

*Propiedades físicas de objetos
transneptunianos y centauros*



Propiedades físicas de objetos transneptunianos y centauros

Estela del Mar Fernández Valenzuela



Universidad de Granada

Programa de Doctorado en Física y Ciencias del Espacio
Escuela de Doctorado de Ciencias, Tecnologías e Ingenierías

Granada, 2017

Editor: Universidad de Granada. Tesis Doctorales

Autora: Estela del Mar Fernández Valenzuela

ISBN: 978-84-9163-676-2

URI: <http://hdl.handle.net/10481/48794>

Propiedades físicas de objetos transneptunianos y centauros

Estela del Mar Fernández Valenzuela¹

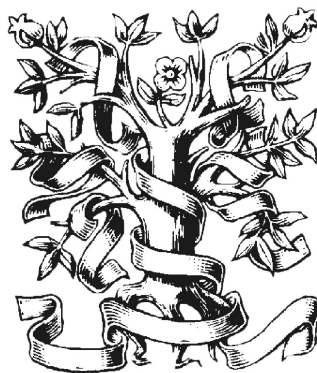
In Partial Fulfillment of the Requirements
for the Degree of Doctor of Philosophy

Under the supervision of:

José Luis Ortiz Moreno¹

René Damian Duffard¹

¹ Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA-CSIC),
Glorieta de la Astronomía, 18008 Granada, Spain



CSIC

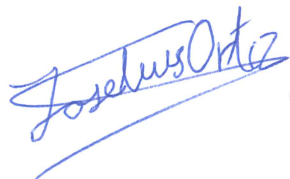
Consejo Superior de Investigaciones Científicas

Compromiso de respeto de derechos de autor

La doctoranda Estela del Mar Fernández Valenzuela y los directores de la tesis José Luis Ortiz Moreno y René Damián Duffard garantizamos, al firmar esta tesis doctoral, que el trabajo ha sido realizado por el doctorando bajo la dirección de los directores de la tesis y hasta donde nuestro conocimiento alcanza, en la realización del trabajo, se han respetado los derechos de otros autores a ser citados, cuando se han utilizado sus resultados o publicaciones.

En Granada, a 27 de septiembre de 2017,

Directores de la tesis



Fdo: José Luis Ortiz Moreno

Doctorando



Fdo: Estela del Mar Fernández Valenzuela



Fdo: René Damián Duffard

Estructuración de contenidos en la memoria

Los contenidos exigidos en una tesis doctoral en la Universidad de Granada para los programas de doctorado regulados por el RD99/2011 se encuentran en la presente memoria estructurados en las siguientes secciones:

Título

Portada

Compromiso de respeto de derechos de autor

Compromiso de respeto de derechos de autor

Resumen

Abstract/Resumen

Introducción

Introducción

Objetivos

Motivación y objetivos

Metodología

Metodología

Resultados

Capítulos: 4, 5, 6 y 7

Conclusiones

Conclusions

Bibliografía

Bibliografía

Abstract

Trans-neptunian objects (TNOs) are bodies of the Solar system that describe elliptic orbits with a larger semi-major axis than that of Neptune. These objects were formed in the outer part of the ice line, namely far enough from the Sun so that the temperature of the protoplanetary disc from which they were formed was low enough to allow molecules of the so-called volatiles, chemical compounds with low sublimation points, to survive during this early era of the Solar system. As a consequence, and similarly to comets, TNOs are mainly composed of a mixture of rocks and ices (i.e. the solid phases of volatiles). Due to the vast distances to the Sun, their surface materials have suffered less chemical processes if compared with other objects of the Solar system; in some sense, these objects are time capsules containing almost intact material from the protoplanetary disc. Therefore, the study of TNOs is considered to provide important information about the primitive solar nebula and the material from which the Solar system was formed. This observation also includes the so-called centaurs, objects that were previously members of the former group but were injected to the inner part of the Solar system due to encounters with the giant planets, mostly with Neptune.

This thesis has been carried out in the frame of a scientific program devoted to the study of the physical properties of TNOs and other small Solar system bodies that has been running from more than 20 years in the “Instituto de Astrofísica de Andalucía” (IAA) with funds coming from national, autonomic and european public agencies. Within this program, various observational and theoretical techniques are applied to the study of these objects. Photometric techniques have been one of the most important tools that the group at IAA have been using in order to yield a large number of scientific contributions. This thesis further applies photometric techniques to the study of TNOs and centaurs.

In these four years, a systematic study of a large number of targets has been carried out. The most interesting results that have been extracted from this study have been published in four articles that are included in this dissertation, which is presented as a compendium of papers. Additional (though sometimes partial) results have been obtained for other objects, and further analyses and preparations for their publication are underway.

The first chapter of the results section deals with the TNO named 2008 OG₁₉. The first steps of the analysis left clear that the properties of this object were far from ordinary: its photometric variability was of 0.43 mag, which is rather unusual for an object of its large size. In fact, there are less than 10 known objects that show these characteristics, which is to be compared with the approximately 150 TNOs for which rotational light-curves

are available. Identifying one of these singular objects is important enough by itself but, moreover, from the photometric analysis that was carried out it was possible to extract important physical characteristics such as its rotation period, form and density (assuming hydrostatic equilibrium). These are important results, in particular because the determination of densities of objects of the Solar system (leaving aside planets) is generally quite challenging.

The second chapter of results is devoted to the centaur Chariklo, and it was motivated by the discovery of a ring system around this object. In this thesis, the photometric effects caused by the ring system has been modelled, obtaining the evolution in time of the absolute magnitude during its orbital movement due to the change of the viewing angle of the object with respect to the observer. Observational data for the light-curve amplitude were also modelled, together with the absolute magnitude, in order to obtain the size of the semi-axes of the central body and the contribution coming from the ring system. Moreover, the density is also obtained under the usual assumption of hydrostatic equilibrium.

In the next chapter, the previously known (and published) results regarding the stellar occultations produced by the centaur Chiron are reinterpreted. The new interpretation proposes the existence of a ring system, similarly to the situation with Chariklo, and improves the matching between photometric models and observational data. Additional evidence for the existence of this ring system is also provided by means of long-term photometric studies, modelling the temporal evolution of the rotational light-curve and absolute magnitude. This model also permits to obtain the rotation axis of the body which provides the best fit for the ring system. Additional data gathered afterwards support the validity of the photometric models in which the effects produced by a ring system are included.

Finally, the last chapter of results is devoted to the analysis of Bienor's photometric data, which shows similar characteristics to that of Chariklo and Chiron. New observational data for the light-curve amplitude and absolute magnitude were obtained and, together with the existing literature, were fitted in order to select a model for their temporary evolution. Several scenarios were proposed in order to explain the variation of the photometric results in both quantities: (i) relaxing the assumption of hydrostatic equilibrium, (ii) surface albedo variability, and (iii) a ring system. None of them can be discarded with the data that is currently available, but the best fit in statistical terms is attained by the model which includes a ring system, similarly to the situation in Chariklo and Chiron.

For the three centaurs analyzed, their shape and rotation axis were obtained exploiting the temporal evolution of the absolute magnitude and light-curve amplitude. Density was also obtained for two of them (Chariklo and Bienor). Before this work, shape, rotation axis and density had been only determined for a single centaur, (5145) Pholus.

Resumen

Los objetos transneptunianos (TNOs) son aquellos cuerpos del Sistema Solar con órbitas cuyo semieje mayor es más grande que el de la órbita de Neptuno. Estos objetos se formaron en regiones exteriores a la línea de hielo, es decir, en zonas de la nebulosa protoplanetaria donde los elementos volátiles (compuestos químicos con bajos puntos de sublimación) tenían cabida, ya que las temperaturas eran suficientemente bajas como para permitir la formación de los mismos. Los TNOs poseen por tanto, de manera similar a las cometas, una composición basada en una mezcla de rocas y hielos (es decir, fases sólidas de los elementos volátiles). Debido a las grandes distancias que los separan del Sol, los materiales de sus superficies han sufrido menos procesos químicos en comparación con los de otros cuerpos del Sistema Solar. En cierto sentido, estos objetos son cápsulas del tiempo que contienen y mantienen prácticamente intacto material del disco protoplanetario. Es por este motivo por el que su estudio de TNOs aporta información fundamental a cerca de la nebulosa solar primitiva y los materiales a partir de los cuales se formó el Sistema Solar. Esta observación incluye también a los centauros: objetos que provienen del cinturón transneptuniano, los cuales han sido inyectados a zonas más internas debido a encuentro planetarios, principalmente con Neptuno.

Esta tesis se ha llevado a cabo en el marco de un programa dedicado al estudio de las propiedades físicas de objetos transneptunianos y otros cuerpos pequeños del Sistema Solar, que lleva en curso más de dos décadas en el Instituto de Astrofísica de Andalucía, con financiación de entidades públicas nacionales, autonómicas y europeas. Dentro de este programa se utilizan técnicas variadas para el estudio de estos objetos, tanto observacionales como teóricas. Entre ellas, la técnica de la fotometría ha sido una de las herramientas destacadas, en la que el grupo ha hecho un gran número de contribuciones científicas y en la que esta tesis se encuadra.

Durante el desarrollo de esta tesis se ha abordado un estudio sistemático de un conjunto numeroso de objetos, si bien las conclusiones principales han podido derivarse de manera más concluyente para cuatro de ellos. Los resultados sobre estos objetos han sido publicados en 4 artículos recogidos en esta memoria de tesis, que se presenta en la modalidad de compendio de artículos. Análisis adicionales, así como la preparación de las correspondientes publicaciones, se encuentran en desarrollo.

El primer capítulo versa sobre el objeto transneptuniano 2008 OG₁₉. Durante los primeros pasos de la investigación, quedó patente que se trataba de un cuerpo de unas características fuera de lo común. Resultó ser un objeto que presentaba una variabilidad

fotométrica de más de 0.43 magnitudes, lo cual es algo extraordinariamente inusual, ya que solo existen menos de 10 objetos conocidos con estas características en el cinturón transneptuniano, en comparación con los ~ 150 objetos de los que se conoce su curva de luz. Identificar uno de estos objetos tan singulares es ya importante, pero además, del estudio fotométrico detallado se pudieron obtener características importantes tales como su periodo de rotación, forma y su densidad (suponiendo equilibrio hidrostático). Esto es también un logro considerable ya que la determinación de densidades de objetos del Sistema Solar es algo, en general, bastante complicado.

El segundo capítulo de resultados pertenece al centauro Cariclo y está motivado por el descubrimiento de un sistema de anillos alrededor del mismo. En este trabajo se modelan los efectos producidos por el sistema de anillos y se deduce como la magnitud absoluta del centauro cambia en su recorrido orbital debido a la variación en el ángulo de visión del objeto respecto al observador. También se modelan los datos observacionales de la amplitud de la curva de luz, junto con los de la magnitud absoluta, a fin de evaluar el tamaño de los semiejes del cuerpo principal y la contribución de los anillos. Además, suponiendo equilibrio hidrostático, se obtiene información sobre la densidad.

En el capítulo de Quirón se reinterpretan los resultados, publicados en la bibliografía, de ocultaciones estelares producidas por el centauro. Esta nueva interpretación propone la existencia de material en forma de anillo, similar al que se encuentra en Cariclo que, además, es confirmada mediante los estudios fotométricos de largo término, donde se modela la evolución temporal de la amplitud de la curva de luz y la magnitud absoluta. A través de la modelización también se obtiene el eje de rotación del objeto que encaja con el del anillo. La monitorización posterior del objeto verifica la validez de los modelos en los que se incluyen los efectos fotométricos producidos por los anillos del centauro.

Finalmente, el último capítulo de resultados está dedicado al análisis de los datos fotométricos del centauro Bienor, el cual presenta características muy similares a las exhibidas por los centauros Cariclo y Quirón. Se obtienen nuevos datos observacionales de la amplitud de la curva de luz y la magnitud absoluta que serán utilizados, junto con los publicados en la bibliografía, para modelar conjuntamente su evolución temporal. Se proponen varios modelos para explicar la variación de ambos resultados fotométricos, entre ellos: (i) relación de la suposición de equilibrio hidrostático, (ii) variabilidad del albedo superficial y (iii) un sistema de cuerpo + anillo. Si bien no pueden descartarse ninguno de ellos, el que produce mejores resultados en términos estadísticos es el que describe un anillo similar a los encontrados en los centauros Chariklo y Chiron.

Gracias a los modelos fotométricos de evolución temporal de la magnitud absoluta y la amplitud de la curva de luz, se han obtenido forma y dirección del eje de rotación para los tres centauros. Para Cariclo y Bienor se ha obtenido también la densidad. Con anterioridad a este trabajo, estas tres propiedades sólo han sido extraídas para un centauro más, (5145) Pholus.

List of publications

The research activities reported in this thesis have resulted in the following articles and conference proceedings:

Regular articles

7. T. G. Müller, A. Marcianiak, Cs. Kiss, R. Duffard, V. Alí-Lagoa, P. Bartczak, M. Butkiewicz-Bak, G. Dudziński, E. Fernández-Valenzuela, G. Marton, N. Morales, J. L. Ortiz, D. Oszkiewicz, T. Santana-Ros, R. Szakáts, P. Santos-Sanz, A. Takácsné, E. Varga-Verebélyi
Small Bodies Near and Far (SBNAF): a benchmark study on physical and thermal properties of small bodies in the Solar System
Submitted in Advances in Space Research
6. Fernández-Valenzuela, E.; Ortiz, J. L.; Duffard, R.; Morales, N.; Santos-Sanz, P.
Physical properties of centaur (54598) Bienor from photometry
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 466, Issue 4, p.4147-4158.
5. Fernández-Valenzuela, E.; Ortiz, J. L.; Duffard, R.; Santos-Sanz, P.; Morales, N.
2008 OG₁₉: a highly elongated Trans-Neptunian object
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 456, Issue 3, p.2354-2360.
4. Ortiz, J. L.; Duffard, R.; Pinilla-Alonso, N.; Alvarez-Candal, A.; Santos-Sanz, P.; Morales, N.; Fernández-Valenzuela, E.; Licandro, J.; Campo Bagatin, A.; Thirouin, A.
Possible ring material around centaur (2060) Chiron
Astronomy & Astrophysics, Volume 576, id.A18, 12 pp.
3. Santos-Sanz, P.; Ortiz, J. L.; Morales, N.; Duffard, R.; Pozuelos, F.; Moreno, F.; Fernández-Valenzuela, E.
Short-term variability of comet C/2012 S1 (ISON) at 4.8 AU from the Sun
Astronomy & Astrophysics, Volume 575, id.A52, 6 pp.
2. Duffard, R.; Pinilla-Alonso, N.; Ortiz, J. L.; Alvarez-Candal, A.; Sicardy, B.; Santos-Sanz, P.; Morales, N.; Colazo, C.; Fernández-Valenzuela, E.; Braga-Ribas, F.

Photometric and spectroscopic evidence for a dense ring system around Centaur Chariklo

Astronomy & Astrophysics, Volume 568, id.A79, 9 pp.

1. Fernández-Valenzuela, E.; Martí, J.; Luque-Escamilla, P. L.; Muñoz-Arjonilla, A. J.; Paredes, J. M.
Variable optical/infrared counterpart to the transient gamma-ray source J0109+6134
Astronomy & Astrophysics, Volume 561, id.A78, 5 pp.

Contributions to conferences

8. *V Reunión de Ciencias Planetarias y Exploración del Sistema Solar*
Institution: European Space Astronomy Center
Date: June 6-8, 2017 Contribution: Contributed talk “Study of TNOs from rotational light curves”
7. *V Reunión de Ciencias Planetarias y Exploración del Sistema Solar*
Institution: European Space Astronomy Center
Date: June 6-8, 2017 Contribution: Contributed talk “Compositional study of TNOs beyond 2.2 μm in preparation for the JWST”
6. *ACM2017 (Asteroids, Comets and Meteors):*
Institution: Universidad de la República, Montevideo (Uruguay)
Date: April 10-14, 2017
Contribution: Contributed talk “What is Bienor hiding in its photometric behaviour?”
5. *ACM2017 (Asteroids, Comets and Meteors):*
Institution: Universidad de la República, Montevideo (Uruguay)
Date: April 10-14, 2017
Contribution: Poster “2008 OG₁₉: a Varuna-like trans-Neptunian object?”
4. *SEA (Sociedad Española de Astronomía): Reunión científica 2016*
Institution: País Vasco University, Bilbao (Spain)
Date: July 18-22, 2015
Contribution: Contributed talk “Estudio detallado del centauro Bienor”
3. *The 4th Workshop on Binaries in the Solar System*
Institution: Astronomical Institute, Academy of Science of the Czech Republic, Prague (Czech Republic)
Date: June 21 - 23, 2016
Contribution: Contributed talk “Binaries in the Trans-Neptunian Population”

2. *IV Reunión de Ciencias Planetarias y Exploración del Sistema Solar*
Institution: Alicante University, Alicante (Spain)
Date: June 8-10, 2015
Contribution: Contributed talk “2008 OG₁₉: ¿Objeto parecido a Varuna?”

1. *SEA (Sociedad Española de Astronomía): Reunión científica 2015*
Institution: CEFCA (Centro de Estudios de Física del Cosmos de Aragón, Teruel (Spain)
Date: September 8-12, 2014
Contribution: Contributed talk “Variación rotacional de Quirón desde distintos telescopios”

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Breve historia del cinturón transneptuniano	1
1.2. Sinopsis sobre la formación de objetos transneptunianos	3
1.3. Objetos transneptunianos: clasificación	4
1.3.1. Objetos resonantes	4
1.3.2. Objetos del disco disperso	6
1.3.3. Objetos separados	6
1.3.4. Objetos del cinturón clásico	7
1.4. Centauros	7
1.5. Algunas técnicas de estudio observacional de cuerpos pequeños del Sistema Solar	11
1.5.1. Fotometría	11
1.5.2. Espectroscopía	11
1.5.3. Ocultación estelar	13
1.6. Algunas propiedades físicas de objetos transneptunianos y centauros	13
1.6.1. Formas de los cuerpos	13
1.6.2. Períodos de rotación	18
1.6.3. Densidades	19
1.6.4. Composición superficial	20
1.6.5. Albedo geométrico	23
2. Motivación y objetivos	27
3. Metodología	29
3.1. Campañas de observación y observatorios	29
3.1.1. Observatorio de Calar Alto	29
3.1.2. Observatorio de Sierra Nevada (OSN)	31
3.1.3. Complejo Astronómico el Leoncito	31
3.1.4. Observatorio del Roque de los Muchachos	32
3.1.5. Observatorio del Teide	33
3.1.6. Observatorio de San Pedro de Atacama	33
3.2. Protocolo habitual de observación	34
3.3. Análisis fotométrico	36

3.3.1. Fotometría relativa	36
3.3.2. Fotometría absoluta	41
3.3.3. Variabilidad a corto plazo	43
3.3.4. Variabilidad a largo plazo	45
3.4. Obtención de períodos rotacionales	48
3.4.1. Periodograma de Lomb	49
3.4.2. Técnica PDM	49
3.4.3. Método de Harris	51
I Objetos Transneptunianos	53
4. 2008 OG₁₉: un objeto transneptuniano muy elongado	55
4.1. Introducción al objeto transneptuniano 2008 OG ₁₉	55
4.2. Trabajo adicional: mejora del período rotacional	64
II Centauros	67
5. Evidencias fotométricas y espectroscópicas del sistema denso de anillos alrededor del centauro (10 199) Chariklo	69
5.1. Motivación del estudio del centauro Chariklo	69
5.2. Trabajo adicional: ajuste simultáneo a la amplitud de la curva de luz y la magnitud absoluta	81
6. Posible material con forma de anillo alrededor del centauro (2060) Chiron	85
6.1. Motivación del estudio del centauro Chiron	85
6.2. Trabajo adicional: análisis de datos posteriores.	99
6.2.1. Observaciones y reducción de datos	99
6.2.2. Análisis de datos y resultados	101
7. Propiedades físicas del centauro (54598) Bienor a partir de fotometría	105
7.1. Introducción al centauro (54598) Bienor	105
8. Conclusions	119

Capítulo 1

Introducción

1.1. Breve historia del cinturón transneptuniano

Desde el hallazgo de Plutón en 1930 por Clyde William Tombaugh, hasta hace algo más de dos décadas, la percepción que se tenía sobre el Sistema Solar seguía siendo más o menos la misma. Éste estaba compuesto por: 9 planetas con sus satélites, un cinturón de asteroides entre las órbitas de Marte y Júpiter, los asteroides troyanos de Júpiter y los cometas. A mediados del siglo XX, ya se postulaba la existencia de un remanente de $\sim 10^{29}$ g en la parte más externa del Sistema Solar, entre 38 - 50 ua de distancia heliocéntrica, donde debían haberse producido condensaciones de hielos de agua, amoníaco o metano, formando agregados de hasta 1 km (Kuiper, 1951). Una década más tarde, en un estudio sobre la formación del Sol y los planetas, inspirado en el descubrimiento de grandes abundancias del isótopo Xe^{129} que fueron encontradas en el meteorito de Richardton (Reynolds, 1960), Cameron (1962) también postuló la existencia de un remanente de material más allá de la órbita de Neptuno. Sin embargo, Hamid et al. (1968) estudiaron la influencia que tendría este remanente en las órbitas de los cometas periódicos, sin encontrar perturbaciones en ellas, sosteniendo que, de existir, no tendría más de 0.5 ó 1.3 masas terrestres (M_{\oplus}) si se encontrase a 40 ua ó 50 ua del Sol, respectivamente. Posteriormente, Whipple (1972) intentó explicar, aunque sin mucho éxito, la existencia del remanente mediante las perturbaciones sufridas por Neptuno, que habían sido atribuidas a Plutón en un primer momento.

Hasta entonces, los postulados sobre el cinturón transneptuniano no iban más allá de un remanente existente del Sistema Solar primitivo, ideas algo difusas en la bibliografía, que podrían parecerse o tener algo que ver con el cinturón transneptuniano. Fue Fernández (1980) quien propone por primera vez la existencia del cinturón entre 35 y 50 ua con una masa $\sim 10 M_{\oplus}$, en el que habría conglomerados con hasta 10^{18} g que podrían haberse formado por inestabilidades gravitacionales. Tras su evolución dinámica, éstos serían los progenitores de los cometas de corto período, cuya población inestable tenía que estar alimentada por alguna fuente.

Todavía tendrían que pasar 12 años más hasta que se hallase el primer objeto del cinturón transneptuniano, 1992 QB₁ (Jewitt and Luu, 1993). Este acontecimiento desembocó

en un bombardeo de nuevos descubrimientos de objetos pertenecientes a esa región que hoy día también se conoce como cinturón de Kuiper o cinturón de Edgeworth - Kuiper (Edgeworth, 1949), si bien la predicción más parecida a la realidad y con fuerte base física fue la de Fernández.

Con la llegada del cinturón transneptuniano a las ciencias planetarias se abrió una nueva vertiente dentro del estudio del Sistema Solar que no ha dejado de sorprender, empezando por encontrar cuerpos tan grandes como Plutón, lo que dio lugar a la comunidad astronómica a replantearse la definición de planeta. El 24 de agosto de 2006 la Unión Astronómica Internacional (IAU, de sus siglas en inglés) designó una nueva categoría de objetos pertenecientes al Sistema Solar, denominada planetas enanos, a la cual pertenecen en la actualidad: Ceres, Haumea, Makemake, Eris y Plutón. A excepción de Ceres, que se localiza en el cinturón principal, el resto se encuentran más allá de Neptuno y en ellos se han detectado elementos volátiles como el metano, el hielo de agua o nitrógeno. Según la definición, un planeta enano es aquel cuerpo del Sistema Solar que:

- Está en órbita alrededor del Sol.
- Su masa es suficiente para que su propia gravedad supere las fuerzas de rigidez del material sólido y alcance el equilibrio hidrostático.
- No es un satélite de un planeta u otro cuerpo del Sistema Solar.
- No ha despejado la vecindad de su órbita de objetos similares a él.

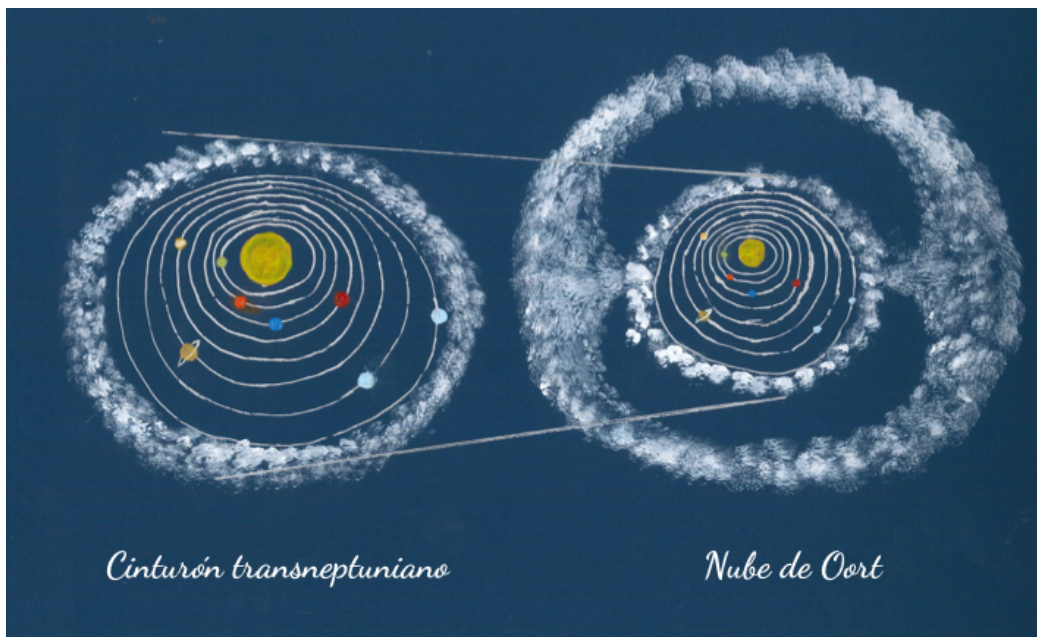


Figura 1.1: Ilustración del Sistema Solar donde se representan el cinturón transneptuniano y la nube de Oort. Dibujo realizado por Genara Valenzuela Ruano.

Hoy en día los modelos de evolución orbital establecen que los objetos transneptunianos (TNOs) son los precursores dinámicos de los centauros y éstos, a su vez, lo son de las cometas de corto período o cometas de la familia de Júpiter (ver sección 1.4). Debido a las vastas distancias que los separan del Sol, los TNOs son los objetos más prístinos del Sistema Solar, aportando información elemental sobre la composición y las condiciones físicas de la nebulosa solar primitiva. Además, el cinturón transneptuniano genera una conexión natural con los discos protoplanetarios encontrados alrededor de otras estrellas.

Aún así, se podría decir que el Sistema Solar no acaba aquí, sino que podría llegar hasta 200 000 ua (o lo que es lo mismo, ~ 1 pc) con lo que se conoce como la nube de Oort (ver figura 1.1; Oort, 1950). Esta nube teórica rodearía el Sistema Solar en forma de esfera, siendo éste el lugar de donde provendrían los cometas de largo período.

1.2. Sinopsis sobre la formación de objetos transneptunianos

El cinturón transneptuniano es un remanente del disco proto-planetario que fracasó en su proceso de formación de un planeta. La formación de los objetos transneptunianos tuvo lugar a partir de los procesos normales de acreción de materia (que se ve favorecida por la pérdida de energía debida a la fricción) al igual que ocurrió en otros lugares del Sistema Solar, como el cinturón principal de asteroides u otras zonas donde la formación planetaria sí fue exitosa. La diferencia fundamental entre el cinturón principal de asteroides y el transneptuniano es que los planetesimales del último se formaron más allá de la línea de hielo, donde los elementos volátiles tenían cabida (como el CH_4 , CO , CO_2 ó N_2), haciendo que el material del entorno fuese mucho más “pegajoso” que el que se encontraba en zonas interiores a la línea de hielo. Esto ayudó no solo a la formación de planetesimales de mayor tamaño, que llegarían hasta los 10 km de diámetro, sino también a la formación de protoplanetas y núcleos planetarios de entre 100 y 1000 km de tamaño (Lambrechts et al., 2014).

El remanente de la nebulosa solar primitiva que fracasó a la hora de formar un planeta, aquél al que llamamos cinturón transneptuniano, ha evolucionado debido a colisiones a partir de las cuales se formaron lo que hoy conocemos como objetos transneptunianos. Los cuerpos más pequeños (< 100 km de diámetro) son fragmentos originados por impactos (Farinella et al., 1982; Catullo et al., 1984), a través de los cuales se crea una tasa anual de 10 fragmentos con tamaños entre 1 – 10 km (Davis and Farinella, 1997). Cuerpos intermedios de 100 – 200 km se volverán a acumular gracias a la autogravedad formando “pilas de escombros” en los que la transferencia de momento angular será suficientemente grande como para obtener formas de equilibrio (como el esferoide de MacLaurin o el elipsoide de Jacobi) o fisionarse para formar sistemas binarios (Farinella et al., 1982; Catullo et al., 1984). Sin embargo, en este tamaño intermedio también se pueden encontrar fragmentos “irregulares” (formas de no equilibrio) ya que la importancia de la autogravedad y las fuerzas de estado sólido dependen críticamente de la resistencia de los materiales y su

historia pasada debido a las colisiones (Catullo et al., 1984). Los objetos con más de 200 km de diámetro no han sufrido apenas colisiones durante la edad del Sistema Solar y, por ello, la distribución de tamaños en este rango debe ser aquella de la población original, formada a través de procesos de acreción. Además, estos cuerpos tendrán el momento angular y los períodos de rotación que fueron impartidos durante la era de formación del cinturón transneptuniano, mientras que los más pequeños permitirán una mejor comprensión de los procesos de ruptura por colisión (Davis and Farinella, 1997; Sheppard et al., 2008). Tras la etapa colisional, los objetos alcanzaran un estado de “reposeo” que dependerá del tamaño/masa del objeto. Los cuerpos más grandes estarán dominados por el equilibrio hidrostático, alcanzando formas como el esferoide de MacLaurin o el elipsoide triaxial de Jacobi. En el primer caso, la curva de luz rotacional, es decir, la forma funcional que tendrá la representación gráfica del flujo reflejado por el cuerpo frente al tiempo, estará dominada por las manchas de albedo de la superficie de dicho cuerpo, mientras que en el segundo vendrá dominada por la forma del cuerpo. Por otro lado, en los cuerpos más pequeños la autogravedad no será suficientemente importante, permitiendo objetos muy elongados y/o deformados, por lo que la forma del cuerpo también será en estos casos la principal responsable de la curva de luz rotacional producida por el objeto, en vez de variaciones debidas a manchas de albedo en las superficies de los cuerpos, como se verá más adelante.

1.3. Objetos transneptunianos: clasificación

Como su nombre indica, los objetos transneptunianos son aquellos que se encuentran más allá de Neptuno. La población estimada para el cinturón transneptuniano clásico, entre 30 – 50 ua de distancia heliocéntrica, es del orden de 10^5 objetos de al menos 100 km de diámetro (e.g., Trujillo et al., 2001; Petit et al., 2008, 2011). Actualmente hay catalogados 2583 objetos de los cuales 1815 son TNOs, 706 son centauros u objetos del disco disperso y 17 son troyanos de Neptuno (*DISTANT EKO's Issue No. 109, Junio 2017*). En líneas generales, esta población se divide en dos grupos según su dinámica orbital: objetos clásicos y objetos del disco disperso (Morbidelli, 2008); aunque estudios más detallados han clasificado a los miembros de la región transneptuniana en 4 categorías dinámicas (e.g., Elliot et al., 2005; Gladman et al., 2008). Para esta tesis se ha seguido la clasificación propuesta por Gladman et al. (2008) en el libro *The Solar System Beyond Neptune* (figura 1.2). Dicha clasificación está basada no solo en la dinámica actual, sino también en la dinámica de corto término de los objetos (realizando integraciones orbitales de 10 mega años, Ma) y aceptando la necesidad de imponer límites arbitrarios en algunas de las definiciones. En la figura 1.3 se muestran los valores de semieje mayor (a) frente a inclinación (i) y eccentricidad (e) de los objetos catalogados hasta la fecha (de León et al., 2017).

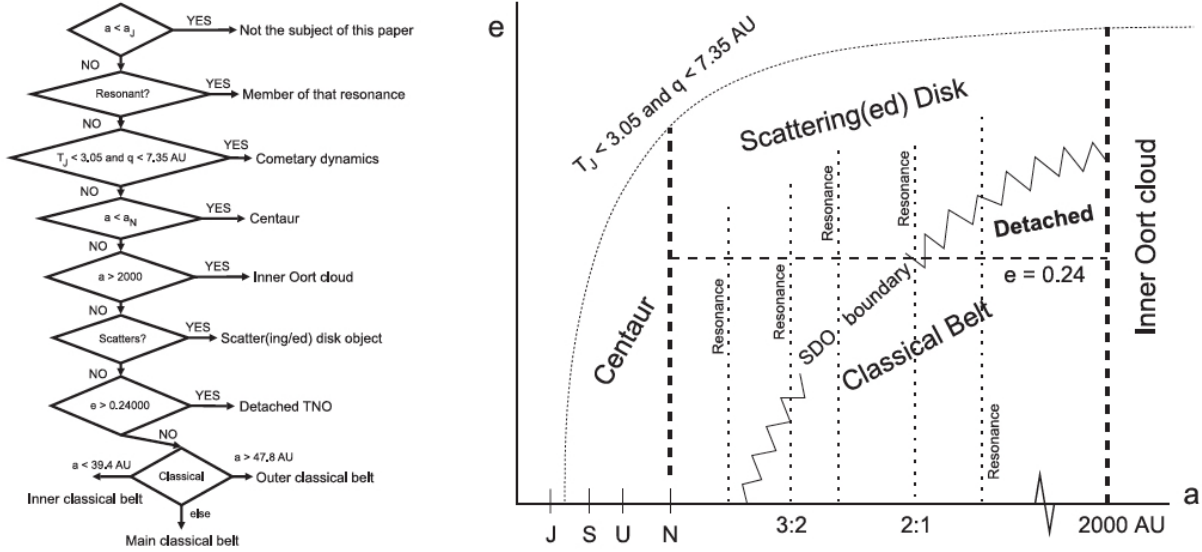


Figura 1.2: Figura extraída del artículo de Gladman et al. (2008). A la izquierda, diagrama de flujo para la clasificación de las diferentes categorías de objetos transneptunianos. A la derecha, esquema de la nomenclatura adoptada para los TNOs en función del semieje mayor (a) y la excentricidad (e) de la órbita. Nótese que este esquema no está a escala.

1.3.1. Objetos resonantes

Básicamente, los objetos resonantes (ROs) del cinturón transneptuniano son aquellos que se encuentran en resonancia orbital de movimiento medio con Neptuno, siendo la resonancia $p : q$ aquella que tiene p períodos orbitales de Neptuno para q períodos del TNO. Sin embargo, esta es una condición necesaria pero no suficiente para que un objeto sea catalogado como RO. El estudio de Gladman et al. (2008) se basó en objetos observados en tres oposiciones¹ como mínimo. Las integraciones, tanto de la órbita que mejor ajuste a las n oposiciones observadas como las de las órbitas extremas dadas por la incertidumbre del semieje mayor (a) durante 10 Ma, deben tener valores alrededor del denominado argumento resonante (ϕ_{pq}) que vendrá dado por la ecuación:

$$\phi_{pq} = p\lambda_N - q\lambda - (p - q)\varpi, \quad (1.1)$$

donde λ_N y λ son las longitudes medias de las órbitas de Neptuno y del TNO, respectivamente, y ϖ es la longitud del perihelio². Bajo estas condiciones, el objeto será clasificado

¹Se define oposición de dos cuerpos astronómicos cuando éstos se encuentran en dos puntos del cielo diametralmente opuestos a la posición de la Tierra. En este caso se tratan de oposiciones del objeto con respecto al Sol.

²La longitud media de la órbita y la longitud del perihelio vienen dadas por las ecuaciones: $\lambda = \Omega + \omega + M$ y $\varpi = \omega + \Omega$, respectivamente; donde Ω es la longitud del nodo ascendente, ω es el argumento del perihelio y M es la anomalía media (Morbidelli, 2008).

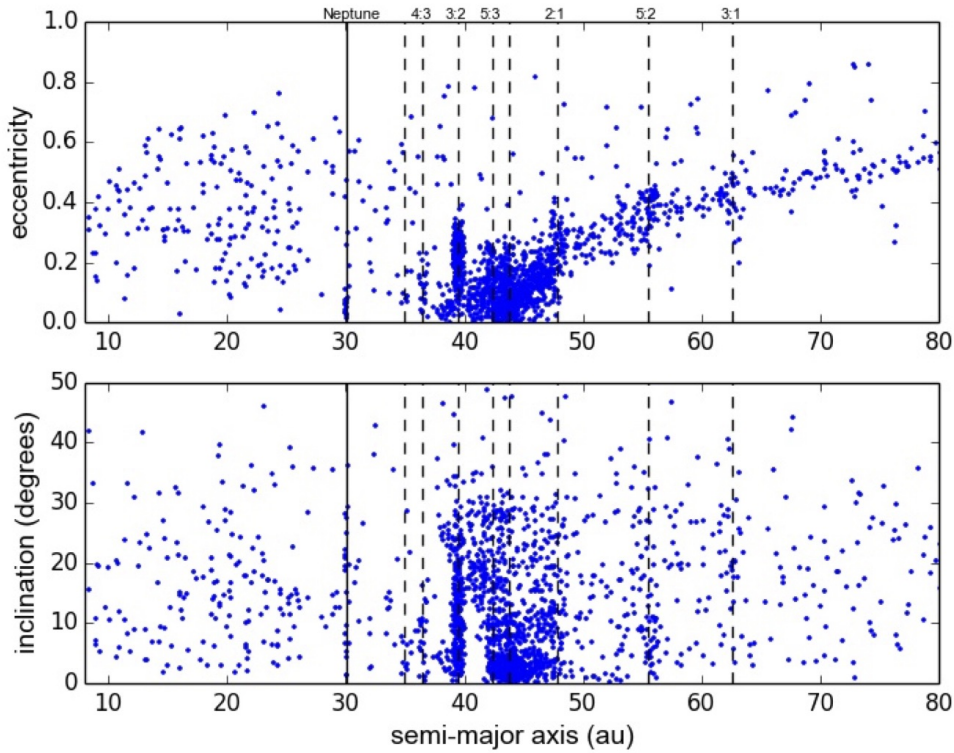


Figura 1.3: Figura extraída del artículo en prensa realizado por de León et al. (2017) donde se representan semieje mayor frente a excentricidad (arriba) e inclinación (abajo). Los puntos azules representan los objetos catalogados hasta la fecha. La línea vertical sólida muestra el semieje mayor de la órbita de Neptuno. Las líneas verticales pespunteadas muestran las distintas resonancias catalogadas en el cinturón transneptuniano. Se puede ver claramente como la resonancia más poblada es la 3:2 con Neptuno, resonancia a la que pertenece Plutón.

como “resonante seguro” en contraposición para el objeto que este requisito lo cumple sólo en dos de las condiciones iniciales, el cual será clasificado como “resonante probable”.

Dentro de este grupo se destacan los objetos atrapados en la resonancia 3 : 2, la más poblada de todas, que corresponde con la resonancia a la que pertenece Plutón. Por este motivo, los objetos de esta resonancia son también conocidos como “plutinos”.

1.3.2. Objetos del disco disperso

Los objetos del disco disperso (SDOs, de sus siglas en inglés) son aquellos que han sido o están siendo dispersados por Neptuno hacia partes más externas del Sistema Solar. Se caracterizan por tener altas excentricidades e inclinaciones orbitales. Este hecho es determinado mediante variaciones del semieje mayor de su órbita que superen las 1.5 ua durante los 10^7 años de integración.

1.3.3. Objetos separados

Los objetos separados o *detached objects* (DOs) son aquellos que no se encuentran, ni lo harán en un futuro, bajo la influencia gravitatoria de Neptuno. No está claro el motivo por el cual estos objetos se han desligado de la atracción gravitatoria del planeta. Según la clasificación de Gladman et al. (2008), estos objetos son aquellos que tienen excentricidades $e > 0.24$ y que, además, no han sido clasificados como SDOs tras la integración de 10^7 años.

1.3.4. Objetos del cinturón clásico

Los objetos del cinturón clásico (CTNOs, del nombre en inglés: *classical trans-neptunian objects*) son aquellos que se encuentran en órbitas estables con bajas excentricidades. Gladman et al. (2008) añaden además otra caracterización que diferencia entre tres partes del cinturón clásico: la parte interna, aquellos objetos no resonantes con $a > 39.4$ ua ó, lo que es lo mismo, objetos que se encuentran en la región comprendida entre la órbita de Neptuno y la órbita que delimita la resonancia 3 : 2; la parte externa, aquellos objetos con $a > 48.4$ ua y $e > 0.24$, es decir, objetos que se encuentran más allá de la órbita definida por la resonancia 2 : 1; por último, la región intermedia entre las que se acaban de nombrar será la que comprenda los objetos el cinturón clásico principal, los cuales son a veces llamados cubewanos³.

Por otro lado, algunos autores también dividen la población del cinturón clásico en función de la inclinación de su órbita (i), siendo aquellos con inclinaciones bajas los llamados dinámicamente “fríos” (o *cold*, en inglés) y los que tienen inclinaciones altas dinámicamente “calientes” (o *hot*, en inglés). Esta división estuvo motivada tras considerarse la posibilidad de dos poblaciones distintas al encontrarse una ligera correlación entre la inclinación de la órbita con el gradiente espectral. Este gradiente se define como el valor de la pendiente producida por la banda visible del espectro de un objeto (e.g., Morbidelli, 2008, ver sección 1.5.2). Objetos con alta inclinación tienden a tener gradientes espectrales pequeños, es decir, son más neutros en términos de color que objetos con inclinaciones bajas, que tienden a estar más enrojecidos (figura 1.4). Morbidelli and Brown (2004) proponen un límite para $i = 4^\circ$, denominando *hot classical* a los objetos con $i > 4^\circ$ y *cold classical* a los objetos con $i < 4^\circ$.

1.4. Centauros

Los centauros son aquellos objetos con perihelio y semieje mayor comprendido entre las órbitas de Júpiter y Neptuno, que no se encuentran en resonancia 1 : 1 con ninguno de los planetas gigantes. El primer centauro descubierto fue (2060) Chiron⁴ (o en español,

³Este nombre proviene del descubrimiento del primer TNO designado como 1992 QB_1 . La pronunciación en inglés de la segunda parte del nombre (es decir, QB_1) da lugar a la palabra *cubewanos*.

⁴Su nombre se debe a la posición de su órbita, que está localizada entre Saturno y Urano, pues Quirón fue hijo del titán Cronos (también identificado con el dios romano Saturno) y nieto de Urano.

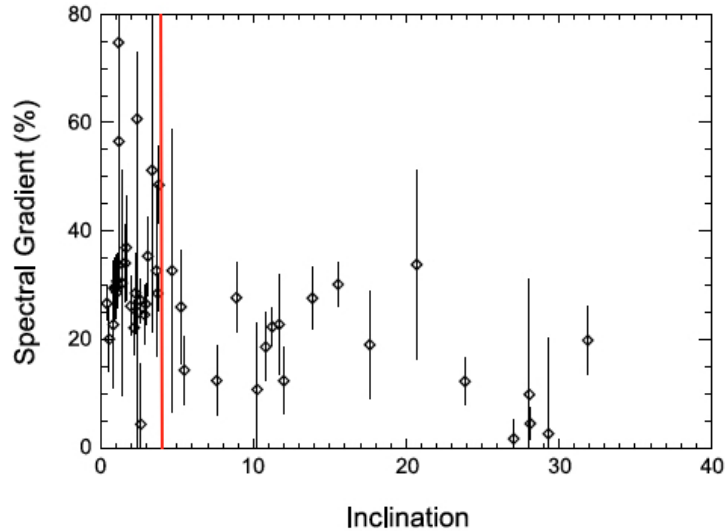


Figura 1.4: Figura extraída del artículo de Morbidelli and Brown (2004) en la que se representa la inclinación de la órbita frente al gradiente espectral (en %/100 nm), los objetos neutros son aquellos que tienen pendiente espectral $\sim 0\%$, valores mayores de la pendiente espectral indican enrojecimiento. La línea roja marca el límite de $i = 4^\circ$.

Quirón) el 18 de octubre de 1977 desde el observatorio de Monte Palomar (Kowal and Gehrels, 1977). En un primer momento este objeto fue catalogado como asteroide, sin embargo, poco después de su hallazgo se detectó la presencia de una coma similar a la que presentan los cometas (Kowal et al., 1979; Tholen et al., 1988; Meech and Belton, 1990), recibiendo por ello la nomenclatura cometaria 96P/ Chiron (una imagen de Quirón en la que presenta coma puede verse en la figura 1.5).

Descubrimientos de nuevos objetos en esta región y sus detecciones de coma hacían de ellos asteroides y cometas a la vez, dando lugar al nombre de centauros, coincidiendo además con la categoría a la que pertenecía el nombre mitológico elegido para el primero de estos objetos. El nombre de centauros proviene del griego *Κένταυρος* que significa matador de toros; en la mitología griega, los centauros eran criaturas con la cabeza, los brazos y el torso de hombre y el cuerpo y las patas de un caballo, de ahí el asignarles el mismo nombre a estos objetos astronómicos que comparten propiedades de cometas y asteroides.

Los centauros emanan del cinturón transneptuniano, de donde han sido inyectados a partes más internas del Sistema Solar debido a encuentros planetarios, principalmente con Neptuno (e.g., Fernández, 1980; Levison and Duncan, 1997). Estos objetos son pues dinámicamente inestables con una mediana de la vida dinámica de la población ~ 9 Ma, aunque el rango es bastante amplio. Se estima que un tercio de ellos se convertirán en cometas de corto período mientras que dos tercios de ellos serán eyectados hacia el exterior del Sistema Solar (o la nube de Oort; Tiscareno and Malhotra, 2003). Horner et al. (2004a) estiman sus vidas medias en torno a 2.7 Ma, generándose un nuevo cometa de corto período cada 125 años; adicionalmente, postulan que cada 420 años habrá un objeto que cruce la

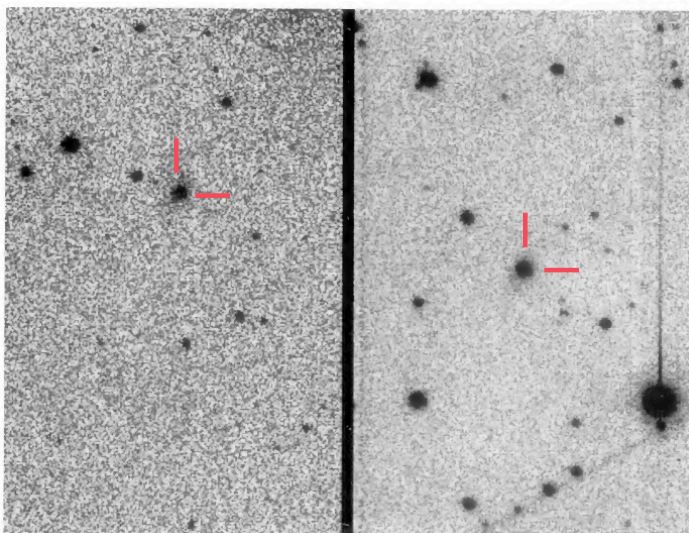


Figura 1.5: Figura adaptada del artículo de Meech and Belton (1990). Imágenes de Quirón del 10 y el 11 de abril de 1989. Las líneas rojas delimitan la posición del centauro.

órbita marciana y cada 880 años lo habrá que cruce la órbita terrestre. Por este motivo los centauros no sólo pueden llegar a ser espectaculares si cruzasen la órbita de Júpiter, sino también peligrosos. Por otro lado, en su evolución dinámica muchos de ellos podrían quedar atrapados en los puntos $L3$ y $L4$ de Lagrange de los planetas gigantes, convirtiéndose en troyanos de los mismos (Horner et al., 2004b).

La región entre Júpiter y Neptuno está mucho menos poblada que la región transneptuniana. Se estima que existen del orden de 44 000 objetos con tamaños > 1 km de diámetro (Horner et al., 2004a), por lo que las colisiones son mucho menos frecuentes. Cuerpos de 1 km de radio colisionan con cuerpos de 100 km de radio (aproximadamente el tamaño de Bienor) cada 60 giga años (Ga), véase Durda and Stern (2000). Esta escala de tiempo es ~ 600 veces más grande que en la región transneptuniana. Por ello, es mucho más probable que las colisiones sufridas por los centauros transcurran durante su estancia en el cinturón transneptuniano en vez de en la región dominada por los planetas gigantes, que tiene una tasa de colisión de aproximadamente 1 cada 10^7 años.

