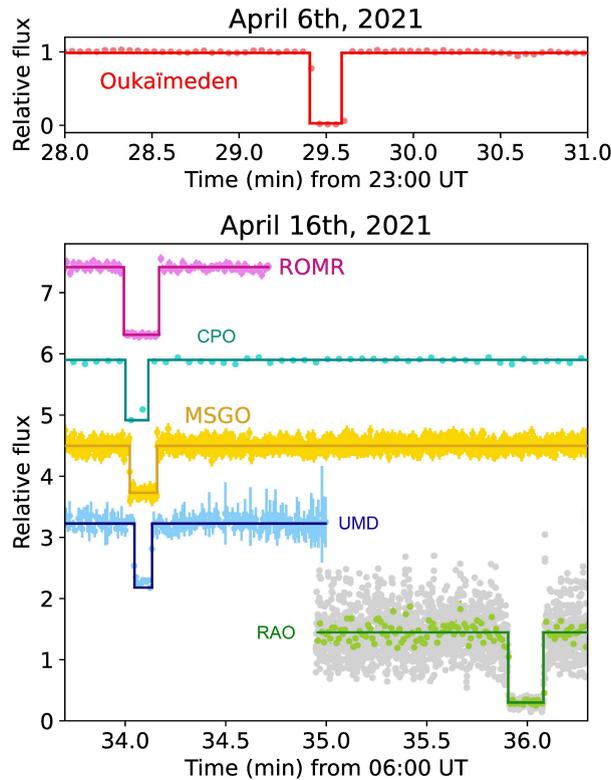


Figura 8.3: Curvas de luz normalizadas de las estaciones que reportaron una detección positiva de las ocultaciones estelares por Hi'iaka, junto a los correspondientes ajustes a pozo cuadrado para derivar los tiempos de desaparición y reaparición de la estrella. Las curvas han sido desplazadas en vertical para facilitar su visualización. Imagen modificada de Fernández-Valenzuela et al. (en preparación).

mos utilizar estos datos para derivar la fase rotacional de Hi'iaka en el momento de las ocultaciones, ya que había transcurrido demasiado tiempo entre las observaciones del HST y las ocultaciones estelares. Por ello, realizamos cuatro campañas de observación del sistema Haumea-Hi'iaka desde Tierra, que detallo a continuación.

En abril y mayo de 2021 se observó el sistema con el telescopio 1.23 m de Calar Alto. Las imágenes, de 300 s de exposición, se obtuvieron con el filtro R de Johnson y en binning 2×2 , obteniendo una SNR de ~ 400 .

En mayo de 2021, marzo y mayo de 2022, se observó el sistema con el telescopio de 1 m Artemis (Observatorio del Teide, España). Este telescopio cuenta con una cámara Andor ikon-L de 2048×2014 píxeles, con una escala de imagen de $0.35''/\text{px}$, lo que proporciona un FOV de $12' \times 12'$. Se obtuvieron 639 imágenes de entre 240 y 300 s de ex-

Observatorio	Desaparición (UT)	Reaparición (UT)	Duración (s)	Longitud (km)	σ
6 de abril de 2021					
Oukaïmeden	23:29:24.04 \pm 0.03	23:29:34.99 \pm 0.02	10.95 \pm 0.04	311 \pm 5	0.014
16 de abril de 2021					
ROMR	06:33:59.6 \pm 0.3	06:34:10.1 \pm 0.3	10.5 \pm 0.4	275 \pm 11	0.05
Annapolis	06:34:00.1 \pm 0.7	06:34:06.9 \pm 0.7	7 \pm 1	178 \pm 26	0.1
MSGO (JHU)	06:34:01.379 \pm 0.006	06:34:09.52 \pm 0.04	8.14 \pm 0.04	213.1 \pm 1.1	0.09
UM	06:34:02.78 \pm 0.04	06:34:08.04 \pm 0.04	5.26 \pm 0.06	137.7 \pm 1.5	0.09
Calgary	06:35:54.3 \pm 0.2	06:36:04.8 \pm 0.2	10.6 \pm 0.3	274 \pm 7	0.14

Tabla 8.3: Tiempos de inicio y fin de las ocultaciones estelares por Hi'iaka de los días 6 y 16 de abril de 2021. σ es la dispersión de los datos fuera de la ocultación.

posición en binning 2×2 la primera noche y 1×1 el resto, pues se obtenía mayor SNR en modo binning 1×1 . A excepción de la noche del 29 de marzo de 2022, en el resto de noches se pudo cubrir un periodo rotacional de Haumea completo (3.915341 ± 0.000005 h, Santos-Sanz et al. 2017).

Todas las imágenes fueron corregidas de bias y flat-field según la calibración estándar. Para el estudio fotométrico pudieron usarse las mismas estrellas de referencia en cada campaña, salvo para la primera noche de observación con Artemis que, al observarse con binning 2×2 , fue analizada individualmente.

El análisis fotométrico de las imágenes de Calar Alto se hizo con nuestras propias rutinas escritas en IDL, como habitualmente, sin calibración absoluta. Sin embargo, la fotometría de apertura de las imágenes de Artemis se hizo con IRAF, para posteriormente obtener la fotometría relativa con rutinas en Python. Además, se realizó la calibración absoluta usando PHOTOMETRYPIPELINE⁷ y la novena publicación de datos del catálogo Sloan Digital Sky Survey (SDSS-DR9) para obtener magnitudes en el filtro R de Johnson-Cousin.

⁷<https://github.com/mommermi/photometrypipeline>

Como el sistema Haumea-Hi'iaka no puede resolverse con los telescopios terrestres sin usar óptica adaptativa, que es nuestro caso, la RLC que obtenemos a partir de los datos que tenemos es la convolución de las contribuciones de ambos objetos. Lo que hicimos, por tanto, fue ajustar los datos a una serie de Fourier de orden 2 usando el periodo rotacional conocido de Haumea (3.915341 ± 0.000005 h, [Santos-Sanz et al. 2017](#)), y extraer de ahí los residuos del ajuste, que serán la contribución correspondiente a Hi'iaka⁸.

Aplicamos, entonces, el método del periodograma de Lomb a los residuos del ajuste y la máxima potencia espectral apareció para un periodo rotacional de 4.84 h (ver figura 8.4), correspondiente a una RLC de un sólo pico. Como sabemos que la curva es de doble pico ([Hastings et al. 2016](#)), doblamos el periodo hasta un valor de 9.68 ± 0.03 h. La barra de incertidumbre se obtuvo modificando el periodo hasta que las fases rotacionales de las dos ocultaciones estelares se invirtieron: esto es debido a que, como se verá más adelante, la única cuerda positiva obtenida de la ocultación del día 6 es más larga que la proyección obtenida de la ocultación del día 16, por lo que sabemos que la ocultación del día 6 debió ocurrir a una fase rotacional correspondiente a más brillo. Esta circunstancia se invierte para un periodo rotacional de 9.71 h.

Con el periodo rotacional así calculado pudimos derivar las fases rotacionales en las que se encontraba Hi'iaka durante las dos ocultaciones estelares. Sin embargo, no podíamos usar los datos obtenidos en 2021 y 2022 para derivar la amplitud de RLC que corresponde a las fases rotacionales de las ocultaciones estelares, ya que del estudio de los residuos no obtenemos la suficiente precisión en flujo relativo, es decir, obtenemos el periodo de rotación pero no la amplitud de la RLC. Por ello, recurrimos a la RLC de [Hastings et al. \(2016\)](#). Como sabemos la diferencia en fase rotacional entre el momento de las ocultaciones y el máximo absoluto en brillo de la curva rotacional de Hi'iaka obtenida de nuestros residuos, trasladamos esa diferencia a la curva de [Hastings et al. \(2016\)](#), ya que también podemos extraer la fase rotacional de su máximo absoluto en brillo. Una vez situadas las fases rotacionales de las ocultaciones respecto a la fa-

⁸Las contribuciones de Namaka y el anillo a la RLC del sistema son despreciables frente a la contribución de Hi'iaka.