Los centauros, al igual que los transneptunianos, presentan un amplio rango de colores en la franja visible del espectro electromagnético ($B - V$, $V - R$, $R - I$; ver sección 1.6.4). Se pueden encontrar objetos muy neutros, como Quirón (Hartmann et al., 1990; Meech and Belton, 1990), que presenta colores $B - V \sim 0.6$ y $V - R \sim 0.4$ mag (sin eliminar la contribución del Sol), hasta objetos muy enrojecidos, como en el caso del famoso (5145) Pholus ($B - V \sim 1.3$ y $V - R \sim 0.7$ mag; Mueller et al., 1992). Se ha encontrado una distribución bimodal al representar los colores $V - R$ frente a $B - V$ de los centauros (Peixinho et al., 2003). Esta bimodalidad también ha sido atribuida a los TNOs más pequeños (Peixinho et al., 2012). Muchos autores han intentado explicar tanto la gran variedad de colores como la bimodalidad a través de los centauros activos, partiendo de la hipótesis de que la desgasificación podría cubrir la superficie de los objetos con elementos volátiles, procedentes de capas más internas del objeto, que presentan colores más neutros (Delsanti et al., 2004). Sin embargo, esta hipótesis es invalidada tras el trabajo de Jewitt

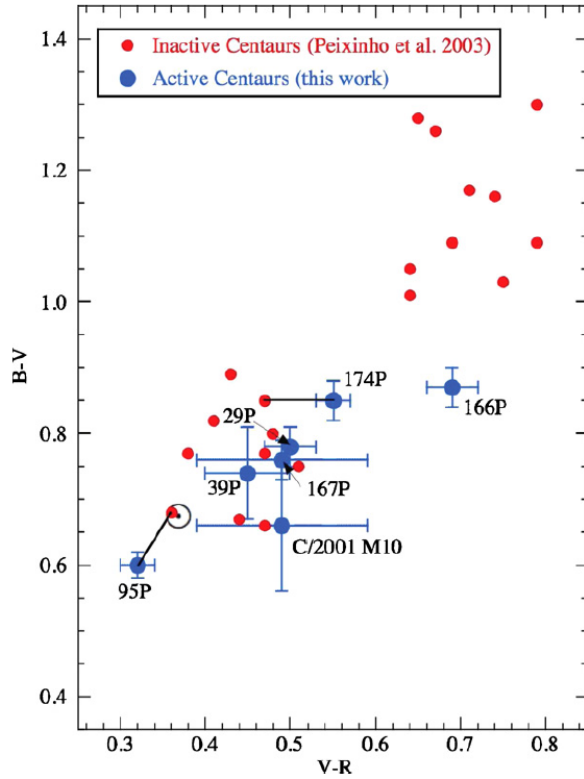


Figura 1.6: Diagrama color-color extraído del trabajo de Jewitt (2009) en el que se representan los colores $B-V$ frente a $V-R$. Los puntos azules representan a los centauros activos con los datos tomados de la tabla 6 del artículo de Jewitt (2009). Los puntos rojos representan datos de centauros no activos, obtenidos del artículo de Peixinho et al. (2003). Objetos presentes en ambas muestras están unidos mediante una línea negra. El color del Sol está representado mediante el símbolo: \odot .

(2009) en el que se estudia la población de centauros activos que sí parecen tener una tendencia hacia colores de una de las dos poblaciones de la bimodalidad. No obstante, los centauros no activos se encuentran en ambas regiones, haciendo imposible la distinción a partir de esta premisa (ver figura 1.6).

La actividad de los centauros ha sido achacada a la sublimación de hielos en su acercamiento al Sol, siendo la mediana del perihelio de los centauros activos de 5.9 ua, en comparación a la mediana de la muestra conocida (12.4 ua). No obstante, el hielo de agua no sublima a esas distancias ya que la temperatura es demasiado baja, mientras que el hielo de monóxido de carbono (el siguiente en volatilidad) sublima desde distancias ≤ 30 ua (A’Hearn et al., 2012) y, sin embargo, no se observa sublimación del CO en los centauros.

Por otro lado, el interés en los centauros se ha incrementado recientemente tras el descubrimiento de sistemas de anillos alrededor de dos de ellos, a través de la técnica de ocultación estelar (Braga-Ribas et al., 2014; Ortiz et al., 2015). Entre los escenarios propuestos para la formación de los anillos se encuentran las colisiones con otros cuerpos de tamaño ~ 10 km durante su evolución dinámica, desde el cinturón transneptuniano hasta cruzar la órbita de Neptuno. Dichas colisiones producirían una eyección de material que quedaría atrapado dentro del límite de Roche del cuerpo progenitor, evitando la formación de otro cuerpo (Pan and Wu, 2016). Hyodo et al. (2017) proponen que puedan ser formados debido a rupturas causadas por fuerzas de marea en sus encuentros con los planetas gigantes. Ambas hipótesis estarían en consonancia con la posibilidad de que los anillos produjesen la bimodalidad en los colores nombrada anteriormente, al ser formados

por materiales volátiles procedentes del interior del cuerpo (Ortiz et al., 2015, ver sección 1.6.4.A).

Los centauros representan, por lo tanto, una clara ventaja a la hora de estudiar el cinturón transneptuniano, pues permiten analizar objetos de dicha región en zonas más próximas a la Tierra, haciendo posibles análisis fotométricos y espectroscópicos de mayor precisión, que no son factibles para los TNOs de tamaños similares, no solo por las débiles magnitudes que presentan, sino también por la lentitud de su movimiento alrededor del sol. Es por ello por lo que esta tesis se ha centrado finalmente en el estudio de estos objetos, aunque también han sido analizados objetos transneptunianos de los cuales uno de ellos es presentado en la parte I.

1.5. Algunas técnicas de estudio observacional de cuerpos pequeños del Sistema Solar

Hay una gran diversidad de técnicas de estudio para los cuerpos del Sistema Solar, cada una de ellas adecuada al tipo de análisis que se pretenda llevar a cabo. Sin embargo, no todas son aptas para el estudio de los TNOs y centauros debido a las magnitudes tan débiles que presentan y a la lejanía a la que se encuentran. En esta sección vamos a presentar algunas de las principales técnicas que serán necesarias para el entendimiento de esta memoria.

1.5.1. Fotometría

La fotometría es la técnica principal de este trabajo. Se basa en el estudio del brillo de los objetos en el rango visible del espectro electromagnético, ya sea en términos absolutos o relativos. A través de la fotometría absoluta se obtienen, por ejemplo, estimaciones de los tamaños de los objetos. La fotometría relativa, en cambio, se refiere al análisis de series temporales de imágenes de una o varias campañas de observación, a partir del cual se obtienen períodos de rotación, formas y densidades. Hay que diferenciar entre análisis fotométricos de corto término y de largo término: el análisis de corto término es el que se acaba de describir, el análisis de largo término se refiere a estudios fotométricos, tanto absolutos como relativos, que requieren un tiempo suficiente como para que el objeto haya recorrido una parte considerable de su órbita, permitiendo así ajustar modelos que describan los efectos manifestados en los resultados debido al cambio producido por el ángulo de aspecto (ángulo que forman el vector velocidad angular con la dirección de observación). Una explicación más extensa y con mayor detalle puede encontrarse en la capítulo 3, sección 3.3.

1.5.2. Espectroscopía

La espectroscopía es el estudio de la interacción entre la materia y la radiación electromagnética y cómo esta última es absorbida o emitida en función de los materiales invo-

lucrados. En el caso de los cuerpos del Sistema Solar, se estudian las absorciones debidas a los distintos materiales que se encuentran en las superficies de los objetos. Aunque en algunos casos también se producen emisiones, como en las comas cometarias.

Los espectros electromagnéticos representan la energía recibida por el observador en función de la longitud de onda. En particular, un espectro de reflexión es aquél en el que se representa la luz reflejada por el objeto, si éstos no tienen luz propia. Los espectros son normalizados generalmente al valor del albedo geométrico⁵ del objeto en la banda V del sistema de filtros de Johnson ($0.46 - 0.64 \mu\text{m}$; Johnson and Morgan, 1951), aunque si éste no se conoce se suelen normalizar al valor medio obtenido en las longitudes de onda comprendidas en dicha banda, que se centra en los $0.55 \mu\text{m}$.

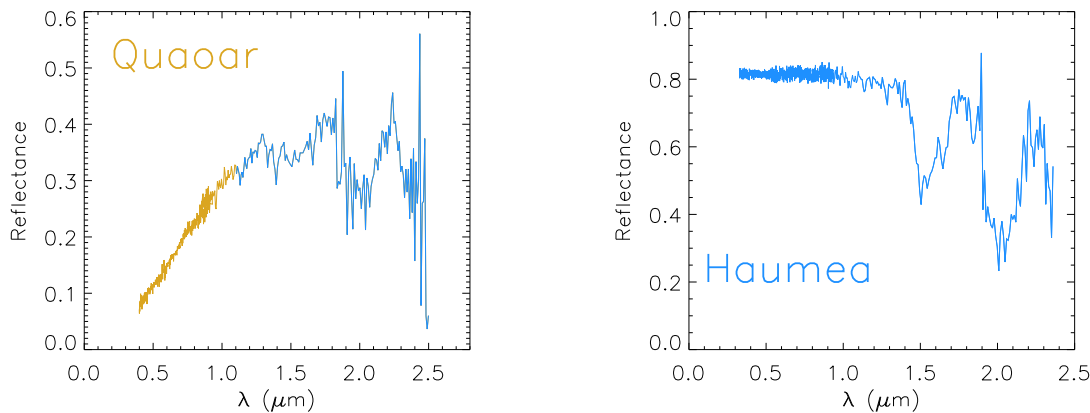
Las características principales a destacar en un espectro de reflexión son la pendiente espectral y las bandas de absorción. En primer lugar, la pendiente espectral, que generalmente se mide en el rango visible (entre $\sim 0.3 - 0.9 \mu\text{m}$) y aporta información sobre el enrojecimiento del objeto, diferenciando entre distintos compuestos: objetos muy enrojecidos podrían tener superficies con mezclas de compuestos orgánicos complejos, como se puede ver en la figura 1.7(a), donde la pendiente en el visible es muy pronunciada, mientras que objetos enrojecidos ligeramente tendrían silicatos amorfos en su superficie, que producen una pendiente espectral poco pronunciada. Ambos tipos materiales absorben más a menores longitudes de onda. Por último, objetos no enrojecidos, es decir, con pendiente espectral nula en el visible, tendrían hielos como el agua u otros elementos volátiles que no absorben a longitudes de onda cortas, como ocurre en el caso de Haumea (ver figura 1.7b).

En segundo lugar, las bandas de absorción indican distintos materiales en la superficie de los objetos en función de la longitud de onda a la que se encuentren. También se pueden obtener las proporciones de los distintos materiales modelando la profundidad de dichas bandas. Para objetos con grandes cantidades de hielo de agua, las bandas son distinguibles incluso en el infrarrojo cercano (entre $\sim 0.9 - 2.5 \mu\text{m}$), como se puede ver en ambos casos en la figura 1.7. Otros elementos volátiles como el CO o el CH_4 sólo son distinguibles en el infrarrojo medio (entre $\sim 2.5 - 30 \mu\text{m}$), donde tienen sus principales bandas de absorción, que no son posibles observar desde la Tierra debido, en parte, a la propia absorción atmosférica. Las bandas de absorción en el visible o el infrarrojo cercano de los elementos volátiles son muy poco profundas y solamente son apreciables en el caso en que el objeto tenga grandes cantidades de dicho material.

1.5.3. Ocultación estelar

Una ocultación estelar es producida cuando un objeto del Sistema Solar pasa por delante de una estrella produciendo una disminución en el brillo de la misma. Esta técnica es la más precisa en cuanto a la determinación del tamaño del objeto y, por tanto, del albedo. Además, se pueden detectar otras propiedades de los objetos como la existencia

⁵El albedo geométrico es una medida de la cantidad de luz que es reflejada por un objeto frente a la que es absorbida (ver sección 1.6.5).



(a) Espectro de reflexión de Quaoar. Datos obtenidos de Pinilla-Alonso et al. (2004).

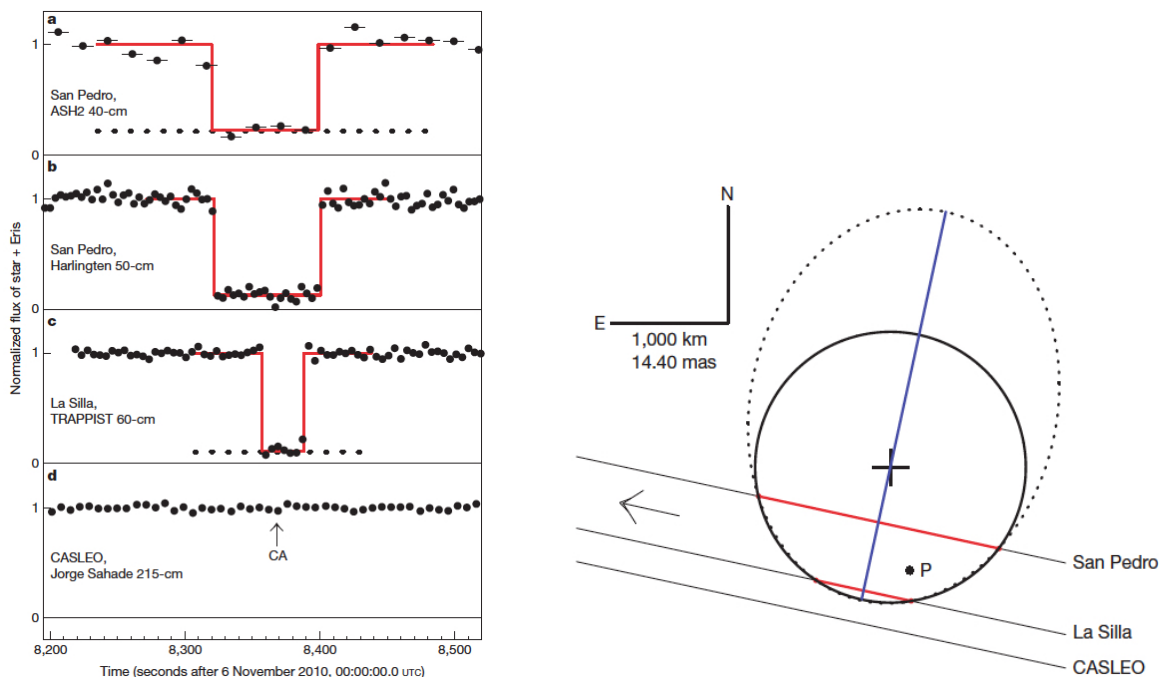
(b) Espectro de reflexión de Haumea. Datos obtenidos de Pinilla-Alonso et al. (2009).

Figura 1.7: Espectros de reflexión de los TNOs Quaoar (a) y Haumea (b). Comparando las gráficas se puede apreciar la variación entre las pendientes espectrales en el rango visible, que indica la presencia de diferentes materiales en la superficie de cada uno. Haumea tiene una pendiente espectral nula en el visible además de fuertes bandas de absorción a 1.5 y 2.0 μm , lo que indica que su superficie está prácticamente cubierta por hielo de agua. Por el contrario, Quaoar tiene una pendiente espectral de 28.2% (Marchi et al., 2003), además de fuertes bandas de absorción a 1.5 y 2.0 μm , ambas características son típicas de superficies con mezclas de hielo de agua y orgánicos complejos.

de atmósferas (Hubbard et al., 1988; Ortiz et al., 2012a), satélites (como en el caso del asteroide 113 Amalthea, [CBET 4413](#)) o, incluso, material en forma de anillo alrededor del cuerpo principal (Braga-Ribas et al., 2014; Ortiz et al., 2015).

Una parte vital para la predicción de ocultaciones es el estudio de la astrometría a través de la cual se analiza la posición relativa de los cuerpos del Sistema Solar respecto a las estrellas. De esta manera se mejora la precisión de las órbitas, siendo posible predecir ocultaciones de estrellas por objetos, tanto transneptunianos como centauros, con alta precisión, ya que la incertidumbre de las órbitas de dichos cuerpos es muy alta debido a la enorme distancia a la que se encuentran de la Tierra. Cuando se produce una ocultación, el objetivo es el análisis fotométrico de la estrella que se oculta para evaluar la caída de flujo que se produce en la misma, ajustando los datos observacionales a un pozo cuadrado (ver figura 1.8a). Es importante muestrear el espacio de sombra que producirá la ocultación ya que no sólo los eventos positivos son relevantes, sino también los negativos, que permiten limitar el tamaño del cuerpo (véase el observatorio de CASLEO en la figura 1.8).

Es un método complicado que requiere de mucha logística, pues se necesitan varios observatorios para conseguir más de una medida, con el objetivo de no obtener falsos positivos y poder hacer un buen ajuste de la forma del cuerpo (ver figura 1.8b). Además, es muy sensible a la meteorología, ya que son eventos esporádicos, observables únicamente en momentos muy concretos. La mayoría de estos eventos no tienen duraciones de más de



(a) Curvas de luz generadas por la ocultación producida por Eris de los distintos observatorios involucrados en el evento.

(b) Representación gráfica de las posibles formas de Eris generadas por las cuerdas obtenidas tras la ocultación.

Figura 1.8: Figura extraída del artículo de Sicardy et al. (2011). (a) Curva de luz generada debido a la ocultación de una estrella por el planeta enano Eris. Las gráficas muestran el flujo de la estrella + Eris normalizado a 1 antes de la ocultación. Cada una de las gráficas pertenece a los distintos observatorios involucrados en el evento. Los puntos negros muestran los datos observacionales mientras que las líneas rojas representan un ajuste a pozo cuadrado. La gráfica inferior no muestra caída ya que la ocultación de la estrella no producía sombra en esa zona de la Tierra. (b) Trayectorias de la estrella relativas a Eris. Las líneas rojas muestran los segmentos producidos durante la ocultación por Eris, también llamados “cuerdas”. En el gráfico se muestran dos ajustes posibles para las cuerdas generadas por la ocultación. El preferido por los autores es el que se muestra con la línea sólida negra.

20 – 30 segundos, por lo que es necesario la utilización de cámaras rápidas, con velocidades de lectura de 1 ó 2 segundos o, idealmente, con tiempo de lectura despreciable.

1.6. Algunas propiedades físicas de objetos transneptunianos y centauros

1.6.1. Formas de los cuerpos

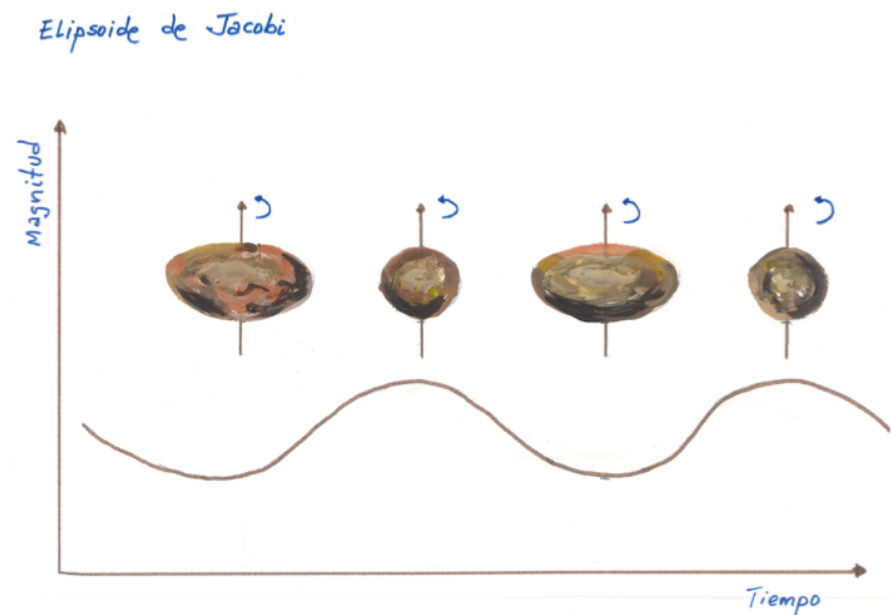
Como se ha descrito en párrafos anteriores, los TNOs de ≤ 200 km han sufrido fuertes impactos que los han convertido en “pilas de escombros”, si bien una denominación más acertada es la de agregados gravitacionales. En su relajación, después de los impac-

tos, los agregados gravitacionales adquirirán una determinada forma que dependerá del momento angular y la densidad. Por ello, estos cuerpos pueden ser tratados como fluidos en una primera aproximación. Un fluido en equilibrio hidrostático con momento angular nulo ($L = 0$) adoptará forma de esfera. A medida que L aumenta, es decir, el cuerpo rota con un período P , el fluido se deformará adoptando la figura de un esferoide de McLaurin (Chandrasekhar, 1987). En el caso ideal en el que la superficie del cuerpo resultante sea homogénea, la luz reflejada por la superficie del cuerpo será constante, produciendo una curva de luz rotacional plana. En una situación más realista, la superficie del cuerpo no será homogénea y tendrá manchas de albedo en la superficie, produciendo una curva de luz que a menudo es de simple pico y suelen tener muy baja amplitud, como la que se puede ver en el figura 1.9(a). El esferoide de McLaurin seguirá achatándose hasta llegar a un cierto valor de $L = 0.304$, a partir del cual el cuerpo podrá alcanzar la forma de elipsoide triaxial de Jacobi con semi-ejes a , b y c (donde $a > b > c$), produciendo una curva de luz debida a la forma del cuerpo (ver figura 1.9b). Es interesante ver la forma funcional de la dependencia de la velocidad angular (Ω) con el achatamiento del cuerpo (ϵ); nótese que un aumento de la velocidad angular no implica un cambio de forma (figura 1.10).

Distinguir cuándo una curva de luz es debida a forma o a manchas de albedo en la superficie no es trivial. En general, manchas de albedo superficiales en asteroides no producen variaciones de brillo mayores del 20 % (Degewij et al., 1979; Magnusson, 1991). Dicho valor es algo menor en los TNOs, los cuales no producen variaciones de brillo asociadas a manchas de albedo $> 10\%$ (Thirouin et al., 2010, salvo excepciones como en el caso de Plutón). Este resultado no es sorprendente ya que la naturaleza de los asteroides y los TNOs no es la misma; su formación se ha producido en partes distintas del disco protoplanetario, estando las superficies de los TNOs, en su mayoría, cubiertas por hielos propios de la zona donde se engendraron, mezclados con material orgánico y silicatos. Por este motivo, en una primera aproximación, aquellas curvas de luz tanto de TNOs como de centauros que presenten amplitudes < 0.15 mag se considerarán producidas por manchas de albedo en la superficie; se asumirá, por lo tanto, que el cuerpo tiene forma de esferoide de McLaurin. Un ejemplo puede verse en la figura 1.11, donde se ha representado la curva de luz del TNO 2002 TC₃₀₂, que tiene una amplitud $\Delta m = 0.08$ mag. Por otro lado, curvas de luz con amplitudes > 0.15 mag serán asociadas a una forma del cuerpo triaxial, es decir, de elipsoide de Jacobi, previa valoración de otras posibilidades (Sheppard et al., 2008; Fernández-Valenzuela et al., 2016). Existe algún caso excepcional en objetos relativamente grandes, como los planetas enanos (en el caso de Plutón) o satélites (en el caso de Júpiter), que presentan variaciones superficiales capaces de reproducir amplitudes en la curva de luz mayores de 0.2 mag. En el caso de Plutón, esta variación fue achacada en un primer momento a su tenue atmósfera (Spencer et al., 1997), aunque la misión espacial New Horizons reveló que esa gran amplitud es producida por la gran variedad terrenal debido a las capas de hielo de N_2 que se encuentran en su superficie (Moore et al., 2016). Una práctica adicional en las curvas de luz de gran amplitud para diferenciar si estas son producidas por un cuerpo con forma de elipsoide de Jacobi o manchas de albedo (esferoide de McLaurin) es observar si los máximos y los mínimos producidos por la curva de luz tienen diferentes profundidades, lo que será un indicio complementario para considerar que la curva de luz es



(a) Curva de luz debida a manchas de albedo.



(b) Curva de luz debida a forma del cuerpo.

Figura 1.9: Ejemplo esquemático de curvas de luz producidas por las figuras de equilibrio hidrostático. (a) Curva de luz producida por un objeto con forma de esferoide de McLaurin y manchas de albedo en su superficie durante un giro sobre su eje. Si el objeto no tiene manchas de albedo en su superficie, daría lugar a una curva de luz plana, es decir, sin variaciones en una revolución. (b) Curva de luz producida por un objeto con forma de elipsoide de Jacobi. Dibujos realizados por Genara Valenzuela Ruano.

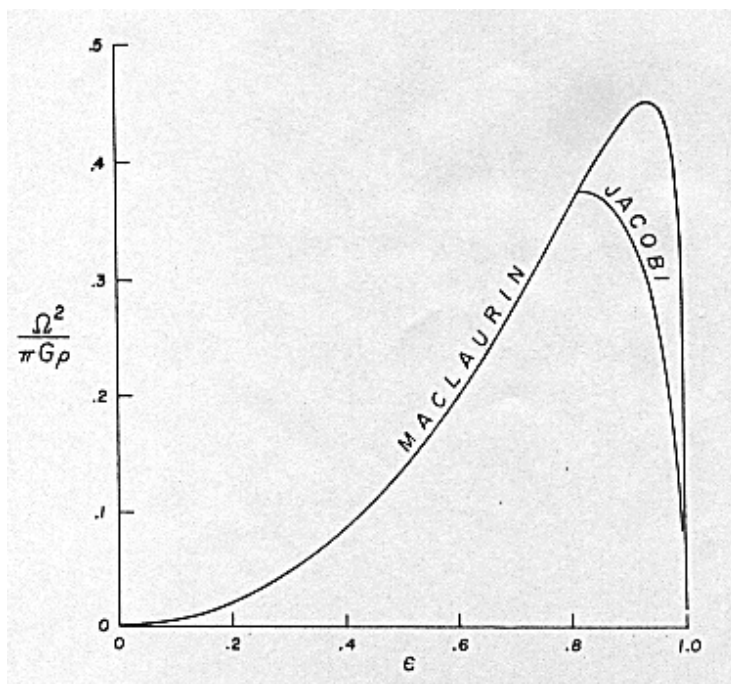


Figura 1.10: Figura extraída del libro “Ellipsoidal figures of equilibrium” (Chandrasekhar, 1987). Representación del achatamiento del cuerpo ϵ en función de la velocidad angular Ω y la densidad ρ .

debida a un cuerpo con forma de elipsoide de Jacobi. Por el contrario, si los máximos y los mínimos tuviesen profundidades iguales, estaríamos ante un cuerpo simétrico, aunque la existencia de cuerpos reales con simetría perfecta es muy improbable. Si éste último fuese el caso, lo lógico sería pensar que se está representando dos fases rotacionales completas de un objeto que presenta una curva de luz de simple pico, producida por una mancha de albedo en la superficie. La mayoría de los TNOs observados presentan amplitudes pequeñas (70% tienen $\Delta m < 0.2$ mag; Duffard et al., 2009). Nótese que este dato está sesgado hacia objetos grandes que son más fácilmente observables y probablemente habrán alcanzado el equilibrio hidrostático presentando forma de esferoide de McLaurin. Amplitudes mayores son esperadas en objetos pequeños que, como se dijo anteriormente, han sufrido un mayor proceso de colisiones y la autogravedad no es suficiente como para que superen las fuerzas de rigidez en un cuerpo sólido.

1.6.2. Períodos de rotación

A través del estudio de las curvas de luz, no se puede llegar hasta la forma del objeto si antes no se obtiene el período de rotación. Todo lo que se explicó en la sección anterior es el proceso por el que se pasa cuando se ha obtenido un período a través de métodos como el periodograma de Lomb o la técnica PDM. Sin embargo, el cálculo de períodos no es un tema a abordar en la introducción ya que se verá más extensamente en el siguiente capítulo (sección 3.4). Sí es relevante exponer cual es el espectro de períodos que se puede

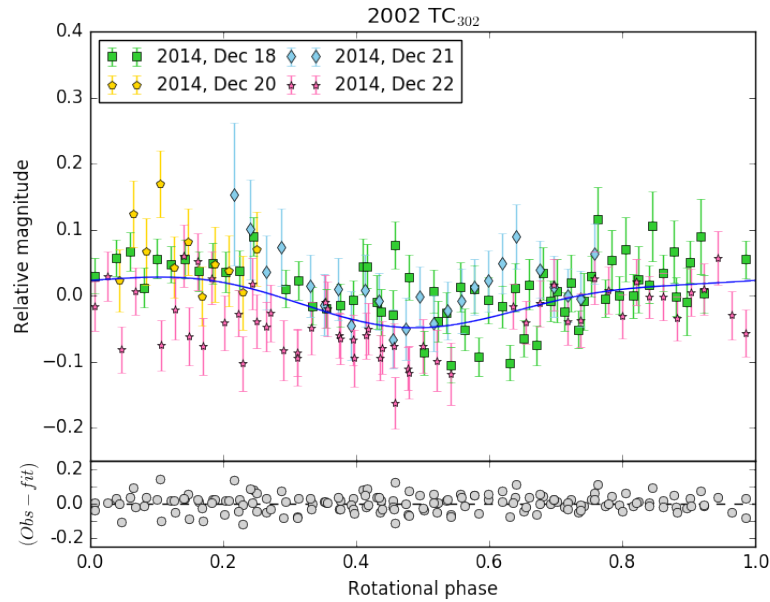


Figura 1.11: Curva de luz rotacional del objeto transneptuniano 2002 TC₃₀₂. La fase rotacional del cuerpo ha sido calculada con un período de 5.41 h (Thirouin et al., 2012) y fecha juliana inicial $J_{D_0} = 2457689$. La amplitud resultante para este objeto es $\Delta m = 0.08 \pm 0.01$ mag.

encontrar en estos cuerpos, el cual va desde objetos extremadamente rápidos (~ 3 h) hasta objetos muy lentos como en el caso de Plutón, que tarda más de 6 días en dar una vuelta completa sobre su propio eje. Siguiendo los regímenes expuestos anteriormente, para los cuales objetos con amplitudes < 0.15 mag presentan curvas de luz rotacionales debidas a variaciones de albedo en su superficie, Thirouin et al. (2014) obtienen la mediana del período rotacional para la población de TNOs y centauros conocidos, siendo ésta de 8.6 ± 0.5 h (figura 1.12). Sin embargo, considerando sólo los TNOs binarios de la muestra, los autores obtienen una mediana del período de 10 ± 1 h, lo que indica que los objetos binarios podrían estar ralentizados debido a las fuerzas de marea producidas por el sistema, como ocurre en el caso extremo de Plutón (hay que puntualizar que éste último no fue incluido en la muestra para el cálculo del período medio). Es importante notar que existen objetos lentos con períodos por encima de las 10 horas a los que no se le han detectado satélites o no han sido clasificados como objetos binarios. Estos períodos lentos podrían ser indicaciones de la existencia de satélites en dichos objetos. Por otro lado, los períodos rotacionales más cortos (objetos rápidos) son achacados, en un primer momento, a colisiones en las fases más tempranas del cinturón transneptuniano, momento en el cual la evolución por colisiones fue muy intensa (Davis and Farinella, 1997; Benavidez and Campo Bagatin, 2009). Este escenario da como resultado objetos con períodos rotacionales más rápidos, que podrían llegar incluso a romperse. Para evitar la ruptura del material, un TNO necesita una fuerza de cohesión ~ 1000 kPa para una densidad de 1000 kg m^{-3} (Ortiz et al., 2003). La fuerza de cohesión de estos objetos es mucho menor en la realidad, por analogía con los cometas,

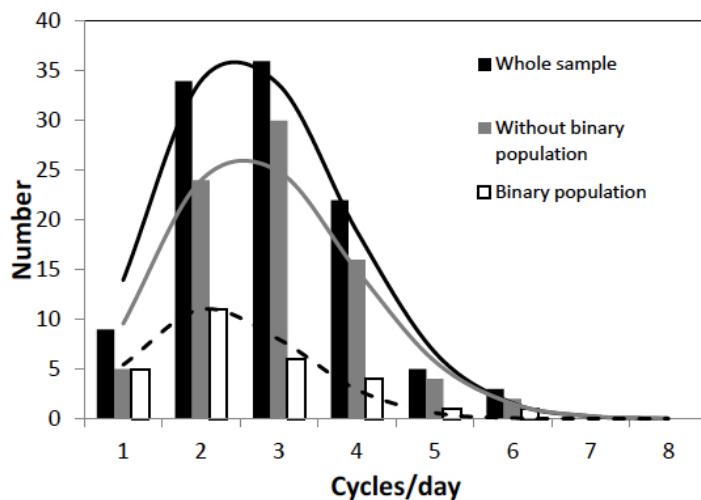


Figura 1.12: Figura extraída del artículo de Thirouin et al. (2014) en la que se representa el histograma del período de una muestra de TNOs y centauros. Las líneas representan ajustes Maxwellian a las distintas poblaciones dando períodos rotacionales de: 8.63 h para la muestra completa (línea negra), 8.37 h eliminando los objetos binarios (línea gris) y 10.11 para la población binaria (línea negra discontinua).

los cuales tienen una fuerza de cohesión varios órdenes de magnitud menor (figura 1.13; Basilevsky et al., 2016). Este escenario, a partir del cual los TNOs que viesen aumentada su velocidad rotacional hayan podido fisionarse para formar sistemas binarios o incluso ternarios, fue propuesto por Ortiz et al. (2012b) explícitamente para el caso de Haumea y su familia de objetos.

1.6.3. Densidades

La densidad de los objetos del Sistema Solar es la propiedad física más codiciada en el campo de las ciencias planetarias, ya que es una propiedad fundamental, a partir de la cual es posible empezar a inferir otras propiedades como la masa, así como algunas características de los interiores. En general, se puede hacer una buena aproximación mediante el formalismo de Chandrasekhar, nombrado en la sección 1.6.1, a partir del cual la densidad puede ser estimada conocidos el período de rotación y la razón de ejes, suponiendo equilibrio hidrostático (ver la tabla IV en Chandrasekhar, 1987). Un ejemplo puede verse en el artículo de Fernández-Valenzuela et al. (2016).

Hoy en día, gracias a las técnicas de ocultación estelar (entre otras) se tienen estimaciones muy precisas de la densidad de algunos de los objetos transneptunianos, siempre y cuando se conozca la masa de los mismos. Hay una tendencia clara de estos objetos a tener mayor densidad cuanto mayor es su tamaño (figura 1.14). Una explicación sencilla para la correlación entre la densidad y el tamaño puede darse a través de los procesos de formación explicados anteriormente. Los objetos más pequeños, que han sufrido colisiones y se han reagrupado gracias a la autogravedad, han dado como resultado cuerpos muy porosos. Sin embargo, aquellos cuerpos más grandes que han conseguido superar las fuerzas de cuerpo

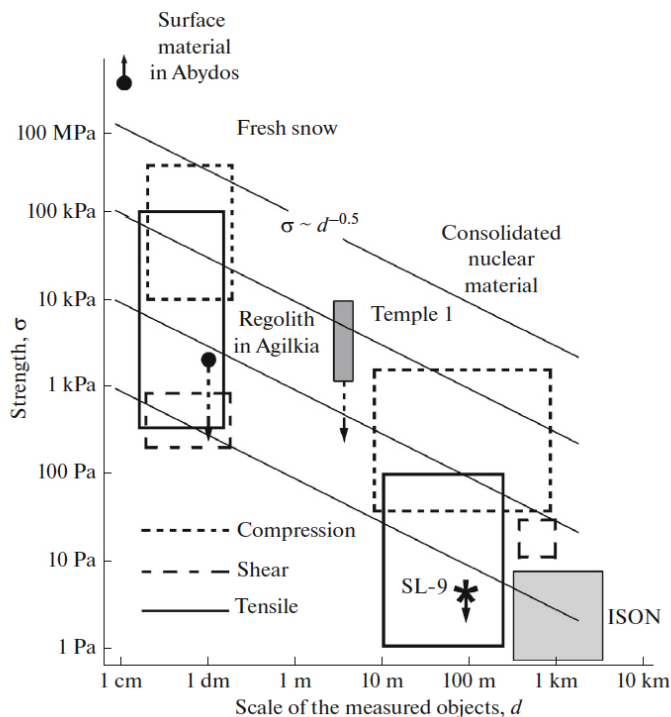


Figura 1.13: Figura extraída del artículo de Basilevsky et al. (2016) en la que se representa la resistencia de distintos materiales en función del tamaño del objeto. El asterisco muestra la resistencia tensorial del núcleo del cometa Shoemaker-Levy (Asphaug and Benz, 1996). Los rectángulos sólidos grises muestran la resistencia de los núcleos cometarios de Ison (Steckloff et al., 2015) y Temple 1 (Richardson and Jay Melosh, 2013). Los círculos negros muestran la resistencia de compresión del material superficial de las regiones de Agilkia (Biele et al., 2015) y Abydos (Spohn et al., 2015) del cometa 67P/Churyumov-Gerasimenko. Las líneas oblicuas muestran la dependencia de la resistencia tensorial y de compresión del material en función de la escala de los objetos estudiados en el artículo de Basilevsky et al. (2016).

rígido han compactado más el material.

1.6.4. Composición superficial

1.6.4.A. Estudios fotométricos de los colores

Los primeros estudios sobre la composición superficial de los TNOs y centauros fueron realizados mediante el análisis de colores en el rango visible del espectro electromagnético (e.g., Barucci et al., 1999; Boehnhardt et al., 2001; Delsanti et al., 2001; Doressoundiram et al., 2002) ya que la debilidad en brillo a causa de la lejanía a las que se encuentran hacen muy difícil el estudio mediante espectroscopía. En un primer momento, la idea obvia era pensar que los TNOs tenían superficies enrojecidas, pues se había postulado que los materiales orgánicos (moléculas definidas por los enlaces $C - H$) debían haberse formado a grandes distancias heliocéntricas, donde la temperatura de la nebulosa solar era suficientemente baja como para permitir la formación de estos compuestos. Las moléculas de H_2O forman estructuras cristalinas mediante enlaces de H dando lugar a cavidades, en cuyo interior se encuentran moléculas de CH_4 , CO u otros hidrocarburos. Estos materiales, irradiados por la radiación solar ultravioleta y/o rayos cósmicos, darán lugar a productos orgánicos complejos no volátiles, los cuales presentan colores más enrojecidos que los volátiles o los silicatos (e.g., Moore et al., 1983; Strazzulla et al., 1984; Andronico et al., 1987; Thompson et al., 1987). Estos procesos ocurren a escalas de tiempo $\sim 10^4$ años para las regiones de Saturno y Urano pero pueden llegar a ser tan rápidas como 10 años en el interior de la magnetosfera de Urano, donde se han encontrado altas dosis de electrones. Sólo

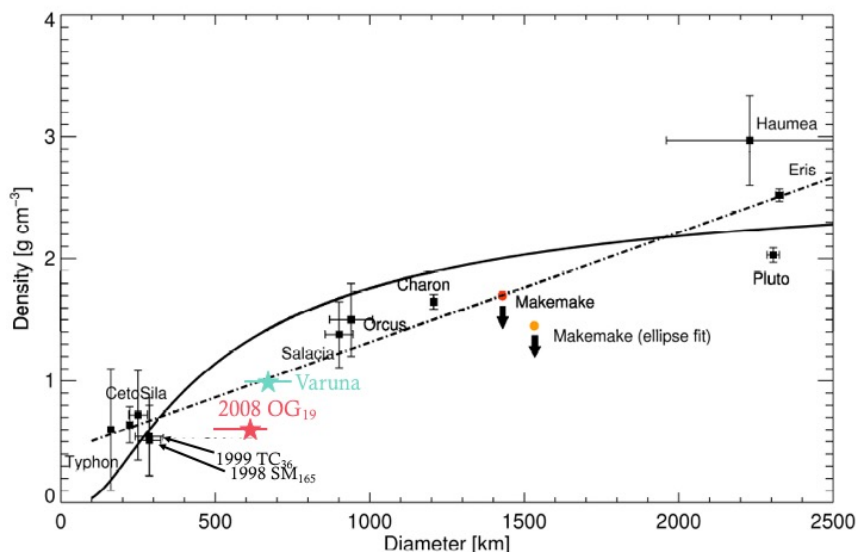


Figura 1.14: Figura adaptada del material suplementario del artículo de Ortiz et al. (2012a) en la que se representa la densidad frente al tamaño de los objetos. Las estrellas roja y azul representan las densidades de 2008 OG₁₉ (Fernández-Valenzuela et al., 2016) y Varuna (Jewitt and Sheppard, 2002) obtenidas a partir del formalismo de Chandrasekhar, suponiendo equilibrio hidrostático. Nótese que el tamaño de 2008 OG₁₉ es el obtenido usando un albedo típico para objetos del disco disperso (Fernández-Valenzuela et al., 2016). El tamaño de Varuna es aquél publicado a partir de los datos de Herschel (Lellouch et al., 2013).

aquellas superficies muy jóvenes o que estén provistas de compuestos volátiles por algún proceso evolutivo, como procesos colisionales, podrán ser muy brillantes en la actualidad. Tras el análisis fotométrico de los objetos Pholus (Mueller et al., 1992) y 1992 QB₁ (Jewitt and Luu, 1993), los cuales mostraban superficies muy enrojecidas, se confirmaba dicha idea. Más tarde, Luu and Jewitt (1996) advirtieron una amplia distribución de colores en una muestra de 18 TNOs y centauros, aunque sin encontrar grandes diferencias entre ellos, lo que consolidaba la propuesta evolutiva de los TNOs en centauros. Aún detectando un predominio a colores enrojecidos, consideraron sorprendente la gran variedad de colores encontrados, ya que el enrojecimiento debido a la radiación solar ultravioleta y los rayos cósmicos es ubicuo en el entorno interplanetario. Esta razón llevó a los autores a proponer la existencia de más de un tipo de composición superficial inicial o efectos de modificación de la superficie dependientes del tiempo, como pueden ser las colisiones.

Por otro lado, Tegler and Romanishin (1998) encuentran una bimodalidad en la distribución de colores obtenidos para 16 objetos en total (5 centauros y 11 TNOs) achacando la no bimodalidad de la muestra presentada por Luu and Jewitt (1996) a una menor precisión en la fotometría. No obstante, estudios posteriores mostraron que no había bimodalidad en los colores de los TNOs (e.g., Barucci et al., 1999, 2000). Esta bimodalidad sí ha sido mantenida para los centauros, aunque ha habido varias explicaciones para este fenómeno. En un primer lugar, se explicó a través de un escenario de rejuvenecimiento superficial

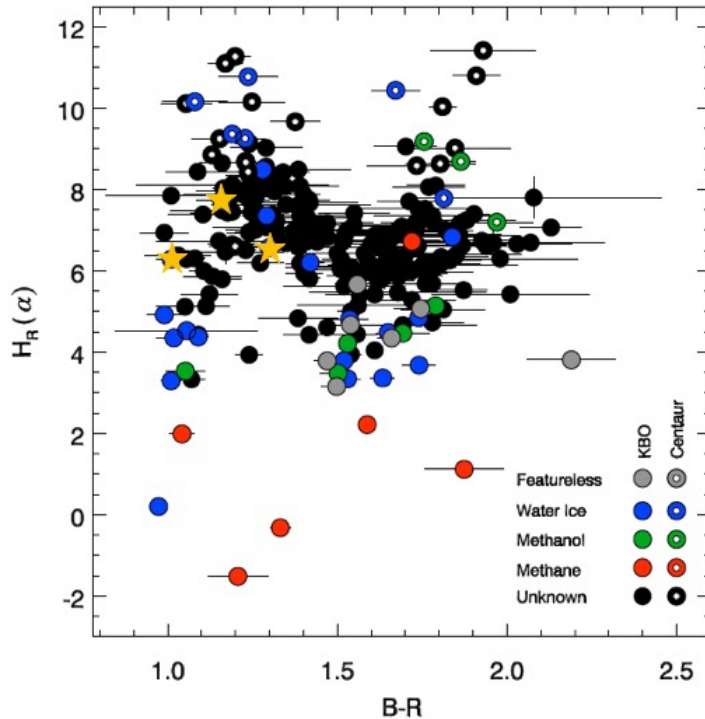


Figura 1.15: Figura adaptada del artículo de Peixinho et al. (2012) en la que se representa el color $V - R$ frente a la magnitud absoluta (H_R) como primera aproximación del tamaño de los objetos. Las estrellas amarillas representan a los centauros Cariclo, Quirón y Bienor.

mediante actividad cometaria, es decir, sublimación de hielos en la aproximación al perihelio (Peixinho et al., 2003; Delsanti et al., 2003). Estudios posteriores mostraron que no existía correlación entre la población bimodal de colores y la actividad de los centauros (Jewitt, 2009). Trabajos más recientes atribuyen la bimodalidad al tamaño en vez de a la clasificación dinámica, proponiendo que los TNOs con tamaños similares a los de los centauros poseen también dicha bimodalidad (figura 1.15; Peixinho et al., 2012; Fraser and Brown, 2012). Un escenario más especulativo es propuesto por Ortiz et al. (2015), en el que la bimodalidad sería causada por material en forma de anillo orbitando alrededor de los centauros más azulados o menos enrojecidos, si estos anillos estuviesen formados por el agua que se ha detectado espectroscópicamente en sus superficies (Duffard et al., 2014). En la actualidad se han detectado anillos alrededor de dos centauros, Cariclo y Quirón, y se han postulado para un tercero, Bienor (ver capítulo 7; Fernández-Valenzuela et al., 2017). El color ($B - R$) de los tres centauros ha sido representado en la figura 1.15 mediante estrellas amarillas. Como se puede ver, las tres estrellas caen en la zona ocupada por los centauros más neutros. En los últimos años se han revisado los colores publicados en la bibliografía por varios autores como Peixinho et al. (2015), que estudian los colores en el visible proponiendo bimodalidad en objetos con $H_R(\alpha) \leq 6.82$ mag, y Hainaut et al. (2012), que también incluye colores en el infrarrojo (ver figura 1.16). Este último trabajo forma parte de una amplia base de datos a la que se tiene acceso en la página del proyecto [MBOSS](#) (Minor Bodies in the Outer Solar System).

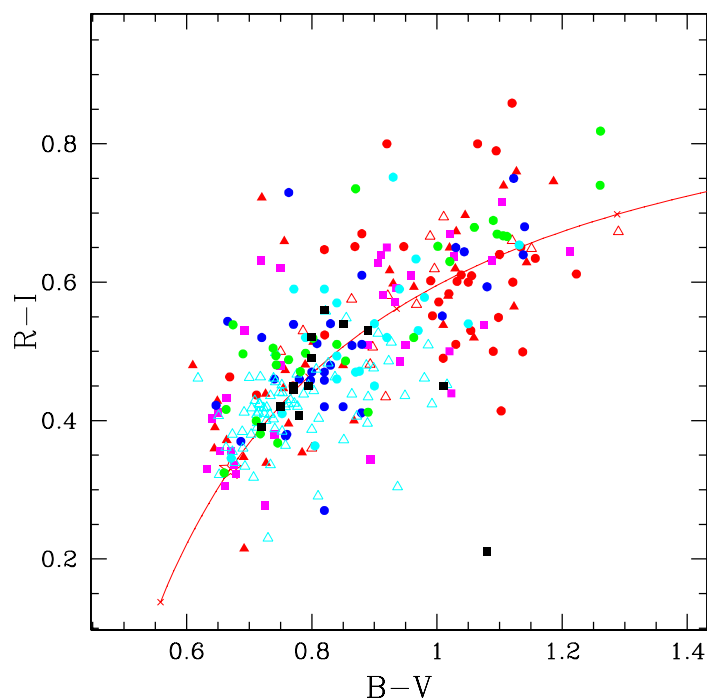


Figura 1.16: Figura de la base de datos del proyecto MBOSS en la que se representa el diagrama color-color $B - V$ vs $R - I$. Los triángulos rojos representan a la población resonante, siendo aquellos que están rellenos los Plutinos. Los círculos rojos y los cuadrados rosas representan a los objetos del cinturón clásico “fríos” y “calientes”, respectivamente. Los círculos azules, turquesas y verdes representan a los objetos del disco disperso, objetos separados y centauros, respectivamente. Los triángulos turquesas representan a los objetos troyanos de Júpiter. Los cuadrados negros representan a los cometas, siendo aquellos que están rellenos los cometas de corto período. Por último, la estrella roja localizada en las coordenadas (0.67,0.33) representa el Sol.