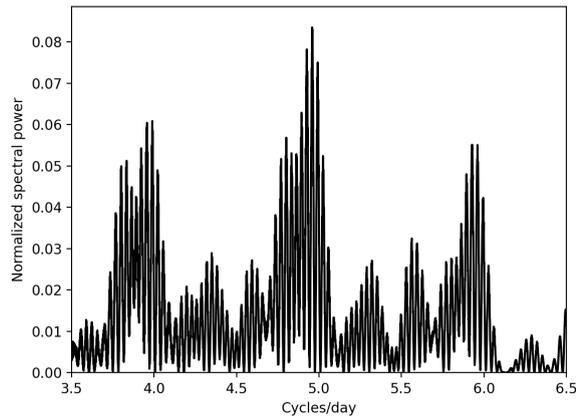


Figura 8.4: Periodograma de Lomb aplicado a los residuos fotométricos de la RLC de Haumea obtenida con datos de 2021 y 2022. La máxima potencia espectral se obtuvo para una frecuencia de 4.958 ciclos/día, equivalente a un periodo de 4.84 h.

se del máximo de brillo, pudimos extraer el valor de la RLC correspondiente a ambos eventos a partir de un ajuste de Fourier de orden 4 aplicado a los datos de Hastings. La fases rotacionales de las ocultaciones estelares y de los máximos absolutos de brillo tanto en la curva de 2022 como en la obtenida a partir de los datos de [Hastings et al. \(2016\)](#) se muestran en las figuras 8.5.

8.5. AJUSTE DE UN MODELO TRIDIMENSIONAL

Dado que disponemos de dos ocultaciones estelares ocurridas a distintas fases rotacionales, lo ideal sería combinar ambas para obtener un modelo tridimensional del objeto⁹. Sin embargo, como la ocultación del día 6 sólo tiene una cuerda positiva, no era posible obtener una forma proyectada no degenerada, por lo que no nos servía como restricción para el modelo 3D. Por ello, decidimos buscar el modelo tridimensional que mejor ajustase los datos de la ocultación del día 16 y, a la vez, la RLC observada, y después comprobar si ese modelo, proyectado a la fase rotacional de la ocultación del día 6, cuadraba con la cuerda observada. Como restricción al modelo tridimensional

⁹Necesitaríamos aun una tercera ocultación estelar en otra fase rotacional para obtener un modelo no degenerado, pero la combinación de dos ocultaciones es, de por sí, una restricción fuerte al modelo.

añadimos también el hecho de que el ángulo de aspecto de Hi'iaka debería ser similar al de Haumea, dado que es un satélite coplanar. Impusimos, por tanto, un ángulo de aspecto de $70^\circ \pm 10^\circ$ (el ángulo de aspecto de Haumea en el momento de la ocultación analizada en [Ortiz et al. \(2017\)](#) era de $76.2^\circ \pm 0.5^\circ$). Quiero recalcar que en este caso no se hizo un ajuste previo de los extremos de las cuerdas a una elipse para después ajustar la proyección del elipsoide a esa elipse, sino que directamente se buscó el elipsoide cuya proyección ajustase mejor los extremos de las cuerdas positivas de la ocultación del día 16 (como se ilustró en la figura 4.6). Este cambio se debió al hecho de que no había cuerdas positivas observadas en el hemisferio Norte del objeto durante la ocultación del día 16, por lo que no disponíamos de una limitación al tamaño de la elipse proyectada y las soluciones que obteníamos no eran físicamente posibles. Sin embargo, no podíamos poner ninguna restricción *ad hoc* al tamaño de esta elipse porque distintas restricciones para el tamaño daban distintos valores para el ángulo de posición. Pero sí podemos asumir un ángulo de aspecto similar al de Haumea para el modelo tridimensional, y derivar de ahí la forma proyectada durante la ocultación. Para el ajuste de la posición de los centros de las elipses en cada ocultación estelar utilizamos las efemérides de Haumea dadas por la órbita JPL#110, a las que le sumamos la posición relativa entre Haumea e Hi'iaka dada por [Miriade¹⁰](#) para las fechas de las ocultaciones. Los resultados del mejor modelo tridimensional se muestran en la tabla 8.4, y los parámetros de la elipse ajustada a las cuerdas positivas de la ocultación del día 16 se encuentran en la tabla 8.5. La representación de este ajuste a los extremos de las cuerdas de la ocultación del día 16 aparece en la figura 8.6a.

a (km)	b (km)	c (km)	θ (°)	Δm (mag)	$\phi_{vol,eq}$ (km)
238 ± 44	185 ± 26	143 ± 7	68 ± 3	0.203 ± 0.014	369 ± 23

Tabla 8.4: Parámetros del modelo tridimensional ajustado de Hi'iaka: semiejes principales a , b y c , ángulo de aspecto θ , amplitud de RLC derivada Δm , diámetro equivalente en volumen $\phi_{vol,eq}$.

¹⁰<https://vo.imcce.fr/webservices/miriade/>

Fecha	a (km)	b (km)	ρ (°)	x_{centro} (km) (mas)	y_{centro} (km) (mas)	$\phi_{area,eq}$ (km)
6 de abril	227 ± 41	150 ± 10	73 ± 10 -18.4 ± 0.4	-660 ± 15 -9.2 ± 1.1	-330 ± 39	370 ± 36
16 de abril	221 ± 39	151 ± 11	71 ± 11 22.0 ± 0.4	787 ± 14 -5.0 ± 1.0	-179 ± 37	365 ± 35

Tabla 8.5: Parámetros de los ajustes elípticos de Hi'iaka: semieje mayor a , semieje menor b , ángulo de inclinación de la elipse δ (medido desde el Este hasta el semieje mayor, positivo hacia el Norte), posición del centro de la elipse (x_{centro}, y_{centro}), y diámetro equivalente en área $\phi_{area,eq}$.

Una vez obtenidos por el método de Monte Carlo los 10.000 elipsoides que mejor ajustaban simultáneamente las cuerdas de la ocultación del día 16 y la amplitud de RLC derivada por [Hastings et al. \(2016\)](#), los proyecté a la fase rotacional correspondiente a la ocultación del día 6, obteniendo 10.000 elipses. Después, ajusté por mínimos cuadrados la posición del centro de esas elipses de forma que encajasen mejor con la única cuerda positiva disponible. Este ajuste se presenta en la 8.6b, y los parámetros de la elipse obtenidos se encuentran en la tabla 8.5.

8.6. ALBEDO Y DENSIDAD

Con el área proyectada durante las ocultaciones, derivada a partir de la proyección del elipsoide triaxial modelado, y la magnitud absoluta obtenida como se describe en el apéndice A, podemos derivar un valor para el albedo geométrico de Hi'iaka a partir de la ecuación 3.10. Considerando un valor instantáneo de magnitud absoluta de Hi'iaka de 3.24 ± 0.08 mag en el momento de la ocultación estelar del día 16, el albedo geométrico resulta ser 0.68 ± 0.05 .

Teniendo en cuenta un valor para la masa de Hi'iaka de $1.8 \pm 0.1 \times 10^{19}$ kg ([Ragozzine & Brown 2009](#)) y el volumen derivado del modelo tridimensional, obtenemos un valor para la densidad de Hi'iaka de 685 ± 134 kg m⁻³, consistente con hielo de agua con gran porosidad (poco compacto).