1.6.4.B. Estudios espectroscópicos

Son pocos los objetos transneptunianos que han sido analizados mediante estudios espectroscópicos (~ 75 ; Barucci et al., 2011). Sin embargo, los pocos que han sido estudiados han mostrado características ampliamente diferentes. Aquellos más grandes, los planetas enanos, son capaces de retener elementos bastante volátiles. En las superficies de Plutón, Makemake y Eris se ha detectado metano en sus espectros. Plutón es el mejor estudiado hasta la fecha, pues es el más cercano, fue el primero en ser descubierto y ha sido el único visitado por una sonda espacial. En él se han encontrado elementos volátiles como el N_2 , CH_4 y CO (Owen et al., 1993; Douté et al., 1999). Posteriormente, estas detecciones se han podido corroborar gracias a la nave espacial New Horizons, que sobrevoló el sistema binario de Plutón y Caronte, el 15 de julio de 2015 (Moore et al., 2016). En el caso de Makemake y Eris, las bandas de absorción del metano encontradas en sus espectros son incluso mayores que las encontradas en Plutón, como se ve en los trabajos de Licandro et al. (2006b,c). Ambos tienen pendientes espectrales que indican superficies enrojecidas (4 y 8.9 %/1000Å para Makemake y Eris, respectivamente). Esto indica que, muy probablemente, los volátiles se encontrarán rodeados de orgánicos complejos parecidos a la “tolina”, en inglés *tholin*, que es lo que produce el enrojecimiento (Sagan and Khare, 1979). Por otro lado, Haumea se encuentra prácticamente cubierto por hielo de agua, sin detectarse ningún otro tipo de elemento volátil y presentando además un espectro neutro en el visible (Pinilla-Alonso et al., 2009). Dejando a un lado los planetas enanos, los estudios espectroscópicos indican que las superficies de los TNOs y centauros están principalmente compuestas por silicatos amorfos y orgánicos complejos, mostrando algunos de ellos bandas de agua en sus espectros

(Barucci et al., 2011). No se ha detectado ningún otro elemento volátil en las superficies de TNOs y centauros, aunque sí se han utilizado para modelar sus espectros, como en el caso del TNO Varuna (Lorenzi et al., 2014). Es importante notar que las bandas de absorción más anchas y profundas del CH_4 , CO_2 , CO o N_2 se encuentran en el infrarrojo medio (desde $2.5 - 30\mu m$). Como se dijo en párrafos anteriores, estas moléculas tienen bandas de absorción en longitudes de onda más cortas, pero se necesitan grandes cantidades de estos materiales para poder detectarlas en esa zona del espectro electromagnético. En la actualidad, la franja del espectro correspondiente al infrarrojo cercano es analizable solamente a 3.6 y $4.5 \mu m$, con el instrumento IRAC del telescopio espacial Spitzer (para TNOs y centauros). Sin embargo, con la llegada del nuevo telescopio espacial James Webb (JWST, de sus siglas en inglés) habrá un mayor número de bandas fotométricas, además de una mayor resolución, con las que se podrán hacer estudios para detectar bandas o colores característicos de elementos volátiles u orgánicos complejos en objetos que no tengan grandes proporciones de éstos (figura 1.17).

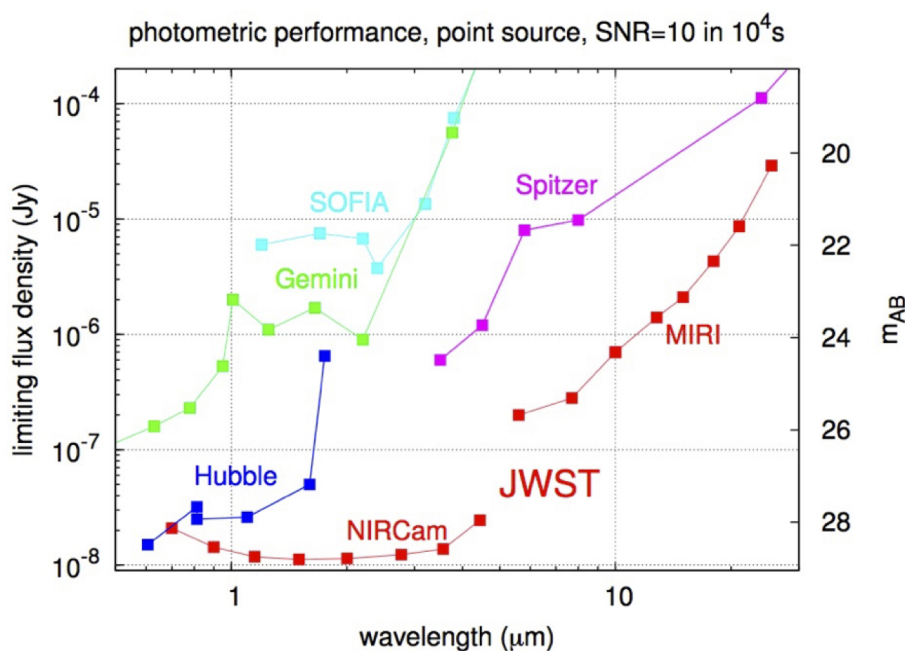


Figura 1.17: Figura extraída de la página oficial del JWST en la que se representa la sensibilidad de los distintos instrumentos del JWST frente a la longitud de onda, en comparación con instrumentos de otros telescopios.

1.6.5. Albedo geométrico

El albedo geométrico (p) se refiere a la razón del brillo real de un objeto con un ángulo de fase de valor cero, en una longitud de onda determinada, y está relacionado con el albedo de Bond (A) según la ecuación:

$$A = pq, \quad (1.2)$$

donde p es el denominado albedo geométrico y q es la integral de fase. El albedo de Bond es una medida de la fracción de energía reflejada por un cuerpo astronómico respecto a la radiación electromagnética total recibida, teniendo en cuenta todas las longitudes de onda y ángulos de fase. Este albedo toma valores estrictos entre 0 (correspondiente a un cuerpo que absorbe toda la radiación recibida) y 1 (correspondiente a un cuerpo que refleja toda la radiación recibida), mientras que el albedo geométrico puede llegar a tener valores superiores a 1, dependiendo de la integral de fase que viene expresada como sigue:

$$q = 2 \int_0^\pi \frac{I(\alpha)}{I(0)} \sin(\alpha) d\alpha, \quad (1.3)$$

donde $I(\alpha)$ es el flujo dispersado en función del ángulo de fase⁶ (α) medido a todas las longitudes de onda y todas las direcciones.

Por otro lado, el albedo geométrico está relacionado con el tamaño del cuerpo y la magnitud absoluta del mismo según la ecuación:

$$D = Cp_V^{-1/2} 10^{\frac{-H_V}{5}}, \quad (1.4)$$

donde D es el diámetro efectivo del cuerpo, $C = 1329$ km es una constante, p_V es el albedo geométrico del cuerpo en la banda V y H_V es la magnitud absoluta⁷ del cuerpo en la banda V , siendo también posible calcularlo con respecto a otras bandas del visible. Conocido el diámetro del objeto, por ejemplo, mediante ocultación estelar o eventos mutuos, es fácil obtener el albedo geométrico del mismo, que da una idea de los materiales que puedan existir en la superficie del objeto.

Obtener el tamaño de los objetos del Sistema Solar es a menudo complicado. Existen otros métodos para obtener el albedo geométrico como, por ejemplo, mediante la emisión térmica, relacionando la cantidad de flujo reflejada con la absorbida por un objeto. Los asteroides tienen su máximo de intensidad de emisión térmica entre $10-20\mu\text{m}$, sin embargo, los objetos que se encuentran en regiones más externas del Sistema Solar, como los TNOs y los centauros, tienen el máximo en longitudes de onda más largas, alrededor de $50\mu\text{m}$. La cantidad de flujo absorbida por un cuerpo está relacionada con el diámetro del mismo según la ecuación:

$$f_\lambda = \frac{\epsilon D^2}{2\Delta^2} \int_0^\pi B(\lambda, T(\phi)) \sin(\phi) \cos(\phi) d\phi, \quad (1.5)$$

donde f_λ es el flujo total emitido por el cuerpo a una determinada longitud de onda (λ), ϵ es la emisividad bolométrica, D es el diámetro efectivo del objeto, Δ es la distancia geocéntrica (en km), $B(\lambda, T(\phi))$ es la función de Planck⁸, a es el área del cuerpo, y ϕ es el

⁶El ángulo de fase es el ángulo que forman el Sol y la Tierra visto desde un objeto del Sistema Solar.

⁷La magnitud absoluta de un cuerpo del Sistema Solar es la magnitud visual que tendría el cuerpo si se colocase a 1 ua del Sol, 1 ua de la Tierra y 0° de ángulo de fase

⁸La función de Planck viene expresada como sigue:

$$B(\lambda, T(\phi)) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1},$$

ángulo de emisión. Las ecuaciones (1.4) y (1.5) generan curvas con un punto de intersección que proporcionará el valor del diámetro y el albedo geométrico del cuerpo, como puede verse en la figura 1.18.

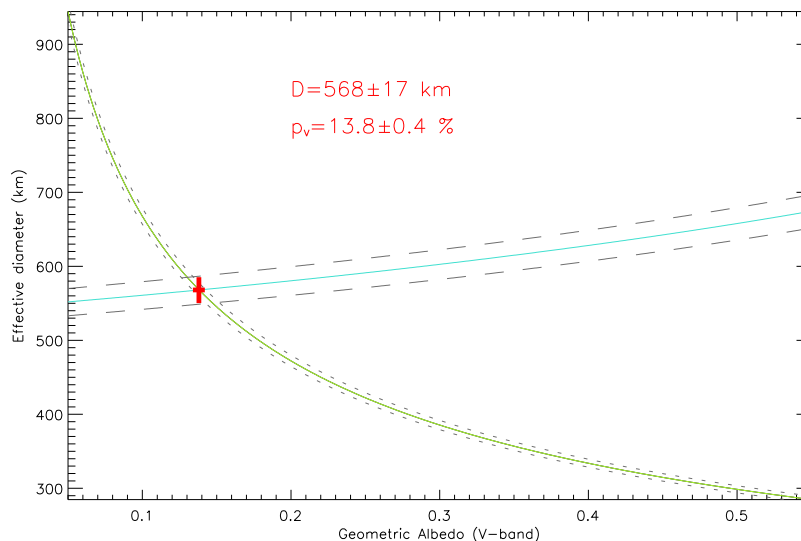


Figura 1.18: Representación gráfica de las expresiones (1.4) (línea verde) y (1.5) (línea azul). El punto rojo muestra la intersección entre ambas que genera los valores de albedo y diámetro efectivo para un cuerpo del Sistema Solar.

A éste respecto, el telescopio espacial Herschel fue de vital importancia para el estudio de los TNOs y centauros ya que, gracias a las observaciones realizadas en las distintas longitudes de onda del infrarrojo lejano ($30 - 1000 \mu\text{m}$), donde las medidas de flujo corresponden a la emisión térmica emitida por el cuerpo, permitió conocer tanto el tamaño como el albedo geométrico para una amplia muestra de TNOs y centauros. Una extensa base de datos ha sido realizado por el proyecto “TNOs are cool”, a la que es posible acceder en la página del mismo (“[TNOs are cool](#)”). En la figura 1.19 pueden verse los resultados adquiridos de esta base de datos, que han sido publicados en diferentes artículos científicos. Es importante notar que, a excepción de los planetas enanos, el único que tiene un albedo superior al 40 % es el objeto 2002 TX_{300} . Este objeto es especial, pertenece a la familia de Haumea, y en él se han detectado espectroscópicamente abundantes cantidades de agua en su superficie (Licandro et al., 2006a).

donde h es la constante de Planck, c es la velocidad de la luz, k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura de emisión del cuerpo.

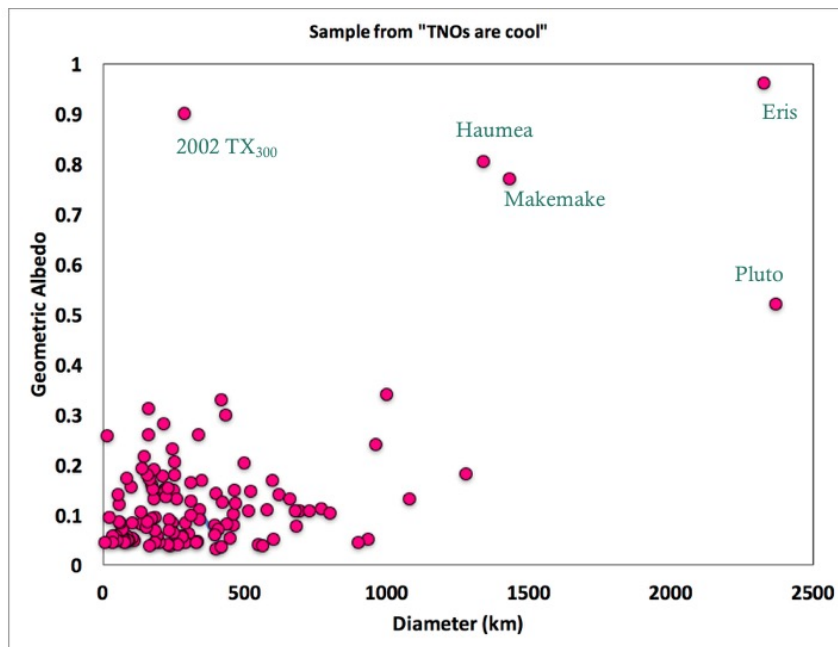


Figura 1.19: Representación gráfica del diámetro efectivo frente albedo de los datos obtenidos en el proyecto “TNOs are cool” mediante datos tomados por el telescopio espacial Herschel. Los puntos rosas muestran los distintos objetos observados en el proyecto. Figura adaptada de Pinilla-Alonso (2016).

Capítulo 2

Motivación y objetivos

La motivación principal de esta tesis es mejorar la comprensión de las poblaciones de los cuerpos que ocupan las partes más externas del Sistema Solar. En la actualidad, se sabe de la existencia de 2521 objetos transneptunianos (TNOs) y centauros, de los cuales solamente alrededor de 150 de ellos han podido ser observados con suficiente detalle como para obtener sus curvas de luz. Tal y como se ha explicado en el capítulo anterior, mediante el estudio de curvas de luz rotacionales se puede obtener el período de rotación, a través del cual se pueden derivar propiedades físicas como la forma y la densidad. Los objetos de mayor tamaño son accesibles con telescopios de ~ 1 m de diámetro, sin embargo, los TNOs más pequeños son difícilmente observables con la tecnología que tenemos a nuestro alcance.

No obstante, existe un grupo dinámico de objetos pequeños del Sistema Solar que está estrechamente relacionada con los TNOs de pequeño tamaño: los denominados centauros. Los centauros son objetos que provienen del cinturón transneptuniano y han sido inyectados a partes más internas del Sistema Solar debido, principalmente, a encuentros planetarios con Neptuno. Por lo tanto, estos objetos permiten estudiar los cuerpos que pertenecieron a la región transneptuniana pero a distancias mucho más cercanas. Además, el interés en estos objetos se ha visto incrementado recientemente tras el descubrimiento de anillos alrededor de dos de ellos con técnicas de ocultación estelar. Por estos motivos esta tesis se ha enfocado finalmente en el estudio de los centauros, si bien también se han estudiado objetos transneptunianos.

La metodología principal de esta tesis es aplicar las técnicas fotométricas para analizar curvas de luz rotacionales a fin de obtener propiedades físicas como la forma del cuerpo, el período de rotación y otros detalles, a partir de las cuales se estima la densidad (suponiendo equilibrio hidrostático). Existe otro tipo de variabilidad relacionada con el movimiento del objeto alrededor del Sol, y que se produce debido a la variación del ángulo de aspecto del objeto respecto a la línea de visión del observador, esta variabilidad ocurre a largo plazo. En el análisis de la variabilidad a largo plazo se estudia la evolución temporal no sólo de la amplitud de la curva de luz rotacional del objeto, sino también la magnitud absoluta del mismo. A partir del estudio de la variabilidad a largo plazo se pueden modelar los efectos producidos por los anillos en los datos observacionales. Este ha sido otro de los objetivos

de esta tesis, modelar los efectos fotométricos producidos por los anillos cuando estos han sido detectados con técnicas de ocultación estelar y conseguir predecir la existencia de ellos entorno a otros objetos en los que no se han detectado con técnicas de ocultación estelar.

Los objetivos fundamentales de esta tesis han sido:

- Determinar las propiedades físicas importantes como son: forma, período de rotación, densidad, dirección del eje de rotación, albedo, para un conjunto de objetos transneptunianos y centauros. Estas propiedades y características se conocen para una muestra muy escasa y cuantos más objetos podamos estudiar, mayor será nuestra comprensión de estos.
- Analizar estas propiedades desde diferentes puntos de vista, incluyendo el efecto de la posible presencia de anillos, para obtener conclusiones importantes sobre la física de la región transneptuniana y de los procesos que operan en ésta.

Capítulo 3

Metodología

3.1. Campañas de observación y observatorios

Para la realización de esta tesis se han llevado a cabo campañas de observación en distintos observatorios repartidos, en su mayoría, por la geografía española. Estas campañas de observación se han realizado en modo servicio o remoto, a excepción de dos de ellas que se realizaron en modo in situ. En esta sección se incluye una breve descripción de las campañas realizadas junto con las especificaciones de los telescopios e instrumentación utilizados, así como una breve descripción de los observatorios que los albergan.

3.1.1. Observatorio de Calar Alto

El observatorio de Calar Alto se encuentra localizado en la Sierra de los Filabres en la provincia de Almería, a una altura de 2168 metros sobre el nivel del mar. Este observatorio alberga una parte española y otra hispano-alemana. La parte hispano-alemana, también conocida como CAHA (Centro Astronómico Hispano Alemán), fue fundada en 1973 y está operada conjuntamente por el Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA-CSIC), que se encuentra en la localidad de Granada (España), y el Max Planck Institut für Astronomie (MPIA), localizado en la ciudad de Heidelberg (Alemania). Este observatorio dispone de cuatro telescopios: los tres telescopios principales, de 3.5-m, 2.2-m y 1.23-m de diámetro (en los cuales entraremos en más detalle a continuación y son los que se han utilizado para la realización de esta tesis), y el telescopio Schmidt, de 0.80-m de diámetro, están operados por el consorcio IAA-MPIA. En el observatorio también hay un telescopio de 1.5-m que pertenece y está operado por el Observatorio Astronómico Nacional de España (OAN), si bien no está abierto a la comunidad astronómica.

Telescopio de 1.23-m

Este telescopio está colocado sobre una montura alemana con un sistema óptico Ritchey-Chretien. Actualmente, en el foco Cassegrain del sistema óptico, se localiza una cámara CCD (*Charge-Coupled Device*) $4k \times 4k$ DLR-MKIII que puso a disposición el centro DLR

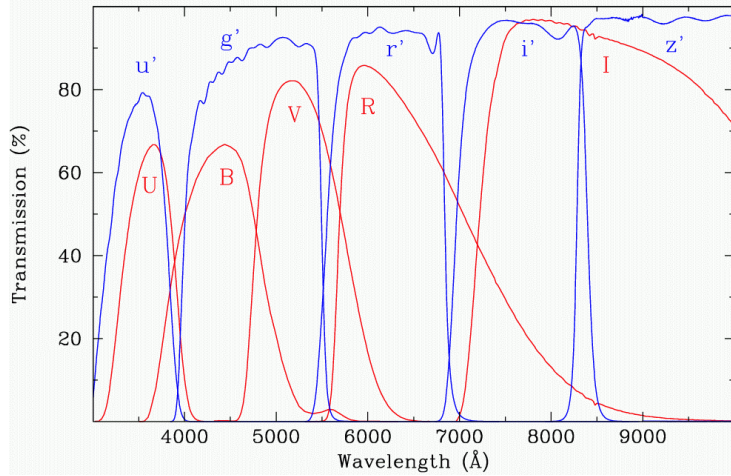


Figura 3.1: Sistemas de filtros Johnson-Kron-Cousins (líneas rojas) y del Sloan Digital Sky Survey (líneas azules).

(Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.) en Köln, Alemania. Dicha cámara tiene un campo de visión de $21.5' \times 21.5'$ y una escala de imagen de $0.315'' \text{píxel}^{-1}$. Gracias al gran campo proporcionado por la CCD se puede hacer fotometría de los objetos respecto a las mismas estrellas de referencia en campañas de observación de larga duración (varias semanas). En este telescopio se han realizado series mensuales de dos noches de observación en modo remoto dedicadas principalmente a dos tipos de análisis: por un lado, análisis fotométricos para el estudio de curvas de luz rotacionales y magnitudes absolutas; por otro lado, análisis astrométricos para la predicción de ocultaciones. Las observaciones fueron realizadas por Nicolás Morales y Estela Fernández-Valenzuela. En su mayoría, las imágenes se tomaron en el filtro R del sistema de filtros de Johnson-Kron-Cousins (figura 3.1). En esta banda la mayoría de los cuerpos pequeños de Sistema Solar tienen su pico de brillo. Sin embargo, para objetos muy débiles, alrededor de 20.5 mag en la banda R, se eliminó el filtro para conseguir una mayor razón señal-ruido (SNR). En el caso de observaciones sin filtro, se utilizó el método de *dithering* al tomar las imágenes (ver sección 3.2). En todos los casos se empleó el modo *binning* 2×2 que, además de aumentar la SNR, también disminuye el tiempo de lectura de la cámara CCD.

Telescopio de 2.2-m

Telescopio reflector en montura de horquilla que dispone en la actualidad de 5 instrumentos para fotometría y espectroscopía, de los cuales en esta tesis se ha utilizado el instrumento CAFOS (Calar Alto Faint Object Spectrograph) localizado en el foco Ritchey-Chretien del telescopio. CAFOS tiene una cámara CCD de $2k \times 2k$ que, junto con el chip SITe, proporcionan una escala de imagen de $0.53'' \text{píxel}^{-1}$ y un campo de visión circular de $16'$. Este instrumento fue utilizado para el estudio de la curva de luz rotacional del centauro Quirón, también en la banda R del sistema de filtros de Johnson-Kron-Cousins, del 11 al 14 de septiembre de 2015.

Telescopio de 3.5-m

Ensamblado en una montura ecuatorial, es el mayor telescopio de Europa continental. Dispone de 6 instrumentos diferentes para fotometría y espectroscopía. Para esta tesis se utilizó el instrumento MOSCA durante una campaña de observación que se llevo a cabo en modo in situ, del 17 al 22 de julio de 2014. Dicho instrumento permite observaciones fotométricas y espectroscópicas, está instalado en el foco Richey-Chretien con una cámara CCD delgada de 2048×2048 píxeles que genera un campo de visión de $11' \times 11'$ con una escala de imagen de $0.33''\text{píxel}^{-1}$. Esta campaña de observación estuvo dedicada al estudio de magnitudes absolutas de objetos transneptunianos débiles. Debido a mala meteorología, parte de la campaña fue dedicada a observaciones de objetos relativamente brillantes como, por ejemplo, el centauro (2060) Quirón (ver capítulo 6, sección 6.2).

3.1.2. Observatorio de Sierra Nevada (OSN)

El observatorio de Sierra Nevada fue construido en 1981 en el paraje de Loma de Dílar en Sierra Nevada (Granada, España), a 2896 m de altura sobre el nivel del mar. Este observatorio, que dispone de dos telescopios de 1.5-m y 0.90-m cada uno de ellos, está operado por el Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA-CSIC). Para la realización de esta tesis sólo se ha utilizado el telescopio de 1.5-m que se describe a continuación.

Telescopio de 1.5-m

Se encuentra sobre una montura ecuatorial tipo horquilla y dispone de una cámara CCD de 2048×2048 píxeles, localizada en el foco Nasmyth Este del sistema óptico Ritchey-Chretien. La cámara tiene un campo de visión de $7.92' \times 7.92'$ y una escala de imagen de $0.232''\text{píxel}^{-1}$. Dispone de un sistema de filtros de Johnson-Kron-Cousins. Con este telescopio se han llevado a cabo dos campañas de observación semestrales para el estudio de curvas de luz rotacionales y magnitudes absolutas (cuando las condiciones meteorológicas eran suficientemente buenas, es decir, noches fotométricas, sin cirros). Las imágenes para estudios de curvas de luz se tomaron en su mayoría sin filtro (ya que esta cámara CCD no produce efectos de *fringing*, ver sección 3.2). Todas las observaciones se realizaron en modo binning 2×2 con el objetivo de aumentar la SNR y disminuir el tiempo de lectura de la cámara CCD.

3.1.3. Complejo Astronómico el Leoncito

El Complejo Astronómico el Leoncito, también conocido como CASLEO, se encuentra en el parque nacional de El Leoncito en el departamento de Calingasta (Argentina). Se fundó en 1983 y está operado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas (CONICET) en Argentina. Actualmente dispone de 5 telescopios, de los cuales para esta tesis se utilizaron dos de ellos: el telescopio de 2.15-m Jorge Sahade (JS) y el telescopio de 0.45-m ASH (Astrógrafo para el Hemisferio sur).

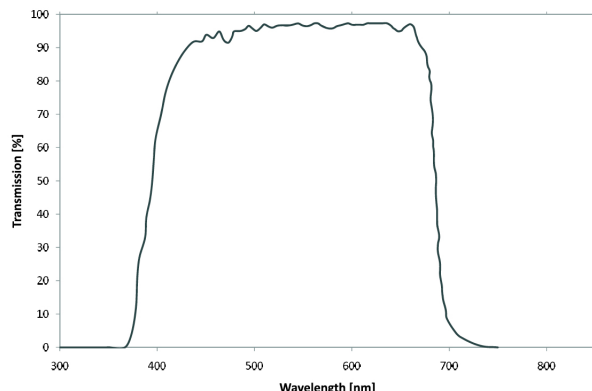


Figura 3.2: Transmisión de los filtros disponibles para la cámara CCD del telescopio ASH. La línea amarilla representa el filtro “luminancia” (utilizado en este trabajo). Éste es un filtro de banda muy ancha (300 nm) que está centrado en 550 nm. Imagen extraída del artículo de Ortiz et al. (2011).

Telescopio Jorge Sahade

Este telescopio es un reflector Ritchey-Chrétien con montura de horquilla que dispone de 5 instrumentos diferentes para estudios de fotometría, espectroscopía y polarimetría. En esta tesis el instrumento utilizado fue la cámara CCD disponible que se ubica en el foco Cassegrain con un área de 2048×2048 píxeles, un campo de visión circular de $5.12'$ y una escala de imagen de $0.15''\text{píxel}^{-1}$. Esta cámara CCD dispone de un sistema de filtros de banda ancha *UBVRI*. Se utilizaron observaciones realizadas en el año 2000 como parte del estudio de fotometría de largo termino del centauro Quirón (ver capítulo 6).

Telescopio ASH

Se trata de un telescopio reflector ensamblado en una montura tipo horquilla, operado por el Instituto de Astrofísica de Andalucía en colaboración con CASLEO. Dispone de un dispositivo CCD basado en el chip KAF-11000M en el foco primario con una matriz de 4008×2672 píxeles, un campo de visión de $97.8' \times 65.2'$ y una escala de imagen de $1.46''\text{píxel}^{-1}$. Este telescopio es operado en remoto para el estudio continuo de objetos transneptunianos, centauros y otros cuerpos pequeños del Sistema Solar, como pueden serlo los troyanos. En el caso que compete en esta tesis, el telescopio fue utilizado para el estudio fotométrico del centauro Cariclo, con el objetivo de modelar la variación de la magnitud absoluta del objeto en su viaje alrededor del Sol.

3.1.4. Observatorio del Roque de los Muchachos

El Observatorio del Roque de los Muchachos (ORM) se sitúa al borde del Parque Nacional de la Caldera de Taburiente, a 2396 m en la isla de La Palma (España). Este observatorio, operado por el Instituto de Astrofísica de Canarias, alberga 12 telescopios entre los cuales se encuentra el Telescopio Óptico Nórdico (también conocido como NOT) con 2.6-m de diámetro.

Telescopio óptico nórdico

El NOT fue construido en 1989 como parte de un consorcio de Consejos de Investigación de Dinamarca, Finlandia, Noruega, Suecia y la Universidad de Islandia. Es un telescopio Ritchey-Chretien ensamblado en una montura altazimutal que dispone de cinco instrumentos diferentes para espectroscopía, polarimetría y fotometría, tanto en la banda visible del espectro electromagnético como en el infrarrojo cercano. Se dispone de una serie de tres noches semestrales de tiempo garantizado para el IAA con el instrumento ALFOSC mediante el acuerdo realizado tras la construcción de dicho instrumento. Este instrumento fue construido en el Astronomical Observatory (AO) que se localiza en la ciudad de Copenhague (Dinamarca), aunque es propiedad del IAA. Dispone de una cámara CCD de 2048×2064 píxeles con un campo de visión de $7.3' \times 7.3'$ y una escala de imagen de $0.2138''\text{píxel}^{-1}$ en el modo de imagen. Generalmente, se ha usado este telescopio en soporte a otras campañas, pues el tiempo del que se dispone es muy limitado para nuestros objetos habituales.

3.1.5. Observatorio del Teide

En la zona de Izaña (Tenerife), a 2390 m de altitud, se sitúa el observatorio del Teide, fundado en 1964. En la actualidad alberga 13 telescopios de los cuales 3 de ellos están dedicados al estudio de física solar y el resto están dedicados a observaciones nocturnas. El telescopio de mayor tamaño dispone de un espejo de 1.5 m de diámetro. Para esta tesis se utilizó el telescopio IAC 80 que se describe a continuación.

Telescopio IAC 80

Este telescopio se instaló en el observatorio en 1991 y fue diseñado y construido por el Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC), en España. Su montura es ecuatorial alemana y dispone de un espejo primario de 82 cm de diámetro. La instrumentación se instala en el foco primario Cassegrain. Los instrumentos actuales en este telescopio son la cámara CCD CAMELOT (CAmara MEjorada Ligera del Observatorio del Teide) y el fotómetro TCP (Tromsoe CCD Photometer). Para esta tesis se utilizó el instrumento CAMELOT como apoyo para la calibración absoluta de campos observados con el telescopio 1.23-m de CAHA (ver capítulo 4). Esta cámara tiene un tamaño de 2048×2048 píxeles con una escala de imagen de $0.304''\text{píxel}^{-1}$ y un campo de visión de $10.6' \times 10.6'$.

3.1.6. Observatorio de San Pedro de Atacama

El observatorio de San Pedro de Atacama es un observatorio privado localizado en el desierto de Atacama, en Chile. Allí fue instalado el telescopio ASH2 (Astrograph for the Southern Hemisphere 2), el cual podría decirse que es el hermano del telescopio ASH, ver sección 3.1.3.

Telescopio ASH2

Pertenece al equipo de investigación sobre objetos transneptunianos del IAA. Es un telescopio de 0.407-m de diámetro que dispone de un dispositivo CCD STL11000M en el foco primario. El campo de visión de la cámara CCD es de $64' \times 82'$ con una escala de imagen de $1.23''\text{píxel}^{-1}$. Al igual que el telescopio ASH, es operado en remoto para el estudio continuo de cuerpos pequeños del Sistema Solar. También fue utilizado para el estudio de la magnitud absoluta de Cariclo, como se verá en el capítulo 5.

3.2. Protocolo habitual de observación

A la hora de realizar observaciones nocturnas es importante planificar la campaña observacional que se desee llevar a cabo, además de establecer lo que será el procedimiento de cada jornada con el objetivo de explotar al máximo el tiempo disponible en el telescopio. Durante las noches de observación, pueden ocurrir inconvenientes que no estén bajo el control del observador, como pueden ser: mala meteorología, problemas técnicos o circunstancias anómalas que no puedan pronosticarse. Es costoso en tiempo elaborar una planificación apropiada de la noche que maximice el rendimiento de los resultados a obtener una vez analizados los datos. En el caso concreto del campo de las ciencias planetarias la dificultad se incrementa debido al movimiento orbital de los objetos del Sistema Solar, que hace que estos se desplacen respecto al campo de estrellas. Es fundamental, pues, garantizar que el objeto no va a solaparse con otros astros con los que pueda encontrarse en su trayectoria, o pueda verse afectado por estrellas muy brillantes que produzcan derramas de carga en la cámara CCD. Asimismo, es vital la planificación del tiempo exacto que se necesita para cada objeto y el orden a seguir entre ellos, así como los días que pueden ser observados dentro de una campaña. Con este propósito es esencial conocer las características de la instrumentación que será utilizada en el telescopio: campo de visión, escala de imagen, velocidad de lectura, tiempo de exposición necesario para alcanzar una determinada SNR. Antes de llegar al telescopio el observador debe llevar planificadas todas las necesidades adecuadas para cada uno de los objetos a estudiar, además de un plan de reserva en el caso de que la noche presentase condiciones meteorológicas que, sin impedir las observaciones en su totalidad, dificulten las mismas para una buena ejecución final.

Con anterioridad al comienzo de cada noche de observación se generan imágenes de calibración para corregir defectos típicos de las cámaras CCDs. En primer lugar, se realizan las imágenes llamadas *bias*, imagen con tiempo de exposición igual a cero que se utiliza para medir el offset en el nivel de cuentas que hay en el detector, de las que se generan un número mínimo estadístico significativo, para posteriormente calcular una mediana de las mismas. La imagen resultante será el “bias mediana” (figura 3.3a). En segundo lugar se realizan las imágenes de *flat-field* que, como su nombre indica, son imágenes de campo plano empleadas para estudiar la respuesta de los píxeles a la luz, es decir, la eficiencia cuántica del detector, que varía debido a diferencias en la fabricación, a pequeñas atenuaciones por las partículas de polvo microscópicas y a todos los elementos en el tren óptico hasta la formación de la

imagen. Para obtener los flat-field se realizan exposiciones del cielo durante el crepúsculo¹. A estas imágenes de flat-field se les resta el bias mediana y, posteriormente, se calcula la mediana normalizada de las mismas, dando como resultado el “flat-field mediana” (figura 3.3b). Al tomar las imágenes de flat-field se hacen ligeros movimientos en la posición de apuntado del telescopio con el fin de que, al calcular la mediana, se eliminen rayos cósmicos, ruidos variados o estrellas que puedan aparecer en la imagen. A estos movimientos en la posición del telescopio se les llama *dithering*. Una vez realizado este trabajo podrán ser calibradas las imágenes de ciencia que se tomen durante la noche de observación. En primer lugar, se restará el bias mediana, tal y como se hizo con las imágenes flat-field y, en segundo lugar, se dividirá por el flat-field mediana, obteniendo así las imágenes calibradas listas para hacer la fotometría.

Un procedimiento alternativo a la hora de generar un flat-field mediana es realizar el método de dithering en las imágenes de ciencia para generar lo que se conoce como *super-sky flat-field*, obtenido a través del cálculo de la mediana de las mismas. Mediante esta técnica se genera un flat-field mediana personalizado para cada uno de los objetos. Además, dicho procedimiento es ideal para corregir imágenes en las que hay patrón de *fringing*, estos patrones son interferencias en el infrarrojo cercano debidas a reflexiones múltiples internas cuando las cámaras CCDs son delgadas ($\sim 15\mu\text{m}$). Al generar un super-sky flat-field, la imagen resultante reproduce el patrón de fringing de la cámara CCD (ver figura 3.3c), por lo que al dividir por el flat-field mediana las imágenes de ciencia quedan corregidas de este defecto.

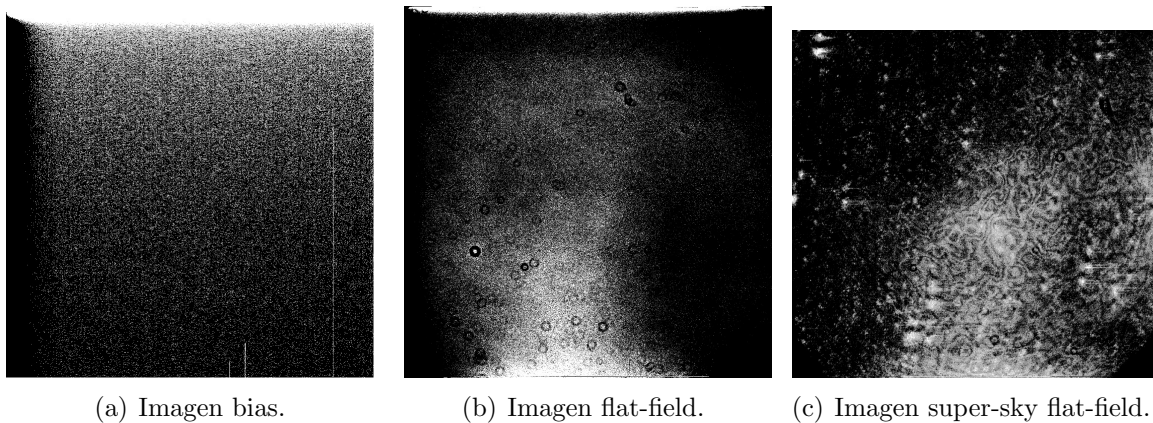


Figura 3.3: Imágenes tomadas con la cámara CCD del telescopio 1.23-m de CAHA. Cada una de ellas muestra: una imagen bias (a), una imagen flat-field (b) y el patrón de fringing reproducido tras generar una imagen super-sky flat-field (c).

¹También se pueden realizar exposiciones de una parte de la cúpula alumbrada con lámparas adecuadas para una iluminación uniforme.

3.3. Análisis fotométrico

El análisis de los objetos a través de fotometría, tanto absoluta como relativa, se realizó mediante código implementado en el lenguaje de programación IDL (*Interactive Data Language*), que utiliza rutinas de apertura sintética y búsqueda de centroides. El programa está especialmente diseñado para el análisis de objetos en movimiento, como lo son los cuerpos pequeños del Sistema Solar, es decir, objetos que cambian su posición respecto a las estrellas (que mantienen una posición fija unas respecto de las otras).

3.3.1. Fotometría relativa

La fotometría relativa en este trabajo está dedicada al estudio de las curvas de luz rotacionales de los objetos, en otras palabras, a medidas de variación del flujo del objeto con respecto al tiempo, para lo que se utilizan las estrellas del campo como estrellas de comparación. A partir de las curvas de luz rotacionales se pueden obtener propiedades físicas como períodos de rotación, formas y densidades de los cuerpos, a través de modelos que ajusten a los datos observacionales, como se explicará más adelante (sección 3.3.3). A fin de alcanzar una buena precisión en la fotometría, lo ideal es hacer el análisis usando las mismas estrellas de referencia durante toda la campaña de observación. Para velocidades típicas de centauros u objetos transneptunianos, durante una campaña de unos 7 días consecutivos, en general pueden utilizarse las mismas estrellas de referencia, siempre que el campo de la cámara CCD que se esté usando sea lo suficientemente grande como, por ejemplo, la cámara CCD del telescopio de 1.5-m del OSN; en el caso de la cámara CCD del telescopio de 1.23-m del CAHA, puede mantenerse el mismo campo de estrellas incluso en campañas de varias semanas. Para ello, se apunta el telescopio en torno a las coordenadas en las que estará el objeto cuando haya transcurrido la mitad de dicha campaña. De esta manera, al principio de la campaña, el objeto se situará en uno de los extremos de la imagen y, al final de la campaña, aparecerá en el lado opuesto según su trayectoria. Como resultado final, si montásemos una película con todas las imágenes obtenidas a lo largo de todos los días, el objeto de estudio pasaría atravesando las imágenes de un lado a otro y siempre tendríamos el mismo campo de estrellas (figura 3.4). No obstante, este método no siempre es posible, puesto que las campañas de observación muchas veces están separadas varios días y los campos de las cámaras CCDs no son suficientemente amplios. Por ello, para analizar datos de un mismo objeto dentro de una o varias campañas de observación, es crucial revisar la distribución de los días, comprobando así cuales comparten el mismo campo de estrellas, de manera que las estrellas a emplear en la fotometría estén presentes en el mayor número de noches posibles. Habitualmente esto se prevé antes de efectuar las observaciones pero, como se dijo en la sección 3.2, la meteorología y otros factores condicionan las observaciones que finalmente se ejecutan.

Seguidamente, se comprueba que no exista ningún problema en las imágenes como, por ejemplo, que estén movidas, mal enfocadas, o tengan algún otro defecto por el cual deban ser descartadas. A continuación, se alinean un mínimo de tres imágenes y se hacen parpadear a modo de película mediante software específico, a fin de encontrar el objeto

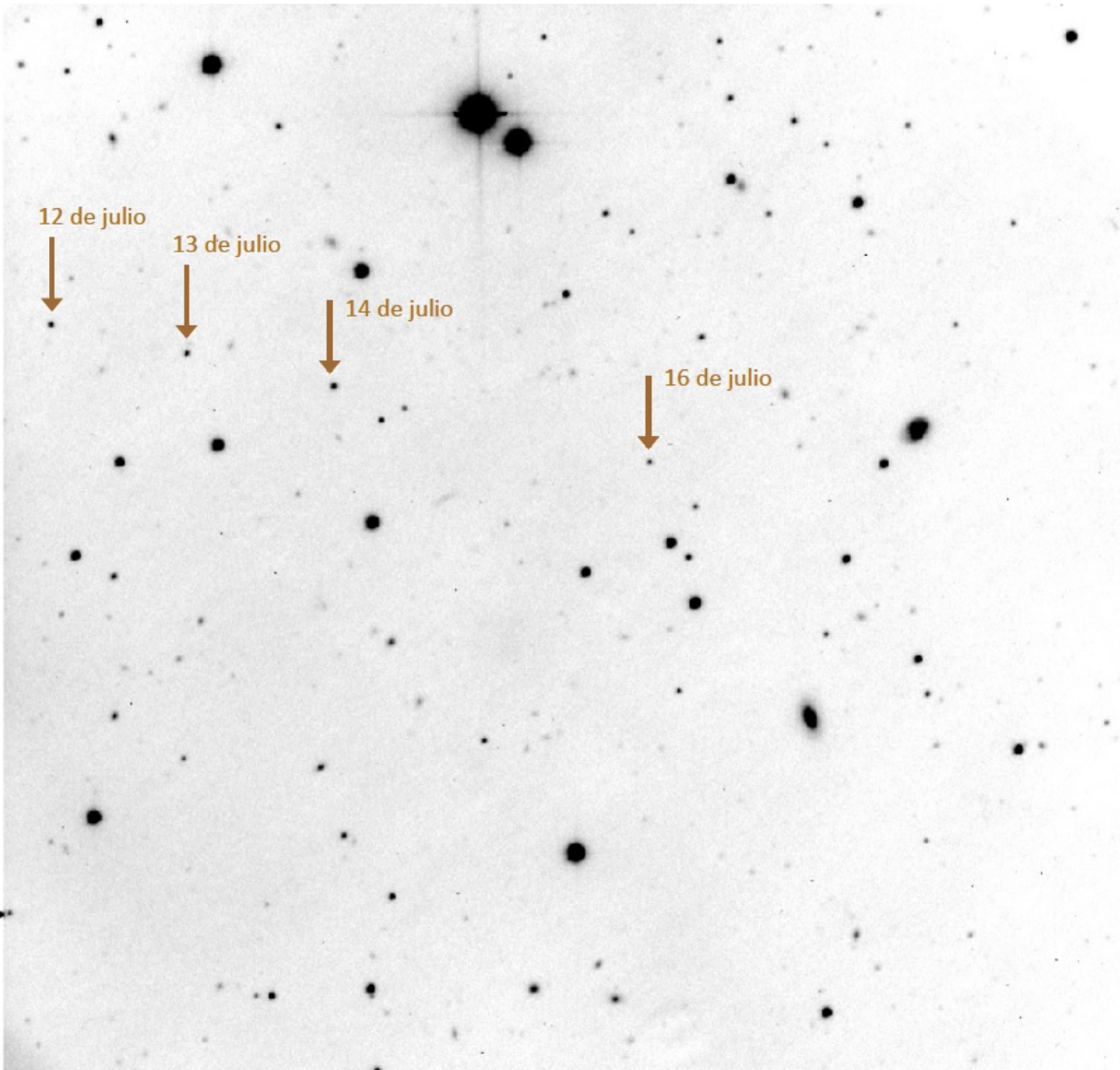


Figura 3.4: Suma total de 4 imágenes tomadas con la cámara CCD del telescopio 1.5-m del OSN. Las imágenes fueron adquiridas los días 12, 13, 14 y 16 de julio del 2015. Se puede ver como el objeto, en este caso el centauro (2060) Quirón, va atravesando el campo de estrellas fotografiado con la cámara CCD.

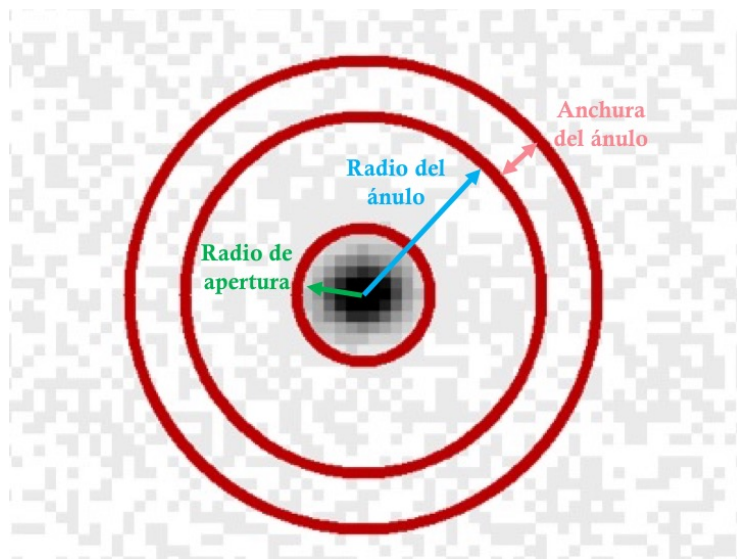


Figura 3.5: Esquema de los anillos concéntricos empleados para la fotometría de apertura. El anillo interior marcado por la flecha verde define el área para medir el flujo del objeto, mientras que los anillos exteriores marcados con las flechas azul y rosa son los que delimitan el área para la sustracción del fondo de cielo.

en movimiento con inspección visual. Para tener la certeza de que el objeto encontrado es aquél que se pretende analizar, puesto que puede haber algún otro cuerpo pequeño del Sistema Solar dentro del campo, se resuelve astrométricamente una de las imágenes, comprobando así que las coordenadas que marca el objeto en la imagen son las mismas que las generadas por las efemérides en el momento en el que se tomó la imagen. Las efemérides se pueden extraer mediante la aplicación Horizons del Jet Propulsion Laboratory (*JPL*) o la aplicación Minor Planet & Comet Ephemeris Service del Minor Planet Center (*MPC*). También se pueden usar otros tipos de programas informáticos que generen posiciones de los objetos del Sistema Solar, como por ejemplo el programa *Aladin Sky Atlas*.

Localizado el objeto, se puede comenzar con el análisis fotométrico determinando el radio de apertura adecuado para realizar la fotometría del mismo. En una primera aproximación, se busca aquél que proporciona una mayor SNR, a fin de disminuir el error introducido por una baja señal al estudiar objetos tan débiles como los son los TNOs. Este radio se usará como punto de partida, variando su tamaño para encontrar aquél que proporcione una menor dispersión de los residuos al hacer el ajuste de la curva de luz (ver sección 3.3.3). Además, ha de elegirse radio y grosor para el ánulo de sustracción de fondo de cielo (figura 3.5). Comúnmente, se usa un ánulo con un radio interior de unos 12 o 13 píxeles y un grosor de 5 píxeles. Sin embargo, puede ocurrir que el objeto tenga estrellas próximas y con esas medidas el ánulo se vea contaminado por el flujo proveniente de esas estrellas; en esos casos se jugará con el tamaño de dicho ánulo. En campos muy densos, donde puede haber contagio por otras estrellas en el ánulo de sustracción de fondo de cielo o incluso dentro de la apertura para medir el flujo del objeto, se puede usar la técnica de fotometría de PSF (*Point Spread Function*) aunque en los casos que se analizaron en esta tesis dicha técnica no fue necesaria.