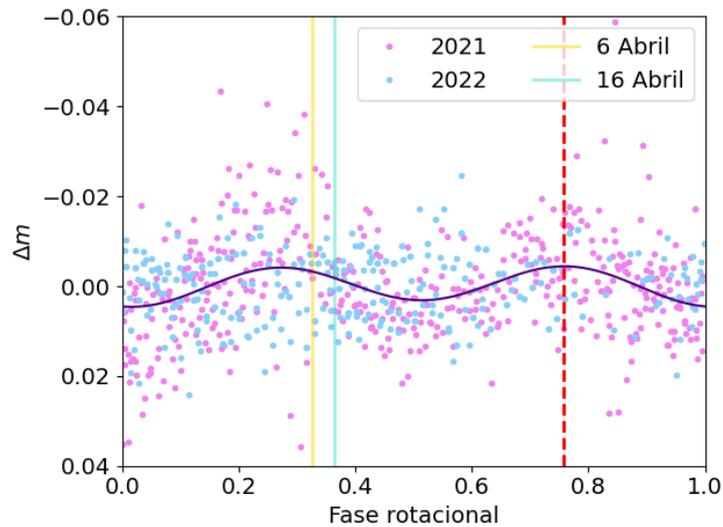
8.7. DISCUSIÓN

Este trabajo recoge los resultados de las dos primeras ocultaciones estelares predichas y detectadas explícitamente para un satélite de un TNO, Hi'iaka. De la combinación de ambos eventos con un estudio fotométrico hemos derivado un modelo tridimensional compatible con todas las observaciones. Este modelo, consistente en un elipsoide triaxial, tiene dimensiones $a \times b \times c = (238 \pm 44) \times (185 \pm 26) \times (143 \times 7) \text{ km}^3$, con un diámetro equivalente en volumen de $369 \pm 23 \text{ km}$. Combinando este volumen con la masa de Hi'iaka ($1.8 \pm 0.1 \times 10^{19} \text{ kg}$, [Ragozzine & Brown 2009](#)) obtenemos un valor para la densidad de $685 \pm 134 \text{ kg m}^{-3}$. Este valor sería el esperado para un TNO del tamaño efectivo observado de Hi'iaka con una fracción de masa rocosa de entre el 50 y el 70 % ([Biersen & Nimmo 2019](#)).

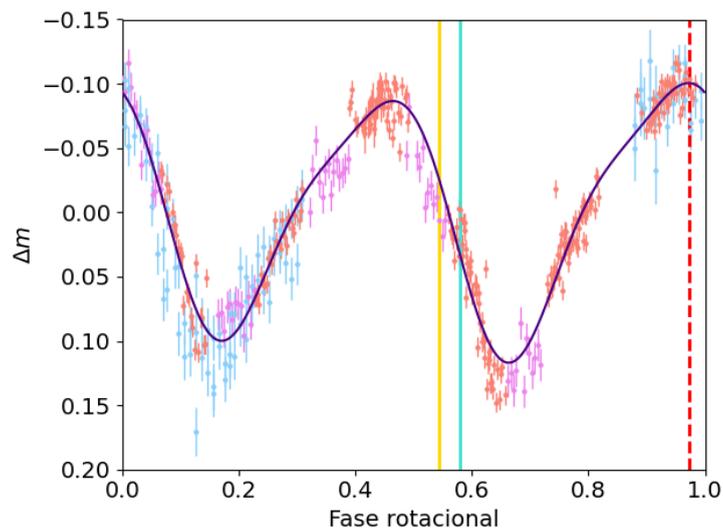
Atendiendo al formalismo de [Chandrasekhar \(1987\)](#), Hi'iaka tampoco sería compatible con un cuerpo triaxial homogéneo en equilibrio hidrostático rotando con un periodo de $9.68 \pm 0.03 \text{ h}$, teniendo en cuenta las razones de ejes obtenidas tras el ajuste a un modelo tridimensional. En la figura 8.7 puede verse que no hay ningún valor de densidad para el que las razones de ejes teóricas coincidan con las observadas, para el periodo de rotación considerado.

El albedo geométrico obtenido para Hi'iaka es de los más grandes reportados para la población de los TNOs. En particular, es mayor que el albedo de Haumea (0.51 ± 0.02 , [Ortiz et al. 2017](#)). Este valor, unido al obtenido para la densidad de Hi'iaka, son consistentes con el escenario de formación a partir del manto de un proto-Haumea desgarrado por fisión rotacional, inducida por una pequeña colisión ([Ortiz et al. 2012](#)) o por procesos geofísicos ([Noviello et al. 2022](#)).

Finalmente, los desplazamientos de la posición de Hi'iaka respecto a su órbita nominal obtenidos de las ocultaciones estelares permitirán determinar una mejor órbita para Hi'iaka respecto a Haumea; esto a su vez permitirá determinar mejor la masa de ambos componentes, con lo que tendremos un mejor valor de las densidades y podremos extraer más información sobre las estructuras internas de Hi'iaka y del propio Haumea.

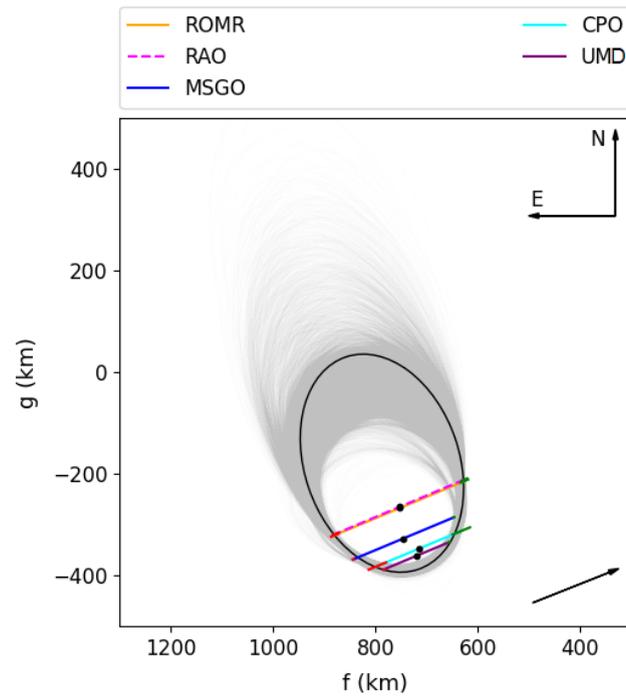


(a)

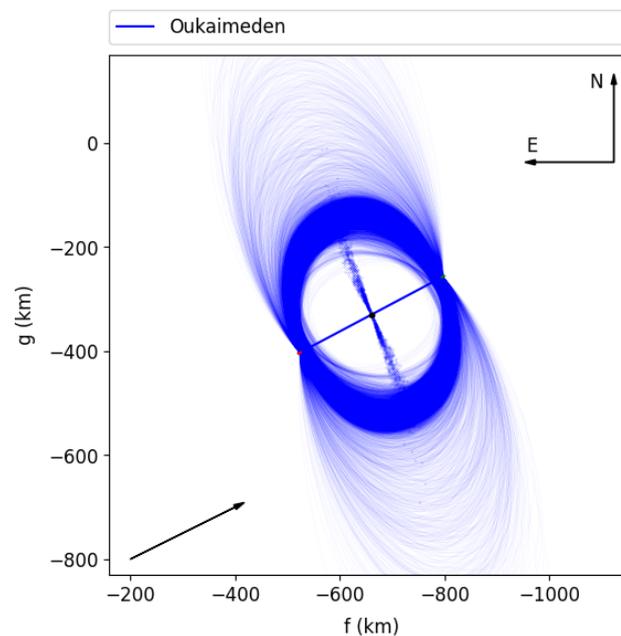


(b)