Por último, se eligen las estrellas de comparación para hacer la fotometría relativa. Estas estrellas deben ser lo más constantes posibles, es decir, no se deben elegir estrellas variables o que generen mucha dispersión en los datos fotométricos, también deben ser

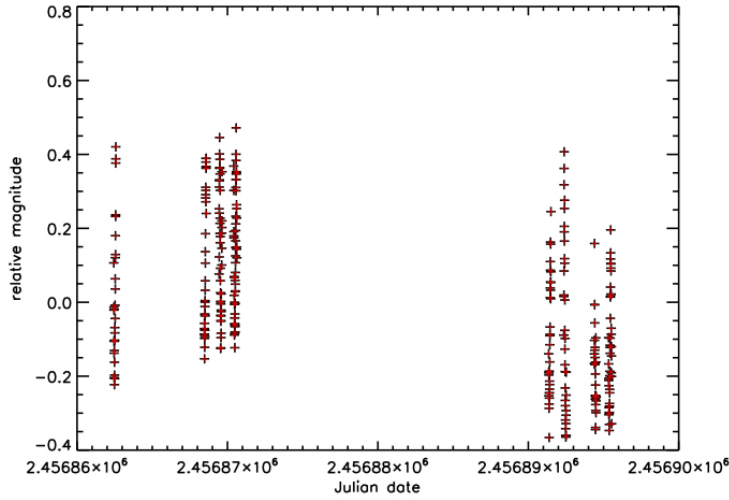


Figura 3.6: Magnitud relativa del objeto (en este caso 2008 OG₁₉) frente a fecha juliana. Las cruces rojas representan los datos observacionales.

estrellas aisladas para que su flujo no se vea contaminado por el flujo de otras estrellas e, idealmente, deben encontrarse en regiones cercanas al objeto, de modo que el valor de sustracción de fondo de cielo de ambos (estrellas y objeto) sea lo más parecido posible; además, deben tener colores parecidos a los del objeto de estudio para evitar términos de color. También es adecuado tomar un número alto de estrellas de referencia a fin de que, en caso de que en alguna estrella se dé alguna de las opciones que se acaban de describir, el error inducido sea el menor posible. Una forma de comprobar la calidad de la fotometría es a través de estrellas con brillo similar al del objeto en cuestión, analizando la dispersión que producen los datos de las estrellas en comparación a la dispersión que produce el objeto en los residuos de la curva de luz.

Finalmente, se obtiene la magnitud relativa del objeto respecto a las estrellas mediante la expresión:

$$M_{\text{Rel}_i} = m_{\text{O}} - m_{\star_i} = -2.5 \log \left(\frac{F_{\text{O}}}{F_{\star_i}} \right), \quad (3.1)$$

donde M_{Rel_i} es la magnitud relativa del objeto con respecto a cada estrella de referencia (i), m_{O} es la magnitud visual del objeto, m_{\star_i} es la magnitud visual de cada estrella de referencia, F_{O} es el flujo del objeto de estudio, y F_{\star_i} es el flujo de cada estrella de referencia (con $i = 1, \dots, N$; siendo N el número total de estrellas de referencia usadas en cada imagen). El resultado obtenido puede verse gráficamente en la figura 3.6, donde se ha representado el valor medio de M_{Rel_i} frente a la fecha juliana (donde el valor medio viene dado por la expresión $\langle M_{\text{Rel}_i} \rangle = \sum_i (M_{\text{Rel}_i}) / N$). En el caso en el que un objeto haya sido observado durante varias campañas de observación con distintos campos de estrellas, es decir, las imágenes entre campañas no comparten ninguna región del cielo, es necesario calibrarlas entre ellas a fin de usar los datos conjuntamente. La solución ideal sería hacer fotometría absoluta respecto a estándares. Otra posibilidad es calibrar las estrellas de referencia de los diferentes campos con imágenes complementarias. No obstante, estos dos últimos métodos requieren observaciones adicionales, de las que no siempre se dispone. También se pueden hacer otras aproximaciones como nivelar los datos de cada campaña a sus valores medios,

que es lo que se ha realizado en la mayoría de los casos, siguiendo el procedimiento que se describe a continuación.

En primer lugar, para campañas muy separadas en el tiempo, es importante corregir la fecha juliana por tiempo de luz, poniendo como centro del sistema de referencia el objeto. Así se evitan errores temporales debidos a la distancia que recorre la luz desde que es reflejada por el objeto hasta que llega a la Tierra, la cual no es constante a causa del movimiento de ambos alrededor del Sol siguiendo órbitas elípticas. La fecha juliana corregida por tiempo de luz (J_{Dc}) vendrá dada por la ecuación:

$$J_{Dc} = J_D - \frac{L_T}{60 \cdot 24}, \quad (3.2)$$

donde J_D es la fecha Juliana registrada por la cámara CCD², y L_T es la corrección por tiempo de luz en minutos (distancia del objeto a la Tierra dividida por la velocidad de la luz) que obtenemos de las efemérides de la aplicación Horizons del JPL. Finalmente, el instante en el que medimos el flujo es aquél en el que es reflejado por la superficie del objeto.

En segundo lugar, corregimos los datos de distancia heliocéntrica (r_H), distancia geocéntrica (Δ) y ángulo de fase (α) usando la ecuación:

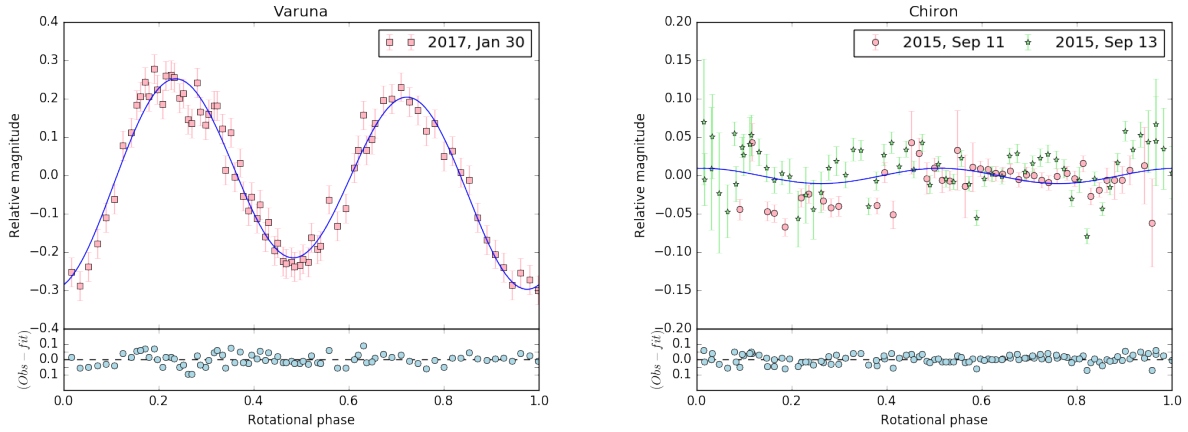
$$M_{Relc} = \langle M_{Reli} \rangle - 5 \log(r_H \Delta) - \phi(\alpha), \quad (3.3)$$

donde M_{Relc} es la magnitud relativa corregida y $\phi(\alpha) = \beta\alpha$, siendo β el coeficiente de fase del objeto. Los valores de r_H , Δ y α se obtienen de las efemérides a través de las aplicaciones del JPL o del MPC. Por último, la magnitud relativa nivelada al valor medio de cada campaña vendrá dada mediante la expresión $M_{Rel} = M_{Relc} - \bar{M}$, donde $\bar{M} = \sum_{j=1}^L (M_{Relc}) / L$ (siendo L es el número de imágenes obtenido en cada campaña).

El proceso de nivelar campañas de observación sólo se debe hacer si la muestra de datos cubre más de la mitad del período del objeto en cada una de ellas. Véase el ejemplo en el que el período rotacional del objeto es de 8 horas, siendo observado en una de las campañas durante apenas una hora. Los datos podrán haber sido tomados durante un máximo o un mínimo de la curva de luz, de tal forma que el valor medio que se obtenga no será representativo del valor medio real, quedando dichos datos desplazados hacia arriba o hacia abajo con respecto al lugar donde realmente deben estar. En estos casos los datos pueden usarse teniendo sumo cuidado y sólo como apoyo a campañas en las que hay un buen muestreo de la curva de luz, siempre y cuando el período del objeto se conozca. Otra posibilidad es calibrar una o varias estrellas de referencia de ese día con respecto a otras estrellas de referencia de la otra parte de la campaña pero, como se dijo anteriormente, esto requiere observaciones adicionales de las que no siempre se dispone.

Cuando el período del objeto es conocido, todo este proceso da lugar a curvas de luz como se pueden ver en la figura 3.7, en las que se representan los datos fotométricos con

²Dependiendo de la cámara CCD utilizada, el instante en el que se registra la fecha de la observación puede variar en función del software que utilice dicha cámara. Algunas cámaras lo ejecutan al principio y otras a mitad de la exposición.



(a) Curva de luz rotacional del TNO Varuna.

(b) Curva de luz rotacional del centauro Quirón.

Figura 3.7: Ejemplos de curvas de luz rotacionales. En ambas figuras, el gráfico superior muestra las curvas de luz de los objetos Varuna (a) y Quirón (b) obtenidas en campañas diferentes de observación. Los puntos muestran los datos observacionales, cada color y forma indican datos tomados en diferentes noches de observación. La línea azul muestra un ajuste de Fourier de segundo orden a los datos observacionales. El panel inferior muestra los residuos del ajuste a los datos.

respecto a la fase rotacional del objeto (Φ), que se obtiene mediante la expresión:

$$\Phi = \frac{J_{DC} - J_{D_0}}{P} - \text{int} \left(\frac{J_{DC} - J_{D_0}}{P} \right), \quad (3.4)$$

donde $\text{int}(x)$ representa la parte entera de un número real x , J_{D_0} es la fecha juliana inicial que se toma arbitrariamente como referencia, y P es el período rotacional en días. Si el período no es conocido hay que obtenerlo a través de los datos fotométricos (como se explicará en la sección 3.3.3).

3.3.2. Fotometría absoluta

La fotometría absoluta se emplea, por ejemplo, para estimar u obtener propiedades físicas como el tamaño o el albedo del objeto. La medida del flujo de luz proveniente del Sol reflejado por un cuerpo da como resultado la magnitud aparente del objeto, esta magnitud depende de las distancias objeto-Tierra y objeto-Sol. A fin de eliminar esa dependencia con la distancia se define la magnitud absoluta como la magnitud aparente que tendrá un objeto si se sitúa a 1 ua del Sol, 1 ua de la Tierra y un ángulo de fase igual a cero. La magnitud absoluta de un objeto viene pues expresada según la ecuación:

$$H = M - 5 \log(r_H \Delta) - \phi(\alpha), \quad (3.5)$$

donde H y M son la magnitud absoluta y la magnitud aparente del objeto, respectivamente, que depende de la longitud de onda a la que se observa; r_H es la distancia heliocéntrica; Δ

es la distancia topocéntrica y $\phi(\alpha)$ es una función que depende del ángulo de fase.

Para obtener la magnitud absoluta de un objeto hay que usar estrellas de calibración de las cuales se conoce tanto su magnitud aparente como sus colores en distintas bandas. En esta tesis se han utilizado estrellas de los catálogos de Landolt (1992, 2013). También es recomendable realizar curvas de crecimiento del flujo de las estrellas en función de la apertura sintética, para evitar pérdidas de flujo en el análisis fotométrico al usar un radio de apertura pequeño (que suele ser necesario en nuestros casos para no introducir demasiado ruido en aperturas sintéticas grandes). Para ello se obtienen medidas fotométricas de las estrellas que aparecen en el campo de las imágenes, ampliando el radio de apertura hasta encontrar aquél a partir del cual el flujo medido permanece constante. Una vez conocido dicho valor, se hace la fotometría de las estrellas con ambos radios de apertura, el pequeño que evita meter ruido de fondo y el obtenido a través de la curva de crecimiento. El flujo medido con un radio de apertura pequeño se llamará F_{sa} (*small aper flux*), mientras que el flujo medido con el radio de apertura que se obtenga de la curva de crecimiento se llamará F_{ba} (*big aper flux*); en consecuencia, la razón entre ambas medidas de flujo³, f , será:

$$f = \frac{F_{sa}}{F_{ba}}. \quad (3.6)$$

El flujo total del objeto de estudio, F_T , vendrá dado por la siguiente expresión:

$$F_T = \frac{F_{sa}}{f}. \quad (3.7)$$

Así pues, la magnitud aparente del objeto (M) vendrá dada por la ecuación:

$$M = \frac{\sum_{i=1}^N M_{*,i} - 2.5 \log \frac{F_T}{\langle F_{*,j} \rangle_i}}{N}, \quad (3.8)$$

donde $M_{*,i}$ es la magnitud aparente de cada una de las estrellas Landolt (i), $\langle F_{*,j} \rangle$ es el flujo medio de las estrellas Landolt (con $j = 1, \dots, L$; siendo L el número total de imágenes), y N es el número total de estrellas Landolt elegidas para la calibración absoluta.

La magnitud aparente o visual de un objeto tiene un factor de dependencia con la extinción atmosférica (ver figura 3.8) que viene expresada como sigue:

$$M_*(z) = M_{*0} + k \sec z, \quad (3.9)$$

donde $M_*(z)$ es la magnitud de la estrella en función de la masa de aire a la que se encuentre dicha estrella, M_{*0} es la magnitud de la estrella a masa de aire 1, es decir, cuando se encuentra en el zenit, k es el factor de corrección atmosférico, y z es la masa de aire a la que se encuentra el objeto. En general, las estrellas Landolt se observan a distintas masas de aire, pudiendo así ajustar los valores de $M_*(z)$ y $\sec z$ a una recta cuya pendiente será el valor de la extinción atmosférica (k). En el caso de que no hubiese imágenes de

³Nótese que este valor depende del filtro utilizado.

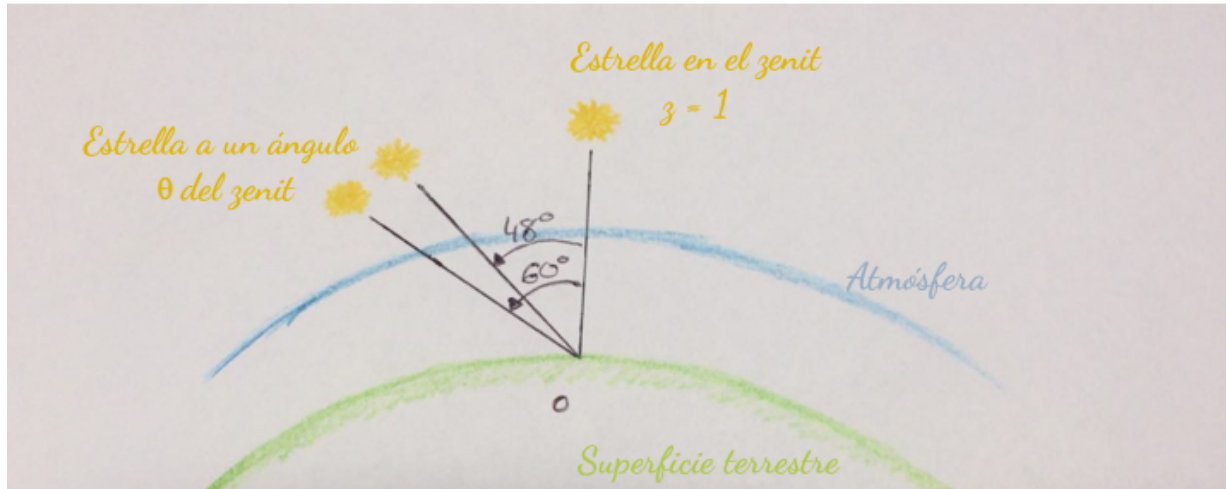


Figura 3.8: Esquema representativo de la cantidad de masa de aire (z) que atravesará la luz proveniente de un objeto en función del ángulo zenital (θ) al que se encuentre.

las estrellas Landolt a distintas masas de aire, pero sí del objeto de estudio, este mismo ejercicio puede llevarse a cabo con las estrellas que encontramos en el campo en el que se ha observado el objeto. La magnitud aparente corregida (M_c) de extinción atmosférica vendrá dada por la ecuación:

$$M_c = M(z) - k \sec z. \quad (3.10)$$

Finalmente, la magnitud absoluta del objeto podrá obtenerse a través de la ecuación (3.5) donde la corrección por ángulo de fase será aproximada según la siguiente expresión:

$$\phi(\alpha) = \alpha\beta, \quad (3.11)$$

siendo α el ángulo de fase del objeto y β su coeficiente de corrección. En la actualidad hay pocos valores de β obtenidos para los TNOs y centauros conocidos, pero un amplio trabajo sobre este coeficiente fue realizado por Alvarez-Candal et al. (2016). El valor medio de β encontrado en la muestra es de $0.12 \text{ mag deg}^{-1}$.

3.3.3. Variabilidad a corto plazo

Cuando se habla de variabilidad a corto plazo se hace referencia a la variabilidad de los objetos respecto a su curva de luz rotacional, es decir, como varía la curva de luz debido a la rotación del cuerpo.

Como se explicó en el capítulo 1, sección 1.6.1, en objetos del Sistema Solar, la curva de luz de los mismos puede ser producida por variaciones de albedo en su superficie, por la forma del cuerpo, o por una combinación de ambas. Cuando la curva de luz es debida a la forma del cuerpo, es decir, el objeto no tiene simetría de revolución, la curva de luz será de doble pico. En cambio, cuando es debida a variaciones de albedo, su curva de luz será de simple pico, aunque en la realidad no siempre es así.

La amplitud de la curva de luz (Δm) viene dada por la diferencia entre el máximo absoluto y el mínimo absoluto de brillo en magnitudes. Para obtener la amplitud de la curva de luz, en el caso de curvas de luz de doble pico, se ajustan los datos experimentales a una función de Fourier de segundo orden como sigue:

$$M_{\text{Rel,teo}} = a_0 + a_1 \cos(2\pi\Phi) + b_1 \sin(2\pi\Phi) + a_2 \cos(4\pi\Phi) + b_2 \sin(4\pi\Phi), \quad (3.12)$$

donde $M_{\text{Rel,teo}}$ es la magnitud relativa teórica que es proporcionada por el ajuste de los datos a la función de Fourier, a_0 , a_1 , a_2 , b_1 y b_2 son los coeficientes de Fourier, y Φ es la fase rotacional del objeto. Para curvas de luz de simple pico la función se reduce a primer orden.

Cuando la amplitud de la curva de luz es debida a la forma del cuerpo, suponiendo que el eje de rotación es totalmente perpendicular a la línea de visión del observador, la razón de ejes puede obtenerse a través de la ecuación:

$$\Delta m = -2.5 \log \left(\frac{b}{a} \right). \quad (3.13)$$

Un ejemplo puede verse en la figura 3.7 de la sección anterior. A la izquierda, en el gráfico superior, se presenta la curva de luz del TNO Varuna. Los puntos muestran los datos observacionales mientras que la línea azul representa el modelo producido por la ecuación (3.12). La amplitud de la curva de luz obtenida a través del ajuste es 0.55 ± 0.02 mag, que corresponde a una razón de ejes $b/a = 0.60$. En el gráfico inferior se pueden ver los residuos generados por datos observacionales respecto a dicho ajuste. Un ejemplo más complejo se puede ver a la derecha de la figura, en el panel superior, en el que se encuentra la curva de luz de Quirón. Este objeto tiene una curva de luz de doble pico que ha sido estudiada por diversos autores (Bus et al., 1989; Groussin et al., 2004), sin embargo, actualmente podría confundirse con un objeto que tiene variabilidad pequeña debida a manchas de albedo, esto es a causa de que la orientación del cuerpo con respecto al observador ha cambiado. Actualmente, la dirección del eje de rotación de Quirón se encuentra en una posición casi paralela a la línea de visión del observador, esta posición es también conocida como *pole-on*, lo que produce una variación mínima debida a la forma del cuerpo, puesto que el objeto está mostrando prácticamente la misma sección transversal en todo momento. La variación de la amplitud a lo largo del tiempo ayudará a obtener otras propiedades físicas como se verá en la siguiente sección.

Obtenida la razón de ejes b/a , a través de la ecuación (3.13) y bajo la suposición de equilibrio hidrostático, puede obtenerse tanto la razón de ejes c/a como la densidad del cuerpo, a través del formalismo de Chandrasekhar (1987) (ver figura 3.9, en la que se muestra la tabla con las propiedades del elipsoide de Jacobi). Siguiendo con el ejemplo de Varuna, una razón de ejes $b/a = 0.60$ corresponde a un valor de $\Omega^2/\pi G\rho = 0.337863$ (este valor es obtenido mediante interpolación de los datos de la tabla que se muestra en la figura 3.9). Usando el período de rotación de Varuna de 6.3436 h, se estima una densidad del cuerpo de $\sim 1000 \text{ kg m}^{-3}$.

TABLE IV
The properties of the Jacobi ellipsoids

a_2/a_1	a_3/a_1	$\Omega^2/(\pi G\rho)$	$L/(GM^3\bar{a})^\ddagger$	a_2/a_1	a_3/a_1	$\Omega^2/(\pi G\rho)$	$L/(GM^3\bar{a})^\ddagger$
1.00	0.582724	0.374230	0.303751	0.48	0.372384	0.302642	0.369473
0.96	0.570801	0.373987	0.303959	0.44	0.349632	0.287267	0.385940
0.92	0.558330	0.373190	0.304602	0.40	0.325609	0.269678	0.406073
0.88	0.545263	0.371785	0.305749	0.36	0.300232	0.249693	0.430872
0.84	0.531574	0.369697	0.307467	0.32	0.273419	0.227153	0.461750
0.80	0.517216	0.366837	0.309837	0.28	0.245083	0.201946	0.500777
0.76	0.502147	0.363114	0.312956	0.24	0.215143	0.174052	0.551140
0.72	0.486322	0.358424	0.316938	0.20	0.183524	0.143610	0.618069
0.68	0.469689	0.352649	0.321923	0.16	0.150166	0.111044	0.710927
0.64	0.452194	0.345665	0.328081	0.12	0.115038	0.077281	0.848770
0.60	0.433781	0.337330	0.335618	0.08	0.078166	0.044168	1.079302
0.56	0.414386	0.327493	0.344796	0.04	0.039688	0.015415	1.58276
0.52	0.393944	0.315989	0.355941	0	0	0	∞

Figura 3.9: Imagen de la tabla IV del trabajo de Chandrasekhar (1987) donde se muestran las propiedades del elipsoide de Jacobi.

3.3.4. Variabilidad a largo plazo

La variabilidad a largo plazo está condicionada en gran medida por con el ángulo de aspecto del objeto, es decir, el ángulo que forman el vector velocidad angular con la línea de visión del observador (figura 3.10). Esto implica que la amplitud de la curva de luz rotacional del objeto variará con el tiempo, ya que cuando se encuentre en una posición próxima a *equator-on*, es decir, que el ángulo de aspecto sea 90° , el objeto estará mostrando la máxima amplitud que puede producir su curva de luz, mientras que cuando el objeto esté en una posición próxima a *pole-on*, es decir, que el ángulo de aspecto sea aproximadamente de 0° , la amplitud que producirá la curva de luz será mínima. En otras palabras, la sección transversal que muestra el objeto con respecto al observador evoluciona en su viaje alrededor del Sol; por ello, no sólo la amplitud de la curva de luz del objeto cambiará, sino que también lo hará la magnitud absoluta del mismo, es decir, la magnitud absoluta de los cuerpos no esféricos del Sistema Solar no es, en términos estrictos, absoluta.

Modelado de la amplitud de la curva de luz

Suponiendo que el brillo sólo depende del área proyectada, la amplitud de la curva de luz vendrá dada por la expresión:

$$\Delta m = -2.5 \log \left[\frac{b}{a} \left(\frac{a^2 \cos^2(\delta) + c^2 \sin^2(\delta)}{b^2 \cos^2(\delta) + c^2 \sin^2(\delta)} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (3.14)$$

donde a , b y c son los semiejes del cuerpo triaxial⁴ (con $a > b > c$) y δ es el ángulo de aspecto (Tegler et al., 2005). δ viene dado por las coordenadas del vector velocidad angular

⁴Bajo la suposición de equilibrio hidrostático pueden estimarse las relaciones de los semiejes del cuerpo triaxial b/a y c/a (ver tabla IV en Chandrasekhar, 1987).

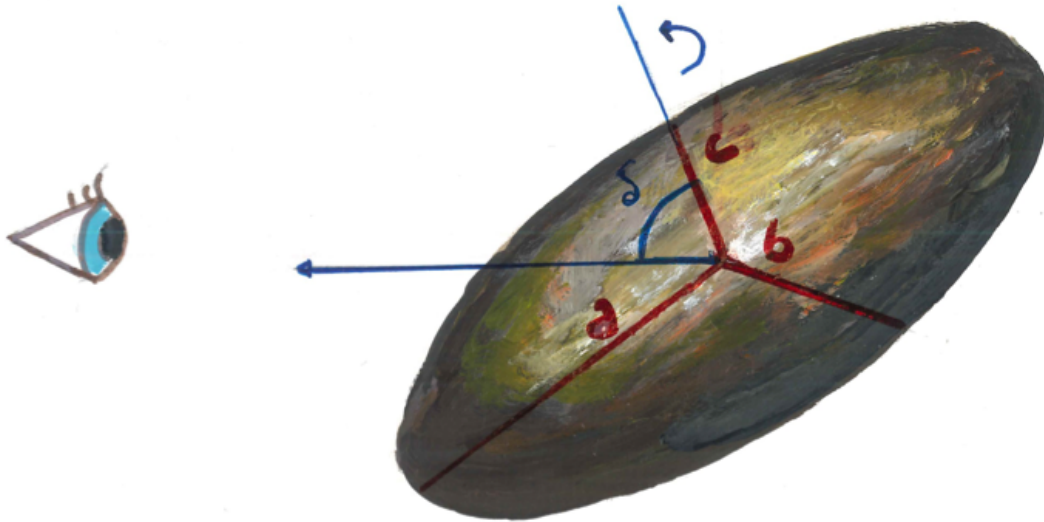


Figura 3.10: Representación gráfica del ángulo de aspecto de un cuerpo triaxial con respecto al observador. Dibujo realizado por Genara Valenzuela Ruano.

(también llamado dirección del polo) y las coordenadas eclípticas del objeto como sigue:

$$\delta = \frac{\pi}{2} - \sin[\sin(\beta_e) \sin(\beta_p) + \cos(\beta_e) \cos(\beta_p) \cos(\lambda_e - \lambda_p)], \quad (3.15)$$

donde, β_e y λ_e son la latitud y longitud eclíptica del centro de referencia del objeto (que se obtienen de las efemérides), y β_p y λ_p son la latitud y longitud eclíptica de la dirección del polo del objeto. Como se explicó anteriormente, cuando el ángulo de aspecto es de 90° , la amplitud de la curva de luz será máxima, puesto que se estará viendo la máxima variación de la sección transversal que muestra el cuerpo al rotar sobre su propio eje, quedando la expresión simplificada a la ecuación (3.13). Sin embargo, si el ángulo de aspecto del objeto es 0° , la curva de luz del objeto será plana (siempre que el cuerpo sea perfecto, sin anomalías en la superficie que puedan provocar variación en el flujo de luz reflejado), puesto que siempre se estará viendo la misma sección transversal. En definitiva, a través de las ecuaciones (3.14) y (3.15) es posible modelar la evolución temporal de la amplitud de la curva de luz de los objetos del Sistema Solar, ajustándolas a datos observacionales, obteniéndose así la dirección del polo (β_p, λ_p). Un ejemplo puede verse en la figura 3.11 en el que la línea azul muestra la evolución de la amplitud de un cuerpo triaxial del Sistema Solar (en este caso el centauro Bienor) en función del tiempo, según la posición orbital en la que se encuentre. Los datos observacionales están representados por los puntos azules.

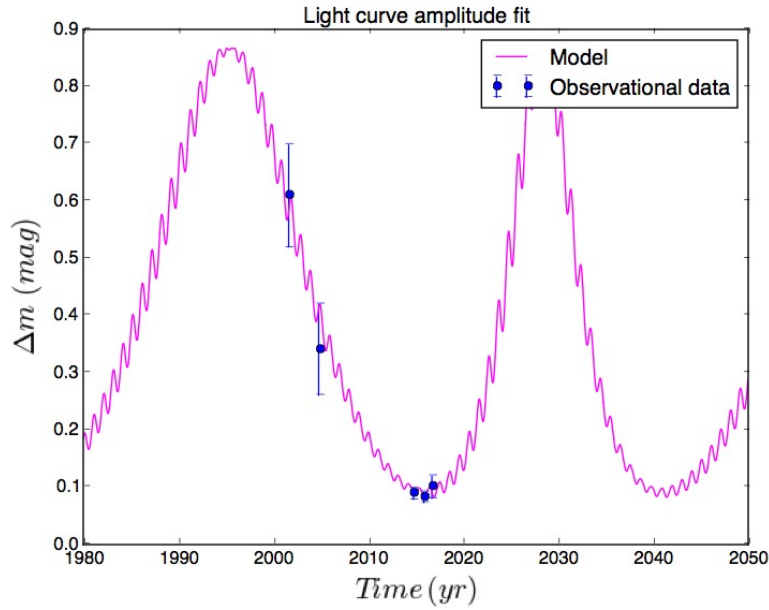


Figura 3.11: Evolución temporal de la amplitud de la curva de luz del centauro Bienor. La línea azul muestra el modelo dado por la ecuación (3.14). Los puntos azules muestran los datos observacionales a los que ajusta la ecuación.

Modelado de la magnitud absoluta

Como se mencionó en párrafos anteriores, no sólo la amplitud de la curva de luz varía con el ángulo de aspecto, sino que también lo hace la magnitud absoluta, siendo posible un modelado de la misma. La magnitud absoluta de un objeto del Sistema Solar dependerá, entre otras cosas, de la cantidad de superficie del objeto que refleje luz según la ecuación:

$$H = -M_{\odot} + 2.5 \log \frac{C^2}{p \frac{A_m(\delta)}{\pi}}, \quad (3.16)$$

donde H es la magnitud absoluta del objeto, M_{\odot} es la magnitud absoluta del Sol, $C = 1392$ km es una constante, p es el albedo geométrico del objeto, y $A_m(\delta)$ es el área media del objeto en función del ángulo de aspecto (es decir, el área media respecto a la máxima sección transversal y a la mínima sección transversal que produce el objeto según la posición del eje de rotación respecto al observador) que vendrá expresada como sigue:

$$A_m(\delta) = \frac{A_{\max} + A_{\min}}{2} \quad (3.17)$$

$$\frac{\pi a(b^2 \cos^2 \delta + c^2 \sin^2 \delta)^{1/2} + \pi b(a^2 \cos^2 \delta + c^2 \sin^2 \delta)^{1/2}}{2}, \quad (3.18)$$

donde δ viene dado por la ecuación (3.15). Nótese que para modelar el valor de la magnitud absoluta se debe eliminar la influencia de la forma del objeto en el valor final, es

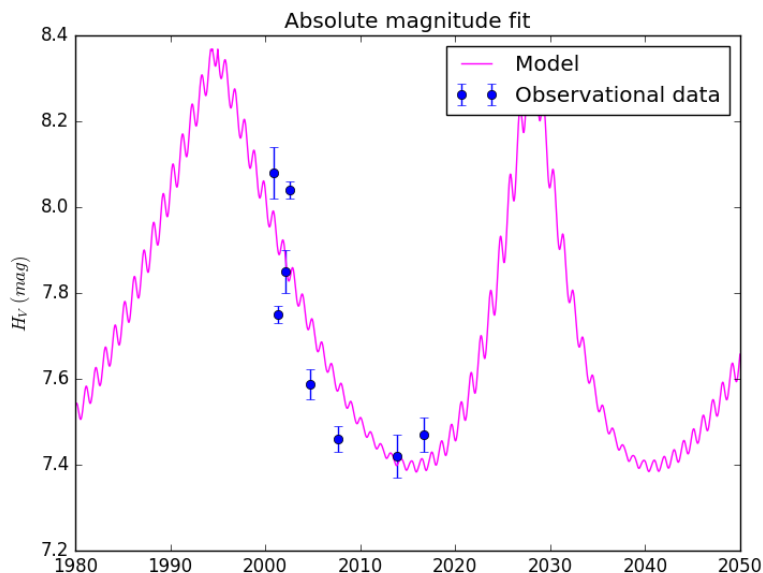


Figura 3.12: Evolución temporal de la magnitud absoluta. La línea rosa muestra el modelo dado por la ecuación (3.14). Los puntos azules muestran los datos observacionales.

decir, hay que tener en cuenta la fase rotacional del cuerpo para excluir que la variación de la magnitud absoluta venga dada por variación rotacional en vez de por la evolución del ángulo de aspecto; es debido a esto por lo que se calcula el área media del objeto. Un ejemplo puede verse en la figura 3.12 en la que se muestra la evolución temporal de la magnitud absoluta para un cuerpo del Sistema Solar (línea rosa) ajustada a los datos observacionales, representados por los puntos azules. A este tipo de modelos pueden aplicarse otras contribuciones, como por ejemplo material orbitando alrededor del objeto en forma de anillo, como se hizo en los trabajos de Duffard et al. (2014) y Ortiz et al. (2015) incluidos en esta tesis en capítulos posteriores. Sin embargo, no fue hasta el trabajo de Fernández-Valenzuela et al. (2017) en el que se modelan por primera vez ambas contribuciones conjuntamente, amplitud de la curva de luz y magnitud absoluta con formalismo de χ^2 , con el fin, no solo de obtener el ángulo de aspecto del cuerpo, sino también de detectar propiedades físicas que puedan ser confirmadas a través de otras técnicas observacionales.

3.4. Obtención de períodos rotacionales

Los objetos transneptunianos y centauros tienen un espectro de períodos que van desde las 3 horas hasta incluso días, si tenemos en cuenta Plutón, que tiene un período 6.37 días, encontrándose la mediana de los mismos en torno a las 8.6 h (Thirouin et al., 2014, 2016). Para obtener períodos de rotación a partir de la fotometría es necesario aplicar técnicas específicas para datos no equidistantes, pues salvo casos excepcionales, no es posible mues-

tratar una curva de luz completa durante un día entero de observación. Por ello, técnicas como el peridograma de Lomb o la técnica PDM (Phase Dispersion Minimization) ayudan a obtener períodos en datos que no son equidistantes o tienen huecos irregulares entre ellos, bien por que son noches distintas de observación, o bien por que la meteorología no fuese buena.

3.4.1. Periodograma de Lomb

El periodograma de Lomb (Lomb, 1976), basado en los trabajos de Barning (1963) y Vanícek (1971), es una modificación del análisis espectral de Fourier que fue implementado más adelante por Press et al. (1992). Este método evalúa los datos en el tiempo en el que son realmente medidos, generando un espectro de frecuencias. Suponiendo que hay un número de datos N , con valores x_i en función del tiempo, es decir, $x_i \equiv x(t_i)$, donde $i = 1, \dots, N$ y siendo \bar{x} y σ^2 la media y la varianza de los datos, respectivamente, el periodograma normalizado de Lomb se define como:

$$P_N(\omega) \equiv \frac{1}{2\sigma^2} \left[\frac{(\sum_i (x_i - \bar{x}) \cos \omega(t_i - \tau))^2}{\sum_i \cos^2 \omega(t_i - \tau)} + \frac{(\sum_i (x_i - \bar{x}) \sin \omega(t_i - \tau))^2}{\sum_i \sin^2 \omega(t_i - \tau)} \right], \quad (3.19)$$

donde P_N es la potencia espectral en función de la frecuencia, $\omega \equiv 2\pi f > 0$ es la frecuencia angular, y τ es una constante que genera un valor de fondo para que la potencia espectral sea totalmente independiente de la distancia entre los t_i de los datos. La relación entre τ y ω viene dada por la ecuación:

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_i \sin 2\omega\tau_i}{\sum_i \cos 2\omega\tau_i}. \quad (3.20)$$

El espectro de frecuencias vendrá expresado en ciclos/días. La frecuencia que tenga una mayor potencia espectral será la que genere el período buscado a través de la expresión $\Omega = 24/P$, donde Ω es la frecuencia y P el período del objeto en horas.

3.4.2. Técnica PDM

La técnica PDM (*Phase Dispersion Minimization*) fue desarrollada por primera vez por Stellingwerf (1978) con el mismo objetivo que la técnica de Lomb: encontrar períodos en datos que no son equidistantes, que tienen huecos entre ellos o que no tienen suficiente cobertura temporal. Esta técnica agrupa los datos en pasos de distintos valores calculando la varianza dentro de cada paso (s^2). Las varianzas obtenidas se combinan y comparan con la varianza de todo el conjunto de datos (σ^2), siendo el período resultante aquél que proporcione la razón más pequeña entre ambos valores, es decir:

$$\theta = \frac{s^2}{\sigma^2} = \frac{\sum_{j=1}^M (n_j - 1) s_j^2}{\sum_{j=1}^M (n_j - M)} \cdot \frac{N - 1}{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}, \quad (3.21)$$

donde $i = 1, \dots, N$ es el conjunto total de datos y $j = 1, \dots, M$ es un subconjunto de N .

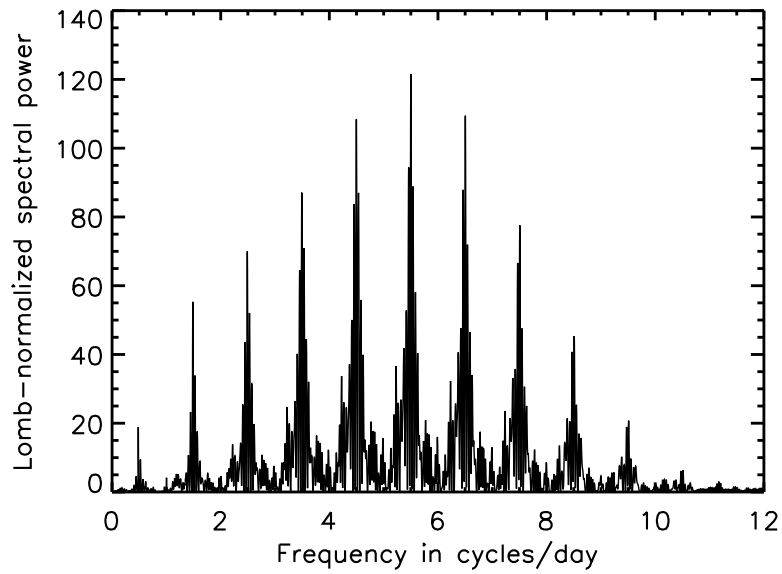


Figura 3.13: Periodograma de Lomb obtenido para el objeto transneptuniano 2008 OG₁₉. Figura extraída de Fernández-Valenzuela et al. (2016).

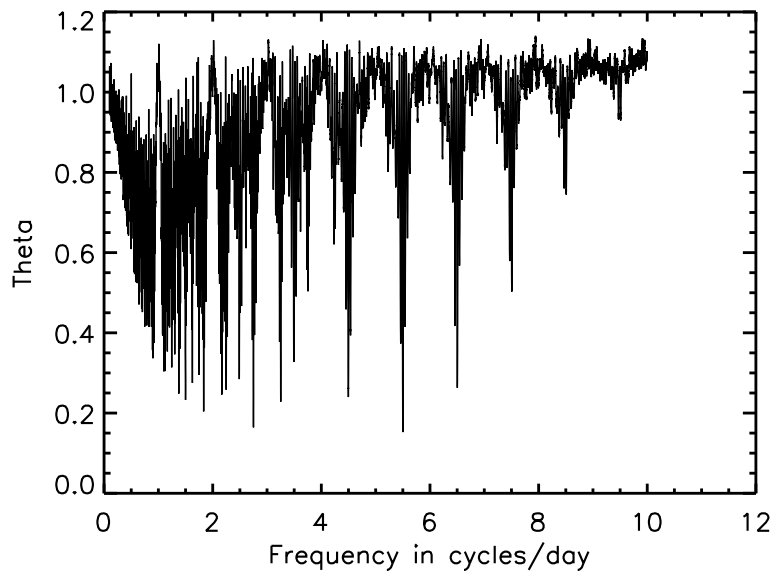


Figura 3.14: Gráfica obtenida mediante la técnica PDM aplicada a datos del objeto transneptuniano 2008 OG₁₉. Figura extraída de Fernández-Valenzuela et al. (2016).

3.4.3. Método de Harris

El método de ajuste a series de Fourier, también conocido como método de Harris (Harris et al., 1989), busca la varianza que proporciona el mejor ajuste de una serie de Fourier a los datos observacionales. Dicha serie de Fourier vendrá expresada según la ecuación:

$$H(\alpha, t) = \bar{H}(\alpha) + \sum_{l=1}^m A_l \sin \left[\frac{2\pi L}{P}(t - t_0) \right] + B_l \cos \left[\frac{2\pi L}{P}(t - t_0) \right], \quad (3.22)$$

donde $H(\alpha, t)$ es el magnitud absoluta teórica que proporciona el ajuste de la serie de Fourier a los datos observacionales a un ángulo de fase α en el instante t ; $\bar{H}(\alpha)$ es el valor medio de la magnitud absoluta a un ángulo de fase α ; A_l, B_l son los coeficientes de Fourier (con $l = 1, \dots, m$); P es el período de rotación del objeto, y t_0 es el punto cero que se elige aproximadamente a mitad de la serie de observación. Los residuos del ajuste vendrán dados según la expresión:

$$\frac{\delta_i}{\epsilon_i} = \frac{V_i(\alpha_j) - H(\alpha_j, t_i)}{\epsilon_i}, \quad (3.23)$$

donde δ_i es la variación entre los valores observados y teóricos, ϵ_i representa el error asociado a los datos observacionales, α_j es el ángulo de fase α en el día j , $V_i(\alpha_j)$ es la magnitud observada a un ángulo de fase α_j , $H(\alpha_j, t_i)$ es la magnitud absoluta teórica que proporciona el ajuste a un ángulo de fase α_j en el instante t_i (con $i = 0, \dots, n$; siendo n el número total de observaciones realizadas). Para evaluar la bondad del ajuste se calcula la varianza (s^2) de dichos residuos según la expresión:

$$s^2 = \frac{1}{n - K} \sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta_i}{\epsilon_i} \right)^2, \quad (3.24)$$

donde $K = 2m + p + 1$ es el número de parámetros libres de la solución, siendo m el grado de la serie de Fourier, p el número total de días de observación y el término $+1$ es debido al período de rotación, que también es un parámetro de la solución. Aquel ajuste que de un menor valor de la varianza de los residuos será el que proporcione el valor del período de rotación del objeto.

Parte I

Objetos Transneptunianos

Capítulo 4

2008 OG₁₉: un objeto transneptuniano muy elongado

Este capítulo está dedicado al estudio del TNO 2008 OG₁₉. En la primera sección se desarrolla una introducción a dicho objeto, así como un breve resumen de los resultados obtenidos en el artículo de Fernández-Valenzuela et al. (2016). A continuación se expone el artículo como parte de esta tesis doctoral. Por último, se presentan resultados adicionales que se obtuvieron tras la publicación del trabajo.

4.1. Introducción al objeto transneptuniano 2008 OG₁₉

2008 OG₁₉ fue descubierto en el observatorio de Monte Palomar el 30 de julio de 2008. Este objeto es clasificado como SDO por Gladman et al. (comunicación interna con posterioridad al artículo de Fernández-Valenzuela et al., 2016) siendo sus propiedades orbitales, excentricidad y semieje mayor orbital, parecidas a las del planeta enano Eris, aunque con una inclinación mucho más baja (ver figura 4.1; ver también tabla 5 en Fernández-Valenzuela et al., 2016). 2008 OG₁₉ fue analizado por primera en el trabajo de Sheppard (2010) mediante observaciones realizadas con el telescopio de 6.5-m Clay situado en el observatorio de Las Campanas (Chile), en agosto de 2009. Sheppard (2010) obtuvo la magnitud absoluta en la banda R y el gradiente espectral del objeto, siendo estos $H_R = 4.47 \pm 0.02$ mag y $18 \pm 2\% \text{ nm}^{-1}$, respectivamente. Asimismo, obtuvo los colores $B - R = 1.47 \pm 0.01$ mag y $V - I = 1.12 \pm 0.01$ mag, que están representados en la figura 4.2. Tanto los colores del objeto como el valor del gradiente espectral muestran un enrojecimiento de su superficie debido, muy probablemente, al bombardeo sufrido por partículas cargadas provenientes del viento solar o rayos cósmicos, que hacen que materiales como el metano o el CO se transformen en orgánicos complejos como la “tolina” (e.g., Johnson et al., 1987; Wilson et al., 1994; Cruikshank et al., 2005), es decir, el objeto tendrá una superficie compuesta por una mezcla de silicatos con orgánicos complejos. No obstante esta afirmación tendría que ser confirmada a través de estudios espectrales o fotométricos que muestren datos en longitudes de onda mayores, como el infrarrojo medio, ya que los orgánicos complejos absorben

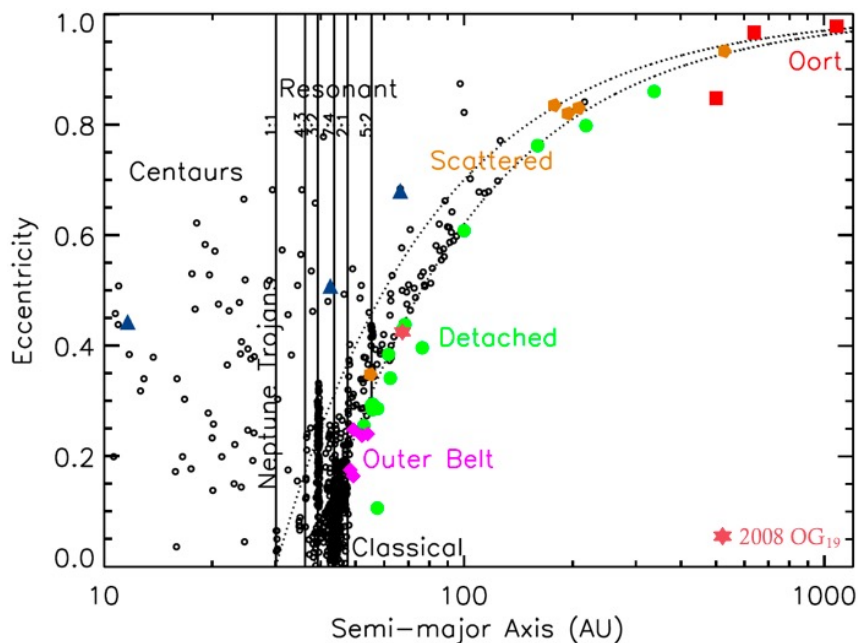


Figura 4.1: Figura adaptada de Sheppard (2010) donde se muestra el semieje mayor frente a la excentricidad marcando las distintas clases dinámicas de la región transneptuniana, incluyendo los centauros. La estrella rosa representa 2008 OG₁₉. Las líneas verticales muestran las resonancias con Neptuno. Las líneas de puntos marcan perihelios entre 30 y 38 UA.

fuertemente a esas longitudes de onda (ver capítulo 1, sección 1.6.4). A este respecto, el James Web Space Telescope será de vital importancia para el estudio de la composición superficial de los objetos transneptunianos (Pinilla-Alonso, 2017).

A excepción del trabajo que se acaba de mencionar, no existe información adicional sobre observaciones de este objeto en la bibliografía, ni tampoco sobre sus propiedades físicas. La primera información publicada fue en el trabajo de Fernández-Valenzuela et al. (2016), el cual se presenta en el artículo adjunto, como parte de esta tesis doctoral. En este trabajo se analiza la curva de luz del objeto obteniendo tanto su período de rotación como su forma. Como se mencionó en párrafos anteriores, 2008 OG₁₉ es muy parecido a Eris en cuanto a propiedades orbitales se refiere; sin embargo, teniendo en cuenta las propiedades físicas, es más parecido al TNO Varuna, el cual tiene una amplitud de la curva de luz ~ 0.42 mag (e.g., Ortiz et al., 2003; Belskaya et al., 2006), siendo la de 2008 OG₁₉ de 0.44 mag, y un período de rotación similar. Este tipo de objetos de gran amplitud son muy peculiares; según el trabajo publicado por Duffard et al. (2009), el porcentaje de objetos observados con $\Delta m > 0.4$ mag es muy reducido ya que más del 80% tienen amplitudes menores de 0.15 mag. Por tanto, apenas hay una decena de TNOs conocidos con tanta amplitud como 2008 OG₁₉.

Asimismo, se ha obtenido la magnitud absoluta en la banda R , que difiere de la publicada por Sheppard (2010) en 0.08 mag. Estas diferencias podrían deberse a la corrección por ángulo de fase, pues el coeficiente de corrección por ángulo de fase (β , ver capítulo 3, sección 3.3.2) utilizado por Sheppard (2010) es desconocido y podría no coincidir con el utilizado por Fernández-Valenzuela et al. (2016).

Por último, también se estudia la densidad del objeto bajo la suposición de equilibrio hidrostático, según el formalismo propuesto por Chandrasekhar (1987). Esta densidad

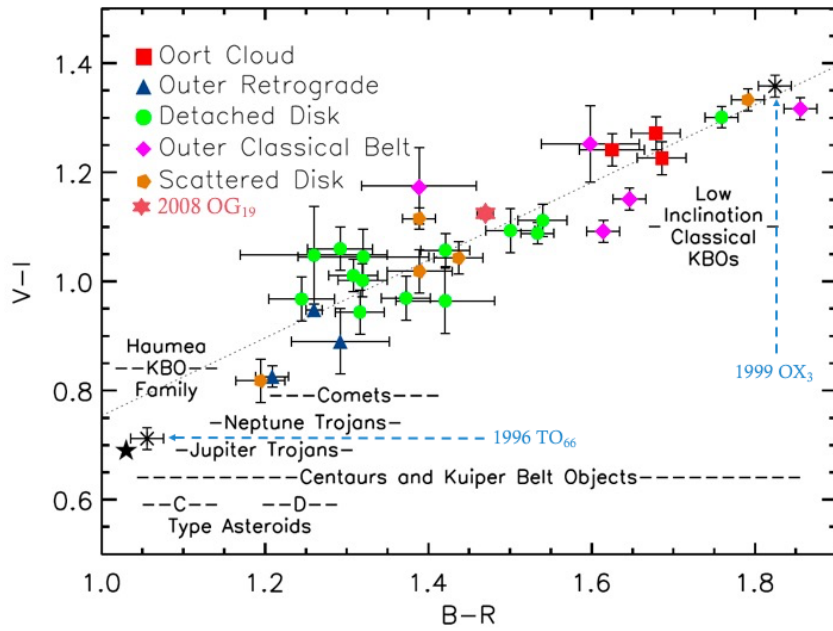


Figura 4.2: Diagrama color-color adaptado de Sheppard (2010). La estrella rosa representa 2008 OG₁₉, como referencia el color del Sol está marcado como una estrella negra. La pendiente de los colores de los objetos se muestra mediante la línea de puntos.

vendrá determinada por el período de rotación y la razón de ejes del objeto, que dependerá del ángulo de aspecto del mismo. La densidad obtenida para un ángulo de aspecto de 60° es de $\sim 600 \text{ kg m}^{-3}$. Una densidad que concuerda con la de objetos del tamaño estimado de 2008 OG₁₉ (ver material suplementario en Ortiz et al., 2012a).

2008 OG₁₉: a highly elongated Trans-Neptunian object

E. Fernández-Valenzuela,[★] J. L. Ortiz, R. Duffard, P. Santos-Sanz and N. Morales

Instituto de Astrofísica de Andalucía, IAA-CSIC, Glorieta de la Astronomía s/n, 18008 Granada, Spain

Accepted 2015 November 18. Received 2015 November 6; in original form 2015 July 16

ABSTRACT

From two observing runs during the 2014 summer at the Calar Alto Observatory in Almería (Spain) and at the Sierra Nevada Observatory in Granada (Spain), we were able to derive CCD photometry of the Trans-Neptunian object 2008 OG₁₉. We analysed the time series and obtained a double-peaked light curve with a peak-to-valley amplitude of 0.437 ± 0.011 mag and a rotational period of 8.727 ± 0.003 h. This implies that this object is very elongated, closely resembling the case of Varuna. The photometry also allowed us to obtain an absolute magnitude in the *R* band of 4.39 ± 0.07 mag. From this result, we estimated an equivalent diameter of 2008 OG₁₉ of 619^{+56}_{-113} km using an average albedo for scattered disc objects. Finally, we interpreted the results under the assumption of hydrostatic equilibrium and found a lower limit for the density of 544^{+42}_{-4} kg m⁻³. However, a more likely density is 609 ± 4 kg m⁻³ using an aspect angle of 60°, which corresponds to the most likely configuration for the spin axis with respect to the observer assuming random orientations.

Key words: techniques: photometric – Kuiper belt objects: individual: 2008 OG₁₉.

1 INTRODUCTION

Trans-Neptunian objects (TNOs) are bodies that orbit the Sun beyond the orbit of Neptune (e.g. Jewitt, Morbidelli & Rauer 2008). The first TNO to be discovered was 1992 QB₁ by Jewitt & Luu (1993). Although it has been more than 20 years since this population was discovered, our overall knowledge about the physical properties of the objects that reside in the Trans-Neptunian region is still scarce, mainly because of the faintness of these bodies. TNOs are thought to be mainly composed of mixtures of rocks and ice, a similar composition to that of comets (e.g. Elkins-Tanton 2010; Barucci et al. 2011).

Because of their large distance to the Sun, TNOs are thought to be the least evolved in the Solar system. Hence, they yield important information on the composition materials and physical conditions of the primitive solar nebula. The study of these bodies reveals plenty of information on the evolution of the Solar system since its initial phases. Additionally, the Trans-Neptunian belt provides a natural connection with the study of protoplanetary discs observed around other stars.

Because of all the above, we have been carrying out a rotational light-curve survey of TNOs and Centaurs, for nearly two decades (e.g. Lellouch et al. 2002; Ortiz et al. 2002, 2004, 2006, 2007, 2011; Belskaya et al. 2006; Duffard et al. 2008; Santos-Sanz et al. 2008, 2015; Thirouin et al. 2010) in order to gather important physical information about them. In the course of our survey, the TNO with provisional designation 2008 OG₁₉ has shown interesting features,

such as a large amplitude of variability, which encouraged us to make a very detailed study.

2008 OG₁₉ was discovered in 2008 July from the Palomar Observatory. As far as we know, the only published information on this body comes from a work by Sheppard (2010) in which data about several TNOs are reported. He obtained the absolute magnitude, $m_R(1, 1, 0) = 4.47 \pm 0.02$ mag, and the colours for this object (see table 2 of Sheppard 2010) based on the average of the photometry and assuming a phase slope parameter. However, no further physical information on 2008 OG₁₉ was presented.

Here we present the first determination of the rotation period and the light-curve amplitude for 2008 OG₁₉. The amplitude of the rotational light curve turned out to be remarkably high, which is a clear indication of a very elongated shape for this body. Such elongated bodies are unusual within the Trans-Neptunian belt, with Varuna being the archetype. In Section 2, we describe the technical characteristics of the telescopes used for the observing runs. In Sections 3 and 4, we describe the data reduction and the data analysis, respectively. The results from the light-curve study are also included in Section 4. Furthermore, in Section 5, we report the method to obtain the absolute magnitude and we estimate the equivalent diameter of the target. We discuss all the results in Section 6. Finally, we present our conclusions in Section 7.

2 OBSERVATIONS

We took images of the TNO 2008 OG₁₉ in two observing runs during 2014 with different telescopes: the 1.23-m Calar Alto Observatory telescope in Almería (Spain) and the 1.5-m Sierra Nevada Observatory telescope in Granada (Spain).

[★]E-mail: estela@iaa.es

Table 1. Journal of observations for 2008 OG₁₉. The observations on July 23, 29, 30 and 31 belong to the Calar Alto Observatory run. The observations on August 21, 22, 24 and 25 belong to the Sierra Nevada Observatory run. Filters are based on the Johnson–Kron–Cousins system. Seeing is calculated as the average for each night. Quantities are Universal Time date of the observation (UT date), corresponding Julian Date for the first image of the night (JD), aperture radii for photometry (Aper), exposure time (t_e), heliocentric distance (R), geocentric distance (Δ), phase angle (α), light travel time (t_L), number of images (N) and time on target each night ($t_{\text{on-target}}$).

UT date (2014)	JD	Filters	Aper. (arcsec)	t_e (s)	Seeing (arcsec)	R (au)	Δ (au)	α (deg)	t_L (min)	N	$t_{\text{on-target}}$ (h)
Jul 23	245 6862.442 92	R	2.56	400	1.23	38.5787	37.5806	0.290	312.5482	30	3.33
Jul 29	245 6868.460 88	R	2.56	300	1.38	38.5788	37.5740	0.220	312.4926	33	2.75
Jul 30	245 6869.445 75	R	3.84	300	1.61	38.5788	37.5738	0.217	312.4917	44	3.67
Jul 31	245 6870.416 60	R	2.56	300	1.42	38.5789	37.5740	0.216	312.4933	51	4.25
Aug 21	245 6891.354 87	Clear	3.71	400	1.53	38.5793	37.6440	0.574	313.0753	33	3.67
Aug 22	245 6892.352 73	Clear	3.71	400	1.34	38.5794	37.6504	0.596	313.1285	37	4.11
Aug 24	245 6894.388 82	Clear	3.71	400	1.40	38.5794	37.6640	0.640	313.2418	28	3.11
Aug 25	245 6895.336 13	Clear	2.78	400	1.65	38.5794	37.6712	0.661	313.3017	44	4.89

The first observing run was on July 23, 29, 30 and 31 with the $4k \times 4k$ DLR-MKIII CCD camera of the 1.23-m Calar Alto Observatory telescope. The image scale and the field of view (FOV) of the instrument are $0.32 \text{ arcsec pixel}^{-1}$ and $21.5 \times 21.5 \text{ arcmin}^2$, respectively. The images were obtained in 2×2 binning mode and were taken in the R -Johnson filter; the average seeing was 1.41 arcsec (see Table 1). We experienced good weather and dark nights (moonshine maximum ~ 14 per cent). The signal-to-noise ratio (S/N) on the first night was ~ 26 with 400-s exposure time, whereas the S/N for the remaining nights was ~ 40 with 300-s exposure time. The images of 2008 OG₁₉ were dithered over the detector to prevent problems in the photometry associated with bad pixels or CCD defects. Bias frames and twilight sky flat-field frames were taken each night to calibrate the images, and a total of 158 science images were obtained. We aimed the telescope at the same region of the sky each night to have the same stellar field throughout the observing run; this is important so we can choose the same set of comparison stars for all nights in the observing run in order to minimize systematic photometric errors. This is possible because of the large enough FOV of the two telescopes that we have used.

The second observing run was on August 21, 22, 24 and 25 with the $2k \times 2k$ CCD of the 1.5-m Sierra Nevada Observatory telescope. The image scale and the FOV of the instrument are $0.232 \text{ arcsec pixel}^{-1}$ and $7.92 \times 7.92 \text{ arcmin}^2$, respectively. The images were obtained in 2×2 binning mode and were taken with no filter to obtain the best S/N (which was ~ 40 during the run); the exposure time was 400 s throughout the observing run. We had clear and dark nights; the moonshine was 17 per cent for the first night and 11 per cent for the second night, while the other two nights were completely dark nights. For this run, the average seeing was 1.48 arcsec , slightly worse than the first run. As in the July run from the Calar Alto Observatory, we aimed the telescope again at the same coordinates on all nights. Bias frames and twilight flat-field frames were taken each night to calibrate the exposures. In this run, we took a total of 142 science images. In total, we analysed 300 frames of 2008 OG₁₉.

All images were corrected for light travel time. Table 1 presents a selection of the relevant observational data and the orbital data of 2008 OG₁₉.

3 DATA REDUCTION

To calibrate the images with bias frames and twilight sky flat-field frames, we subtracted a median bias and divided by a median flat-field corresponding to each night. Specific routines written in IDL

(Interactive Data Language) were developed for this task. The routines also included the code to perform the aperture photometry of all comparison stars and 2008 OG₁₉. We chose 22 stars for each run with good photometric behaviour. The aperture size was chosen in order to maximize the S/N on the TNO for each night and to minimize the dispersion of the photometry. We tried different apertures until the least dispersion in the residual to the fit to the experimental points in the photometry was obtained (see Section 4). This aperture corresponds to a radius between 4–6 pixels (2.56 – 3.84 arcsec) and 6–8 pixels (2.78 – 3.71 arcsec) for the Sierra Nevada Observatory and the Calar Alto Observatory, respectively (see Table 1). The median sky level was determined within an exterior annulus respect to the ring for the photometry with its inner radius equal to the size of the aperture plus 5 pixels, and a width of 5 pixels (in both telescopes). All images were checked in order to confirm the target was not close to any star (in which case, the annulus used to subtract the sky background might be contaminated with light from other stars and the photometry might not be correct). At the time of observation, the angular speed of 2008 OG₁₉ was $2.87 \text{ arcsec h}^{-1}$. The image trailing due to the motion of the object was only 0.23 and 0.31 arcsec during a typical 300-s and 400-s integration, respectively. This image trailing is negligible when we compare with our nominal 1.44 arcsec full width at half-maximum (FWHM) image quality. Through the aperture photometry, we obtained the flux of all objects versus time (Julian Date). We obtained the relative photometry of the target with respect to each comparison star, so we had 22 light curves in total. To analyse these, we calculated an average of all light curves and plotted this. The results are given in Table 2.

Table 2. Photometry results for the observations from the Calar Alto and Sierra Nevada observatories. We list the Julian Date (JD, corrected for the light time), the relative magnitude (Rel. mag., in mag), the error associated (Err., in mag), the topocentric (r_h) and heliocentric (Δ) distances (both distances expressed in au) and the solar phase angle (α , in deg). The full table is available online.

JD	Rel. mag. (mag)	Err. (mag)	Δ (au)	r_h (au)	α ($^\circ$)
245 6862.416 13	0.118	0.061	37.582	38.581	0.274
245 6862.420 88	0.025	0.057	37.582	38.581	0.274
245 6862.425 65	-0.030	0.047	37.582	38.581	0.274
245 6862.430 41	-0.085	0.047	37.582	38.581	0.274
245 6862.435 17	-0.124	0.045	37.582	38.581	0.274
245 6862.439 93	-0.127	0.048	37.582	38.581	0.274

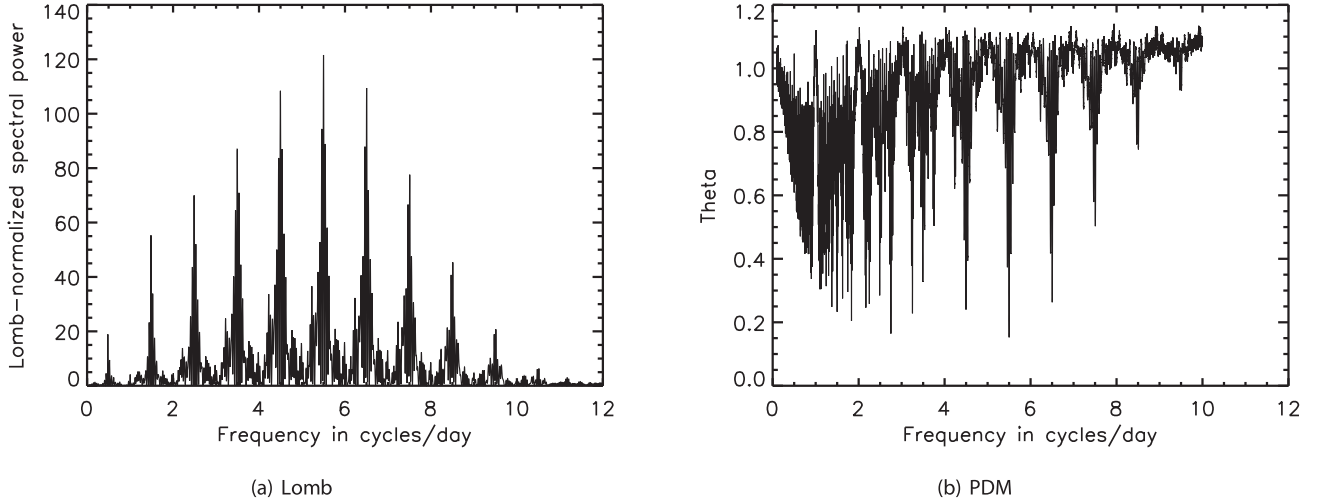


Figure 1. (a) Lomb periodogram spectral power derived from the photometric data of 2008 OG₁₉. The spectral power is plotted as a function of frequency (in cycles per day). The main peak is at 5.5 cycles d⁻¹ (4.364 h) with a normalized spectral power of 121.6. The maximum for the spectral power is flanked by aliases due to the 24-h sampling periodicity. (b) PDM plot computed from the photometric data. As can be seen, the minimum is at the frequency 5.50 cycles d⁻¹ (4.364 h, which produces a single-peaked light curve). The second minimum is at the frequency 2.75 cycles d⁻¹ (8.727 h, which produces a double-peaked light curve).

4 DATA ANALYSIS AND RESULT

To obtain the rotational period of the target, we applied two different techniques to the time series. The first technique was a period search routine based on the Lomb technique (Lomb 1976) as implemented in Press et al. (1992). This method is a modified version of the Fourier spectral analysis to take into account unevenly sampled data. The Lomb periodogram obtained is plotted in Fig. 1(a). As can be seen, the maximum spectral power peak was obtained for the frequency 5.5 cycles d⁻¹ (4.364 ± 0.001 h) with a normalized spectral power of 121.6. The maximum for the spectral power is flanked by aliases due to the 24-h sampling periodicity. The second technique was the phase dispersion minimization (PDM) method. Contrary to the Lomb method, which searches the period that maximizes the normalized spectral power, the PDM method searches for the period that minimizes the so-called θ parameter (Stellingwerf 1978). Fig. 1(b) shows the PDM θ parameter as a function of rotational frequency (we used frequency steps of 0.0005 cycles d⁻¹ within the interval of 0.1–10 cycles d⁻¹). Two identical minima were obtained at 5.5 and 2.75 cycles d⁻¹ (4.364 ± 0.001 h and 8.727 ± 0.003 h, respectively). Therefore, we consider the 4.364 h and 8.727 h periods as candidate rotational periods.

First, we folded the photometric data with the shorter candidate photometric period 4.364 h. This period produces a single-peaked light curve (Fig. 2). To calculate the single-peaked light-curve amplitude, we fitted the data points using a Fourier function of second order, where f_0 is the rotational phase,¹ as follows

$$a_0 + a_1 \cos 2\pi f_0 + b_1 \sin 2\pi f_0 + a_2 \cos 4\pi f_0 + b_2 \sin 4\pi f_0, \quad (1)$$

in order to find the Fourier coefficients (a_0, a_1, a_2, b_1, b_2).

An amplitude (Δm) of 0.406 ± 0.011 mag was obtained for the single-peaked light curve. The folded data using the larger candidate period, $P = 8.727 \pm 0.003$ h, show that the light curve of 2008 OG₁₉ has two maxima and two minima per rotation period (Fig. 3). The

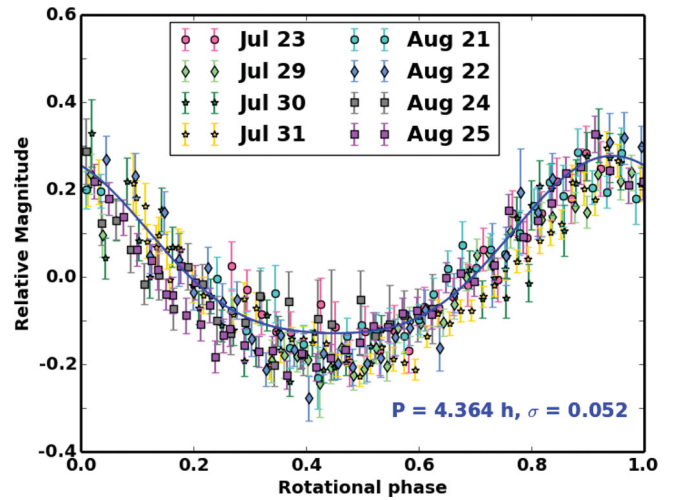


Figure 2. Folded light curve for the frequency corresponding to the maximum spectral power ($P = 4.364$ h). As can be seen, this is a single-peaked light curve. The blue line shows the fit of equation (1) to the points, and σ is the standard deviation of the residual to the fit.

amplitude obtained from the fit to equation (1) has, in this case, a value of 0.437 ± 0.011 mag. The Fourier coefficients for the fit of the double-peaked light curve (which is our preferred light curve; see Section 6) are given in Table 3. To estimate the period uncertainty, we searched for all the periods that gave χ_{pdf}^2 within $\chi_{\text{pdf}_{\text{min}}}^2$ and $\chi_{\text{pdf}_{\text{min}}}^2 + 1$. The χ_{pdf}^2 value is derived from the fit to the Fourier function with the photometry data points, which was 2.63 for 8.727 h and 2.37 for 4.364 h.

The folded light curve produced using the 24-h alias periods ($P = 3.69$ h, $P = 5.33$ h) are unconvincing and confirm that they are aliases (Fig. 4). We obtained the values of 3.96 and 6.03 for the χ_{pdf}^2 test applied to fit to the Fourier function with the data points, for the periods of 3.69 and 5.33 h, respectively. These values of χ_{pdf}^2 are over the $\chi_{\text{pdf}_{\text{min}}}^2 + 1$ value that produced the double-peaked light-curve period.

¹ We calculated the rotational phase as $f_0 = (JD - JD_0)/P$, where JD is the Julian Date, $JD_0 = 245\,6862$ is the initial Julian Date, and P is the target's rotational period in d.

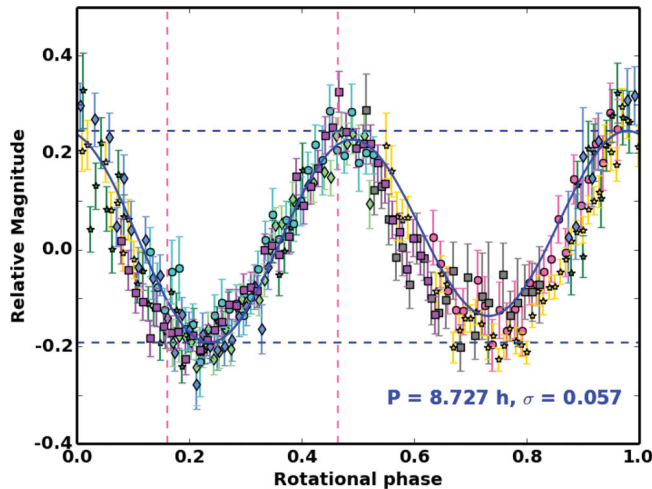


Figure 3. Folded light curve using the double of the period of the single-peaked light curve ($P = 8.727$ h). In this case, the produced light curve is double-peaked. The blue line shows the fit of equation (1) to the points. The dashed blue horizontal lines show the minimum and maximum of the fit, and the dashed pink vertical lines show the rotational phases of the measurements made by Sheppard (2010). The legend for the data points is the same as in Fig. 2. σ is the standard deviation of the residual to the fit.

Table 3. Fourier coefficients for the fitted light curve of 2008 OG₁₉ ($P = 8.727$ h).

n	a_n	$\Delta(a_n)$	b_n	$\Delta(b_n)$
0	0.036	0.004	—	—
1	0.006	0.005	-0.028	0.005
2	0.196	0.005	-0.039	0.005

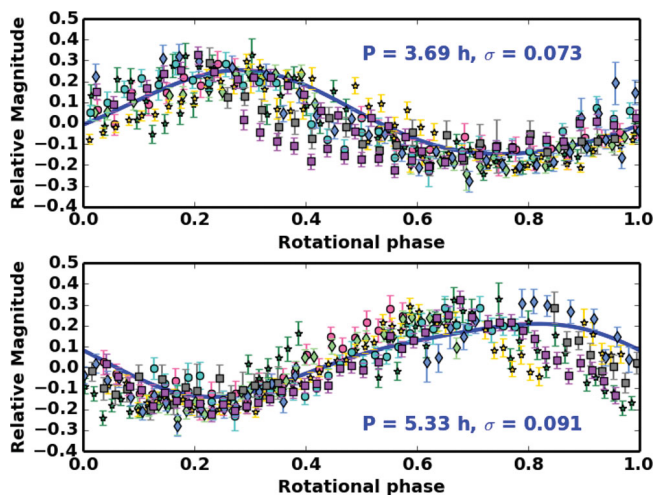


Figure 4. Folded light curves for the presumed 24-h alias periods. In the top panel, the light curve corresponds to a period of 3.69 h, and in the bottom panel, the light curve corresponds to a period of 5.33 h. The blue line, in both panels, shows the fit of equation (1) to the points. Visual inspection clearly indicate that those light curves are not acceptable. The legend for the data points is the same as in Fig. 2. σ is the standard deviation of the residual to the fit.

5 ABSOLUTE MAGNITUDE AND EQUIVALENT DIAMETER OF 2008 OG₁₉

An asteroid’s absolute magnitude (H) is the visual magnitude when the asteroid is located at unit heliocentric and geocentric distances and at zero phase angle. The diameter of the asteroid (D) can be obtained from the absolute magnitude using

$$D = C p^{-1/2} 10^{-(H/5)}, \quad (2)$$

where $C = 1329$ km is a constant and p and H are the geometric albedo and the absolute magnitude of the object in the same photometric band, respectively (e.g. Russell 1916; Chesley et al. 2002).

Because we did not observe Landolt reference stars in our runs at the Calar Alto and Sierra Nevada observatories, we had to calibrate the stellar fields that 2008 OG₁₉ traversed with auxiliary data. We took images of the SA 112_250 Landolt standard star (which has a similar colour to 2008 OG₁₉, according to the data by Sheppard 2010) and the stellar field in a photometric night. We could not use either the 1.23-m telescope at the Calar Alto Observatory or the 1.5-m telescope at the Sierra Nevada Observatory because they were not available, so we observed with the IAC80 telescope from the Teide Observatory in the Canary Islands (Spain) on 2014 November 24. The instrument used was a CAMELOT CCD camera with 2048×2048 pixels. The image scale and the FOV of the instrument are 0.304 arcsec pixel⁻¹ and 10.6×10.6 arcmin², respectively. The exposure time of the SA 112_250 images was 10 s and the exposure time of the images of the same stellar region of the Calar Alto run was 50 s.

We measured the flux of the Landolt standard star and the comparison stars and we obtained the magnitudes of the comparison stars. Finally, with the magnitudes of the comparison stars, we calculated the absolute magnitude of 2008 OG₁₉ by means of the following equation:

$$H_{R_i} = m_{\text{star}_i} - 2.5 \log \left(\frac{\langle F_{\text{OG}} \rangle}{F_{\text{star}_i}} \right) - 2.5 \log (r_H^n \Delta^2) - \phi(\alpha). \quad (3)$$

Here, H_R is the R -band absolute magnitude, m_{star_i} is the apparent magnitude of each comparison star, $\langle F_{\text{OG}} \rangle$ is an average of the flux during a rotational period of the target in ADUs, F_{star_i} is the flux of each of the 22 comparison stars in ADUs, n is an index that reflects the change of the magnitude with the heliocentric distance (2 for asteroids), r_H is the heliocentric distance in astronomical units (au), Δ is the geocentric distance in au, ϕ is the phase angle function and α is the phase angle in degrees.

We calculated the phase angle correction by $\phi = \beta\alpha$, where $\beta = 0.30 \pm 0.12$ mag deg⁻¹ was calculated by means of a linear regression via $m_R(1, 1, \alpha) = H_R + \beta\alpha$ to two experimental points [$m_R(1, 1, \alpha)$, α]. One was given in Sheppard (2010) (4.66, 0.88), where he calculated the apparent magnitude based on the average of the photometry² and the other experimental point was obtained in this study (4.48, 0.27), which is an average of the photometry. This β value is slightly high for a TNO. Taking into account this β value, we obtained the absolute magnitude of 2008 OG₁₉, which is 4.39 ± 0.07 mag in the R band.

Table 5 lists the orbital parameters of 2008 OG₁₉. We found that 2008 OG₁₉ is a scattered disc object (SDO) following the DES

² The rotational phases of the photometric measures from Sheppard (2010) are plotted in Fig. 3. As can be seen, the two experimental points of Sheppard are near the minimum and the maximum on the light curve, and hence the average of the photometry matches with the median level of the photometry.

classification (its Tisserand parameter is equal to 3.03 greater than 3, and its eccentricity is greater than 0.2; Elliot et al. 2005) and a detached object (DO) following the Gladman, Marsden & Vanlaerhoven (2008) classification (its eccentricity is higher than 0.24).

The mean geometric albedo in the V band (derived from *Herschel Space Observatory* data) for SDOs and DOs is 6.9 and 17.0 per cent, respectively (Santos-Sanz et al. 2012, but note that the sample for DOs is small;). We can estimate the geometric albedo in the R band through

$$\log\left(\frac{p_V}{p_R}\right) = \frac{2}{5} [(V - R)_\odot - (V - R)_{OG}], \quad (4)$$

where p_V is the geometric albedo in the V band, p_R is the geometric albedo in the R band, $(V - R)_\odot = 0.36$ mag is the Sun's $(V - R)$ and $(V - R)_{OG} = 0.53$ mag is the $(V - R)$ of 2008 OG₁₉ from Sheppard (2010). Therefore, the geometric albedo in the R band is 8.1 and 19.9 per cent for SDOs and DOs, respectively.

Hence, estimates of the equivalent diameter of 2008 OG₁₉ are approximately 619^{+56}_{-113} km and 394^{+57}_{-63} km, assuming albedos of 8.1 and 19.9 per cent, respectively, which are typical of SDOs and DOs. The equivalent diameter of Varuna is 668^{+154}_{-86} (Lellouch et al. 2013), which is slightly bigger than the equivalent diameter obtained for 2008 OG₁₉ with a typical albedo of SDOs (the group in which Varuna is classified).

6 INTERPRETATION

For minor bodies in the Solar system, a light curve is generally due to albedo variations on the surface, a non-spherical body shape, or a combination of both. In our particular case, we have two options: a single-peaked light curve and a double-peaked light curve. In the first case, this means that it would be due to an albedo variation on the surface. In the second case, this means that it would be due to a triaxial ellipsoid body shape. Therefore, whether the light curve is single-peaked or double-peaked has definite physical implications. In the following subsections, we provide several arguments that point to the double-peaked interpretation being consistent with known physical models.

6.1 Oblate spheroid model

TNOs suffer strong impacts that can convert them into a ‘rubble pile’ (Farinella et al. 1981). After the impact, the rubble pile will adopt a shape determined by the angular momentum and the density. Thus, this kind of object can be treated as a fluid as a first approximation. A fluid object with null angular momentum ($L = 0$) is totally spherical. As L increases, the fluid deforms into an oblate spheroid, a Maclaurin spheroid (Chandrasekhar 1987). In our particular case, if the rotational period of 2008 OG₁₉ is 4.364 h (the light curve is single-peaked with an amplitude of 0.405 mag), we obtain a lower limit for the density of 1699 kg m^{-3} . This density is unusually large for a typical TNO with the estimated equivalent diameter of 619 km, if we assume that it belongs to SDOs (Ortiz et al. 2012).

Including some internal cohesion, not just fluid-like behaviour, we estimated the critical rotation period using the Davidsson (2001) formalism. For a typical density of TNOs ($\approx 1000 \text{ kg m}^{-3}$, like Varuna’s density; Jewitt & Sheppard 2002) and assuming an internal cohesion of 0.88ρ (Davidsson 1999), we obtained a critical rotation period of 4.837 h, slower than the rotation period that produces a single-peaked light curve. Hence, 2008 OG₁₉ would have broken up.

This leads us to think that it is very unlikely that 2008 OG₁₉ has an oblate shape and a rotation period of 4.364 h. Besides, rotational light curves caused by albedo features and capable of producing a very large light-curve amplitude of 0.405 mag are not known in the Kuiper belt (e.g. Gutiérrez et al. 2001; Jewitt & Sheppard 2002; Ortiz et al. 2003; Duffard et al. 2009). Therefore, the natural interpretation of the rotational light curve of 2008 OG₁₉ is that it results from the cyclic variations of the cross-section of a triaxial ellipsoid as seen from an observer on Earth.

6.2 Triaxial ellipsoid model

We considered that the rotational period of 2008 OG₁₉ is 8.727 h. Hence, the body produces a double-peaked light curve due to a prolate ellipsoid body shape, with an amplitude of 0.437 mag. As we stated above, a fluid object with null angular momentum is totally spherical and, as L increases, the fluid deforms into an oblate spheroid. This happens until a critical value $L = 0.304$ from which the body becomes a triaxial Jacobi ellipsoid with semimajor/minor axis a, b, c (where $a > b > c$) (Chandrasekhar 1987). The axial ratio can be obtained from the known equation

$$\Delta m = 2.5 \log\left(\frac{a}{b}\right), \quad (5)$$

where Δm is the double-peaked light-curve amplitude. We obtained an axial ratio $a/b \approx 1.495$. Hence, we estimated a density $\rho \geq 544 \text{ kg m}^{-3}$ and an angular momentum $L = 0.324$ (from table IV of Chandrasekhar 1987), higher than 0.304. This result is valid if we think that the aspect angle of 2008 OG₁₉ (i.e. the angle between the rotation axis and the line of sight) is 90° . Nevertheless, in a random distribution of spin vectors, the probability of observing an object with an aspect angle in the range $[\delta, (\delta + d\delta)]$ is proportional to $\sin(\delta)d\delta$. The average aspect angle δ is thus 60° (Sheppard 2004). Therefore, if one supposes that the most probable aspect angle for TNOs is 60° , then the light-curve amplitude of a triaxial body with an arbitrary aspect angle is given by

$$\Delta m = -2.5 \log\left\{\frac{b}{a} \left[\frac{a^2 \cos^2(\delta) + c^2 \sin^2(\delta)}{b^2 \cos^2(\delta) + c^2 \sin^2(\delta)}\right]^{1/2}\right\}, \quad (6)$$

where δ is the aspect angle (as can be seen, for $\delta = 90^\circ$ it leads to equation 5). Using an aspect angle of 60° , we obtained an axial ratio b/a of 0.513, which implies an axial ratio $c/a = 0.390$ and a density of 609 kg m^{-3} .

However, as can be seen in Fig. 3, the maxima and minima of the light curve have different depths, which is another indication that the light curve is indeed due to the body shape, because real bodies with perfect symmetry are very unlikely.

Thus, 609 kg m^{-3} is the more likely density of 2008 OG₁₉ and it is a reasonable value according to the density versus size plot in the supplementary material of Ortiz et al. (2012).

Taking into account the light curve and the light-curve amplitude, Varuna is a similar object to 2008 OG₁₉. However, in terms of the derived density, 2008 OG₁₉ has a smaller density than Varuna. If we assume that the albedo of 2008 OG₁₉ is similar to that of Varuna, then 2008 OG₁₉ would be smaller than Varuna and the smaller density of 2008 OG₁₉ would make sense in this context, because it is already known that small TNOs are less dense than larger TNOs (see fig. S7 in the supplementary material of Ortiz et al. 2012). The most likely explanation for this is a larger porosity in smaller objects, whereas for large TNOs one can expect that the material is more compacted.

Table 4. Physical properties of 2008 OG₁₉ and Varuna. Quantities are light-curve amplitude (Δm), albedo in the V band (p_V), $(V - R)$ colour, absolute magnitude in the R band (H_R), period (P), equivalent diameter (D), density (ρ) and phase slope parameter (β).

TNO	Δm (mag)	p_V (per cent)	$V - R$ (mag)	H_R (mag)	P (h)	D (km)	ρ (kg m ⁻³)	β (mag deg ⁻¹)
2008 OG ₁₉	0.437 ^a	6.9 (SDOs)/17.0 (DOs) ^d	0.53 ^e	4.39 ^a	8.727 ^a	619 (SDOs)/394 (DOs) ^a	609 ^a	0.30 ^a
Varuna	0.44 ^b 0.42 ^f 0.43 ^h	12.7 ^c	0.64 ^f	2.95 ^b 3.192 ^g	6.34358 ^b	668 ^c	1000 ^b	0.10 ^b 0.156 ^f

Notes. ^a This work.

^b Belskaya et al. (2006).

^c Lellouch et al. (2013).

^d Assumed from Santos-Sanz et al. (2012).

^e Sheppard (2010).

^f Jewitt & Sheppard (2002).

^g Hicks, Simonelli & Buratti (2005).

^h Thirouin et al. (2010).

Table 5. Comparison of orbital parameters of 2008 OG₁₉, Varuna and Eris. Quantities are eccentricity (e), semimajor axis (a), perihelion distance (q) and inclination (i). Data taken from the Minor Planet Center.

TNO	e	a (au)	q (au)	i (deg)
2008 OG ₁₉	0.417	66.197	38.577	13.165
Varuna	0.051	43.161	40.972	17.156
Eris	0.441	67.729	37.825	44.099

Varuna has a larger albedo than the average albedo of SDOs, possibly resulting from the water ice spectroscopically detected on its surface. However, unfortunately, the albedo of 2008 OG₁₉ is not known and the spectra of 2008 OG₁₉ are also lacking. Any spectral evidence for water ice, as in Varuna, might be consistent with a larger than average geometric albedo. Regarding $V - R$ colour, Varuna and 2008 OG₁₉ are similar but no information on the albedo can be derived from this. A comparison table of Varuna versus 2008 OG₁₉ in terms of physical properties is shown in Table 4. Regarding orbital parameters, 2008 OG₁₉ is more similar to Eris except for the inclination, which is higher for Eris than for 2008 OG₁₉ (Table 5).

6.3 Binary body model

We can also consider the possibility that 2008 OG₁₉ is a binary object, in which case the light curve could be due to the occultation of one component by the other. Using the same methodology as in Jewitt & Sheppard (2002), we obtained a lower limit for the density of 514 kg m⁻³, very close to the density that we obtained from the triaxial Jacobi ellipsoid model with an aspect angle of 90°, so it is possible that the binary model can account for 2008 OG₁₉ (as in the case of Varuna). However, we do not have any evidence that 2008 OG₁₉ is a binary object and usually the eclipses produce minima and maxima with less soft curvatures (e.g. Noll 2003).

7 CONCLUSIONS

We think that the light curve of 2008 OG₁₉ is caused by the rotation of a body of triaxial Jacobi shape, similar to that of Varuna. Both objects have a double-peaked light curve with different depths for the two minima and two maxima. The peak-to-valley amplitude of 2008 OG₁₉ is 0.437 ± 0.011 mag (close to Varuna's amplitude) with a rotational period of 8.727 ± 0.003 h. We also found that the absolute magnitude of 2008 OG₁₉ in the R band is 4.39 ± 0.07

mag, with $\beta \approx 0.30$ mag deg⁻¹, and that the equivalent diameter of 2008 OG₁₉ is 619 km using a typical albedo for SDOs (8.1 per cent) and 394 km using a typical albedo for DOs (19.9 per cent). The preferred density for 2008 OG₁₉ is 609 kg m⁻³ assuming hydrostatic equilibrium and a 60° aspect angle.

ACKNOWLEDGEMENTS

We are grateful to the staff at Centro Astronómico Hispano Alemán (CAHA) and Observatorio de Sierra Nevada (OSN). This research is partially based on observations collected at CAHA at Calar Alto, operated jointly by the Max-Planck Institut für Astronomie and the Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC). This research was also partially based on observations carried out at the OSN operated by CSIC. This paper is also based on observations made with the telescope IAC80 operated on the island of Tenerife by the Instituto de Astrofísica de Canarias in the Spanish Observatorio del Teide. Funding from Spanish grant AYA-2014-56637-C2-1-P is acknowledged, as is the Proyecto de Excelencia de la Junta de Andalucía, J. A. 2012-FQM1776. RD acknowledges the support of MINECO for his Ramon y Cajal Contract. FEDER funds are also acknowledged. We thank an anonymous referee for helpful comments.

REFERENCES

- Barucci M. A., Alvarez-Candal A., Merlin F., Belskaya I. N., de Bergh C., Perna D., DeMeo F., Fornasier S., 2011, *Icarus*, 214, 297
- Belskaya I. N., Ortiz J. L., Rousselot P., Ivanova V., Borisov G., Shevchenko V. G., Peixinho N., 2006, *Icarus*, 184, 277
- Chandrasekhar S., 1987, *Ellipsoidal Figures of Equilibrium*. Dover Books on Mathematics, Dover, New York
- Chesley S. R., Chodas P. W., Milani A., Valsecchi G. B., Yeomans D. K., 2002, *Icarus*, 159, 423
- Davidsson B. J. R., 1999, *Icarus*, 142, 525
- Davidsson B. J. R., 2001, *Icarus*, 149, 375
- Duffard R., Ortiz J. L., Santos Sanz P., Mora A., Gutiérrez P. J., Morales N., Guirado D., 2008, *A&A*, 479, 877
- Duffard R., Ortiz J. L., Thirouin A., Santos-Sanz P., Morales N., 2009, *A&A*, 505, 1283
- Elkins-Tanton L., 2010, *Asteroids, Meteorites, and Comets. The Solar System*. Infobase Publishing, New York
- Elliot J. L. et al., 2005, *AJ*, 129, 1117
- Farinella P., Paolicchi P., Tedesco E. F., Zappala V., 1981, *Icarus*, 46, 114
- Gladman B., Marsden B. G., Vanlaerhoven C., 2008, in Barucci M. A., Boehnhardt H., Cruikshank D. P., Morbidelli A., Dotson R., eds, *The*

- Solar System Beyond Neptune. University of Arizona Press, Tucson, AZ, p. 43
- Gutiérrez P. J., Ortiz J. L., Rodrigo R., López-Moreno J. J., 2001, *A&A*, 374, 326
- Hicks M. D., Simonelli D. P., Buratti B. J., 2005, *Icarus*, 176, 492
- Jewitt D., Luu J., 1993, *Nat*, 362, 730
- Jewitt D. C., Sheppard S. S., 2002, *AJ*, 123, 2110
- Jewitt D., Morbidelli A., Rauer H., 2008, *Trans-Neptunian Objects and Comets*. Springer, Berlin
- Lellouch E., Moreno R., Ortiz J. L., Paubert G., Doressoundiram A., Peixinho N., 2002, *A&A*, 391, 1133
- Lellouch E. et al., 2013, *A&A*, 557, A60
- Lomb N. R., 1976, *Ap&SS*, 39, 447
- Noll K. S., 2003, *Earth Moon and Planets*, 92, 395
- Ortiz J. L., Baumont S., Gutiérrez P. J., Roos-Serote M., 2002, *A&A*, 388, 661
- Ortiz J. L., Gutiérrez P. J., Casanova V., Sota A., 2003, *A&A*, 407, 1149
- Ortiz J. L. et al., 2004, *A&A*, 420, 383
- Ortiz J. L., Gutiérrez P. J., Santos-Sanz P., Casanova V., Sota A., 2006, *A&A*, 447, 1131
- Ortiz J. L., Santos Sanz P., Gutiérrez P. J., Duffard R., Aceituno F. J., 2007, *A&A*, 468, L13
- Ortiz J. L. et al., 2011, *A&A*, 525, A31
- Ortiz J. L. et al., 2012, *Nat*, 491, 566
- Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, *Numerical recipes in fortran. The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Cambridge
- Russell H. N., 1916, *Proceedings of the National Academy of Science*, 2, 74
- Santos-Sanz P., Duffard R., Thirouin A., Ortiz J. L., Morales N., Aceituno F., 2008, *LPI Contributions*, 1405, 8199
- Santos-Sanz P. et al., 2012, *A&A*, 541, A92
- Santos-Sanz P., Ortiz J. L., Morales N., Duffard R., Pozuelos F., Moreno F., Fernández-Valenzuela E., 2015, *A&A*, 575, A52
- Sheppard S. S., 2004, PhD thesis, University of Hawai'i
- Sheppard S. S., 2010, *AJ*, 139, 1394
- Stellingwerf R. F., 1978, *ApJ*, 224, 953
- Thirouin A., Ortiz J. L., Duffard R., Santos-Sanz P., Aceituno F. J., Morales N., 2010, *A&A*, 522, A93

SUPPORTING INFORMATION

Additional Supporting Information may be found in the online version of this article:

Table 2. Photometry results for the observations from the Calar Alto and Sierra Nevada observatories (<http://mnras.oxfordjournals.org/lookup/suppl/doi:10.1093/mnras/stv2739/-/DC1>).

Please note: Oxford University Press is not responsible for the content or functionality of any supporting materials supplied by the authors. Any queries (other than missing material) should be directed to the corresponding author for the article.

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

4.2. Trabajo adicional: mejora del período rotacional

Como prolongación del estudio de este objeto, se continuó su seguimiento realizando campañas de observación en el telescopios 1.5-m del OSN. Aquí se analizan datos tomados durante 2016, usando la cámara CCD disponible en dicho telescopio (ver capítulo 2, sección 1). El procedimiento seguido, tanto en las observaciones como en el análisis de datos, fue el mismo que se expuso en Fernández-Valenzuela et al. (2016). Una descripción de las observaciones puede verse en la Tabla 4.1. A partir de dichas observaciones se obtuvo la curva de luz de la figura 4.3, la cual produce un valor de la amplitud de la curva de luz de 0.42 ± 0.04 mag, este valor está en concordancia con el valor obtenido en 2014 (0.437 ± 0.011 mag), ya que entra dentro de los márgenes de error dados por el resultado, siendo el error de 2016 mayor debido a que la dispersión de los datos es mayor (la SNR de las imágenes individuales del objeto en la campaña de 2016 fue ~ 12). El ajuste de la función de Fourier de segundo orden a los datos observacionales da un valor de 1.08 para el test χ_{PDF}^2 .

Tabla 4.1: Características observacionales de 2008 OG₁₉. Las observaciones fueron realizadas con el telescopio de 1.5-m del observatorio de Sierra Nevada. Los filtros se basan en el sistema de filtros de Johnson-Kron-Cousins. El *seeing* se ha calculado haciendo la media aritmética de las medidas de las diferentes imágenes. Las abreviaturas se definen como sigue: Tiempo Universal de la noche de observación (Fecha UT), fecha juliana correspondiente a la primera imagen de la noche corregida por tiempo de luz (*JD*), radio de apertura usado para la fotometría (Aper.), tiempo de exposición (t_e), distancia heliocéntrica (r_H), distancia geocéntrica (Δ), ángulo de fase (α), tiempo de luz (t_L), número de imágenes de cada noche (N), y tiempo de observación del objeto de cada noche ($t_{\text{on-target}}$).

Fecha UT (2016)	<i>JD</i>	Filtro	Aper. (arcsec)	t_e (s)	Seeing (arcsec)	r_H (au)	Δ (au)	α (deg)	t_L (min)	N	$t_{\text{on-target}}$ (h)
30 de agosto	2457631.40022	R	1.92	500	1.91	38.624	37.736	0.715	313.84	10	1.39
31 de agosto	2457632.46602	R	1.92	500	2.74	38.624	37.745	0.738	313.96	5	0.69
2 de septiembre	2457634.40810	R	1.92	500	1.91	38.624	37.762	0.779	314.05	8	1.11
3 de septiembre	2457635.32421	R	1.92	500	1.95	38.625	37.770	0.798	314.12	13	1.81
5 de septiembre	2457637.33598	R	1.92	550	2.01	38.625	37.789	0.840	314.28	24	3.67
6 de septiembre	2457638.30053	R	1.92	500	2.42	38.625	37.798	0.859	314.36	27	3.75

Por otro lado, los datos observacionales tomados en 2016 junto con los de 2014 han permitido refinar el período rotacional del objeto gracias a que dichos datos tienen una separación temporal de 2 años. Durante este intervalo de tiempo, el objeto habrá girado del orden de 10^3 veces sobre su propio eje. Para ello se buscó el valor del período que minimizaba el valor de χ_{PDF}^2 (método de Harris, sección 3.4.3). El período resultante es 8.72780 ± 0.0005 h, con un valor de $\chi_{\text{PDF}}^2 = 1.5$. En la figura 4.4 se pueden ver los datos de ambos años superpuestos, ajustados a una función de Fourier de segundo orden, utilizando el nuevo período de rotación y la fecha juliana inicial $JD_0 = 2456862$.

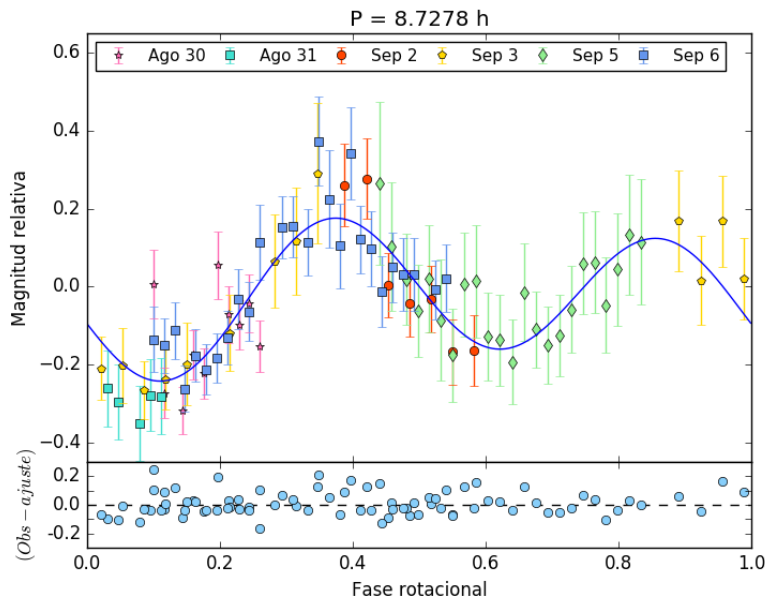


Figura 4.3: Curva de luz rotacional de 2008 OG₁₉. En la gráfica superior los puntos representan los datos observacionales, cada color y forma implica una noche diferente de observación. La línea azul representa el ajuste de la función de Fourier de segundo orden a los datos observacionales. En la gráfica inferior los puntos muestran los residuos del ajuste.