Figura 8.5: Curvas de luz rotacionales de Hi'iaka. (a) RLC de Hi'iaka a partir de los residuos al ajuste de los datos fotométricos de Haumea obtenidos en 2021 y 2022. La curva sólida negra muestra un ajuste de Fourier de segundo orden usando un periodo de rotación de 9.68 h. Las líneas verticales sólidas muestran las fases rotacionales de Hi'iaka durante las ocultaciones. La línea discontinua roja muestra la posición del máximo absoluto de brillo. (b) RLC de Hi'iaka reportada por [Hastings et al. \(2016\)](#) usando datos tomados con el HST y el telescopio Magellan en 2009 y 2010. Los puntos con distintos colores pertenecen a distintas campañas de observación. La curva sólida roja presenta un ajuste de Fourier de cuarto orden usando el periodo de rotación reportado por [Hastings et al. \(2016\)](#) (9.79736 h). Las líneas verticales muestran las fases rotacionales de Hi'iaka durante las ocultaciones estelares, siguiendo el mismo código de color que en la figura (a). El máximo absoluto de brillo en este caso es el extremo que se encuentra más cerca de la fase rotacional uno.



(a)



(b)

Figura 8.6: (a) Resultados del ajuste elíptico a las cuerdas positivas detectadas durante la ocultación estelar por Hi'iaka el 16 de abril. El mejor ajuste se muestra con una línea sólida negra, y en gris se muestran las soluciones por el método de Monte Carlo. (b) Ajuste del centro de las elipses obtenidas tras proyectar el modelo tridimensional a la fase rotacional correspondiente a la ocultación estelar del día 6 de abril. En ambas figuras, norte arriba, este a la izquierda. La flecha negra indica el desplazamiento de la sombra. Las barras de incertidumbre de los ingresos se muestran en verde, las de los egresos en rojo.

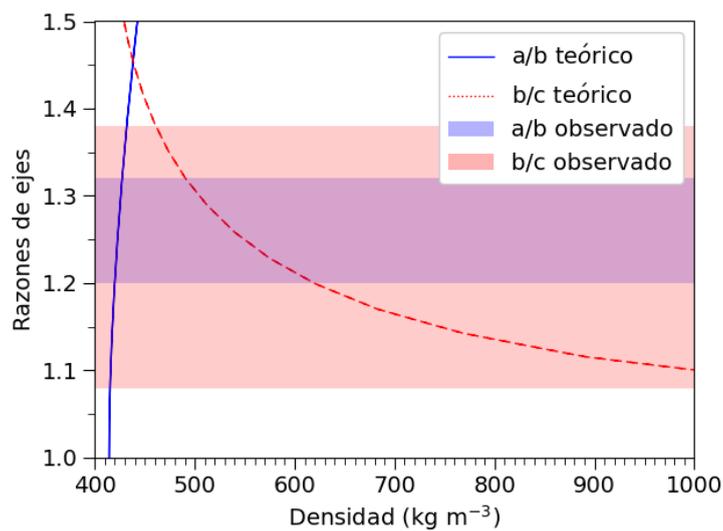


Figura 8.7: Razones de ejes teóricas (a/b en línea continua y b/c en línea discontinua) de un cuerpo homogéneo con un volumen igual al obtenido del modelo tridimensional rotando con un periodo de 9.68 h para estar en equilibrio hidrostático, según el formalismo de Chandrasekhar (1987). Las bandas coloreadas (a/b en azul y b/c en rojo) señalan las razones de ejes obtenidas del ajuste tridimensional. Se puede ver que, dado que las líneas teóricas no intersectan a la vez las bandas coloreadas, no hay ningún valor de densidad para el que un cuerpo homogéneo rotando con el periodo de Hī'iaka se encuentre en equilibrio hidrostático.

A. OBTENCIÓN DE LA MAGNITUD ABSOLUTA DE HI'IAKA

La magnitud absoluta de Hi'iaka se calculó a partir de la diferencia en magnitud absoluta con la de Haumea. Esta diferencia en magnitud la obtuvimos a partir de la media aritmética de los siguientes valores:

- [Gourgeot et al. \(2016\)](#) reportaron una diferencia de 2.76 ± 0.18 mag entre las magnitudes absolutas de Hi'iaka y Haumea en banda J. Este valor había sido obtenido a partir de imágenes tomadas en el infrarrojo cercano con óptica adaptativa en las que se resuelven tanto Haumea como Hi'iaka, y para cuyo análisis tuvieron en cuenta la variación rotacional de Haumea.
- Comparando la amplitud de RLC de Haumea derivada a partir de imágenes tomadas con el HST en 2009 en las que se resuelve el objeto (0.320 ± 0.006 mag; [Lockwood et al. 2014](#)) con la amplitud de RLC del sistema Haumea-Hi'iaka obtenida a partir del modelo de [Ortiz et al. \(2017\)](#) para la misma época (0.28 ± 0.01 mag). A partir de la ley de Pogson para el cálculo de la diferencia en magnitud aparente entre dos objetos a partir de sus flujos, si llamamos A y B a Haumea e Hi'iaka, respectivamente, que en conjunto constituyen un sistema C , llegamos a:

$$m_A - m_B = 2.5 \log \left(\frac{10^{m_C/2.5} - 10^{m_A/2.5}}{1 - 10^{m_C/2.5}} \right) \quad (8.1)$$

Esto da una una diferencia en magnitud entre Haumea e Hi'iaka de 2.0 ± 0.3 mag.

- Siguiendo la misma idea que en el punto anterior, calculamos la diferencia en amplitud entre la RLC de Hi'iaka reportada por [Hastings et al. \(2016\)](#), extraída a partir de imágenes tomadas desde el espacio con el HST, y la RLC de Hi'iaka derivada a partir de imágenes tomadas desde Tierra en las que no se resuelve el objeto. Lo primero que tenemos que hacer para poder comparar ambas RLCs es quitarle a la RLC obtenida con datos desde Tierra la variación rotacional debida a Haumea; los residuos resultantes tienen una amplitud de RLC de 0.009 mag (ver figura 8.5a). Por su parte, [Hastings et al. \(2016\)](#) obtuvieron con el HST una variación en flujo para Hi'iaka del 20 %, que se traduce en una amplitud de RLC de 0.2 mag. Usando la

misma fórmula que en el punto anterior, pero esta vez siendo A Hi'iaka y B Haumea, la diferencia en magnitud entre Hi'iaka y Haumea obtenida es de 3.5 mag. Sin embargo, este valor puede estar sobreestimado ya que estamos comparando dos RLCs obtenidas con más de 10 años de diferencia en los que la orientación del sistema ha cambiado.

- A partir de las posiciones relativas entre Haumea, Hi'iaka y el fotocentro del sistema, podemos sacar la razón entre intensidades de ambos cuerpos. Para la máxima distancia a la que se separa Hi'iaka de Haumea (1.4"), el fotocentro se encuentra a 90 mas de Haumea; esto hace que la intensidad de Hi'iaka tenga que ser 0.069 veces la de Haumea, lo que se traduce en una diferencia en magnitud absoluta de 2.9 ± 0.1 mag.

Todos estos valores podrían variar con el ángulo de fase al que fueron tomados los datos, pero dado que la mayoría se tomaron cerca de la oposición, la máxima diferencia esperada no sobrepasa 0.1 mag. La media ponderada de las diferencias en magnitud obtenidas es de 2.81 ± 0.08 mag. De acuerdo con la figura 5 de ([Ortiz et al. 2017](#), extended data), la magnitud absoluta del sistema de Haumea (es decir, Haumea junto con los satélites y el anillo) para la fecha de la ocultación es de 0.32 mag; a este valor primero tenemos que quitarle la contribución de Hi'iaka para conocer la magnitud absoluta del resto del conjunto, para lo que obtenemos un valor de magnitud absoluta de 0.40 mag en banda V. Teniendo en cuenta la diferencia de 2.81 ± 0.08 mag que hemos derivado antes, obtenemos finalmente una magnitud absoluta para Hi'iaka de 3.21 ± 0.08 mag.

B. ESTACIONES DE OBSERVACIÓN

Estación (MPC)	Latitud (N)	Apertura (cm)	T_{exp} (s)	Observadores
Localización	Longitud (E)	Instrumento	T_c (s)	
	Altitud (m)			
Positivas				
TRAPPIST-North (J43)	31°12'21.96"	60	2	E. Jehin
Oukaïmeden Marruecos	-7°51'59.04" 2.751	-	2.87	Z. Benkhaldoun
Negativas				
TAR Tenerife España	28°18'3.6" -16°30'36" 2390	46 -		M. Serra-Ricart
CRAAG (008) Bellil Argelia	33°19'34.54" 3°7'53.65" 801	27.9 WATEC 910 HX/ RC CCIR PAL		D. Baba Aïssa
CRAAG (008) Gardaya Argelia	32°29'5.64" 3°41'11.62" 557.8	27.9 WATEC 910 HX/ RC CCIR PAL		Z. Grigahcene

Tabla 8.6: Detalles de las estaciones que observaron la ocultación por Hi'iaika del 6 de abril de 2021.

Abreviaturas: Center of Research in Astronomy, Astrophysics and Geophysics - Algiers Observatory (CRAAG).

Estación (MPC) Localización	Latitud (N) Longitud (E) Altitud (m)	Apertura (cm) Instrumento Filtro	T_{exp} (s) T_c (s) Sinc.	Observadores
Positivas				
ROMR Holtwood Pensilvania	39°50'41.91" -76°17'2.12" 185.8	35.6 QHY174M -	0.5 1 GPS	A. Ryan B. Earls
CPO Annapolis Maryland	38°56'13.06" -76°29'26.62" 4	28 StarlightXpress H694 V	2 3.4 NTP	D. Conti
MSGO (454) Baltimore Maryland	39°19'54.41" -76°37'23.70" 93.3	50.8 ZWO ASI6200MM BYL	0.075 0.150	A. de la Vega Z. Rustamkulov
UMD Astr. Obs. College Park Maryland	39°0'7.56" -76°57'21.6" 55.8	15.2 GX-FW-28S5M-C -	0.533 0.533 ADVS ^a	E. Warner B. Holler
RAO ^b (661) Calgary Canadá	50°52'4.94" -114°17'28.11" 1272	40.64 Sony Alpha 7s -	0.1 (video) NTP	P. Langill R. Morales L. McNish
Lawrence Wisconsin	44°23'34.8" -88°7'4.80" 183	33 Visual -	- - -	R. Francini
Negativas				
Purdue U. North- west Lowell Indiana	41°16'13.92" -87°22'30.94" 205	50.8 RCOS 20" + FLI PLO9000 -	3.5	A. W. Rengstorf
Plaskett telescope Victoria Canadá	48°31'13.03" -123°25'5.33" 230	183		W. Fraser
Pine Mountain Obs. Oregon Texas	43°47'30.00" -120°56'26.99" 1890	61 Malincam DS10C-tec -	0.3 NTP	S. Fisher A. Luken E. Holcomb
Squirrel Valley Obs. Columbus North Carolina	35°13'31.42" -82°9'16.92" 307.9	36 ZWO ASI 1600MM -	3 NTP	R. Flynn
Dark Sky Obs. Appalachian State U. North Carolina	36°15'5.00" -81°24'43.99" 932	81.3 Apogee Alta U42 Luminance	GPS NTP	D. B. Caton
IOTA Urbana Illinois	40°5'12.40" -88°11'46.29" 224	50 Watec g10BD -	0.04 (video) Time inserter GPS	A. M. Olsen
U. North Georgia Dahlonega Georgia	34°31'15.67" 275°56'46.93" 415	61 Apogee Alta U-47 -	3 3.68 NTP	G. Feiden J. Froetschel, S. Steel D. Encardes
U. North Georgia Dahlonega Georgia	34°31'15.67" 275°56'46.93" 415	70 ZWO ASI 174MM -	0.501 (video) NTP	G. Feiden J. Froetschel, S. Steel D. Encardes

Tabla 8.7: Detalles de las estaciones que observaron la ocultación estelar por Hi'iaka del 16 de abril de 2021. **Abreviaturas:** Maryland Space Grant Observatory (MSGO); University of Maryland Astronomy Observatory (UMD); Contis Private Observatory (CPO); Ryan Observatory at Muddy Run (ROMR); Rothney Astrophysical Observatory (RAO); Baader Yellow Longpass (BYL). ^a [Barry et al. \(2015\)](#). ^b Los datos de RAO han sido bineados en tiempo para reducir el ruido. El tiempo de exposición de los datos bineados es 0.625 s.

Conclusiones y trabajo futuro

El estudio de las propiedades físicas de los cuerpos menores del sistema solar en general, y de los TNOs en particular, ha demostrado ser indispensable para elaborar los modelos de formación y evolución que han dado forma a nuestro sistema planetario tal y como lo conocemos ahora. Entre las propiedades físicas relevantes necesarias para tal fin se encuentran los tamaños, formas, densidades, albedos, periodos rotacionales, presencia de satélites y/o anillos, momentos angulares, y actividad cometaria. Estas propiedades, sin embargo, sólo se conocen para una muestra reducida de TNOs, debido a las dificultades que existen para observarlos desde Tierra. En este sentido, la técnica de las ocultaciones estelares ha supuesto una revolución, pues nos permite derivar la forma y tamaño del objeto con una precisión comparable a la alcanzada con misiones espaciales, además de mostrar la presencia de anillos o satélites en incluso detalles topográficos. Si se combina esta técnica con un estudio fotométrico del objeto, se pueden obtener su albedo y diámetro equivalente en área, los cuales se pueden comparar con los obtenidos a partir de modelos térmicos y sacar conclusiones sobre la presencia de objetos secundarios. También se puede reconstruir un modelo tridimensional del objeto con el que sacar su forma y volumen, y poner constricciones a su densidad y estructura interna.