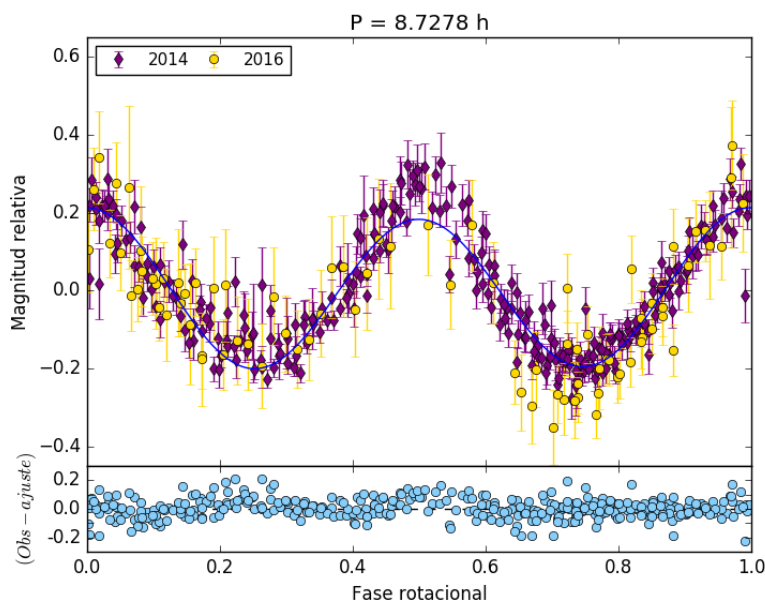


Figura 4.4: Curva de luz rotacional de 2008 OG₁₉ obtenida con los datos publicados en Fernández-Valenzuela et al. (2016) y los datos obtenidos con posterioridad, durante 2016. En la gráfica superior los puntos representan los datos observacionales, cada color y forma implica un noche diferente de observación. La línea azul representa el ajuste de la función de Fourier de segundo orden a los datos observacionales. En la gráfica inferior los puntos muestran los residuos del ajuste.

Parte II
Centaurus

Capítulo 5

Evidencias fotométricas y espectroscópicas del sistema denso de anillos alrededor del centauro (10 199) Chariklo

La estructura de este capítulo es la misma que se dispuso en el capítulo anterior: en la primera sección se hablará brevemente de la motivación del trabajo que da título a este capítulo además de un breve resumen de los resultados obtenidos; a continuación se presenta el segundo artículo que forma parte de esta tesis; por último, se muestran resultados adicionales que se obtuvieron con posterioridad al artículo.

5.1. Motivación del estudio del centauro Chariklo

Chariklo¹ (Cariclo en español), es el centauro de mayor tamaño conocido hasta la fecha, con un diámetro de 248 ± 18 km (Fornasier et al., 2013). No solo en el tamaño recae su atractivo, Cariclo ha sido objeto de estudio en diversas ocasiones debido a una variación bastante prominente en la magnitud absoluta, que ha sido medida en distintas épocas, desde 6.8 mag en 1998 (McBride et al., 1999) hasta 7.4 mag en 2009 (Guilbert et al., 2009) como puede verse en la figura 5.1. Este hecho fue interpretado por múltiples autores como actividad cometaria (Guilbert et al., 2009; Belskaya et al., 2010), a pesar de no haber sido detectada ninguna coma mediante imagen, como sí lo fue en el caso de otros centauros (Jewitt, 2009).

Tras su descubrimiento, estudios espectroscopios mostraron claras bandas de agua con una profundidad de hasta 20 ± 6 % (ver figura 5.2a; Brown et al., 1998). Estas bandas de agua también fueron detectadas por otros autores de manera independiente (Brown and

¹En la mitología clásica, Cariclo era una ninfa hija del dios Apolo y esposa del centauro Quirón, junto al que recibió el cuidado de Aquiles.

5. Evidencias fotométricas y espectroscópicas del sistema denso de anillos alrededor del centauro (10 199) Chariklo

72

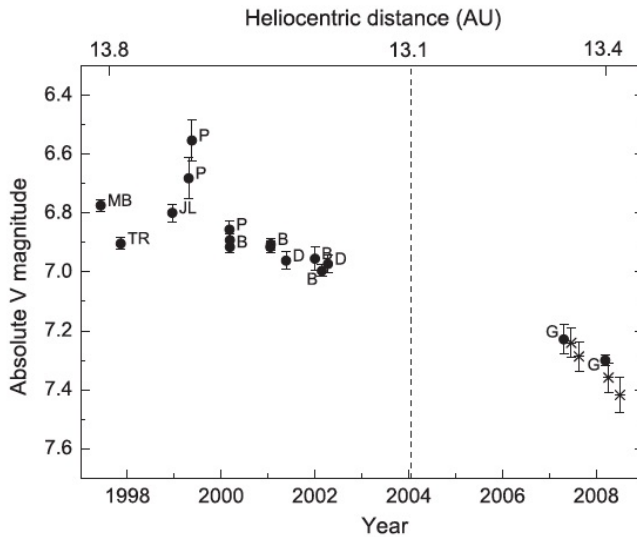


Figura 5.1: Figura extraída del artículo de Belskaya et al. (2010). Los puntos muestran datos de magnitudes absolutas de Chariclo tomados de la literatura, las estrellas muestran los valores obtenidos por Belskaya et al. (2010) desde sus medidas polarimétricas.

Koresko, 1998; Dotto et al., 2003). Sin embargo, años más tarde, en medidas espectroscópicas de mayor precisión, las bandas de agua habían desaparecido, originando un misterioso enigma que tardaría años en resolverse (ver figura 5.2b, extraída de Guilbert et al., 2009).

En un intento de explicar la evolución temporal de los datos publicados sobre el centauro, Guilbert et al. (2009) proponen actividad cometaria o variaciones de la composición de su superficie; sin embargo, Jewitt (2009) contradice este planteamiento con su trabajo titulado *The Active Centaurs*. Posteriormente se vuelve a intentar explicar la variación espectroscópica a lo largo de los años a través de actividad cometaria, concluyendo que dicha actividad era debida a estallidos generados en cortos intervalos temporales y encontrándose, por lo tanto, el hielo de agua en la coma de Chariclo y no en su superficie (Guilbert-Lepoutre, 2011). Hoy se sabe que ésta no era la explicación correcta, aunque tampoco fue del todo incorrecta pues, efectivamente, el agua no se encuentra en la superficie del cuerpo, como se verá a continuación.

En 2014, gracias a la ocultación de la estrella UCAC4 248-108672 producida por Chariclo, se descubrió un sistema de anillos alrededor del centauro (Braga-Ribas et al., 2014). Este hecho abrió las puertas a una nueva rama de investigación en el campo de cuerpos pequeños del Sistema Solar. Sin duda, este ha sido uno de los descubrimientos más importantes en los últimos 4 años dentro de las ciencias planetarias, ahora no solo los planetas gigantes tienen sistemas de anillos, sino que los cuerpos pequeños del Sistema Solar también los tienen. Tras este descubrimiento se llevó a cabo un estudio sobre los efectos producidos en los datos observacionales por dicho sistema de anillos, intentando aclarar, de esta manera, el hasta entonces enigma de las contradicciones encontradas, tanto en los datos fotométricos como en los datos espectroscópicos. En dicho trabajo, el cual se adjunta al presente capítulo como parte de esta tesis doctoral, se presentan nuevos datos espectroscópicos y fotométricos, junto con los publicados en la bibliografía.

A partir de un modelo fotométrico para el cuerpo y el anillo, asumiendo los anillos

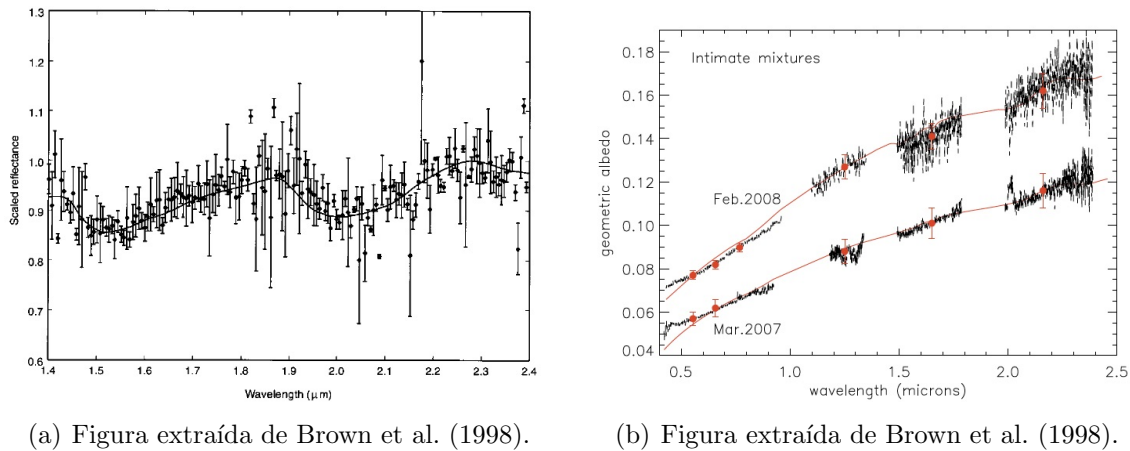


Figura 5.2: Espectros de reflexión del centauro Chariklo en distintas épocas en los que se puede ver la variación de la banda a lo largo de los años. (a) Figura extraída del trabajo de Brown et al. (1998) donde se muestra el espectro de reflexión de Chariklo con datos tomados durante 1997. Los puntos muestran los datos observacionales. La línea sólida representa un espectro teórico de una mezcla íntima de hielo de agua y materiales rojos. (b) Figura extraída del trabajo de Guilbert et al. (2009) donde se muestran dos espectros de reflexión de Chariklo con datos tomados en 2007 y 2008. La línea sólida negra representa los datos observacionales. La línea sólida roja muestra un modelo teórico de una mezcla íntima de materiales orgánicos y silicatos.

en el ecuador de Chariklo, se puede explicar la evolución de la magnitud absoluta gracias al cambio que se produce en el ángulo de aspecto en el viaje de Chariklo alrededor del Sol. Los momentos en los que el cuerpo tiene una posición equator-on, es decir, cuando la línea de visión del observador se encuentra perpendicular al eje de rotación del cuerpo, son aquellos en los que los anillos se encuentran de canto, coincidiendo con las épocas en las que los espectros no muestran bandas de hielo de agua. Por otro lado, aquellos momentos en los que los anillos muestran una mayor superficie (la dirección del ángulo de aspecto ha cambiado y ahora los anillos no están de canto) son las épocas en las que producen bandas de hielo de agua en el espectro. Llegamos entonces a la conclusión de que el hielo de agua se encuentra en los anillos, y no en la superficie de Chariklo. En este trabajo se concluye además la dirección del polo del objeto de entre las dos soluciones aportadas por Braga-Ribas et al. (2014), pues solo una de ellas produce la correcta variación del ángulo de aspecto capaz de reproducir los datos fotométricos y espectroscópicos.

Photometric and spectroscopic evidence for a dense ring system around Centaur Chariklo[★]

R. Duffard¹, N. Pinilla-Alonso², J. L. Ortiz¹, A. Alvarez-Candal³, B. Sicardy⁴, P. Santos-Sanz¹, N. Morales¹, C. Colazo⁵, E. Fernández-Valenzuela¹, and F. Braga-Ribas³

¹ Instituto de Astrofísica de Andalucía - CSIC. Glorieta de la Astronomía s/n, 18008 Granada, Spain
e-mail: duffard@iaa.es

² Department of Earth and Planetary Sciences, University of Tennessee, Knoxville, TN, 37996-1410, USA

³ Observatorio Nacional de Rio de Janeiro, 20921-400 Rio de Janeiro, Brazil

⁴ LESIA-Observatoire de Paris, CNRS, UPMC Univ. Paris 6, Univ. Paris-Diderot, 5 place J. Janssen, 92195 Meudon Cedex, France

⁵ Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de Córdoba, Laprida 854, 5000 Córdoba, Argentina

Received 14 May 2014 / Accepted 8 July 2014

ABSTRACT

Context. A stellar occultation observed on 3rd June 2013 revealed the presence of two dense and narrow rings separated by a small gap around the Centaur object (10 199) Chariklo. The composition of these rings is not known. We suspect that water ice is present in the rings, as is the case for Saturn and other rings around the giant planets.

Aims. In this work, we aim to determine if the variability in the absolute magnitude of Chariklo and the temporal variation of the spectral ice feature, even when it disappeared in 2007, can be explained by an icy ring system whose aspect angle changes with time.

Methods. We explained the variations on the absolute magnitude of Chariklo and its ring by modeling the light reflected by a system as the one described above. Using X-shooter at VLT, we obtained a new reflectance spectra. We compared this new set of data with the ones available in the literature. We showed how the water ice feature is visible in 2013 in accordance with the ring configuration, which had an opening angle of nearly 34° in 2013. Finally, we also used models of light scattering to fit the visible and near-infrared spectra that shows different characteristics to obtain information on the composition of Chariklo and its rings.

Results. We showed that absolute photometry of Chariklo from the literature and new photometric data that we obtained in 2013 can be explained by a ring of particles whose opening angle changes as a function of time. We used the two possible pole solutions for the ring system and found that only one of them, $\alpha = 151.30 \pm 0.5$, $\delta = 41.48 \pm 0.2^\circ$ ($\lambda = 137.9 \pm 0.5$, $\beta = 27.7 \pm 0.2^\circ$), provides the right variation of the aspect angle with time to explain the photometry, whereas the other possible pole solution fails to explain the photometry. From spectral modeling, we derived the composition of the Chariklo surface and that of the rings using the result on the pole solution. Chariklo surface is composed with about 60% of amorphous carbon, 30% of silicates and 10% of organics; no water ice was found on the surface. The ring, on the other hand, contains 20% of water ice, 40–70% of silicates, and 10–30% of tholins and small quantities of amorphous carbon.

Key words. Kuiper belt objects: individual: Chariklo – planets and satellites: rings

1. Introduction

Centaur objects are thought to be objects that originated in the trans-Neptunian region and that are currently in a transition phase with unstable orbits lying between Jupiter and Neptune and dynamical life-times on the order of 10 Myrs (Horner et al. 2004). They can become short period comets, and several Centaurs have already shown cometary-like activity. The first object of this class with cometary activity ever discovered was (2060) Chiron (Tholen et al. 1988). Some time after its discovery it experienced a brightness outburst, which developed a coma, and showed typical cometary behavior. Another relevant object among the Centaurs is (10 199) Chariklo, which appears to be the largest object in this population with a diameter of

248 ± 18 km (Fornasier et al. 2013; Duffard et al. 2014), in contrast to Chiron, which has never shown any traces of cometary activity. Vast photometric monitoring along a large time span has been made since its discovery in 1997 and tries to identify possible outbursts, but no such potential outbursts have been identified thus far (e.g. Belskaya et al. 2010).

Recently, the observation of a multi-chord stellar occultation reported in Braga-Ribas et al. (2014) revealed the presence of two dense rings around Chariklo with widths of about 7 and 4 km, optical depths of 0.4 and 0.06, and orbital radii of 391 and 405 km, respectively.

In the compilation of the photometry by Belskaya et al. (2010), the absolute magnitude of Chariklo increased with time (Chariklo's brightness decreased) from 6.8 in 1998 to 7.4 in 2009, and this has been interpreted by some authors as a possible hint for a decreasing comet-like activity in this body (Guilbert et al. 2009b; Belskaya et al. 2010), which seemed reasonable because several other centaurs are known to have cometary-like activity (Jewitt 2009), and not only Chiron. Nevertheless, Guilbert-Lepoutre (2011) showed with independent arguments that cometary activity for Chariklo is currently not possible,

[★] Partially based on observations collected at the European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere, Chile. DDT 291.C-5035(A). Based on observations carried out at the Complejo Astronómico El Leoncito, which is operated under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba, and San Juan.

unless an additional energy source is provided to the object (through an impact for example).

On the other hand, several independent spectroscopic studies of Chariklo reported the detection of water ice absorption bands located at 1.5 and 2.0 μm (e.g. Brown et al. 1998; Brown & Koresko 1998; Dotto et al. 2003). Later in time, observations with higher signal-to-noise ratio show an albedo that has not signs of the presence of water ice (Guilbert et al. 2009a,b). In this work, the authors tried to explain the observed spectral variations in terms of surface heterogeneity, which was a plausible explanation at the moment.

However, in light of the recent discovery by Braga-Ribas et al. (2014), there is another option to explain the photometry: Chariklo’s dimming and the overall photometric behavior of Chariklo is related to the change in the aspect angle of a bright and dense ring system around Chariklo.

A dense ring system is also a natural source that could explain the changes in the depth of the water ice feature observed in Chariklo’s spectrum, as in Saturn’s ring (Hedman et al. 2013). Moreover, there is one spectrum that shows no indication of water ice, which suggests that all the water ice detected on Chariklo would not be on Chariklo’s surface but on its rings. One of the ring pole positions derived by Braga-Ribas et al. (2014) implies that the rings were seen edge-on in 2007–2008 when no water ice spectral features were observed in Chariklo (Guilbert-Lepoutre 2011).

Our interpretation also predicts that water ice features should already be detectable in 2013. To confirm that, we present spectroscopic observations taken with the 8 m Very Large Telescope (VLT) using X-shooter here, that clearly show the reappearance of the water ice spectral features in the near-infrared (NIR).

In summary, Braga-Ribas et al. (2014) show the detection of the ring system through stellar occultation, and we present evidence here for the ring system based on photometry and spectroscopy. We also derive additional constraints to the rings properties that are not directly obtained from the occultation. In Sect. 2, the new observational data are presented, and the analysis of the data is presented in Sect. 3. Finally, the discussion is shown in Sect. 4 and conclusions in Sect. 5.

2. New observational data

With the intention of obtaining new values for the absolute magnitude of Chariklo, photometric observations were made with different telescopes in 2013. As was mentioned, a reflectance spectra in the VIS+NIR range was also obtained with the X-shooter at VLT.

2.1. Imaging

Observations with the Cerro Burek 0.45 m Astrograph for the Southern Hemisphere (ASH) telescope in Argentina, the San Pedro de Atacama 0.4 m ASH2 telescope in Chile, and the 1.54 m Bosque Alegre telescope in Argentina were made in different dates through May and June 2013. The exact observing dates at each telescope and other relevant information are summarized in Table 1. The observations consisted of CCD images taken with different cameras. Average seeing was 2 arcsec at ASH, 2.5 arcsec at ASH2, and 2.1 arcsec at Bosque Alegre. The images were acquired with no filter to maximize the signal-to-noise ratio. Synthetic aperture photometry was obtained using aperture diameters that are twice as large as the seeing. Because the sensitivity of the CCD cameras peaked in the R band, absolute photometry was made using the R magnitudes of UCAC2

Table 1. Observational conditions for the images for obtaining the reported absolute magnitudes and for the new Chariklo spectra obtained with X-shooter at VLT.

Photometry			
Object	Telescope	Exptime (s)	Filter
Chariklo	ASH	300	Luminance
Chariklo	ASH2	300	Luminance
Chariklo	Bosque Alegre	300	Clear
Near-infrared spectra			
Object	Exptime (s)	Airmass	Arm
Chariklo	4 × 530	1.035–1.054	UVB
	4 × 560		VIS
	4 × 600		NIR
HD 144585	2 × 0.8	1.022–1.023	All

reference stars of similar color to that of Chariklo. This yields magnitudes with an uncertainty of around 0.15 mag. We used large sets of images to average out possible rotational variability of Chariklo. The R magnitudes obtained at each telescope were corrected for geocentric (Δ) and heliocentric (r) distance by applying $-5 \log(r\Delta)$, where r and Δ are in astronomical units. The R magnitudes were translated into V magnitudes by using the known $V - R$ color of Chariklo (0.48 ± 0.05), and phase angle corrections were also applied with a 0.06 mag/degree slope parameter (Belskaya et al. 2010). The absolute magnitude obtained in June 2013 are 7.01 ± 0.12 mag, 7.00 ± 0.13 mag, and 7.16 ± 0.18 mag for ASH2, ASH, and Bosque Alegre, respectively. For May 2013 observations at ASH gives $H_V = 6.91 \pm 0.15$ mag. These new results are also shown in Fig. 1 with the compilation of the literature value. The explanation on how the model was obtained is given below in Sect. 3.2.

2.2. Chariklo reflectance spectra

We obtained a reflectance spectrum of Chariklo ranging from 0.5 to 2.3 μm using the X-shooter¹ spectrograph located in the Cassegrain focus of unit 2 at the VLT. The X-shooter is an *echelle* spectrograph that can simultaneously record all the spectral range by means of two dichroics that split the incoming beam from the telescope and sends it to three different arms: UVB ($\approx 0.3\text{--}0.5 \mu\text{m}$), VIS ($\approx 0.5\text{--}1.0 \mu\text{m}$), and NIR ($\approx 1\text{--}2.4 \mu\text{m}$).

Chariklo was observed on the night of August 3rd, 2013. We used the SLIT mode. The slits chosen were 1.0, 0.9 and 0.9 arcsecs for the UVB, VIS, and NIR arms respectively, which yields a resolving power of about 5000 per arm. To eliminate the sky contribution from the NIR frames we nodded the telescope. Unfortunately, X-shooter does not yet allow nodding only in the NIR arm. We also observed a star to be used as both a telluric and solar analog (HD144585). All data were reduced using the X-shooter pipeline by following the procedure described in Alvarez-Candal et al. (2011), which includes flat-fielding, wavelength calibration, and merging of different orders. The data were wavelength and spatially calibrated by creating a two-dimensional wave map, which is necessary because of the curvature of the Echelle orders. We then extracted the one-dimensional spectra using IRAF, which proved better than using the one-dimensional spectra provided by the pipeline, and we

¹ <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/xshooter/>

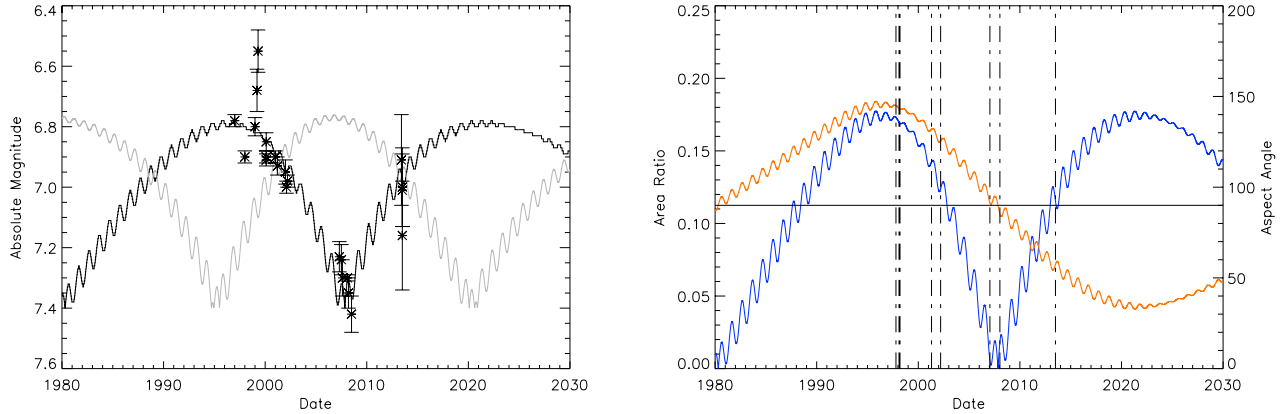


Fig. 1. *Left panel:* variation of the H_V during time. Data taken from Belskaya et al. (2010) and our own observations. The solid curve represents the model described by Eq. (1). It is fitted to the data, assuming the ring pole position mentioned in the text ($\lambda = 138$, $\beta = 28$). We assume that Chariklo’s rotation axis is aligned with ring pole. The grey line is the model assuming the other, wrong, pole position. *The right panel* shows the variation of the aspect angle with time (orange line, scale at right). As can be seen, the aspect angle is 90° in the period 2007–2008. The variation of the area ratio (blue line, scale at left) is also presented in this panel. Vertical lines are the dates when reflectance spectra were taken. The area of Chariklo was considered to be the one of an ellipsoid with axis $a = 122$ km, $b = 122$ km, and $c = 117$ km. The area of the rings were calculated with the parameters taken from Braga-Ribas et al. (2014).

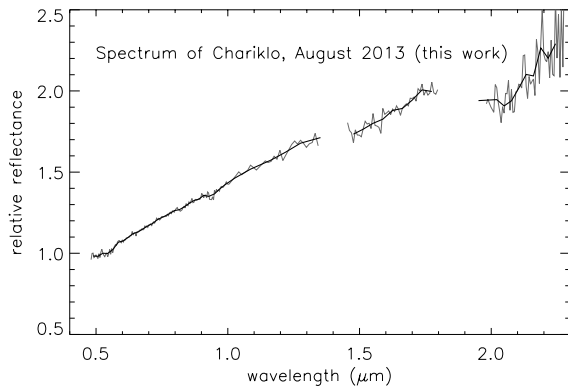


Fig. 2. Reflectance spectra of Chariklo obtained in August 2013 using the X-shooter at VLT.

divided those of Chariklo by the corresponding star. Finally, a median filter was applied to remove remaining bad pixels. In Fig. 2, we show the spectrum of Chariklo from 0.5 up to $2.3 \mu\text{m}$, as obtained in August 2013 with X-shooter.

3. Analysis of the data

3.1. Analysis of the spectrum

The spectrum of Chariklo taken in 2013 shows a red slope in the visible of $9.375\%/1000 \text{ \AA}$ from 0.55 to $0.75 \mu\text{m}$. This slope is typically related with the presence of complex organics on the surface of the body, although it has also been related in the outer solar system to the presence of amorphous silicates such as the reddish slope of trojans asteroids (Emery et al. 2011). It also shows two clear absorption bands centered at 1.5 and $2 \mu\text{m}$ typical of water ice. To study the variation on the reflectance from Chariklo’s surface, we compared the parameters of this spectrum (spectral slope in the visible and $2.0 \mu\text{m}$ band depth) with others in the literature (see Table 2). However, this comparison has to be taken with care. Nowadays, observational techniques of Centaurs and trans-Neptunian objects are pretty standard, and solar analogues are widely used to remove the signature of the

Table 2. Visible spectral slope and NIR absorption band depth for all the spectra obtained in literature and the one presented here.

Visible spectra				
Date	Slope	Sigma	Aspect angle	Reference
1998-03	3.82	0.45	142	(1)
2007-03	7.27	0.73	91	(2)
2008-02	10.36	1.04	83	(3)
2013-06	9.38	0.94	58	this work
Near-infrared spectra				
Date	Depth [%]	Sigma	Aspect angle	Reference
2013-06	11.40	8.57	58	(this work)
2008-02	3.97	2.50	83	(3)
2007-03	1.36	2.68	91	(2)
2002-03	4.40	1.84	125	(4)
2001-04	15.24	2.86	132	(4)
1998-03	7.67	3.59	142	(5)
1997-10	6.97	4.84	144	(6)

References. (1) Barucci et al. (1999); (2) Alvarez-Candal et al. (2008); (3) Guilbert et al. (2009a); (4) Dotto et al. (2003); (5) Brown & Koresko (1998); (6) Brown et al. (1998).

Sun in the reflected light from the body. However, this was not always done in the 90s, when Brown et al. (1998) used the spectrum of a C-type asteroid and Brown & Koresko (1998) used the black body function of an A2-type star divided by that of the sun as seen in the library we are using. Both methods are acceptable but they can affect the slope of the continuum.

For our study, visible slopes for all the spectra (the new spectrum presented here and those from the literature) were computed using a linear fit to the data between 0.55 and $0.75 \mu\text{m}$. After normalizing all of them at $0.55 \mu\text{m}$. To count for the error, several fits were randomly run by removing points from the input data; the slope was chosen as the average value, while the standard deviation was chosen as the error.

Band depths (%) were computed (also for all the existing spectra) by defining a linear continuum between 1.75 and $2.2 \mu\text{m}$ and then by measuring the reflectance at $2.0 \mu\text{m}$ relative to the one at $1.75 \mu\text{m}$. The determination of the band depth has the problem that the band is near a large telluric absorption, which

leaves considerable residuals after correction. This might have some incidence on the measured values.

3.2. Analysis of the photometric data

To make an interpretation of the photometry compiled by Belskaya et al. (2010) and our new photometry during 2013, we built a model of the reflected light by the main body and a model of the reflected light by the rings. For the main body, we obtained the flux by multiplying the projected area of an ellipsoid by the geometric albedo of Chariklo.

The total flux density F_{tot} coming from both Chariklo and its rings is then given by

$$\frac{F_{\text{tot}}}{F_{\text{Sun}}} = A_p p_v f(\alpha) + p_v^{R1} 2\pi W_1 a_1 \mu f^{R1}(\alpha) + p_v^{R2} 2\pi W_2 a_2 \mu f^{R2}(\alpha), \quad (1)$$

where A_p is the projected area of Chariklo. The parameter p_v is the geometric albedo of the main body, p_v^{Ri} are the geometric albedo of the rings, W_i are the radial width of the rings, a_i are the radial distance of the rings to the main body, and μ is the absolute value of the cosine of the aspect angle as seen from Earth, while the phase functions $f(\alpha)$ for the main body and rings are assumed to be equal to unity. This is a good approximation because the phase slope parameter of Chariklo and other centaurs is very small, which is only around 0.06 mag/degree, and the phase angle variation of Chariklo is only around 3°. The parameters W_i and a_i were taken from fits to the occultation profiles by Braga-Ribas et al. (2014). The geometric albedo of Chariklo p_v was taken from Fornasier et al. (2013). We need to mention here that the Fornasier et al. (2013) observations with the *Herschel* Space Telescope were taken during August 2010, where the aspect angle was close to 50°, and the area of the ring over the area of Chariklo was 0.08. In the albedo determination, they use $H_{\text{mag}} = 7.4 \pm 0.25$, which was transformed into an albedo with a conservative error that covers the selected H_{mag} for that date. The obtained albedo with its error was used in our modeling.

The free parameters of the model are the area of Chariklo and the albedo of the rings. The parameter A_p depends on the ring pole orientation and on the shape of the body. For the spin axis orientation, we used the one preferred given in Braga-Ribas et al. (2014) that gave satisfactory results in agreement with the photometry. These values correspond to $\lambda = 138^\circ$, $\beta = 28^\circ$. The nominal shape used is an ellipsoid, whose projected shape matches that observed in the stellar occultation.

Using the pole determination and size estimated from the stellar occultations in Chariklo, we applied the equations presented in Tegler et al. (2005) to obtain the evolution of the aspect angle, and applied Eq. (1) to get absolute magnitudes. The first results that can be seen on these plots is when the ring plane is crossing the observers (equatorial view or aspect angle = 90°). This happens in 2007–2008 for Chariklo, as can be seen in Fig. 1. The other pole solution gives results that are not compatible with the photometry.

The evolution of the aspect angle can be seen in Fig. 1 from 1980 to 2030. The vertical lines represents when the different reflectance spectra were taken (Table 2). The latest spectrum obtained with X-shooter in August 2013 has an aspect angle of 58°, which is close to the Brown & Koresko (1998) spectra on 1998. We also plot the area ratio between rings and Chariklo in Fig. 1. It is evident that the best time to only see the contribution of Chariklo, when the rings were edge-on, was during 2007–2008, while all the others have some exposed area from the rings.

3.3. Spectral modeling

As mentioned before, there are several spectra of Chariklo in the literature (Guilbert-Lepoutre 2011, and references therein). These spectra show some similarities and differences that have been interpreted as surface heterogeneity on Chariklo, as the ring system was not known. All the visible spectra are red, which suggests the presence of some organics and/or silicates on the surface. Almost all the NIR spectra show absorptions that are very similar to those of water ice at neither 1.52 and/or 2.02 μm . However, one of the spectra does not show any trace of water ice absorption at 1.52 nor at 2.02 μm .

Our goal in this section is to study if the variation on the spectra of Chariklo can be explained based on the different exposure of the rings, depending on the aspect ratio instead of based on compositional heterogeneity on the surface of the centaur.

We used the Shkuratov theory (Shkuratov et al. 1999) to generate a collection of synthetic spectra that reproduce the overall shape of the spectrum of the whole system, which includes Chariklo and rings. These models use the optical constants as input, the relative abundance and the size of the particles of different materials to compute the geometric albedo of the surface at different wavelengths. These approximations have been widely used to interpret the surface composition of minor icy objects in the Solar System (Pinilla-Alonso et al. 2007; Merlin et al. 2010; Poulet et al. 2002). In spite of their impressive history of success, ambiguous results are derived in some cases and have to be taken with care, as none of the solutions are unique.

To reduce this ambiguity, we put special emphasis on the reproduction of the two most representative characteristics of these spectra: the red slope from the visible to the NIR and the two water ice bands. To do that, we chose spectra that cover visible and NIR, or at least *J*, *H*, and *K* bands. If the data at different wavelengths come from different observations, we chose only those that are close in time so that the overall shape of the spectrum is not affected by the variation in the aspect angle. With this approach, we have tried to minimize the possibility of misinterpretation.

In the rest of the section, we follow this approach: first, we model the surface of Chariklo using the spectra that has the smallest contribution from the rings. Second, we constrain the composition of the rings on different dates to show that the origin of the spectral variability is the geometric configuration of the system, Chariklo and rings.

Modeling of the surface of Chariklo

As we want to constrain the composition of the surface of Chariklo, we need a spectrum with a minimum contribution from the rings. The first spectrum that we modeled was that from Guilbert et al. (2009a), which was acquired in 2007. According to our photometric model, the aspect angle was 90.4°, as can be seen in Fig. 1. At this time, almost all the light was scattered by Chariklo's surface, as the rings were seen by the edge and they are probably very thin. Based on our previous works (e.g. Licandro & Pinilla-Alonso 2005; Lorenzi et al. 2014) we did some tests to reproduce the shape of the spectrum with materials that are typically found on the surface of centaurs and trans-Neptunian objects (TNOs): water ice, complex organics (Triton, Titan, and ice tholins), amorphous olivine, and amorphous pyroxene with different amounts of magnesium and iron, and amorphous carbon.

Finally, as some of the spectra from Chariklo suggests the presence of water ice on the surface of the main body, we

Table 3. Characteristics of the models of the continuum.

Material	Abundance (%)	Size (μm)	Reference
Water ice	0–100	5–80	(1)
Triton tholin	0–100	5–80	(2)
Olivine	0–100	10–160	(3)
Pyroxene	0–100	10–160	(3)
Amorphous carbon	0–100	fixed 100	(4)

References. (1) Warren (1984); (2) McDonald et al. (1994); (3) Dorschner et al. (1995); (4) Rouleau & Martin (1991).

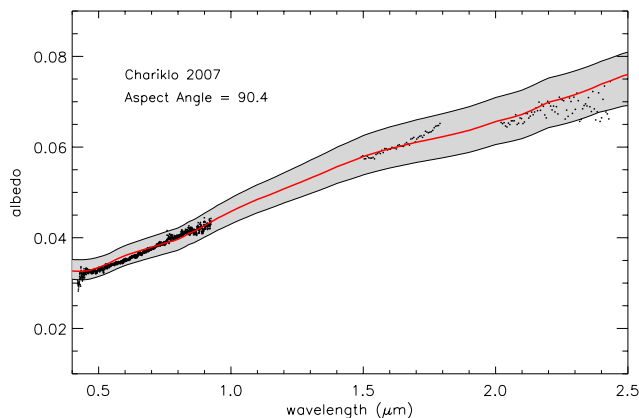


Fig. 3. Spectral model of the system Chariklo and rings with the rings edge-on. The red line represents the best-fit to the spectrum (see Table 4 for details). The shaded area represents a set of the 30 best fits to the spectrum. The relative reflectance is normalized to the albedo value of each model at $0.55 \mu\text{m}$ for the fit; this albedo value is allowed to vary between 0.035 and 0.041 (see text for details).

decided to also include water ice in the mixture. The details of the modeling and the references for the optical constants of the different materials are shown in Table 3.

We also used the estimated value of the albedo of Chariklo in the visible to constrain the number of solutions. We only selected the models with an albedo at $0.55 \mu\text{m}$ between 3.5% and 4.1% (according to the published estimations of the albedo Fornasier et al. 2013). For the evaluation of the χ^2 , we normalize the spectrum to the value of the model at $0.55 \mu\text{m}$.

The final number of components in the mixture were determined by the fit. To chose the best fits we ranked the results by using a χ^2 test. From the grid of models, we selected a sample of 30, these are the models that are statistically equivalent with a 90% confidence (Press et al. 1992) according to the value of χ^2 . Figure 3 shows the one with the lowest χ^2 value that we call the best fit (see Table 4). We can also see the range of variation of these 30 models represented by the gray area around the fit. For each fit remember that the spectrum is normalized to the value of the albedo at $0.55 \mu\text{m}$, and we allow some range of variation for the albedo based on thermo-physical estimations of its value.

In the next steps, we use this set of models for Chariklo as the canonical composition of the surface of the centaur without the influence of the rings; this is what we call thereafter the *model of the continuum*.

Modeling of the rings

Now that we have the composition of the surface of Chariklo, the aim is to model the composition of the rings. In a second

step, we modeled the new spectrum presented in this work. This particular spectrum has the best characteristics for the modeling, as it was acquired from 0.5 to $2.3 \mu\text{m}$ in only one shot using X-shooter. It is also a good choice because it was acquired at an aspect angle of 58° showing clear traces of water ice. For the modeling of this spectrum, we used “areal mixtures” of the *model of the continuum* with a grid of intimate models that are created in step one.

In the areal mixture, we used the aspect angle of the rings to calculate the relative contribution of Chariklo and the rings to the total scattered light in the spectrum.

The final albedo from the model is

$$A_{\text{Ch.}}(\text{model continuum}) + A_{\text{rings.}}(\text{model rings}),$$

where A_{Ch} and A_{rings} are the relative normalized area of the centaur and the rings, respectively. The value when $A_{\text{rings}} = 1$ is viewing the ring face-on. This area ratio is taken from the photometric model. For example, for this particular case, the spectrum of 2013, the contribution from the rings, and centaur are 0.144/0.853, respectively.

There are two different estimations of the albedo of Chariklo in the literature: Fornasier et al. (2013) have found a value of $3.50 \pm 1.1\%$, while Stansberry et al. (2008) have estimated a value of $5.73\%^{+0.49}_{-0.42}$. We know now that the differences between these values are influenced by the different geometry of the Chariklo and rings system. Different geometry causes a variation in the absolute magnitude, which is an important factor in the determination of the albedo. For this reason, we allow the albedo to vary over all the range from 3.5 to 6.4% in our models. Finally, we ranked the best models using a χ^2 test, and we select the collection of models that are statistically equivalent. In Fig. 4, we show an example of how the modeling works. The details of the best model are shown in Table 4. All of our best models for the rings include 20% of water ice and an 80% of other materials that are intimately mixed to give the spectrum its overall reddish appearance. We discuss these results in detail in the next section.

As a final test, we study if the presence of crystalline water ice, instead of amorphous water ice, could improve the results. We found that the value of the χ^2 is slightly better when we use crystalline water ice, but the improvement is not significant. This tells us that we cannot discard the presence of crystalline water ice due to the signal to noise of the spectrum.

In the last step, we modeled other spectra from the literature. From the modeling presented above, it is obvious that the overall shape of the spectrum from 0.5 up to $2.3 \mu\text{m}$ is very important. Based on the spectral coverage, not all the spectra of Chariklo in the literature are good for this effort. We chose spectra with the best spectral coverage in the visible and near infrared and/or simultaneous in time. First, we chose the spectrum from Dotto et al. (2003), as obtained in 2002. This spectrum was acquired using the high-throughput low resolution mode of the Near-Infrared Camera and Spectrometer (NICS) at the Telescopio Nazionale Galileo (Baffa et al. 2001); this instrument incorporates an Amici prism disperser that yields a 0.8 – $2.5 \mu\text{m}$ spectrum in only one shot. It provides a reliable shape of the continuum over a broad part of the wavelength range of our interest. The aspect angle was 125° , showing a good percentage of the total area of the rings. We also model the spectrum presented in Guilbert et al. (2009b) that was obtained in 2008 and presented an aspect angle of 83° . This spectrum combines two sets of data acquired in February 2008. One set covers the visible wavelengths from 0.4 up to $1.0 \mu\text{m}$, while the other covers H and

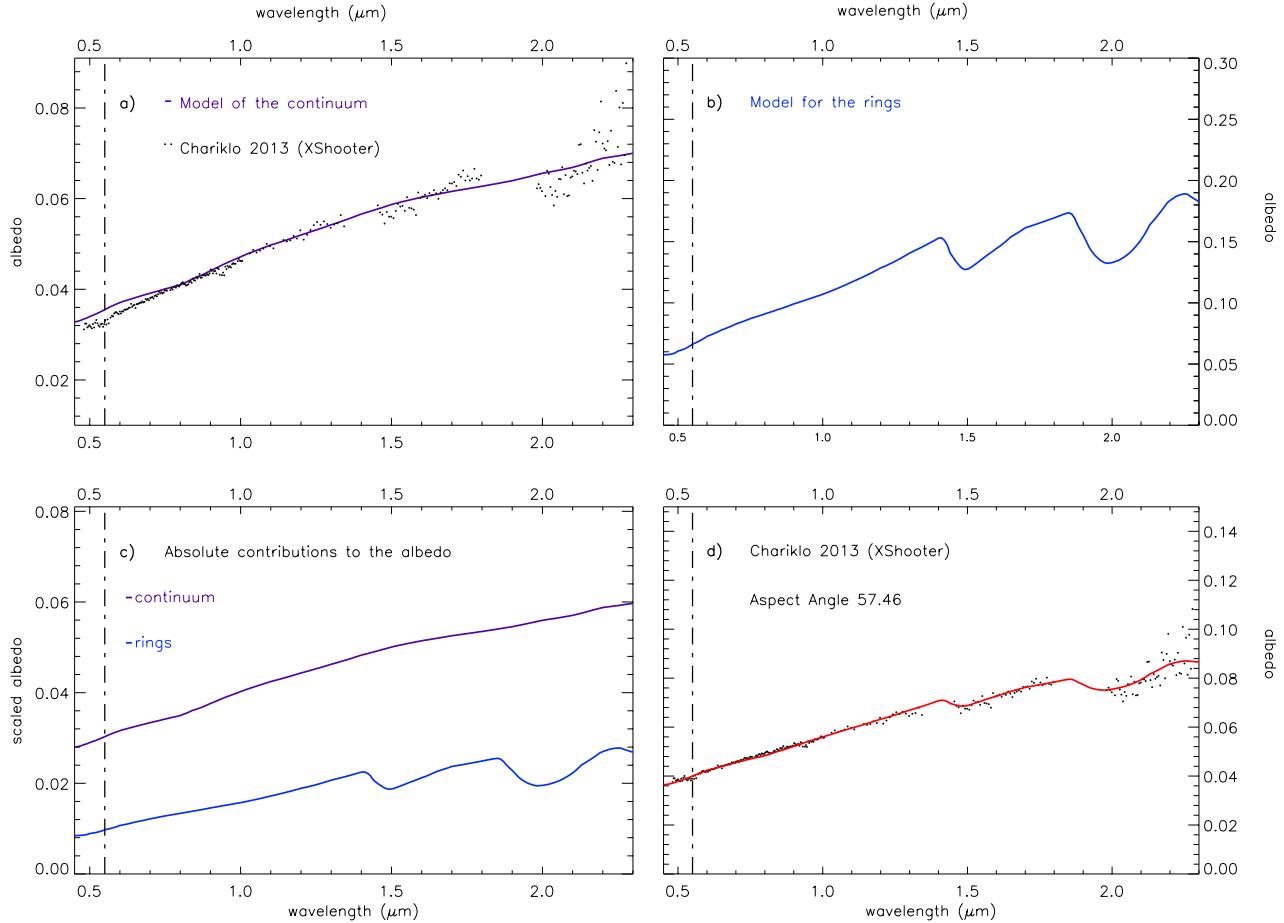


Fig. 4. Modeling of the spectrum of Chariklo and rings in 2013: **a)** model of the continuum superimposed to the observed spectra in 2013; **b)** model for the rings; **c)** absolute contribution of each part, continuum and rings; **d)** final model for the spectrum of the system in 2013.

K band in the NIR. These data were merged together using photometry at *V*, *R*, *I*, *J*, *H*, and *K* bands (see Guilbert et al. (2009b) for details). All this procedure results in a spectrum that is adequate for the modeling effort. In 2008 the ratio of the area of the rings and Chariklo exposed was 0.03/0.97, respectively, while it was 0.151/0.849 in 2002. The aspect angle for 2008 was 83° and 125° for 2002.

We used again areal mixtures of the *model of the continuum* and the same grid of models that we used for the composition of the rings. We selected the best model, as we did before. These models are shown in Fig. 5 with the models for 2007 (continuum) and 2013 for comparison. They are shifted in the vertical for clarity. The details of the models are included in Table 4.

Results from the modeling

In Table 4, we show the best model selected from our fits to the spectra of Chariklo and its rings at different aspect angles. These were selected using a χ^2 criterium. However, these models may not be unique in its goodness of fit, as they rely on the assumptions inherent to the Skhuratov formalism, and on the materials present in the modeling. Each observed spectrum can be fitted by a collection of models that are statistically equivalent. The absence of features in the reflectance of some surface components increases the degree of degeneracy of the solutions. However,

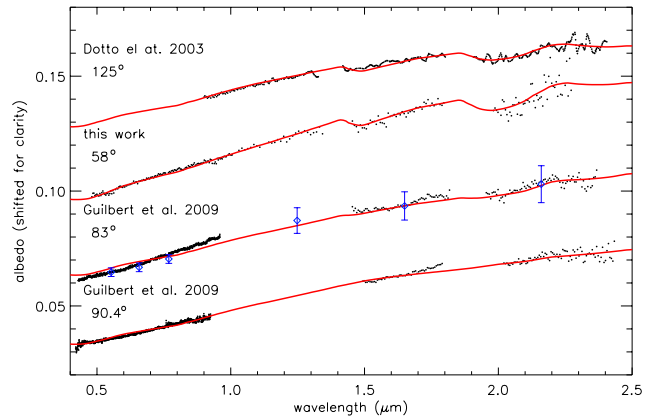


Fig. 5. Models for a set of spectra showing variability. Parameters are shown in Table 4. Each spectrum is labeled with the reference and the aspect angle of the system of rings at the date of the observations.

these materials are necessary to fit the overall red slope of the continuum. Other materials, such as the water ice, are better constrained due to the presence of two absorption bands in the wavelength range of study. Nonetheless, the models selected provide

Table 4. Characteristics of the best models of Chariklo and rings used in the figures.

year	Concentration (%)					Particle size (μm)					
	Water ice	Tholin	Olivine	Pyroxene	Carbon	Water ice	Tholin	Olivine	Pyroxenes	Carbon	
2007	0	10	20	10	60	5	10	210	60	100	
2013	cont	0	10	10	20	60	5	10	110	110	100
	ring	20	10	30	40	0	70	25	110	10	100
2008	cont	0	10	10	20	60	5	10	110	110	100
	ring	20	30	10	30	10	90	70	110	10	100
2002	cont	0	10	10	10	70	5	15	110	210	100
	ring	20	20	50	0	10	60	13	210	10	100

Notes. These best models were chosen from the collection of models that are statistically equivalent with a 90% confidence.

insight into the surface of Chariklo and the rings. In this section, we expose the main results that we get from the modeling effort.

One of the main results in the modeling comes from the spectrum acquired in 2007, when almost all the light is scattered by Chariklo's surface. Our best models all discard the presence of water ice on the surface of the centaur. They also show that this surface is composed of a mixture of amorphous silicates (30%), red-complex organics (10%) and amorphous carbon (60%). The mixture of these materials is what gives the spectrum its reddish featureless appearance.

The second main result is that we can model all the other spectra with a canonical composition for the continuum which is linearly combined with a canonical composition for the rings, but changing their relative contributions by means of the aspect angle of the system. The rings can contain up to a 20% of water ice (with a size particle of $\sim 100 \mu\text{m}$), and the best selected models fit bands in the three spectra with a very different shape from the very shallow in the spectrum that are found from 2008 (aspect angle $=83^\circ$) to those deeper that are found in the spectrum of 2013 (aspect angle $=58^\circ$). These models clearly discard a composition of the rings dominated by water ice.

However, although the composition of Chariklo and the non-icy components in the rings is pretty similar, it also shows some differences that are important to note. The most evident is the abundance of amorphous carbon that seems to be much higher on the surface of Chariklo than on the rings. This could be an indication that the ring is younger than the surface of the centaur that exhibits a composition more similar to that of highly processed cometary nuclei (Campins et al. 2006). The rings are supposed to be formed by small particles that have collisions with each other; this process can expose the water, showing a younger surface than the main body.

From the results of the modeling we can also have a broad estimation of the albedo of the rings. Revising the albedo at $0.55 \mu\text{m}$ from all the best fits, we estimate a value of $7.0 \pm 1.0\%$ for the albedo of the rings (Fig. 4). At the same time, the albedo of Chariklo remains pretty low at $\sim 3.6\% \pm 1.0\%$ (Fig. 4). When we scale these albedos considering the aspect angle, we get the final contribution to the total albedo of the system Chariklo and rings of $\sim 4.0\% \pm 1.0\%$.