En esta tesis se presentan los resultados obtenidos a partir de cinco ocultaciones estelares multicuerda producidas por tres TNOs y un centauro, entre los que se encuentran un satélite y un sistema binario:

- **TNO (84922) 2003 VS₂**: A partir de una ocultación estelar producida el 22 de octubre de 2019 por 2003 VS₂, de la que se obtuvieron 12 detecciones positivas y dos detecciones negativas muy cercanas, pudo ajustarse la forma proyectada por el

objeto a una elipse con semiejes $a' = 292 \pm 3$ km y $b' = 231 \pm 6$ km, con un ángulo de inclinación de $-11^\circ \pm 2^\circ$. También se obtuvo una RLC del objeto con una amplitud rotacional de pico a valle de $\Delta m = 0.264 \pm 0.017$ mag. Derivamos un albedo de $p_V = 0.134 \pm 0.010$ y un diámetro equivalente en área medio de $D_{A_{eq}} = 545 \pm 13$ km, ambos valores compatibles con los reportados a partir de modelos térmicos. Combinando los resultados de la ocultación estelar con la RLC, construimos un modelo tridimensional triaxial para 2003 VS₂ con semiejes principales $a = 339 \pm 5$ km, $b = 235 \pm 6$ km, y $c = 226 \pm 8$ km, con un ángulo de aspecto de $\theta_1 = 59^\circ \pm 2^\circ$ (o de $\theta_2 = 121^\circ \pm 2^\circ$ si consideramos el sentido de rotación opuesto). Este modelo no es compatible con una figura en equilibrio hidrostático girando con el periodo de rotación de 2003 VS₂ para ningún valor de densidad. De cara al trabajo futuro queremos combinar RLCs de 2003 VS₂ obtenidas a lo largo de los años para determinar mejor su periodo rotacional, ya que vimos que distintas RLCs daban periodos rotacionales ligeramente distintos. Además, queremos hacer un estudio de la evolución de la magnitud absoluta de 2003 VS₂ con el tiempo. También planteamos solicitar tiempo de observación con el HST o el JWST para la búsqueda de algún posible satélite cuya órbita podría permitir determinar la masa del sistema y, por tanto, obtener la densidad de 2003 VS₂, ya que hemos determinado muy bien su forma 3D y, a partir de ella, su volumen.

- **Centauro (54598) Bienor:** La ocultación estelar producida por este centauro el 11 de enero de 2019, de la que se obtuvieron cinco detecciones positivas, fue analizada considerando tres escenarios diferentes; para los dos primeros se realizó un ajuste elíptico a todas las cuerdas positivas, del que se obtuvo un diámetro equivalente en área de 150 ± 20 km y un ángulo de posición de $\sim 130^\circ$. Ninguno de estos valores se correspondían con los modelos para Bienor publicados en la literatura. De ahí surgió el tercer escenario, en el que consideramos un binario de contacto o poco separado, cuyos resultados son más consistentes a los publicados anteriormente. Por otro lado, con los datos obtenidos durante la ocultación estelar no ha podido confirmarse ni descartarse la presencia de un anillo similar

a los encontrados en Cariclo ([Braga-Ribas et al. 2014](#)), Quirón ([Ortiz et al. 2015](#)) o Haumea ([Ortiz et al. 2017](#)).

- **TNO (82075) 2000 YW₁₃₄**: el 23 de febrero de 2022 se detectó la primera ocultación estelar por el TNB 2000 YW₁₃₄, constituyendo, además, la primera ocultación estelar multicuerda por un sistema binario conocido aparte del de Plutón-Caronte. De las cinco detecciones positivas de la ocultación por el cuerpo principal derivamos una forma elíptica proyectada con semiejes 266 ± 66 km \times 149 ± 22 km, con un ángulo de inclinación de $147^\circ \pm 29^\circ$. El área proyectada tiene un diámetro equivalente de 398 ± 79 km. Por otro lado, de la única detección positiva asociada al satélite derivamos un límite inferior para su tamaño de 108 ± 5 km. Ambas soluciones encajan con los tamaños estimados a partir de datos en el térmico en los que asumían albedos iguales. Si bien ya se conocía la existencia del satélite de 2000 YW₁₃₄, no conocemos su órbita alrededor del objeto primario; la posición del satélite derivada de la ocultación estelar supone un primer paso para determinar esta órbita. Como trabajo futuro se plantea pedir tiempo de observación con el HST para poder determinar la órbita del satélite y, con ella, derivar la masa del sistema. Además, un estudio fotométrico futuro nos permitirá obtener una RLC de 2000 YW₁₃₄ (no se dispone de una a fecha de la escritura de esta tesis) con la que podamos combinar los resultados de esta ocultación estelar y otras futuras para sacar un modelo tridimensional del sistema que, combinado con la masa, nos permita calcular su densidad y acceder a su estructura interna.
- **TNO Hi'iaka**: en esta tesis hemos presentado las dos primeras ocultaciones estelares predichas explícitamente para un satélite trans-neptuniano. La predicción de estos eventos se basó en un estudio detallado de los residuos fotométricos de la RLC del primario, Haumea, con el que pudimos determinar la zona por la que pasaría la sombra de Haumea y, conocida la órbita de Hi'iaka respecto a Haumea, pudimos determinar el camino de sombra que proyectaría Hi'iaka. La primera ocultación resultó en una única detección positiva, que permitió anclar la órbita del satélite facilitando la predicción y posterior detección de la segunda ocultación estelar, de la que se obtuvieron cinco detecciones positivas. Gracias a la combi-

nación de los resultados de estos eventos con datos fotométricos obtenidos en diferentes épocas, pudimos obtener un modelo triaxial simplificado que ajustase simultáneamente las dos ocultaciones estelares y la RLC de Hi'iaka. Con este modelo, derivamos un albedo geométrico para Hi'iaka de 0.68 ± 0.05 ; este albedo, mayor que el de Haumea, es compatible con el modelo de formación de Hi'iaka a partir de fragmentos del manto de Haumea desgarrados tras una fisión rotacional. Este modelo también explicaría la baja densidad de Hi'iaka que obtenemos, de $685 \pm 134 \text{ kg m}^{-3}$, suponiendo que la reacumulación de material del manto de Haumea diera lugar a un objeto helado poroso. Atendiendo al formalismo de [Chandrasekhar \(1987\)](#), el modelo tridimensional que obtenemos para Hi'iaka tampoco es compatible con un cuerpo homogéneo en equilibrio hidrostático que rote con el periodo rotacional de Hi'iaka ($9.68 \pm 0.03 \text{ h}$) para ningún valor de densidad.

Las ocultaciones estelares han demostrado ser una herramienta indispensable para la obtención de propiedades físicas de cuerpos menores del sistema solar. Hemos visto que, para tener predicciones precisas de estos eventos, es necesario hacer un refinamiento de la posición del objeto pocas semanas e incluso pocos días antes del evento; esta tarea podría simplificarse si hiciésemos observaciones continuadas de los objetos que nos permitieran reconstruir sus órbitas con la menor incertidumbre. Además, continuar observando estos objetos nos permite obtener un estudio fotométrico a largo plazo con el que derivar sus RLCs y la variación de su amplitud y su magnitud absoluta en el tiempo. Con todos estos datos podremos reconstruir modelos tridimensionales de estos objetos, que nos permitan tener una visión global de las propiedades físicas de estas poblaciones de cuerpos menores. Gracias a ello podremos perfilar los modelos de formación y evolución del sistema solar, no sólo para entender nuestro propio sistema planetario, sino también para saber qué buscar fuera de él.

Diccionario de acrónimos

- **ALFOSC:** Alhambra Faint Object Spectrograph and Camera
- **ALMA:** Atacama Large Millimeter Array
- **ASH:** Astrograph for the Southern Hemisphere
- **CAHA:** Centro Astronómico Hispano en Andalucía
- **CAFOS:** Calar Alto Faint Object Spectrograph
- **CAS-LEO:** Complejo Astronómico el LEOncito
- **CCD:** Charge-Coupled Device
- **CHEOPS:** CHaracterising ExOPlanets Satellite
- **CORA:** Collaborative Occultation Resources and Archive
- **CPO:** Conti Private Observatory
- **CSIC:** Consejo Superior de Investigaciones Científicas
- **DAOPHOT:** Dominion Astrophysical Observatory PHOTometry package
- **Dec:** Declinación
- **FITS:** Flexible Image Transport System
- **FOV:** Field Of View
- **FWHM:** Full Width at Half Maximum
- **GPS-VTI:** Global Positioning System Video Time Inserters
- **HST:** Hubble Space Telescope
- **IAA:** Instituto de Astrofísica de Andalucía
- **IAU:** International Astronomical Union

- **ICRF:** International Celestial Reference System
- **IDL:** Interactive Data Language
- **IMCCE:** Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Éphémérides
- **IOTA:** International Occultation Timin Association
- **JD:** Julian Date
- **JFC:** Jupiter-Family Comet
- **JHU:** Johns Hopkins University
- **JPL:** Jet Propulsion Laboratory
- **JWST:** James Web Space Telescope
- **LPC:** Long Period Comet
- **LT:** Liverpool Telescope
- **mas:** miliarcsecond
- **MMR:** Mean Motion Resonance
- **MPC:** Minor Planet Center
- **MSGO:** Maryland Space Grant Observatory
- **NASA:** National Aeronautics and Space Administration
- **NIMA:** Numerical Integration of the Motion of an Asteroid
- **NOT:** Nordic Optical Telescope
- **NTP:** Network Time Protocol
- **ORM:** Observatorio del Roque de los Muchachos
- **OSN:** Observatorio de Sierra Nevada
- **PDM:** Phase Dispersion Minimization

- **PIPP:** Planetary Imaging PreProcessor
- **PSF:** Point Spread Function
- **RA:** Right Ascension
- **RAO:** Rothney Astrophysical Observatory
- **RECON:** Research and Education Collaborative Occultation Network
- **RLC:** Rotational Light Curve
- **ROMR:** Ryan Observatory at Muddy Run
- **SDSS:** Sloan Digital Sky Survey
- **SNR:** Signal to Noise Ratio
- **SPC:** Short Period Comet
- **TIFF:** Tagget Image File Format
- **TNB:** Trans-Neptunian Binary
- **TNO:** Trans-Neptunian Object
- **UM:** University of Maryland
- **UT:** Universal Time
- **WISE:** Wide-field Infrared Survey Explorer

Referencias

- Adams, E. R., Gulbis, A. A. S., Elliot, J. L., et al. 2014, *AJ*, 148, 55
- Barry, M. A. T., Gault, D., Pavlov, H., et al. 2015, *PASA*, 32, e031
- Barucci, M. A., Boehnhardt, H., Cruikshank, D. P., & Morbidelli, A. 2008, in *The Solar System Beyond Neptune*, ed. M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, A. Morbidelli, & R. Dotson, 3–10
- Bauer, J. M., Grav, T., Blauvelt, E., et al. 2013, *ApJ*, 773, 22
- Belskaya, I. N., Barucci, A. M., & Shkuratov, Y. G. 2003, *Earth Moon and Planets*, 92, 201
- Benedetti-Rossi, G., Santos-Sanz, P., Ortiz, J. L., et al. 2019, *AJ*, 158, 159
- Benz, W. & Asphaug, E. 1999, *Icarus*, 142, 5
- Bierson, C. J. & Nimmo, F. 2019, *Icarus*, 326, 10
- Binzel, R., Gehrels, T., & Matthews, M. 1989, *Asteroids II*, *Asteroids II No. v. 1* (University of Arizona Press)
- Braga-Ribas, F., Sicardy, B., Ortiz, J. L., et al. 2013, *ApJ*, 773, 26
- Braga-Ribas, F., Sicardy, B., Ortiz, J. L., et al. 2014, *Nature*, 508, 72
- Brown, M. E., Barkume, K. M., Ragozzine, D., & Schaller, E. L. 2007, *Nature*, 446, 294
- Brucker, M. J., Grundy, W. M., Stansberry, J. A., et al. 2009, *Icarus*, 201, 284
- Buie, M., Keeney, B., Levison, H., Olkin, C., & Lucy Occultations Team. 2022, in *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, Vol. 54, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, 512.03
- Buie, M. W., Porter, S. B., Tamblyn, P., et al. 2020, *AJ*, 159, 130
- Chandrasekhar, S. 1987, *Ellipsoidal Figures of Equilibrium; Revised Dover Edition*

- Degewij, J., Tedesco, E. F., & Zellner, B. 1979, *Icarus*, 40, 364
- Delsanti, A. C., Boehnhardt, H., Barrera, L., et al. 2001, *A&A*, 380, 347
- Desmars, J., Camargo, J. I. B., Braga-Ribas, F., et al. 2015, *A&A*, 584, A96
- Dias-Oliveira, A., Sicardy, B., Lellouch, E., et al. 2015, *ApJ*, 811, 53
- Doressoundiram, A., Peixinho, N., de Bergh, C., et al. 2002, *AJ*, 124, 2279
- Dotto, E., Barucci, M. A., Boehnhardt, H., et al. 2003, *Icarus*, 162, 408
- Duffard, R., Ortiz, J. L., Thirouin, A., Santos-Sanz, P., & Morales, N. 2009, *A&A*, 505, 1283
- Duffard, R., Pinilla-Alonso, N., Santos-Sanz, P., et al. 2014, *A&A*, 564, A92
- Dunham, D. W., Dunham, J. B., Binzel, R. P., et al. 1990, *AJ*, 99, 1636
- Edgeworth, K. 1938, Unpublished manuscript, Trustees of the National Library of Ireland, Dublin. Manuscript
- Elliot, J. L., Dunham, E., & Mink, D. 1977, *Nature*, 267, 328
- Elliot, J. L., Person, M. J., Zuluaga, C. A., et al. 2010, *Nature*, 465, 897
- Evans, D. S. & Lourens, J. V. B. 1961, *Monthly Notes of the Astronomical Society of South Africa*, 20, 134
- Farkas-Takács, A., Kiss, C., Vilenius, E., et al. 2020, *A&A*, 638, A23
- Fernandez, J. A. 1980, *MNRAS*, 192, 481
- Fernández, J. A., Gallardo, T., & Brunini, A. 2004, *Icarus*, 172, 372
- Fernández-Valenzuela, E., Morales, N., Vara-Lubiano, M., et al. 2023, *A&A*, 669, A112
- Fernández-Valenzuela, E., Ortiz, J. L., Duffard, R., Morales, N., & Santos-Sanz, P. 2017, *MNRAS*, 466, 4147
- Fernández-Valenzuela, E., Ortiz, J. L., Duffard, R., Santos-Sanz, P., & Morales, N. 2016, *MNRAS*, 456, 2354

- Fraser, W. C., Bannister, M. T., Pike, R. E., et al. 2017, *Nature Astronomy*, 1, 0088
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, *A&A*, 616, A1
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2016a, *A&A*, 595, A2
- Gaia Collaboration, Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., et al. 2016b, *A&A*, 595, A1
- Gendzwill, D. & Stauffer, M. 1981, *Journal of the International Association for Mathematical Geology*, 13, 135
- Gladman, B., Marsden, B. G., & Vanlaerhoven, C. 2008, in *The Solar System Beyond Neptune*, ed. M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, A. Morbidelli, & R. Dotson, 43–57
- Gomes, R., Levison, H. F., Tsiganis, K., & Morbidelli, A. 2005, *Nature*, 435, 466
- Gomes-Júnior, A. R., Morgado, B. E., Benedetti-Rossi, G., et al. 2022, *MNRAS*, 511, 1167
- Gourgeot, F., Carry, B., Dumas, C., et al. 2016, *A&A*, 593, A19
- Hastings, D. M., Ragozzine, D., Fabrycky, D. C., et al. 2016, *AJ*, 152, 195
- Howell, S. B. 2006, *Handbook of CCD astronomy*, Vol. 5 (Cambridge University Press)
- Hubbard, W. B. 1984, *Planetary interiors*
- Hubbard, W. B., Brahic, A., Sicardy, B., et al. 1986, *Nature*, 319, 636
- Jewitt, D. 2009, *AJ*, 137, 4296
- Jewitt, D. 2023, *Planetary Astrophysics of Small Bodies*, 259–283
- Jewitt, D. & Luu, J. 1993, *Nature*, 362, 730
- Kavelaars, J. J., Jones, R. L., Gladman, B. J., et al. 2009, *AJ*, 137, 4917
- Kilic, Y., Braga-Ribas, F., Kaplan, M., et al. 2022, *MNRAS*, 515, 1346
- Kresák, L. 1982, in *Comets* (Univ. of Arizona Press Tucson), 56–82
- Lacerda, P., Fornasier, S., Lellouch, E., et al. 2014, *ApJ*, 793, L2