While the size of water ice particles is well constrained, the size of the particles for the other components is more degenerated. This is because there are no absorption bands of these materials in the wavelength range for the study, and all of them can be combined in different ways to produce a featureless reddish and low albedo final spectrum similar to that of Chariklo.

We need to mention here that the size of the particles that we obtained do not correspond to a detailed description of the size distribution of the particles in the rings. The ring could also be populated with larger chunks of material but covered with fine-grained material with the sizes that we found in our modeling.

4. Discussion

The key point in all the results presented in our work is the determination of the spin axis of Chariklo. This was done from the stellar occultation, which is reported by Braga-Ribas et al. (2014) and assumes that the rings are in the equatorial plane of Chariklo. The spin axis orientation which can explain the absolute magnitudes observed in the 1997–2013 period and the spectroscopy as already stated in the introduction, is consistent with one of the two spin axis orientations derived from the stellar occultation reported by Braga-Ribas et al. (2014). However, this orientation also explains the lack of detection of a rotational lightcurve in the 1997–2000 time frame (e.g. Peixinho et al. 2001), because the aspect angle at that time was nearly 140 degrees. Thus a triaxial ellipsoid, a very irregular body, or a body with albedo variegations on its surface would produce nearly flat, rotational light curves. Belskaya et al. (2010) already pointed out this possibility and provided a tentative spin axis orientation that turned out to be off by around 30 degrees, which is remarkable given the information available at that time.

The spin axis orientation in our model can also explain why a rotational lightcurve has been detected in 2013 from high signal-to-noise images with an amplitude of 0.1 mag and a period of $7.004 \pm 0.036 \text{ h}$ (Fornasier et al. 2014). As shown in Fig. 1, the aspect angle in 2013 is large enough to allow a revealing rotational variability. A triaxial ellipsoid with axes dimensions $a \sim 122 \text{ km}$, $b \sim 122 \text{ km}$, and $c \sim 117 \text{ km}$ can reproduce the observed rotational amplitude in 2013 and the non-detection in 1997–2010, if all the variability is due to shape.

The correct spin axis orientation not only must explain the rotational lightcurve of Chariklo and the absolute magnitude variability but also the spectral behaviour over time. Our modeling shows that we can explain the changes in the spectrum of Chariklo, and in particular, the shape of the bands of water-ice by means of changes in the aspect angle of a system that is formed by a main body and a system of rings. By modeling the spectrum acquired in 2007, we also discard the presence of water ice on the surface of Chariklo. Moreover, on this date when the rings were edge-on, we did not see any trace of water ice in the spectrum from the system suggesting that the rings must be thin.

This shape of Chariklo is not far from a Maclaurin ellipsoid of density $\sim 750 \text{ kg/m}^3$ which spins at 8h, using the equilibrium figure formalism (e.g. Chandrasekhar (1987)). This would mean that Chariklo would not be far from hydrostatic equilibrium, and the derived density seems consistent with that of small TNOs. From the analysis of rotational lightcurves of a sample of TNOs and Centaurs, Duffard et al. (2009) concluded that most TNOs seemed to be in hydrostatic equilibrium and that this possibility also holds for the Centaurs, at least for the largest ones, such as Chariklo. A detailed shape from rotational lightcurves and the consideration of the occultation chords has been inverted by Carry et al. (private communication), although all the variability is supposed to arise from shape in that model, which is not necessarily the case. The model does not include the effect of a ring, which slightly decreases the amplitude of the rotational lightcurve when the aspect angle is not 90° .

Rings are common around the giant planets in the Solar System; however, their appearance and composition are very different, which probably results from a different origin and the exposition to resurfacing mechanism that acts at different degrees of intensity (Tiscareno 2013, for a review). This translates from rings formed by meter-centimeter size particles of almost pure water ice to optically thin rings formed by micrometer-size particles of dust (silicates). The results of our modeling show that the rings of Chariklo are composed of a mixture of bright and dark material. The composition of the rings is more similar to what we would expect from the disruption of an object formed in the same region as Chariklo itself with a mixture of ices, silicates and carbonaceous materials processed by high-energy irradiation. While part of the appearance of the rings of the giant planets is sculpted by the action of the electromagnetic forces, which are generated by the planet itself, in the case of Chariklo, we expect that most of the changes are produced by the action of micro-collisions. The area of Chariklo's rings is about $25\,000 \text{ km}^2$, and as it happens for the planetary rings, we can expect that debris are continuously impacting the material on the ring by causing changes in their orbit and composition. These continuous collisions would sublimate part of the ice exposed at the moment of the formation of the rings. They are also responsible for the fragmentation of the most fragile materials. Another important factor affecting the chemical composition of the grains is the irradiation by high-energy particles that process the ices and cause the amorphization of water ice and the transformation of simple hydrocarbons into complex dark material as the carbon.

Due to the signal-to-noise of our spectra, we cannot distinguish the state of the water ice neither in the shape of the $1.5 \mu\text{m}$ band nor from the modeling. Amorphous water ice is expected due to irradiation, but also crystalline water ice is expected due to the collisions of the fragments in the rings and to the micro-bombardment. We think that the ice is probably a mixture of the crystalline and amorphous state, as it has been inferred in other bodies in the outer solar system (Pinilla-Alonso et al. 2009).

5. Conclusions

Using information on the pole of the rings from the 2013 stellar occultation, we determine the following:

- We prove that only one of the pole solutions found in Braga-Ribas et al. (2014) is compatible with the photometry and spectroscopy.

- We determined the times when the rings were edge-on and made the connection with the disappearance of the absorption band due to water ice on the spectra of Chariklo.
- We modeled the composition of Chariklo's surface that is 60% carbon, 30% silicates, 10% organics and no water ice. We also model the composition of the rings that is 20% water ice, 10–30% organics, and 40–70% silicates and small quantities of carbon. With this modeling, we discard the presence of water ice on the surface of Chariklo independently of the date of the observation. We confirm that the spectroscopic variation is due to a different area exposition of the rings which is not a variation of the surface of Chariklo itself.
- Except for the water, the composition of the rings is compatible with the same materials as the surface of Chariklo but combined in different relative abundances: amorphous carbon from 0–20%, amorphous silicates from 40–70%, and organics from 10–30%.
- The amount of water ice is well constrained by the models due to the presence of two absorption bands in the wavelength of the study and has to be around 20% with a particle size $< 100 \mu\text{m}$. As soon as the aspect angle is different from 90° , the water ice band is visible again by showing that a system of rings, such as the one detected for Chariklo with 20% of water ice and as the one inferred from our models, is evident in the NIR spectra at deviations of 10° or higher from the edge-on configuration.

Acknowledgements. R.D. acknowledges the support of MINECO for his Ramón y Cajal Contract. A.A.C. thanks CNPq and FAPERJ for financial support. B.S. acknowledges support from the French grant ANR-11-IS56-0002 "Beyond Neptune II". F.B.R. acknowledges the support of CNPq, Brazil (grant 150541/2013-9). Funding from Spanish grant AYA-2011-30106-CO2-O1 is acknowledged, as well as the Proyecto de Excelencia de la Junta de Andalucía, J.A.2007-FQM2998 and FEDER funds.

References

- Alvarez-Candal, A., Fornasier, S., Barucci, M. A., de Bergh, C., & Merlin, F. 2008, *A&A*, 487, 741
- Alvarez-Candal, A., Pinilla-Alonso, N., Licandro, J., et al. 2011, *A&A*, 532, A130
- Baffa, C., Comoretto, G., Gennari, S., et al. 2001, *A&A*, 378, 722
- Barucci, M. A., Lazzarin, M., & Tozzi, G. P. 1999, *AJ*, 117, 1929
- Belskaya, I. N., Bagnulo, S., Barucci, M. A., et al. 2010, *Icarus*, 210, 472
- Braga-Ribas, F., Sicardy, B., Ortiz, J. L., et al. 2014, *Nature*, 508, 72
- Brown, M. E., & Koresko, C. C. 1998, *ApJ*, 505, L65
- Brown, R. H., Cruikshank, D. P., Pendleton, Y., & Veeder, G. J. 1998, *Science*, 280, 1430
- Campins, H., Ziffer, J., Licandro, J., et al. 2006, *AJ*, 132, 1346
- Chandrasekhar, S. 1987, *Ellipsoidal figures of equilibrium* (New York : Dover)
- Dorschner, J., Begemann, B., Henning, T., Jaeger, C., & Mutschke, H. 1995, *A&A*, 300, 503
- Dotto, E., Barucci, M. A., Leyrat, C., et al. 2003, *Icarus*, 164, 122
- 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
- Emery, J. P., Burr, D. M., & Cruikshank, D. P. 2011, *AJ*, 141, 25
- Fornasier, S., Lellouch, E., Müller, T., et al. 2013, *A&A*, 555, A15
- Fornasier, S., Lazzaro, D., Alvarez-Candal, A., et al. 2014, *A&A*, 568, L11
- Guilbert, A., Alvarez-Candal, A., Merlin, F., et al. 2009a, *Icarus*, 201, 272
- Guilbert, A., Barucci, M. A., Brunetto, R., et al. 2009b, *A&A*, 501, 777
- Guilbert-Lepoutre, A. 2011, *AJ*, 141, 103
- Hedman, M. M., Nicholson, P. D., Cuzzi, J. N., et al. 2013, *Icarus*, 223, 105
- Horner, J., Evans, N. W., & Bailey, M. E. 2004, *MNRAS*, 354, 798
- Jewitt, D. 2009, *AJ*, 137, 4296
- Licandro, J., & Pinilla-Alonso, N. 2005, *ApJ*, 630, L93
- Lorenzi, V., Pinilla-Alonso, N., Licandro, J., Dalle Ore, C. M., & Emery, J. P. 2014, *A&A*, 562, A85

- McDonald, G. D., Thompson, W. R., Heinrich, M., Khare, B. N., & Sagan, C. 1994, *Icarus*, 108, 137
- Merlin, F., Barucci, M. A., de Bergh, C., et al. 2010, *Icarus*, 208, 945
- Peixinho, N., Lacerda, P., Ortiz, J. L., et al. 2001, *A&A*, 371, 753
- Pinilla-Alonso, N., Licandro, J., Gil-Hutton, R., & Brunetto, R. 2007, *A&A*, 468, L25
- Pinilla-Alonso, N., Brunetto, R., Licandro, J., et al. 2009, *A&A*, 496, 547
- Poulet, F., Cuzzi, J. N., Cruikshank, D. P., Roush, T., & Dalle Ore, C. M. 2002, *Icarus*, 160, 313
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in C. The art of scientific computing* (Cambridge: University Press)
- Rouleau, F., & Martin, P. G. 1991, *ApJ*, 377, 526
- Shkuratov, Y., Starukhina, L., Hoffmann, H., & Arnold, G. 1999, *Icarus*, 137, 235
- Stansberry, J., Grundy, W., Brown, M., et al. 2008, in *Physical Properties of Kuiper Belt and Centaur Objects: Constraints from the Spitzer Space Telescope*, eds. M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, A. Morbidelli, & R. Dotson (Tucson: University of Arizona Press), 161
- Tegler, S. C., Romanishin, W., Consolmagno, G. J., et al. 2005, *Icarus*, 175, 390
- Tholen, D. J., Hartmann, W. K., Cruikshank, D. P., et al. 1988, *IAU Circ.*, 4554, 2
- Tiscareno, M. S. 2013, in *Planetary Rings*, eds. T. D. Oswalt, L. M. French, & P. Kalas, 309
- Warren, S. G. 1984, *Appl. Opt.*, 23, 1206

5.2. Trabajo adicional: ajuste simultáneo a la amplitud de la curva de luz y la magnitud absoluta

Adicionalmente a este artículo, se ha realizado un ajuste simultáneo a la amplitud de la curva de luz y la magnitud absoluta, utilizando la misma técnica explicada en el capítulo 3, sección 3.3.4 (mismo método que en el artículo de Fernández-Valenzuela et al., 2017). El objetivo propuesto en esta sección es determinar los semiejes del cuerpo triaxial con mayor precisión, pues en la ocultación producida en 2014 solo se detectaron dos cuerdas para el cuerpo principal, impidiendo un buen ajuste del mismo.

Para ello se han usado tanto la dirección del polo de Cariclo, obtenida en Duffard et al. (2014), como las propiedades físicas obtenidas en Braga-Ribas et al. (2014) (ver tabla 5.1). El ajuste de la ecuación (3.16) a los datos observacionales de la magnitud absoluta se llevó

Tabla 5.1: Propiedades físicas del centauro Cariclo donde λ_p y β_p son la longitud y latitud eclíptica de la dirección del polo del objeto, respectivamente; p_V^B y p_V^R representan el albedo del cuerpo principal y del anillo en la banda V , respectivamente; por último, R y W indican el semieje mayor y la anchura de los anillos, siendo el subíndice 1 para anillo exterior y el subíndice 2 para anillo interior.

λ_p (°)	β_p (°)	p_V^B (%)	p_V^R (%)	R_1 (km)	W_1 (km)	R_2 (km)	W_2 (km)
137.9 ± 0.5	27.7 ± 0.2	3.5	4.5	405	6.6	391	3.4

a cabo utilizando los mismos valores que en el trabajo de Duffard et al. (2014), es decir, las referencias dadas por Belskaya et al. (2010) y los datos obtenidos en dicho trabajo. Por otro lado, para el ajuste de la ecuación (3.14) a los datos observacionales de la amplitud de la curva de luz, se usaron los datos expuestos en la tabla 5.2. Ambos ajustes pueden verse en las figuras 5.3 y 5.4.

Tabla 5.2: Amplitudes de la curva de luz (Δm) de Cariclo en distintas épocas.

Tiempo	Δm (mag)	Referencia
Mayo de 1997	< 0.02	Davies et al. (1998)
Marzo de 1999	< 0.05	Peixinho et al. (2001)
Junio de 2006	0.13 ± 0.03	Galiazzo et al. (2016)
Junio de 2013	0.11 ± 0.02	Fornasier et al. (2014)
Julio de 2015	0.06 ± 0.02	Leiva et al. (aceptado)

Para la obtención de los semiejes del cuerpo triaxial se barrió el espacio de parámetros de $a = [140, 150]$, $b = [118, 128]$ y $c = [108, 112]$ km, en pasos de 1 km. Para estudiar la bondad del ajuste, cada uno de los modelos se ha evaluado mediante el cálculo de χ^2 según la ecuación:

$$\chi^2 = \frac{(x_{\text{teo}} - x_{\text{obs}})^2}{x_{\text{teo}}}, \quad (5.1)$$

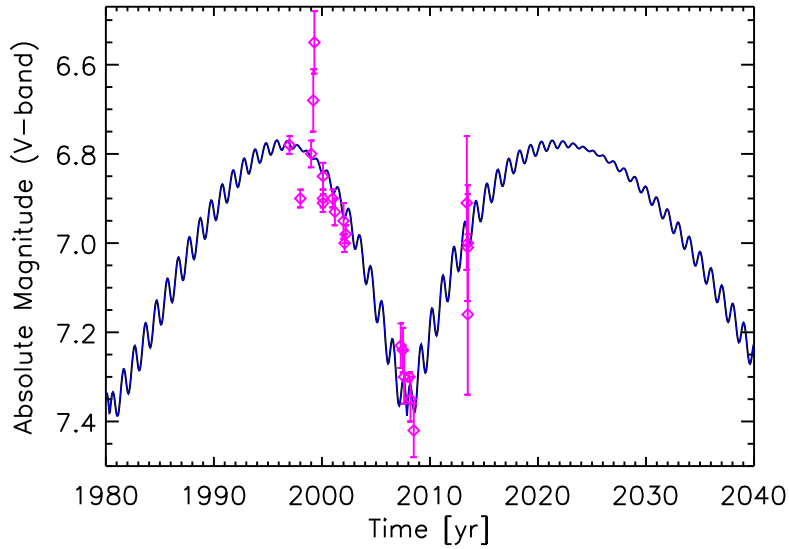


Figura 5.3: Evolución de la magnitud absoluta de Cariclo con el tiempo. Los puntos rosas muestran los datos observacionales de las magnitudes absolutas de Cariclo reportadas en la bibliografía (Belskaya et al., 2010; Duffard et al., 2014). La línea azul representa el modelo de la magnitud absoluta que produce el sistema Cariclo + anillos, usando los semiejes $a = 142$, $b = 120$ y $c = 109$ km.

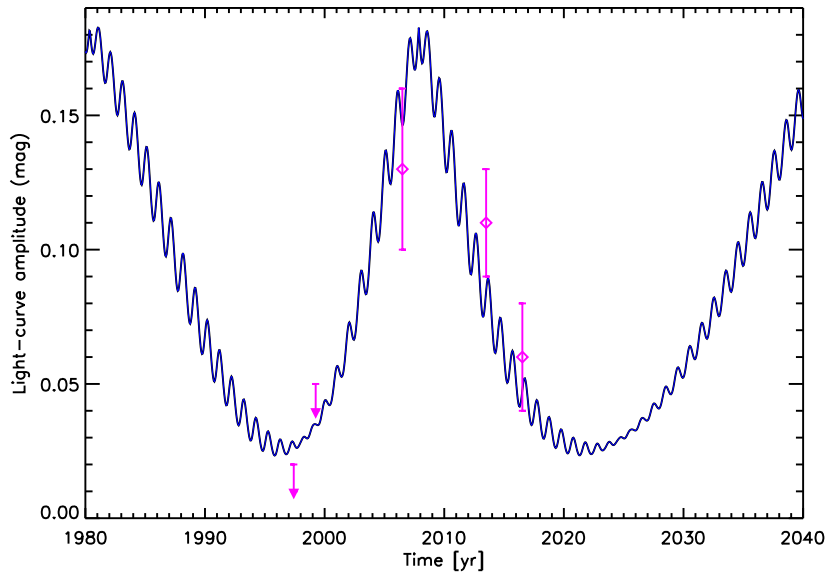


Figura 5.4: Evolución de la amplitud de la curva de luz de Cariclo con el tiempo. Los rombos rosas muestran las datos observacionales de las amplitudes de Cariclo reportadas en la bibliografía (ver tabla 5.2), las flechas indican límites superiores. La línea azul representa el modelo de la amplitud de la curva de luz que produce el sistema Cariclo + anillos, usando los semiejes $a = 142$, $b = 120$ y $c = 109$ km.

5.2 Trabajo adicional: ajuste simultáneo a la amplitud de la curva de luz y la magnitud absoluta 85

donde x_{teo} es el valor teórico proporcionado por el modelo y x_{obs} es el valor observado. Finalmente, para la evaluación simultánea de ambos ajustes, se ha utilizado la media aritmética los valores de χ^2 generados para cada modelo, obteniendo así un χ^2_{T} . El ajuste simultáneo que proporcione un menor χ^2_{T} será el que proporcione un mejor ajuste. Los valores finales obtenidos a partir del ajuste son: $a = 142 \pm 13$, $b = 120 \pm 11$ y $c = 109 \pm 29$ km para los semiejes del cuerpo triaxial. Estos valores de los semiejes nos llevan a obtener razones de ejes $b/a = 0.8 \pm 0.1$ y $c/a = 0.77 \pm 0.21$, los cuales son compatibles, dentro del margen de error, con un objeto con forma de elipsoide de Jacobi en equilibrio hidrostático. Es posible pues obtener información sobre la densidad de este objeto, utilizando el formalismo de Chandrasekhar (1987), que supone equilibrio hidrostático, mediante el cual se obtiene una densidad de $\sim 800 \text{ kg m}^{-3}$.

Capítulo 6

Posible material con forma de anillo alrededor del centauro (2060) Chiron

6.1. Motivación del estudio del centauro Chiron

Chiron¹ (en español Quirón) fue descubierto el 18 de octubre de 1977 desde el observatorio de Monte Palomar, siendo el primero de su categoría. En él se han observado características que ponen de manifiesto por sí solas la importancia del estudio de este objeto como, por ejemplo, la coma que se detectó justo después de su descubrimiento (Meech, 1989). Debido a ello tiene doble designación: 95P/Chiron y (2060) Chiron.

Al igual que ocurría con Cariclo, la magnitud absoluta de este objeto fue también variando bruscamente a lo largo de los años, planteándose la posibilidad de que tuviese estallidos que provocasen aumentos de brillo. Sin embargo, estos estallidos tendrían que tener algún razonamiento físico como, por ejemplo, un acercamiento al perihelio; no obstante, este no era el caso, como puede verse en la figura 6.1. En ella se aprecia como, cuando Quirón se encuentra a unas 3.5 ua, su brillo está en uno de sus puntos máximos. A medida que se acerca al perihelio, su magnitud absoluta se va haciendo más débil y, una vez que cruza el perihelio, el objeto llega a disminuir su brillo hasta en dos magnitudes con respecto a su punto de máximo brillo. Poco tiempo después, cuando el objeto se encuentra a 1 ua del perihelio, vuelve a una tendencia hacia el aumento de brillo. Hasta ahora, se han detectado tres “estallidos” de este tipo desde que fue descubierto; en uno de ellos, además, se detectó una coma (como se expuso más arriba), al contrario que en los otros dos, en los que no se detectó coma. ¿Podría explicarse este fenómeno mediante colisiones? Las colisiones en la zona del Sistema Solar donde se localiza Quirón son muy poco probables (Durda and Stern, 2000); en cualquier caso, aunque éste fuese el escenario, la colisión tendría que dar lugar a una liberación de polvo lenta y que aumentase y disminuyese de manera constante durante años, con una forma funcional extraña que no ha sido observada con anterioridad.

¹Cuenta la mitología que Quirón, hijo del titán Crono, era un centauro sabio, inteligente y de buen carácter, en contradicción con la mayoría de los de su especie. Podría decirse que también en contradicción al objeto astronómico que lleva su nombre, pues éste último no es ni calmado ni constante.

88. Posible material con forma de anillo alrededor del centauro (2060) Chiron

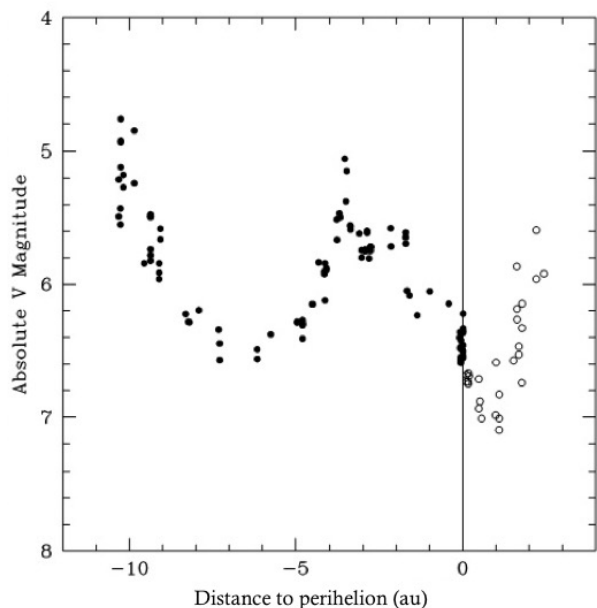


Figura 6.1: Figura extraída del artículo de Duffard et al. (2002). En ella se presentan valores de la magnitud absoluta de Quirón en función de su distancia al perihelio. Los círculos muestran datos observacionales adquiridos para ese trabajo, los puntos negros muestran valores de la literatura. La línea vertical denota el perihelio.

El 9 de marzo de 1994 tuvo lugar la ocultación de una estrella por Quirón, detectada únicamente desde un observatorio (Elliot et al., 1995). Esa detección mostró dos claras caídas en un intervalo corto de tiempo con respecto al producido por la ocultación del cuerpo principal. Estas pequeñas caídas fueron interpretadas como chorros de material producidos por actividad cometaria. El 7 de noviembre de 1993 se detectó por primera vez la ocultación de una estrella por el centauro (en este caso de una estrella doble; Bus et al., 1996), aunque estas observaciones fueron publicadas con posterioridad a las de 1994. La ocultación también produjo varias caídas adicionales a la caída originada por el cuerpo principal, que volvieron a ser interpretadas como chorros de material originados por la coma del objeto. El 29 de noviembre de 2011 tuvo lugar una tercera ocultación por Quirón, que volvió a ser interpretada como las dos anteriores (Ruprecht et al., 2013).

Tras el descubrimiento de los anillos de Cariclo, se planteó si realmente esta interpretación por chorros de material debidos a la supuesta actividad cometaria era la explicación más plausible. Este planteamiento fue el que llevó al trabajo de Ortiz et al. (2015), en el que se interpreta que las caídas secundarias son debidas a material alrededor del cuerpo en forma de anillo.

No solo las ocultaciones favorecen la explicación del anillo, sino que también modelos fotométricos de cuerpo más anillo son capaces de reproducir las variaciones de magnitud absoluta, así como se pueden explicar variaciones en las bandas de agua detectadas en los espectros, al igual que en el caso de Cariclo (Duffard et al., 2014). Asimismo, en este trabajo se adjuntan nuevas curvas de luz rotacionales que dan nuevas amplitudes de curva de luz. Dichas amplitudes, junto con las encontradas en la literatura, también pueden ser reproducidas mediante un modelo con anillo, además de aportar la dirección del polo más adecuada para reproducir tanto las amplitudes como las magnitudes absolutas simultáneamente.

Possible ring material around centaur (2060) Chiron[★]

J. L. Ortiz¹, R. Duffard¹, N. Pinilla-Alonso², A. Alvarez-Candal³, P. Santos-Sanz¹, N. Morales¹,
E. Fernández-Valenzuela¹, J. Licandro^{4,5}, A. Campo Bagatin⁶, and A. Thirouin^{1,7}

¹ Instituto de Astrofísica de Andalucía, CSIC, Apt 3004, 18080 Granada, Spain
e-mail: duffard@iaa.es

² Department of Earth and Planetary Sciences, University of Tennessee, Knoxville, 37996 TN, USA

³ Observatório Nacional, Rua General José Cristino 77, 20921-400 Rio de Janeiro, Brazil

⁴ Instituto de Astrofísica de Canarias, c/Vía Lactea s/n, 38200 La Laguna, Tenerife, Spain

⁵ Departamento de Astrofísica, Universidad de La Laguna (ULL), 38205 La Laguna, Tenerife, Spain

⁶ Departamento de Física, Ingeniería de Sistemas y Teoría de la Señal, Universidad de Alicante, Carretera San Vicente del Raspeig s/n, 03690 San Vicente del Raspeig, Alicante, Spain

⁷ Lowell Observatory, 1400 W Mars Hill Rd, Flagstaff, 86001 Arizona, USA

Received 24 June 2014 / Accepted 12 January 2015

ABSTRACT

We propose that several short-duration events observed in past stellar occultations by Chiron were produced by ring material. Some similarities between these events and the characteristics of Chariklo's rings could indicate common mechanisms around centaurs. From a reanalysis of the stellar occultation data in the literature, we determined two possible orientations of the pole of Chiron's rings, with ecliptic coordinates $\lambda = (352 \pm 10)^\circ$, $\beta = (37 \pm 10)^\circ$ or $\lambda = (144 \pm 10)^\circ$, $\beta = (24 \pm 10)^\circ$. The mean radius of the rings is (324 ± 10) km. One can use the rotational lightcurve amplitude of Chiron at different epochs to distinguish between the two solutions for the pole. Both solutions imply a lower lightcurve amplitude in 2013 than in 1988, when the rotational lightcurve was first determined. We derived Chiron's rotational lightcurve in 2013 from observations at the 1.23 m CAHA telescope, and indeed its amplitude was smaller than in 1988. We also present a rotational lightcurve in 2000 from images taken at the CASLEO 2.15 m telescope that is consistent with our predictions. Out of the two poles, the $\lambda = (144 \pm 10)^\circ$, $\beta = (24 \pm 10)^\circ$ solution provides a better match to a compilation of rotational lightcurve amplitudes from the literature and those presented here. We also show that using this preferred pole orientation, Chiron's long-term brightness variations are compatible with a simple model that incorporates the changing brightness of the rings while the tilt angle with respect to the Earth is changing with time. Also, the variability of the water ice band in Chiron's spectra as seen in the literature can be explained to a large degree by an icy ring system whose tilt angle changes with time and whose composition includes water ice, analogously to the case of Chariklo. We present several possible formation scenarios for the rings from qualitative points of view and speculate on why rings might be common in centaurs. We also speculate on whether the known bimodal color distribution of the centaurs could be due to centaurs with rings and centaurs without rings.

Key words. minor planets, asteroids: individual: (2060) Chiron – planets and satellites: rings – techniques: imaging spectroscopy – occultations

1. Introduction

The object (2060) Chiron (formerly 1977 UB) was the first of a new class of objects discovered in our solar system, the so-called “centaurs”. These objects orbit the Sun at distances between Jupiter and Neptune. Soon after the discovery of Chiron several decades ago, this centaur was reported as showing cometary-like activity (Meech & Belton 1989). It had several brightness outbursts and developed coma, like a comet (Luu & Jewitt 1990). For this reason Chiron is listed as a solar system object with a dual designation: comet 95P/Chiron and minor planet (2060) Chiron.

Because Chiron is a very interesting body, it has been extensively observed and studied with many techniques. From short-term photometry studies, rotational lightcurves have been determined for Chiron at different epochs (Bus et al. 1989; Marcialis & Buratti 1993; Lazzaro et al. 1997), showing that it has an elongated shape that causes a double peaked lightcurve.

A very high accuracy rotational period of 5.917 813 h has been determined (Marcialis & Buratti 1993) and also some constraints on the shape of the body obtained (e.g., Groussin et al. 2004). Spectroscopically, Chiron has been shown to possess water ice features in the near infrared, whose exact widths seem to vary according to different authors who observed in different epochs (Foster et al. 1999; Luu et al. 2000; Romon-Martin et al. 2003). These features even disappeared in 2001 (Romon-Martin et al. 2003). From thermal infrared observations and modeling, the equivalent diameter of Chiron has been shown to be around 180 km, although considerable scatter has been found (e.g., Groussin et al. 2004).

After the recent and surprising discovery by stellar occultation observations that another centaur, Chariklo, has two dense rings (Braga-Ribas et al. 2014), we wondered whether other centaurs could have rings. Because the rings of Chariklo are so close to the main body and subtend a tiny angle of around 0.08 arcsec, direct imaging detection of rings is challenging with current technology, so stellar occultations are the best means of detecting rings around small bodies. Apart from Chariklo, the only centaur for which stellar occultations have been successfully

[★] Table I is only available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/576/A18>

recorded in the past is Chiron, and curiously, the lightcurves of these occultations showed rapid secondary dimmings, which were interpreted as comet-like dust jets from the nucleus in 1993 and 1994 occultations (Elliot et al. 1995; Bus et al. 1996) and as symmetric jet-like features (Ruprecht 2013; Ruprecht et al. 2013) in a 2011 occultation. Jets seemed to be a natural explanation given that Chiron had shown cometary activity in the past. However, the width of the two features reported by Ruprecht (2013) were 3 and 7 km, respectively, separated by a distance of 10 to 14 km, which are nearly identical to the 6.6 km and 3.4 km widths and 9 km separation of the rings in Chariklo as reported by Braga-Ribas et al. (2014). Our interpretation of the sharp events in the Chiron 2011 occultation lightcurves is that these features were caused by two rings with similar properties to those recently reported for Chariklo's rings by Braga-Ribas et al. (2014). Here we present such an interpretation.

In Sect. 2 of this paper we present a reanalysis of the occultation lightcurves available in the literature, from which we derive two possible pole orientations for the proposed ring system. In Sect. 3, we show that the change in Chiron's water ice spectral features with time is consistent with the proposed rings. In Sect. 4 we show that the ring system can account for a large portion of the overall long-term photometric behavior of Chiron. In Sect. 5 we present two new rotational lightcurves that we obtained from the CAHA 1.23 m telescope in 2013 and from the CASLEO 2.15 m telescope in 2000, and we show that the observed changes in the amplitude of the rotational lightcurves are consistent with expectations based on the preferred orientation of the ring system. In Sect. 6 we show more indications of the ring system.

In the last section we discuss our results and speculate on why Chiron, the second largest centaur after Chariklo (Duffard et al. 2014b; Fornasier et al. 2013), can also have rings and whether rings can be common in centaurs and other outer solar system bodies. Along with this, we present some scenarios of ring formation from qualitative points of view and present different ideas to can explore in the future.

2. Reanalysis of stellar occultations

Three stellar occultations by Chiron have been reported since its discovery. The first stellar occultation was on November 7, 1993, at around 13:16 UT, and the results were published in Bus et al. (1996), where all the pertinent details are given. We briefly mention that the magnitude of the star that was occulted was 14 and that the telescopes used were all smaller than 0.6 m, except for one. Another stellar occultation was observed in 1994 on March 9 at around 23:29 UT, although the findings associated with this occultation were reported earlier than for the 1993 event (Elliot et al. 1995). The magnitude of the occulted star was 11.95, so brighter than the one that was occulted in 1993, and the telescopes used were larger than in 1993, but only one occultation chord was obtained. On November 29, 2011 at around 8:16 UT another occultation by Chiron was observed and reported by Ruprecht (2013) and Ruprecht et al. (2013). In this case the occulted star was around magnitude 14.8, but the two telescopes involved in the observations were large, 2 m and 3 m in diameter, and provided the best data set.

In the Elliot et al. (1995) paper, the first paper on an occultation by Chiron, two clear short-duration drops in the lightcurves were reported and a few other longer lasting shallow events were reported, too. They were all attributed to dust jets like those of comets, which seemed a reasonable explanation because of the known cometary-like behavior of Chiron and also because

symmetrical features with respect to the central body were not observed. That paper perhaps influenced the conclusions of the subsequent Bus et al. (1996) paper and the interpretation by Ruprecht (2013) and Ruprecht et al. (2013) of the occultation in 2011, which is the event that shows the most compelling evidence for a ring system, so those results will be discussed first.

2.1. Stellar occultation in 2011

Two datasets were obtained in this occultation, one from the NASA 3 m InfraRed Telescope Facility (IRTF) and another from the 2 m Faulkes telescope. Both datasets are reported in Ruprecht (2013) and Ruprecht et al. (2013). The data obtained with the NASA-IRTF telescope on Mauna Kea clearly show not only the occultation of Chiron but also two short symmetrical lightcurve drops prior to and after the occultation of the main body. (The symmetry is with respect to the center of Chiron's occultation.) The drops were at ~ 300 km east and west of the center of the body occultation. The other dataset, obtained from the 2 m Faulkes telescope at Haleakala on Maui, provided a very high time-resolution (0.2 s), high signal-to-noise lightcurve, which was higher than what is usually achieved in stellar occultations by outer solar system bodies. That lightcurve does not show the occultation of Chiron's main body, but it shows two pairs of very sharp drops in the star's light.

All this is clearly illustrated in Figs. 2–2 and 2–3 of Ruprecht (2013). The lightcurve from the Faulkes telescope is very similar to the ones caused by Chariklo's rings as observed from the Danish 1.5 m telescope (Braga-Ribas et al. 2014). The width of the two features reported by Ruprecht (2013) were 3 km and 7 km, respectively, separated by a distance of 10 to 14 km, which are nearly identical to the 6.6 km and 3.4 km widths and 9 km separation of the rings in Chariklo as reported by Braga-Ribas et al. (2014). Also, the optical depths of the extinction features were very similar, 0.4 and 0.05 for Chariklo rings and 0.7 to 1 for Chiron. This similarity is remarkable. The only exception to the similarities of the 2 m Faulkes telescope dataset on the occultation by Chiron compared to the 1.5 m Danish telescope dataset on the occultation by Chariklo is that the occultation of the primary body was not detected in the Faulkes data, whereas it was in the 1.5 m Danish telescope lightcurve, but this difference has no implication on the detection of the rings. A double-ring system with a gap might possibly be related to the presence of an unknown shepherd satellite, as we hypothesize in the discussion section.

Using the timing information that can be obtained from the plots in Figs. 2, 3 of Ruprecht (2013) and using the 7 s offset that the authors applied to the Faulkes lightcurve (as explained in Ruprecht 2013, they applied that shift in order to align the occultation midpoint with the one seen in the IRTF data) we can derive approximate times for the disappearance of the rings as seen from the Faulkes 2 m telescope in Haleakala and from the IRTF telescope at Mauna Kea. A double-ring system is not resolved in the IRTF dataset because of its low time resolution (2 s), so the times derived from the plot correspond to the middle of the occultation time of the two proposed rings. For the Faulkes data we have taken the mean time of the occultations of the two proposed rings so that we have something that can be compared to the data derived from the IRTF.

Because we know the coordinates of the two observing sites, we can project the secondary events in the plane of the sky. We can also plot the chord that corresponds to the body detection observed from the IRTF (but not detected from the 2 m Faulkes telescope). An infinite set of ellipses corresponding to a ring

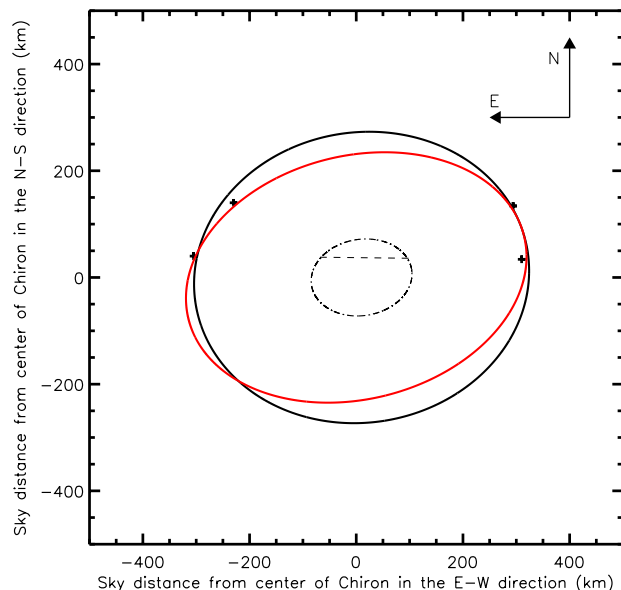


Fig. 1. Stellar occultation in 2011: the plus symbols indicate the locations in the plane of the sky where the sharp events in the lightcurves of Ruprecht (2013) took place. The upper points correspond to events detected from the Faulkes 2 m telescope in Haleakala, whereas the points below correspond to secondary events as seen from the IRTF 3 m telescope at Mauna Kea. The ellipse in thick black line shows a possible fit to the secondary events within a range of possible fits that satisfy several constraints (see text). The semi-major axis is 313 km and the semi-minor axis is 272 km. The ellipse in red line is an example of another possible fit. The semi-major axis of the ellipse is 324 km whereas the semi-minor axis is 228 km. The small dashed segment corresponds to the occultation chord of Chiron from IRTF. The smaller ellipse shows a tentative projected shape for Chiron that is compatible with the IRTF chord and is concentric with the ring system. The dimensions of this smaller ellipse are 190 and 143 km.

system can be fitted to the four secondary mean events in the sky plane in Fig. 1. This is because an ellipse has five parameters but we only have four datapoints.

We can, however, add a further constraint because we know that rings are made of material in circular orbits around the main body, so the center of the body must coincide with the center of the ellipse of the rings. Also, we know that Chiron's shape cannot be spherical (because Chiron shows a double-peaked rotational lightcurve, e.g., Bus et al. 1989), so we can impose the constraint that the center of the ellipse be below the Mauna Kea chord and slightly displaced with respect to the center of the chord. This results in a set of valid solutions for a mean ellipse representing the ring system. Valid fits are obtained for ellipses with a range of position angles from approximately 11° to 27° . The range of valid major-axis solutions is 314 km to 334 km. (These values correspond to the distance of Chiron's center to the ring system, not to any of the two individual components.) As a result, 324 km is the average ring diameter. The valid aspect angle or tilt angle of the ring system is approximately 31° to 45° , under the assumption that the ring system is circular, and we see it as an ellipse due to projection. Also the supplementary angles are possible, which implies that the range of angles from 135° to 149° is also valid. By definition, the aspect angle is the angle that the rotation axis of a body (or rings in this case) make with respect to the direction defined by the observer and the body. Using those angles we can determine approximate coordinates for the pole of the rings (which should coincide with

the pole of Chiron if we assume that the rings are equatorial) with an uncertainty of around 10° . Two valid sets of pole direction solutions are possible because the tilt angle of the ring system has two valid sets of angles, as mentioned before. The two valid solutions have been derived with an uncertainty of $\sim 10^\circ$. The first solution for the direction of the pole has ecliptic coordinates $\lambda = (352 \pm 10)^\circ$, $\beta = (37 \pm 10)^\circ$, and the other solution has coordinates $\lambda = (144 \pm 10)^\circ$, $\beta = (24 \pm 10)^\circ$.

The dimensions of the smaller ellipse shown in Fig. 1 are 190 km and 143 km for the major and minor axes, respectively. This is a tentative ellipse that is compatible with the IRTF chord and is a reasonable shape for Chiron's limb. The uncertainties in those values are higher than the typical uncertainties obtained from stellar occultations with high time resolution and high time accuracy. The reason is that only one chord on the main body was obtained, and as stated above, the center of the ellipse constraint is not very tight, so families of ellipses are compatible with the sharp secondary events. The equivalent diameter of the 190×143 km ellipse is somewhat smaller than the 218 ± 20 km equivalent diameter determined from *Herschel* Space Observatory measurements (Fornasier et al. 2013), but thermal emission of the rings and dust around Chiron might have contributed and was not separately accounted for in Fornasier et al. (2013). Besides this, there are other equivalent diameter estimations from thermal modeling in the literature that indicate considerably smaller diameters than the 218 km for Chiron. We have compiled different values from the literature: Fernández et al. (2002) determined a diameter of 148 ± 8 km, Groussin et al. (2004) found 142 ± 10 km, Lebofsky et al. (1984) found $180 \pm 40/50$ km, and Altenhoff & Stumpff (1995) found 198 ± 20 km. On the other hand, Campins et al. (1994) found values of 148 ± 22 km in 1991, 176 ± 20 and 208 ± 20 km in 1993, and 188 ± 12 and 182 ± 26 km in 1994. All these results are lower than the *Herschel* value of 218 km, and the scatter may indicate that Chiron was observed at different rotational phases (and that Chiron could be a rather elongated body), or maybe the rings contributions or the contributions from dust could be playing a role. But differences in the thermal modeling by different authors and even mistakes or problems with the observations might also be playing a role by leading to a considerable scatter.

We must note that the IRTF lightcurve shows another brightness dip at around 8.262 UT with a similar depth to one of the secondary symmetrical events of the rings. This event therefore appears to be real, not noise. If it is real, it might be due to a small satellite or due to dust or even to an incomplete ring (an arc) because it does not have a symmetrical counterpart after the occultation of the main body. It is also curious that the number of dimming events in the IRTF and Faulkes lightcurves is apparently larger than the number of brightening events. In a pure noise distribution we should expect the number of dimming events to be nearly identical to the number of brightening events of the same magnitude, but this does not seem to be the case in these observations. This might be a hint of the existence of plenty of debris in different orbits around Chiron. However, one should be cautious because large seeing changes can sometimes produce dimmings in synthetic aperture photometry.

2.2. Stellar occultations in 1994 and 1993

The next step is to compare the two proposed ring systems (the two orientations) to previous occultation data in order to see if they are compatible with the observations. Although the 1994 data are poorer in quality than in 2011 and some details cannot be completely determined, it makes sense to try to check whether

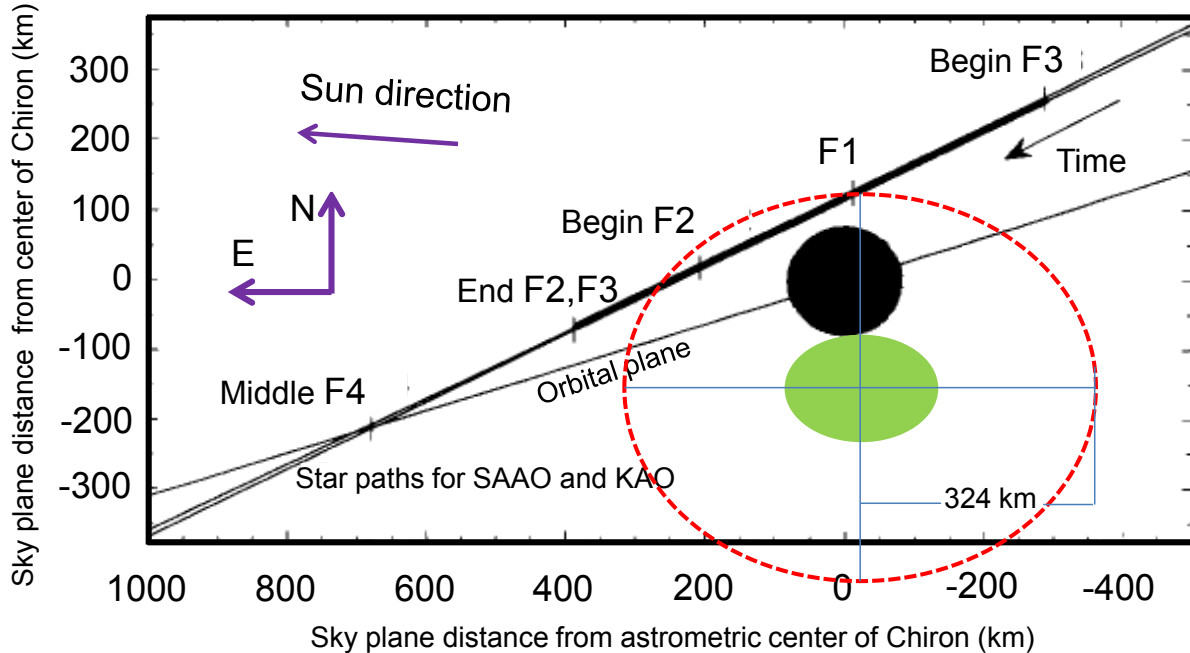


Fig. 2. Stellar occultation in 1994: adapted Fig. 2 of [Elliot et al. \(1995\)](#) showing the plane of the sky centered on Chiron (whose center was determined astrometrically, not from the occultation). The location of the relevant lightcurve features are indicated by labels F1, F2, F3, and F4. See [Elliot et al. \(1995\)](#) for the description of the features and to get relevant data regarding the occultation. The incomplete black circle corresponds to the position where a spherical Chiron should have been with respect to the star paths for SAAO and KAO according to astrometric measurements. The orbit plane of Chiron is shown for reference. The red ellipse is the projected shape of a ring system whose pole was determined in 2011. The corresponding position angle of the ellipse in 1994 is 1 degree, and the aspect angle is 30 degrees or 150 degrees for the two pole solutions. The intersections of this ellipse with the star paths from the two observing sites indicate where sharp occultation events would be detectable. As can be seen, the ring would clearly cause both the F1 feature and the F2 feature (whose maximum sharpness was not at the beginning of the label F2 in this figure, but slightly later, see text). The filled ellipse corresponds to a plausible position and to the shape of Chiron.

the rings are incompatible with the 1994 observations. The two ring configurations resulting from the 2011 occultation are compatible with the sharp lightcurve feature reported in [Elliot et al. \(1995\)](#), with label F1 and possibly the feature with label F2. This is shown schematically in Fig. 2, which is an adapted version of Fig. 2 of [Elliot et al. \(1995\)](#) in which we incorporate an approximate ring position compatible with the observations and the position of the main body. In our version we need to shift the main body to the southwest compared to the [Elliot et al. \(1995\)](#) plot. This is not a problem because the position of the main body was not determined by [Elliot et al. \(1995\)](#) based on the occultation itself, but based on astrometry, which is typically accurate to the ~ 20 mas level in optimal situations, so a displacement of around ~ 10 mas to the southwest, which we require, is perfectly conceivable.

The optical depth of the F1 feature is 0.92 according [Elliot et al. \(1995\)](#), and the optical depths of the 2011 features are around 0.7 to 1, according to [Ruprecht \(2013\)](#). These are very similar values in terms of extinction and also have very similar widths (5 to 9 km and 3 to 7 km respectively, according to the respective authors). Feature F2 in [Elliot et al. \(1995\)](#) is broader than the extremely sharp F1 feature, with a width of 74 km, but the deeper part of F2, which is three to four times smaller, can be consistent with a ring feature. Maybe this feature is broader than F1 because it takes place in a part of the rings where there are fewer particles so a drop of star's light as sharp as in F1 should not be expected. It is possible that the ring system is not homogeneous azimuthally. [Elliot et al. \(1995\)](#) also mention two other features labeled F3 and F4 in their occultation lightcurves, but

those features are very broad and shallow, and they are hardly significant above the noise; if real, they are not associated to the ring system for which much sharper brightness drops are needed. They could be associated with dust or debris around Chiron. [Elliot et al. \(1995\)](#) proposed a gravitationally bound coma to explain these very broad features.