- Lawler, S. M., Shankman, C., Kavelaars, J. J., et al. 2018, *AJ*, 155, 197
- Lazzaro, D. 2023, in *Planetary Systems Now* (World Scientific), 285–304
- Leinhardt, Z. M. & Stewart, S. T. 2012, *ApJ*, 745, 79
- Leiva, R., Buie, M. W., Keller, J. M., et al. 2020, *Planet. Sci. J.*, 1, 48
- Lellouch, E., Moreno, R., Müller, T., et al. 2017, *A&A*, 608, A45
- Leonard, F. C. 1930, *Leaflet of the Astronomical Society of the Pacific*, 1, 121
- Levison, H. F. & Stern, S. A. 2001, *AJ*, 121, 1730
- Lockwood, A. C., Brown, M. E., & Stansberry, J. 2014, *Earth Moon and Planets*, 111, 127
- Loveless, S., Prialnik, D., & Podolak, M. 2022, *ApJ*, 927, 178
- Manfroid, J., Haefner, R., & Bouchet, P. 1986, *A&A*, 157, L3
- McKinnon, W., Richardson, D., Marohnic, J., et al. 2020, *Science*, 367, eaay6620
- Mommert, M., Harris, A. W., Kiss, C., et al. 2012, *A&A*, 541, A93
- Morbidelli, A., Levison, H. F., Tsiganis, K., & Gomes, R. 2005, *Nature*, 435, 462
- Morgado, B. E., Bruno, G., Gomes-Júnior, A. R., et al. 2022, *A&A*, 664, L15
- Morgado, B. E., Sicardy, B., Braga-Ribas, F., et al. 2023, *Nature*, 614, 239
- Müller, T., Lellouch, E., & Fornasier, S. 2020, in *The Trans-Neptunian Solar System*, ed. D. Prialnik, M. A. Barucci, & L. Young, 153–181
- Noll, K. S., Grundy, W. M., Stephens, D. C., Levison, H. F., & Kern, S. D. 2008, *Icarus*, 194, 758
- Noviello, J. L., Desch, S. J., Neveu, M., Proudfoot, B. C. N., & Sonnett, S. 2022, *Planet. Sci. J.*, 3, 225
- Ortiz, J. L., Duffard, R., Pinilla-Alonso, N., et al. 2015, *A&A*, 576, A18
- Ortiz, J. L., Gutiérrez, P. J., Casanova, V., & Sota, A. 2003, *A&A*, 407, 1149

- Ortiz, J. L., Pereira, C. L., Sicardy, B., et al. 2023, *A&A*, 676, L12
- Ortiz, J. L., Santos-Sanz, P., Sicardy, B., et al. 2017, *Nature*, 550, 219
- Ortiz, J. L., Sicardy, B., Camargo, J. I. B., Santos-Sanz, P., & Braga-Ribas, F. 2020, *Stellar occultation by TNOs: from predictions to observations*, ed. D. Prialnik, M. A. Barucci, & L. Young, 413–437
- Ortiz, J. L., Thirouin, A., Campo Bagatin, A., et al. 2012, *MNRAS*, 419, 2315
- Pereira, C. L., Sicardy, B., Morgado, B. E., et al. 2023, *A&A*, 673, L4
- Pike, R. E., Proudfoot, B. C. N., Ragozzine, D., et al. 2020, *Nature Astronomy*, 4, 89
- Pirani, S., Johansen, A., & Mustill, A. J. 2019, *A&A*, 631, A89
- Porro, A., Ahangarani Farahani, F., Bahraminasr, M., et al. 2021, *A&A*, 653, L7
- Pravec, P. & Harris, A. W. 2000, *Icarus*, 148, 12
- Proudfoot, B. & Ragozzine, D. 2022, *Nature Communications*, 13, 2262
- Rabinowitz, D. L., Schaefer, B. E., & Tourtellotte, S. W. 2007, *AJ*, 133, 26
- Ragozzine, D. & Brown, M. E. 2009, *AJ*, 137, 4766
- Rommel, F. L., Braga-Ribas, F., Ortiz, J. L., et al. 2023, *arXiv e-prints*, arXiv:2308.08062
- Santos-Sanz, P., Lellouch, E., Groussin, O., et al. 2017, *A&A*, 604, A95
- Santos-Sanz, P., Ortiz, J. L., Sicardy, B., et al. 2021, *MNRAS*, 501, 6062
- Santos-Sanz, P., Ortiz, J. L., Sicardy, B., et al. 2022, *A&A*, 664, A130
- Sheppard, S. S. & Jewitt, D. C. 2002, *AJ*, 124, 1757
- Sinvhal, S. D., Sanwal, N. B., & Pande, M. C. 1962, *The Observatory*, 82, 16
- Snedecor, G. W. & Cochran, W. G. 1989, *Statistical Methods*, ed. A. Iowa State University Press (Iowa State University Press, Ames)
- Stansberry, J. A., Gordon, K. D., Bhattacharya, B., et al. 2007, *PASP*, 119, 1038

- Stephens, D. C. & Noll, K. S. 2006, *AJ*, 131, 1142
- Stern, S. A., Bagenal, F., Ennico, K., et al. 2015, *Science*, 350, aad1815
- Stern, S. A., Weaver, H. A., Spencer, J. R., et al. 2019, *Science*, 364, aaw9771
- Takeda, T. & Ohtsuki, K. 2009, *Icarus*, 202, 514
- Tancredi, G. & Favre, S. 2008, *Icarus*, 195, 851
- Thirouin, A., Noll, K. S., Ortiz, J. L., & Morales, N. 2014, *A&A*, 569, A3
- Thirouin, A., Ortiz, J. L., Duffard, R., et al. 2010, *A&A*, 522, A93
- Thirouin, A. & Sheppard, S. S. 2019, *AJ*, 157, 228
- Tiscareno, M. S. & Malhotra, R. 2003, *AJ*, 126, 3122
- Trujillo, C. A. & Brown, M. E. 2002, *ApJ*, 566, L125
- Trujillo, C. A., Jewitt, D. C., & Luu, J. X. 2001, *AJ*, 122, 457
- Tsiganis, K., Gomes, R., Morbidelli, A., & Levison, H. F. 2005, *Nature*, 435, 459
- VanderPlas, J. T. 2018, *ApJS*, 236, 16
- Vara-Lubiano, M., Benedetti-Rossi, G., Santos-Sanz, P., et al. 2022, *A&A*, 663, A121
- Walsh, J. R., Pirzkal, N., & Pasquali, A. 2003, in *HST Calibration Workshop : Hubble after the Installation of the ACS and the NICMOS Cooling System*, 90
- Wong, I. & Brown, M. E. 2016, *AJ*, 152, 90
- Zacharias, N., Finch, C. T., Girard, T. M., et al. 2012, *VizieR Online Data Catalog*, I/322A
- Zacharias, N., Monet, D. G., Levine, S. E., et al. 2004, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 205, *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 48.15