Concerning the 1993 occultation, the ring configuration can be compatible with the sharp feature labeled A4 in Fig. 3 in [Bus et al. \(1996\)](#). In fact, the A4 feature is consistent with the F2 feature of [Elliot et al. \(1995\)](#). This A4 feature is < 24 km in width, according to [Bus et al. \(1996\)](#). One must also note that another ring extinction feature should have been detected in site 4, but the feature, which should have been analogous to the F1 feature in [Elliot et al. \(1995\)](#), was perhaps not detected because of the longer integration time (1s) used at site 4, in comparison to the observations in [Elliot et al. \(1995\)](#). The very sharp and very brief F1 would therefore not be detected with the much poorer signal-to-noise ratio and poorer time resolution of [Bus et al. \(1996\)](#). The star that was occulted in 1994 was brighter than $m_V = 11.9$ mag, whereas the star occulted in the 1993 event was around two magnitudes fainter.

In summary, detecting sharp features in 1993 would have been difficult. An alternative explanation for the lack of a clear detection of a counterpart feature of F1 could be that the ring system is not homogeneous and can have gaps or regions with fewer particles (which rotate with the orbital period of the particles in the rings). If the ring system were homogeneous, other lightcurve features associated with the rings should have been recorded from sites 1, 2, and 3 (Fig. 3), but we must note that

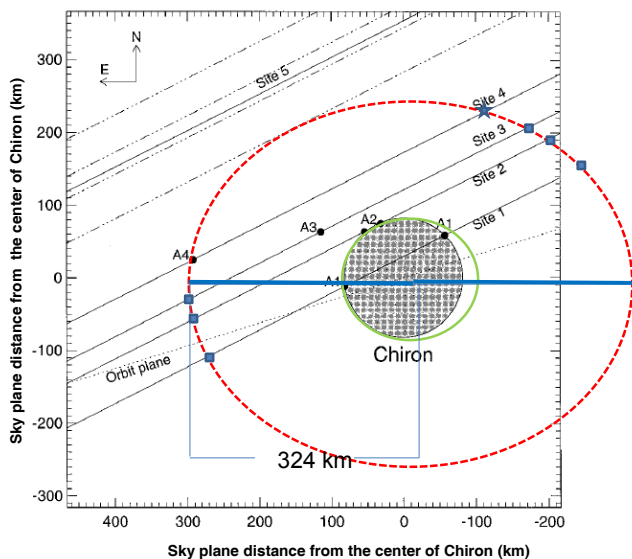


Fig. 3. Stellar occultation in 1993: Adapted from Fig. 5 of [Bus et al. \(1996\)](#) in which the sky plane for the region surrounding Chiron is shown. The ellipse (dashed line) shows the ring of Chiron that would cause the A4 feature and is compatible with the orientation derived from the two pole solutions derived from the 2011 occultation. The position angle is 1 degree, and the aspect angle is 30 degrees or 150 degrees. The star symbol indicates another intersection of the ring with the star path for site 4, where another secondary event should have been detected from site 4 (see text), and the small squares show locations where secondary events should have been detected if the observations at the particular observing sites obtained data with high signal-to-noise ratio, which was not the case. The disk of Chiron is shown based on a circular fit to the occultation chords, but in green we show an alternative disk of Chiron. See main text.

the telescopes employed at those sites were all smaller than the telescope used for the detection of the A4 feature, so that the poor signal-to-noise ratio and the longer integration times used in those sites would have prevented the detection of the ring features.

This also happened in the occultation by the rings of Chariklo, where several stations used integrations that were too long and telescopes that were too small to clearly detect the ring occultations ([Braga-Ribas et al. 2014](#)). Feature A3 in [Bus et al. \(1996\)](#) is dubious because the brightness drop does not seem to be below the 1-sigma noise level and does not seem real at all compared with the stronger A4 feature. But even if A3 were real, it might be related to dust or debris around Chiron, not to the ring system. In Fig. 3 we show an alternative disk for Chiron to the circular fit proposed in [Bus et al. \(1996\)](#). The shape of Chiron is known to be non-spherical, so the projection should not be a circle. The shown elliptical limb for Chiron is concentric with the ring's ellipse. The proposed ellipse is just for illustration. It is not a real fit to the chords, but it illustrates that non-spherical shape solutions are indeed possible for explaining the observed chords. Because Chiron is smaller than a dwarf planet, its shape is very likely to be somewhat irregular, so slight deviations from a pure ellipsoid are also expected. As a result, perfect fits to the chords with no residuals using a pure ellipse are unlikely.

Combining the information from both occultations in 1993 and 1994, we should point out that for a feature at approximately the same distance from the center in both occultations, statistical likelihood is higher for a fixed ring system than a jet. Our view is therefore that at least some of the extinction features observed

in 1993, 1994, and 2011 are compatible with the ring system and not compatible with a jet. We should keep in mind that Chiron was not reported to be active in those years, since no outbursts or coma was reported, so it is difficult to envision how a jet could have formed. Also, the dust size distribution derived in the 1994 occultation by [Elliot et al. \(1995\)](#) is very different from the typical size distribution in cometary jets observed from the ground and, in particular, to the size distribution of comet Halley observed by the Giotto spacecraft ([Lamy et al. 1987](#)). On the other hand, the very narrow ejection angle needed for the jet has never been observed in comets. These and other points raised in section 6 allow us to reject the jet interpretation for the narrow and dense extinction features. A moderate range of possible position angles and aspect angles of the ring system in the 1993 and 1994 occultations are compatible with the constraints from the ring size and from the requirement that the rings be concentric with the main body. In theory, that range of angles can be used to refine the direction of the pole derived from the 2011 occultation. However, no improvement has been obtained.

3. Constraints from published spectra

The spectra of Chiron reported in the literature show variable water-ice spectral features at $2.02 \mu\text{m}$ and $1.5 \mu\text{m}$ ([Foster et al. 1999](#); [Luu et al. 2000](#); [Romon-Martin et al. 2003](#)). The water ice feature even disappeared in spectra taken in 2001, as reported by [Romon-Martin et al. \(2003\)](#) using spectra from the 8 m VLT, whereas the water ice feature could be detected only a few years earlier (in 1997) by [Foster et al. \(1999\)](#) despite using a smaller telescope. We can explain the water-ice spectral feature and even its disappearance with a ring system.

Because we know that the rings of Saturn show prominent spectroscopic water ice features, we think that the water ice in Chiron is in the proposed rings, not on Chiron's surface. Under the assumption that the water ice is only in the rings, the mechanism that can explain the disappearance of the water ice feature is the change in the aspect angle of the rings. This aspect angle is very close to 90° in 2001 (see Fig. 4) if we use the first orientation of the ring system ($\lambda = (352 \pm 10)^\circ$, $\beta = (37 \pm 10)^\circ$), and around 70° for the second ring pole orientation ($\lambda = (144 \pm 10)^\circ$, $\beta = (24 \pm 10)^\circ$). For both ring orientations, the large decrease in the cross section of the rings can explain the disappearance of the water ice feature in 2001. The changing behavior of the water-ice absorption features in Chariklo has been recently shown to be a result of the changing aspect angle of Chariklo's rings ([Duffard et al. 2014a](#)). Thus, in Chiron we would be seeing the same effect.

According to [Groussin et al. \(2004\)](#), the composition that best matches both the observed reflectance spectra and albedo of Chiron corresponds to an areal mixture of 30% of water ice plus 70% of refractory material and a common grain size of $10 \mu\text{m}$. In other words, 30% of the area of Chiron would be covered with ice, and 70% of the area would be covered with dark material. Because the geometric albedo determined by [Groussin et al. \(2004\)](#) was 0.11 and because the typical albedo of the dark material (p_d) in outer solar system bodies is around 0.05 to 0.08, the albedo of the water ice particles (p_w) can be obtained from $0.11 = 0.7p_d + 0.3p_w$, hence $p_w = 0.27$ if we use $p_d = 0.05$ and $p_w = 0.19$ if we use $p_d = 0.08$. If we assume that the water ice particles are all in Chiron's rings, the work by [Groussin et al. \(2004\)](#) implies that the rings must be at least 30% of the total area of Chiron's system. But we think that the area of the rings is even slightly larger than 30% of the total area. The area of Chiron's main body is πr^2 with $r = 90 \text{ km}$ (an intermediate

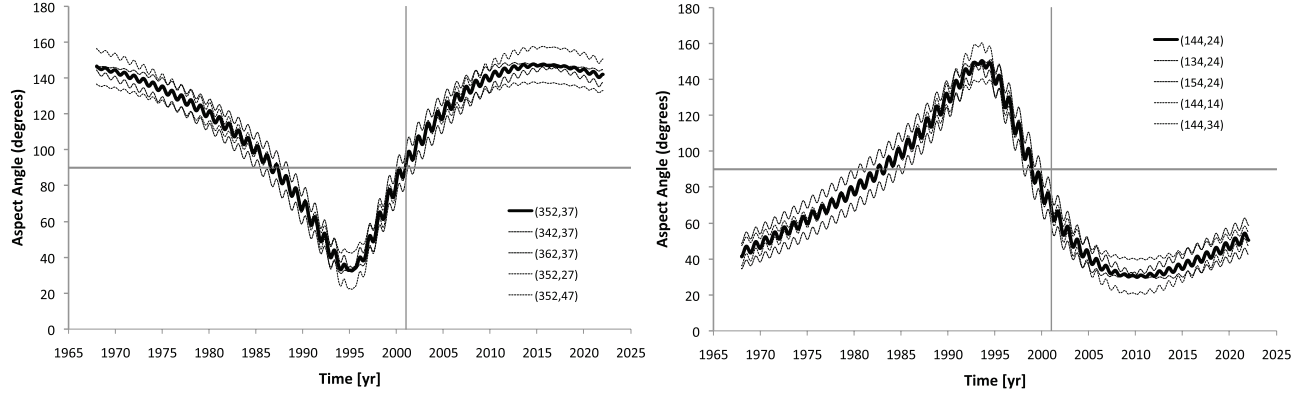


Fig. 4. Aspect angle versus time. *Left panel:* the continuous line shows the aspect angle of Chiron’s rings as a function of time for the nominal pole direction that we obtained from the analysis of the occultations of the rings ($\lambda = 352 \pm 10^\circ$, $\beta = 37 \text{ deg} \pm 10^\circ$). The rest of the lines correspond to solutions within the uncertainties of the nominal pole. The vertical and horizontal lines are shown to highlight that in 2001 the aspect angle of the rings was 90 degrees. The *right panel* shows the aspect angle as a function of time for the other pole direction ($\lambda = (144 \pm 10)^\circ$, $\beta = (24 \pm 10)^\circ$).

size of all the values mentioned in the previous section), whereas that of the rings is approximately $2\pi r_{\text{ring}} w_p$ where r_{ring} is the radius of the rings (324 km), and w_p is the combined width of the two rings seen from the observer (10 km, from the 2011 occultation). This means that the area of the rings can be around 50% of the total Chiron system. With the new percentages, the albedo of Chiron’s system is $0.11 = 0.5 \times 0.05 + 0.5 \times p_w$ so we can derive the albedo of the ring particles p_w . The new value is $p_w = 0.17$ if we use $p_d = 0.05$ and $p_w = 0.14$ if we use $p_d = 0.08$. Thus we think that the rings geometric albedo is in the 0.14 to 0.17 range based on the spectroscopy constraints, but could be up to 0.27 if the rings fractional area is around 30% of the total system. This range of albedo values will be used in the next section to model Chiron’s historical brightness evolution.

Because the 2001 spectra were taken while Chiron was experiencing a clear activity outburst, it might be argued that the dust released in the outburst would dominate the reflected light and thus this could hide the water ice spectral feature. However, we have simulated this effect using the measured brightness increase of Chiron in 2001 and assuming that all this increase went to spectrally featureless dust. This means changing the areal mix in the spectroscopy models to around 85% of spectrally featureless material. Even though the water ice spectral feature gets somewhat diluted in the simulations with 85% of spectrally neutral dust (see Fig. 8 of Groussin et al. 2004), the water ice band is still detectable, so the outburst cannot completely hide the water ice feature. Another mechanism must therefore be in action or combined to the outburst to hide the water-ice spectral feature. Maybe an instrumental problem is the explanation, but the change in the aspect angle of the rings mentioned in the first paragraph of this section is the easiest explanation.

4. Constraints from long-term photometry

Using a compilation of absolute magnitude measurements of Chiron at different epochs from Belskaya et al. (2010), we realized that the two deep maxima in absolute magnitude (brightness minima) coincide with the epochs when the proposed rings were edge-on with respect to an Earth observer (aspect angle of 90 degrees). In Fig. 5 we plot the absolute magnitude and the sine of the aspect angle of the rings for the two pole solutions, as a function of time. We do this to illustrate when the rings are edge-on (maxima of the curves) and to compare the maxima in the curves with the absolute magnitude measurements. As can be

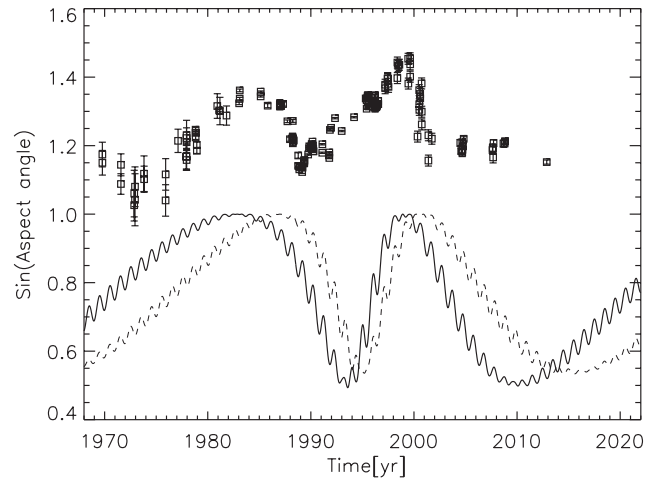


Fig. 5. Coincidence of the brightness minima with aspect angle near 90 degrees. With a continuous line we show the sine of the aspect angle of Chiron as a function of time using the preferred pole solution ($\lambda = 144^\circ$, $\beta = 24^\circ$). The dotted line corresponds to the other solution for the pole direction ($\lambda = 352^\circ$, $\beta = 37^\circ$). The square symbols represent the absolute magnitude of Chiron from Belskaya et al. (2010) divided by a factor 5 for easier viewing. As can be seen, there is coincidence between aspect angle and absolute magnitude, but there is a shift between the aspect angle maxima and the absolute magnitude maxima for the $\lambda = 352^\circ$, $\beta = 37^\circ$ pole solution.

seen, the second pole solution ($\lambda = (144 \pm 10)^\circ$, $\beta = (24 \pm 10)^\circ$) gives a better match to the times when the maxima in absolute magnitude (brightness minima) are reached. Our explanation of this coincidence is that the rings have an important effect on the long-term brightness of Chiron’s system, and we built a simple model for the brightness of Chiron’s main body and its ring system, in which a large portion of the brightness comes from the rings. A similar model was built to successfully explain Chariklo’s absolute magnitude changes over time (Duffard et al. 2014a).

With the second pole direction ($\lambda = (144 \pm 10)^\circ$, $\beta = (24 \pm 10)^\circ$), an overall match to the absolute magnitude measurements of Chiron (except the parts with large brightness excursions due to activity outbursts) can be obtained. Activity outbursts were

observed in 1989 (e.g., Meech & Belton 1989) and in 2001 (Romon-Martin et al. 2003). Also, Bus et al. (2001) suggest that an outburst could have taken place around the 1970s. The key feature of the model is the inclusion of the changing aspect of Chiron's rings.

The model is very simple and takes the total flux coming from both Chiron's nucleus and its rings into account:

$$\frac{F_{\text{tot}}}{F_{\text{Sun}}} = A_p p_V f(\alpha) + p_V^{\text{Ring1}} f'(\alpha) 2\pi W_1 a_1 \mu + p_V^{\text{Ring2}} f'(\alpha) 2\pi W_2 a_2 \mu \quad (1)$$

where F_{tot} is the flux received at Earth, F_{Sun} the solar flux at Chiron, A_p the projected area of Chiron's nucleus, p_V the geometric albedo of the main body, $f(\alpha)$ the solar phase function, p_V^{Ring1} the albedo of the first ring, $f'(\alpha)$ the solar phase function of the ring, μ the absolute value of the cosine of the observer zenith angle from the rings (which coincides with the cosine of the rings' aspect angle), and $2\pi W_i a_i \mu$ is the projected area of the rings, where W_i is the radial width of the i ring, and a_i the radial distance of each ring to the main body.

The solar phase function $f(\alpha)$ we take as equal to 1 for all phase angles, which is a valid approximation because we know that the phase angle dependence is weak (around a few percentage points of magnitude per degree according to Belskaya et al. 2010), and the phase angle (α) in Centaurs is only a few degrees at most. We assume the same for the rings' phase function.

We take the albedo of the rings as 0.17 from the spectroscopy constraints, and a_i was taken as 324 km from the occultation results. The geometric albedo of Chiron's main body, p_V , was taken as 0.08 from Lebofsky et al. (1984) because the observations in that work were performed when the ring was almost edge on, so the albedo determination was not contaminated by the rings. Besides, the surfaces of the centaurs are thought to be like those of the comets, whose geometric albedo is typically around a few percentage points. Comets and Centaurs are dynamically linked, so it seems reasonable that both populations have similar albedos. It is important to note that μ for the different epochs depends on the rings' pole direction. Also, the projected area A_p was computed by assuming that Chiron is a triaxial ellipsoid with the following dimensions: $a = 100$ km, $b = 84$ km, and $c = 70$ km, where a, b, c are the semimajor axes of the triaxial ellipsoid describing the body.

These dimensions are obtained by using the a/b axial ratio determined for Chiron by Groussin et al. (2004) and putting the constraint that the equivalent diameter of a sphere is ~ 180 km. We use 180 km because this is an average value among all the values reported in the literature, as already mentioned in previous sections. The axial ratios were also used in the subsequent section to explain the amplitude of the rotational lightcurves. The model does not take the area of the rings occulted by the main body into account, but this is a tiny correction and would only affect a narrow range of aspect angles.

In Fig. 6 we show the brightness of Chiron and its rings from the model, together with the measurements of absolute magnitude of Chiron at different epochs compiled by Belskaya et al. (2010). These data are mostly comprised of the data by Duffard et al. (2002) and Bus et al. (2001)

In this model there are no free parameters because all the parameters are obtained from either the literature or from our results in the previous sections. However, given the uncertainty range in some of these parameters, it is useful to test the effect of some of them. The parameter that has the largest relative uncertainty is the geometric albedo of the rings, so we tested its

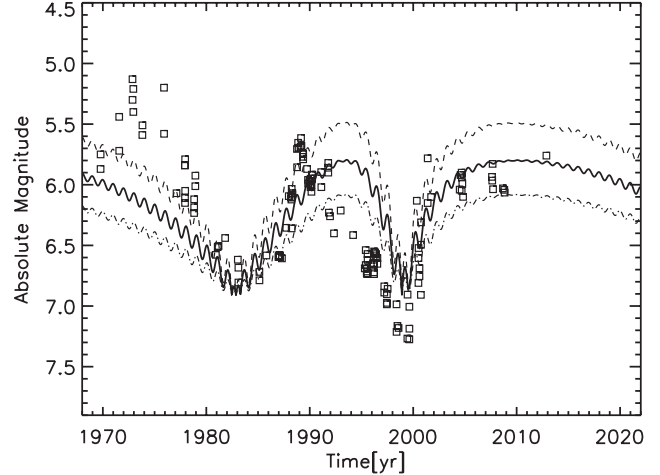


Fig. 6. Model to explain the absolute magnitude in V band. The continuous line shows the results from the nominal model that can explain the overall photometry of Chiron from Belskaya et al. (2010, square symbols). The upper and lower dashed lines represent models with ring albedos of 0.1 and 0.27, respectively.

effect by using a 0.1 albedo and a 0.27 albedo in addition to the nominal 0.17 value derived from the spectroscopy.

The lower line in Fig. 6 corresponds to a model with a geometric albedo of 0.1 for the rings. The central line shows the model with the nominal parameters (geometric-albedo of the rings 0.17), which provides better agreement with the observations. In the upper line we present a model with a geometric albedo of 0.27 for the rings. It is important to note that the contribution from the rings to the total visible flux is similar to that of the projected area of Chiron (except when the rings are seen nearly edge-on, at aspect angles around 90 degrees, when the rings do not contribute). This can explain a greater-than-one magnitude difference from maxima to minima. Chiron's exact shape is not a relevant factor for explaining the overall absolute magnitude measurements. A ring system is the only way that we can think to cause a large magnitude change of around one or more magnitudes. As already stated, the model fails to reproduce the brightness local maxima that are related to activity outbursts. We know that Chiron has been an active body, and outburst episodes are unpredictable. Besides that limitation, the model does not completely reproduce the absolute magnitude of the observed brightness minima because the observations show that the two brightness minima have different values. We can explain a deeper brightness minimum in 2000 than in 1983 if the albedo of Chiron had decreased significantly in the ~ 20 years from 1983 to 2000, which would be difficult to explain (unless there is some dark dust recoating the nucleus or extinguishing its signal). The same would be true if the size of Chiron had changed considerably in ~ 20 years, which is even more difficult to justify from a physical point of view. But there is an alternative way to explain the difference in the two minima, and we can model it easily. If we add the contribution of a cloud of debris or dust whose brightness decays exponentially with time, with a time constant of around ten years (see Fig. 7), we can explain the different depths of the two observed brightness minima. The only other parameters in the model are the albedo of the coma particles, which we set to 0.06 (a typical value of comet dust albedo), and the initial cross section of the cloud of particles, which we determined iteratively to be $\sim 85\,000$ km². This area

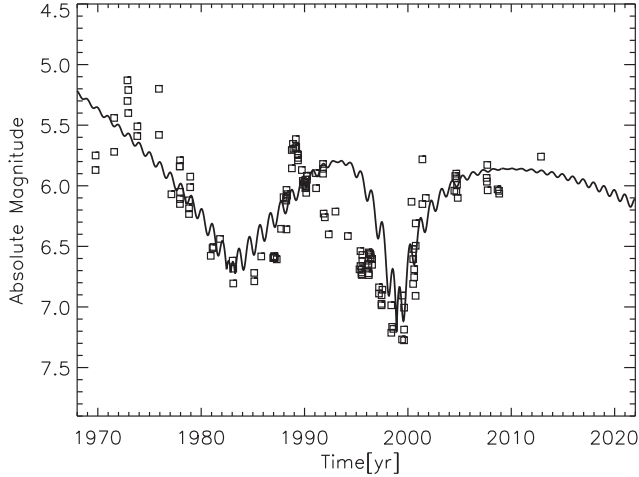


Fig. 7. Model that includes a vanishing coma to explain the absolute magnitude in V band. In continuous line we show the results from the model discussed in the text but including the contribution of an exponentially decaying coma. The observations as compiled in [Belskaya et al. \(2010\)](#) are shown as square symbols.

is comparable to the total cross section of Chiron and its rings. Mathematically, the modified model can be expressed with the following equation:

$$\frac{F_{\text{tot}}}{F_{\text{Sun}}} = A_p p_V f(\alpha) + p_V^{\text{Ring1}} f'(\alpha) 2\pi W_1 a_1 \mu + p_V^{\text{Ring2}} f'(\alpha) 2\pi W_2 a_2 \mu + A_c p_d \exp(-(t - t_0)/\tau_d) \quad (2)$$

where A_c is the initial scattering cross section of the cloud, p_d the geometric albedo of the dust, τ_d the decay time, t time, and t_0 is the initial time at which the dust cloud starts to decay.

Because there are hints of plenty of debris or dust around Chiron, it seems plausible that some debris may be escaping from Chiron with an exponential behavior, and therefore the cloud brightness could decay exponentially. [Elliot et al. \(1995\)](#) proposed that Chiron is surrounded by a bound coma to explain some of their observations. It seems possible that such a bound coma or cloud is not completely bound on time scales of tens of years and that some material is escaping slowly. An exponentially decaying coma has already been proposed for Chiron by [Meech & Belton \(1990\)](#) and [Duffard et al. \(2002\)](#), although with different time constants. Also, it is important to note that the absolute maximum in the photometry around 1973 is best explained in this scenario. In this modified model, we set the start of the decay (t_0) at the first year for which we have data (1970), but the decay might have started in 1973. This would provide an even better agreement with the photometry, but at the expense of adding more free parameters to the model, such as the time of outburst and the cloud growth parameters, for which we do not really have good constraints. Many other sophistications are possible for the model, including resurfacing or coating mechanisms, and modeling the outbursts, but they are not straightforward to implement. Here we just presented some rough ideas. In summary, the model whose key feature is a ring system with changing cross section is consistent with the overall behavior of Chiron's brightness.

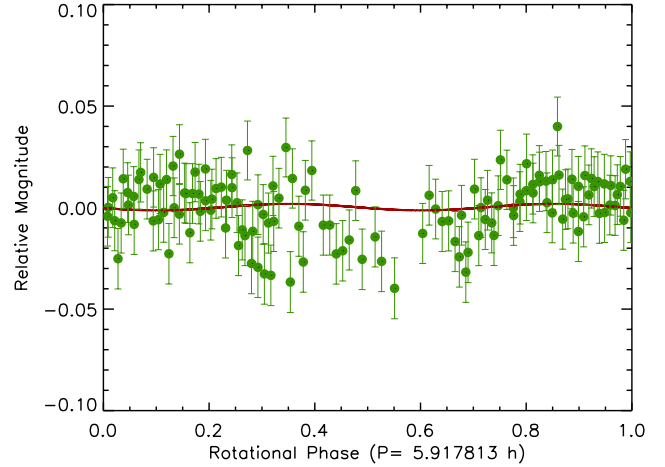


Fig. 8. Lightcurve of Chiron. Rotational lightcurve obtained from the CAHA 1.2 m telescope in 2013. A two-term fit (two oscillations per rotation cycle) is shown on top of the data. The Julian date for zero phase angle is 2 451 783.41511.

5. Lightcurve amplitude

We got 250 s R -band exposures of Chiron with the $4 \text{ k} \times 4 \text{ k}$ DLR-MKIII CCD camera of the 1.23 m Calar Alto Observatory telescope in Almeria, Spain. The field of view of the instrument was 21.5×21.5 arcmin, and the plate scale was 0.63 arcsec per pixel. The images were obtained on October 9 and 10, 2013. The telescope was tracked at the sidereal rate. Bias frames and twilight flatfield frames were taken each night to calibrate the exposures. No sign of coma was observed in the images. The profiles of Chiron were entirely identical to stellar profiles, so no signs of activity were detected. From the images we obtained time series relative photometry using the same techniques described in [Thirouin et al. \(2012\)](#). We used several synthetic aperture radii and chose the results that gave the lowest scatter. The final time series relative photometry is given in Table 1. From the photometry we derived the rotational lightcurve by phasing the photometry to the known 5.917813 h period of Chiron ([Bus et al. 1989](#); [Marcialis & Buratti 1993](#)). We fitted a two-term series to the lightcurve, because we know that the lightcurve is double-peaked ([Bus et al. 1989](#); [Marcialis & Buratti 1993](#)). The derived lightcurve amplitude turned out to be $0.003 \text{ mag} \pm 0.015$, so much smaller than the 0.088 mag amplitude derived by [Bus et al. \(1989\)](#) in 1986 and 1988. The lightcurve and the fit are shown in Fig. 8.

We also derived time series photometry of Chiron from CCD images that were obtained at the CASLEO 2.15 m telescope on August 26 and 28, 2000, but had not been analyzed. The images were obtained with a TK 1K CCD camera in the R -filter and consisted of 60 s to 100 s exposures. The field of view of the instrument was 4.6×4.6 arcmin, and the plate scale was 0.54 arcsec per pixel. The telescope was tracked at sidereal rate. Bias frames were available, but flatfield frames were not, so we applied no flatfield correction. This resulted in slightly poorer photometry than what would have been possible, but the results are still useful. We derived the time series photometry by using the same techniques as for the 1.23 m telescope images. The results are given in Table 1, and the rotational lightcurve is presented in Fig. 9. In this case the observations did not cover a full rotation of Chiron, but were enough to cover a substantial part of it and allowed us to fit an amplitude of 0.097 ± 0.039 mag.

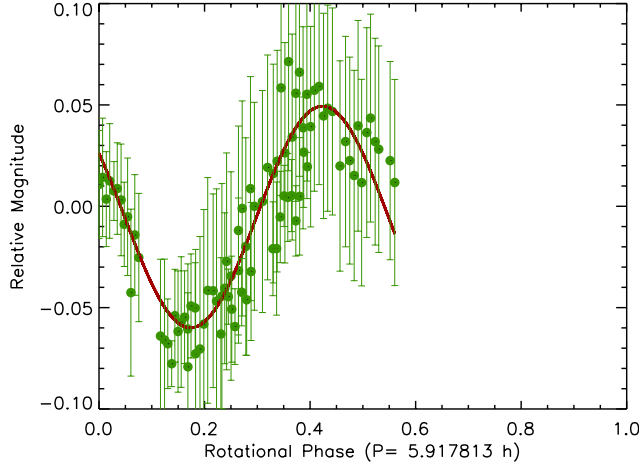


Fig. 9. Lightcurve of Chiron. Rotational lightcurve observed from CASLEO 2.15 m telescope in 2000. A two-term fit (two oscillations per rotation cycle) is shown on top of the data. The Julian date for zero phase angle is 2451783.41511.

We modeled the shape of Chiron’s nucleus as a triaxial ellipsoid, which is a first-order approximation. The cross section variations cause the main part of the rotational variability. For a triaxial ellipsoid, the amplitude of the lightcurve (Δm) is, according to Binzel et al. (1989),

$$\Delta m = 2.5 \log\left(\frac{a}{b}\right) - 1.25 \log\left(\frac{a^2 \cos^2 \xi + c^2 \sin^2 \xi}{b^2 \cos^2 \xi + c^2 \sin^2 \xi}\right) \quad (3)$$

where ξ is the aspect angle, and a , b , and c are the semi-axes lengths of the ellipsoid with $a > b > c$. This kind of model has already been used to determine the pole of Pholus, another centaur Tegler et al. (2005). The aspect angle is related to the ecliptic longitude and latitude of the spin vector (λ_p, β_p) by standard equations (e.g., Tegler et al. 2005).

However, this simple model, which is commonly used to model asteroid’s lightcurve amplitudes, does not take the brightness of rings into account. As pointed out before, this contribution is significant, and it attenuates the amplitude of the lightcurve whenever the rings are not edge-on. We computed the decrease in the amplitude as a function of time by adding the ring flux contribution as in Eq. (1).

Using axial ratios a/c of 1.43 and b/c of 1.2 and the preferred pole direction $\lambda_p = 144^\circ$, $\beta_p = 24^\circ$ derived from the occultation, we can explain the lightcurve amplitude of the Bus et al. (1989) data (which corresponds to data obtained in 1986 and 1988), the amplitude in subsequent years compiled by Groussin et al. (2004) and our new results obtained in the present work. All this is depicted in Fig. 10. The value of the a/c axial ratio is fairly irrelevant, because the lightcurve amplitude basically depends on the a/b ratio alone. We chose a ratio a/c rather arbitrarily, although it is consistent with the occultation of the main body. Other values of a/c can also result in good fits provided that the axial ratio b/c is chosen so that a/b is around 1.16. This a/b axial ratio of 1.16 ± 0.03 was found by Groussin et al. (2004). It is also important to note that some degree of rotational variability can be due to albedo variegations on Chiron’s surface. The model is a first-order approximation. Nevertheless, the agreement of the model with the observations is remarkable. The reduced χ^2 of the fit is 1.9. The pole solution $\lambda_p = 352^\circ$, $\beta_p = 37^\circ$ does not produce a satisfactory fit to the observed amplitudes.

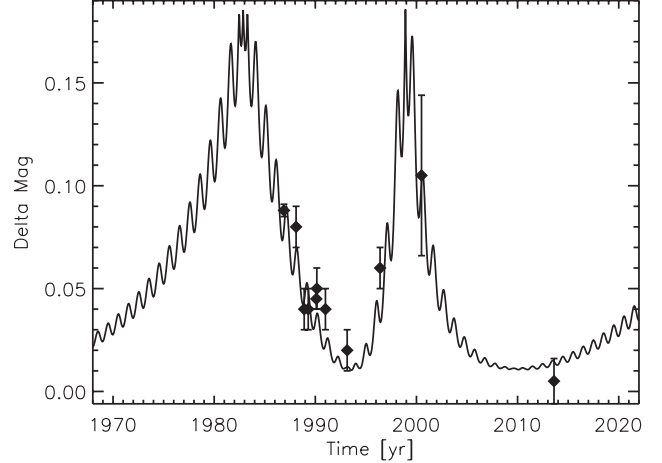


Fig. 10. Amplitude versus time: in continuous line we show the amplitude of the rotational lightcurve for an assumed triaxial shape of Chiron (with axial ratios $a/c = 1.43$ and $b/c = 1.2$) and using the nominal pole direction determined from the stellar occultations ($\lambda \sim 144^\circ$, $\beta \sim 24^\circ$). The diamond symbols represent the observed amplitudes for the specific dates of observation (see text). As can be seen, the model provides a good agreement with the observations.

6. Other support for the existence of a ring system

According to Ruprecht (2013), the very sharp occultation features in 2011 were symmetric jet-like features that could be caused by a near-circular arc or shell of material ejected by Chiron and expanding away from the nuclear surface produced by one or more active regions on the nuclear surface. But a shell would cause an occultation along the whole chord from the start to the end of the shell, not sharp isolated features. One can argue that the sharp features could be caused by the increased apparent optical depth of a narrow spherical shell at nearly tangent angles from the observer, but at least some degree of occultation should be detectable along the chords, but this was not the case. Besides this, the shell would have to be ellipsoidal, not spherical, to explain the features detected from the two observing sites, when they are projected on the sky plane.

To our knowledge, no ellipsoidal shells have ever been observed in a comet. And to make matters worse, there should be two concentric narrow shells with a small gap in between. Such narrow shells have never been observed in cometary coma. As a result, the shell explanation has many problems. Regarding jets, we cannot explain why they would give symmetrical configurations, and again, they should give rise to a double structure with a small gap in between. Also, it must be pointed out that Chiron was in a quiet state at the epochs of the occultations. It suffered no outburst and did not show coma in 1993, 1994, and 2011. Apparently there was thus no source from which a jet or a shell could emanate. In addition to all this, a jet or a shell cannot explain the sharp minima in Chiron’s long-term brightness. Therefore, not only are the rings a good explanation for all the features mentioned in the previous section, but alternative scenarios, such as a shell or a jet, also fail to explain the observed phenomena.

The presence of rings can be related to the considerable scatter in the values of the equivalent diameter and albedo of Chiron reported in the literature from thermal observations, because the ring contribution could be important, at least in the optical, and it strongly depends on the aspect angle. It is also remarkable that the

geometric albedo of the rings determined from the spectroscopic constraints is consistent with the geometric albedo of the rings that is used in the photometry model to explain the long-term brightness behavior of Chiron. On the other hand, the widths of the extinction features, their separations, and their optical depths are, as already mentioned in the introduction, nearly identical for Chiron and for Chariklo. These are clear indications that Chiron's extinction features are probably caused by the same type of structure as in Chariklo. Also, the radius of the rings can be a further indication: the radius of the proposed ring system in Chiron from our results is 324 ± 10 km, around a factor 0.82 smaller than for Chariklo, which is around 400 km (Braga-Ribas et al. 2014). This seems reasonable given that Chiron is smaller than Chariklo.

For plausible densities of both Chiron and a satellite, the ring system is within the Roche limit in both Chariklo and Chiron. Therefore, they would both have ring systems with similar features. Nevertheless, as already stated, Chiron's ring system would be brighter compared to Chiron than Chariklo's rings compared to Chariklo. Along with this, Chiron may have dust or debris in orbit, not just a ring system. All this might indicate that the proposed ring system could be younger than that of Chariklo, if the rings are formed from collisional or satellite disruption processes. See discussion section.

7. Discussion

The possibility that not only Chariklo but also Chiron, the second largest centaur after Chariklo, also has a ring system is remarkable. This might be a hint that the origin of the rings could be related to phenomenology specific to centaurs, or perhaps rings are common in the outer solar system from Jupiter and beyond. Also, as is the case for Chariklo's ring system, Chiron's ring system has a gap and the rings seem to have sharp edges. Both ring systems might thus be confined by shepherd satellites, as proposed in Braga-Ribas et al. (2014).

The rings in centaurs may come from material released from the main body after an impact, but the rings may also result from the destruction of a small satellite or from the release of material from a satellite upon impact. If the rings' origins have to do with collisions on the main body, smaller centaurs (which have a smaller cross section) would have a lower probability of developing rings. This might be tested in the future if we could observe occultations by Centaurs of different sizes. In these last two cases, the rings would result from two-step processes: first an event that generates one or several satellites and then a collision on a satellite. Whether the satellite or satellites result from the ejecta of direct collisions to the main bodies or result from other phenomena (for instance, the satellites were captured while the body dwelled in the trans-Neptunian belt or the satellites were formed from rotational fissions) needs to be investigated as well.

Several studies indicate that satellites may be very common in the trans-Neptunian belt and more common the closer they get to the primary object (Noll et al. 2008). They can come from very different formation scenarios. Even though capture is in general the favored mechanism, for small satellites close to the primaries, the main causes can be collisions or even primordial rotational fissions of the primaries. A shattering collision with a satellite in the lifetime of a centaur releasing material equivalent to a 1 km-radius body would occur only if the current flux of impactors in the centaur region is at least one or two orders of magnitude higher than what was derived in Levison et al. (2000). Such an enhanced flux rate compared to the one in Levison et al. (2000) would be consistent with the fact that the impact of a

nearly km-sized object has been observed on Jupiter after the Shoemaker-Levy 9 impact, and this requires a larger impact flux than previously thought (Sánchez-Lavega et al. 2010). In this view, therefore, it appears that the impact rate in the outer solar system has been underestimated in the past.

The rings might also come from sublimation-driven activity events on the satellites, but this would require that the satellite or satellites have more volatile material than the primary itself. Besides this, fine-grained material, which is typical of cometary activity, would easily disperse on small time scales thanks to solar radiation and would not easily form a long-lasting ring. Therefore, sublimation-driven activity on a satellite does not seem to be a very plausible cause for the rings' material.

Thus far, several occultations of bright stars caused by large TNOs have been recorded: from historical occultations by Pluto (Pasachoff et al. 2005; Elliot et al. 2003, 2007; Person et al. 2008; Young et al. 2008) to occultations by Varuna and a few others (Sicardy et al. 2010, 2011; Ortiz et al. 2012; Braga-Ribas et al. 2013). For some of these occultations, the stars involved were bright enough that a very good signal-to-noise ratio was achieved. Sharp secondary events caused by rings should therefore have been recorded already if rings were very common in trans-Neptunian objects (TNOs). This could mean that the rings in TNOs are not common, and in this interpretation, rings of centaurs would not be formed in the trans-Neptunian belt. But the lack of detecting any ring in TNOs could also be due to size concerns, because we have recorded the occultations of only the largest TNOs. Except for the occultation of (55 636) 2002 TX₃₀₀ (Elliot et al. 2010), which is a very peculiar TNO belonging to the so-called "Haumea family" and which is not very representative of most of the TNOs (Licandro et al. 2006), there are no recorded occultation events of TNOs in the size range of Chariklo and Chiron (180 km to 260 km in equivalent diameter). The smallest representative TNO whose occultation has been recorded is 2002 KX₁₄ (Alvarez-Candal et al. 2014). In that work an equivalent diameter between 365 and 455 km is reported, but no secondary events were observed despite the 0.265 s time resolution, which would have allowed the detection of rings of similar optical depths to those reported for Chariklo. And even if (55 636) 2002 TX₃₀₀ is not a very representative TNO, it must be mentioned that no brief secondary events were detected by Elliot et al. (2010), despite the very high time resolution (0.072 s) and good signal-to-noise ratio (105 for a hypothetical 1s integration). Their Fig. 1 clearly shows that the best lightcurve does not have brief sharp events prior to or after the main occultation.

There is, therefore, a slight indication that rings may be formed only in the Jupiter to Neptune solar system region where centaurs reside rather than in the trans-Neptunian region. This could perhaps be due to particularly enhanced collisional rates compared to the trans-Neptunian region. In this view the rings would form from collisions on the main body or on a satellite that was either primordial or captured while the object was in such a region.

One can wonder why rings have not been identified in main belt asteroids despite there having been many occultations observed with good time resolution. The lack of rings in the main asteroid belt may be related to the average impact speed in the asteroid belt compared to the impact speeds in the regions where the centaurs reside. But this is too speculative at the current time. Outside the main asteroid belt, in the Jupiter Trojan's reservoir of small bodies, there are fewer occultations observed than in the main asteroid belt. It may be interesting to point out that Agamemnon ((911) or 1919 FD), a large Jupiter Trojan, showed a secondary and sharp event during an

occultation (Timerson et al. 2013). This event has been interpreted as an indication of a small satellite of a few km, but perhaps it reveals the presence of a ring that was not detected in the other occultation chords simply because of insufficient signal-to-noise. The secondary event was only recorded by the observer who used the largest instrument, a 0.36 m telescope, whereas the other observers used 5 cm binocular video systems, which are too small for detecting secondary events of this sort. But a ring should have produced two symmetrical secondary events, not just one.

Therefore, the best explanation so far seems to be a satellite, although a partial or incomplete ring (an arc) should not be discarded yet. It must be noted that Agamemnon has large excursions of its magnitude as reported to the Minor Planet Center compared to the predictions from JPL ephemeris, much like Chiron's case. This large variability could be caused by a partial ring. We have done a search for Trojan asteroids that show brightness excursions in a similar to what Cikota et al. (2014) did to find main belt comet candidates. The only Trojans clearly showing large variations were Agamemnon, Achilles, and Aeneas.

Concerning the historical absolute magnitude of Chiron versus time, we can explain the brightness minima and the overall behavior with the ring system, which is remarkable. So far there has been no model that could explain the changing absolute magnitude of Chiron. Of course, there are details that cannot be fit by our model, particularly at the epochs of Chiron's activity outbursts, when episodes of sudden dust release take place. Concerning the activity outbursts, one could think that there are sublimation-driven active regions within the rings or at a high latitudes on Chiron's surface that get activated when the solar incidence angle is appropriate. However, as we show in the aspect angle plots versus time, the same aspect angles as those in the outburst epochs (for example, 1988-1989 and 2001) repeated at other epochs, but there were no activity outbursts in those years. The activity therefore cannot be completely controlled by insolation factors.

From our study we can propose other scenarios that would give rise to the transient development of coma. A possible scenario could be the fallback of debris that has not been accreted to the rings or the fall of material from the rings. The impact of debris on the surface of Chiron might suddenly release dust at unpredictable times. These outbursts would not be sublimation-driven, unlike the usual comet outbursts. If the debris follows a size distribution, it may be possible that small outbursts caused by debris of small size could be more frequent than the two outbursts detected thus far and these smaller outbursts would be detectable in accurate time series photometry measurements. In summary, we are proposing that activity outbursts could be caused by the fallback of material that may be part of the ejecta of an old collision of a small body with Chiron or with a satellite. Part of the ejecta could form a disk that could evolve to a ring and part of the ejecta could eventually fall back and cause transient comae.

Finally, we would also like to speculate on another interesting topic. An intriguing possibility is whether the color bimodality observed in the color distribution of centaurs (Peixinho et al. 2003, 2012) is due to centaurs with rings and centaurs without rings. Centaurs with rings would have a bluer or a more neutral color than the other centaurs because of the spectral contribution of the rings, which is different from that of the main body. Indeed, the centaur color distribution shows a group with red colors and a group of more neutral colors (among which Chiron and Chariklo). If the bimodality is caused by the presence of rings,

rings would be very common in centaurs. Recently, Peixinho et al. (2012) have proposed that the color bimodality is also present in small TNOs. If the color bi-modality and the presence of rings are related, small TNOs might therefore have rings as well and under this view the origin of the rings would most likely be in the trans-Neptunian region rather than in the Jupiter-Neptune region where the centaurs currently reside.

8. Conclusions

We presented occultation, photometric, and spectroscopic observations that indicate the presence of ring material around Chiron. In particular, the 2011 occultation lightcurve obtained by Ruprecht (2013) shows secondary events having similar characteristics to that recently found for Chariklo, another centaur. From the occultation an approximate diameter for the proposed ring system of 324 ± 10 km has been derived and two possible pole orientations determined. We favor the pole solution $\lambda \sim 144^\circ$, $\beta \sim 24^\circ$ because it can explain the rotational lightcurve amplitude better at several epochs and can explain the overall historic photometric behavior of Chiron (its absolute magnitude versus time). Also, the changing orientation of the proposed ring system is consistent with the observed variability in the water-ice spectral features. Even though the occultation evidence alone might not seem conclusive enough, the other lines of evidence presented in this paper and the similarities with Chariklo are sufficient to make a strong case for the existence of a ring system in Chiron. On the other hand, alternative scenarios, such as cometary jets or a cometary shell for the 2011 occultation features, cannot explain all the observations. That there can be two ring systems in the two largest centaurs might indicate that rings could be common in centaurs and perhaps even in small TNOs, especially if the color bimodality has something to do with the presence of rings. During the revision phase of this paper, the referee pointed out that a paper on the 2011 stellar occultation was submitted by Ruprecht et al. (2015), and a draft was kindly provided to us by the authors. We refer the reader to that publication for the most updated information on that occultation. Their timing remains the same as in Ruprecht (2013), therefore our calculations do not need to be changed.

Acknowledgements. We are grateful to the CAHA and CASLEO staffs. This research is partially based on observations collected at the Centro Astronómico Hispano Alemán (CAHA) at Calar Alto, operated jointly by the Max-Planck Institut für Astronomie and the Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC). This research was also partially based on observations carried out at the Complejo Astronómico El Leoncito, operated under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba, and San Juan. Funding from Spanish grant AYA-2011-30106-CO2-O1 is acknowledged, as is the Proyecto de Excelencia de la Junta de Andalucía, J.A. 2012-FQM1776 and FEDER funds. R.D. acknowledges the support of MINECO for his Ramon y Cajal Contract. A.A.C. thanks the FAPERJ and CNPq for financial support through diverse grants. We are grateful to an anonymous referee for helping us to improve the paper.

References

- Altenhoff, W. J., & Stumpff, P. 1995, *A&A*, 293, L41
- Alvarez-Candal, A., Ortiz, J. L., Morales, N., et al. 2014, *A&A*, 571, A48
- Belskaya, I. N., Bagnulo, S., Barucci, M. A., et al. 2010, *Icarus*, 210, 472
- Binzel, R. P., Farinella, P., Zappala, V., & Cellino, A. 1989, in *Asteroids II*, eds. R. P. Binzel, T. Gehrels, & M. S. Matthews, 416
- 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
- Bus, S. J., Bowell, E., Harris, A. W., & Hewitt, A. V. 1989, *Icarus*, 77, 223
- Bus, S. J., Buie, M. W., Schleicher, D. G., et al. 1996, *Icarus*, 123, 478

- Bus, S. J., A'Hearn, M. F., Howell, E., & Stern, S. A. 2001, *Icarus*, 150, 94
- Campins, H., Telesco, C. M., Osip, D. J., et al. 1994, *AJ*, 108, 2318
- Cikota, S., Ortiz, J. L., Cikota, A., Morales, N., & Tancredi, G. 2014, *A&A*, 562, A94
- Duffard, R., Lazzaro, D., Pinto, S., et al. 2002, *Icarus*, 160, 44
- Duffard, R., Pinilla-Alonso, N., Ortiz, J. L., et al. 2014a, *A&A*, 568, A79
- Duffard, R., Pinilla-Alonso, N., Santos-Sanz, P., et al. 2014b, *A&A*, 564, A92
- Elliot, J. L., Olkin, C. B., Dunham, E. W., et al. 1995, *Nature*, 373, 46
- Elliot, J. L., Ates, A., Babcock, B. A., et al. 2003, *Nature*, 424, 165
- Elliot, J. L., Person, M. J., Gulbis, A. A. S., et al. 2007, *AJ*, 134, 1
- Elliot, J. L., Person, M. J., Zuluaga, C. A., et al. 2010, *Nature*, 465, 897
- Fernández, Y. R., Jewitt, D. C., & Sheppard, S. S. 2002, *AJ*, 123, 1050
- Fornasier, S., Lellouch, E., Müller, T., et al. 2013, *A&A*, 555, A15
- Foster, M. J., Green, S. F., McBride, N., & Davies, J. K. 1999, *Icarus*, 141, 408
- Groussin, O., Lamy, P., & Jorda, L. 2004, *A&A*, 413, 1163
- Lamy, P. L., Gruen, E., & Perrin, J. M. 1987, *A&A*, 187, 767
- Lazzaro, D., Florczak, M. A., Angeli, C. A., et al. 1997, *Planet. Space Sci.*, 45, 1607
- Lebofsky, L. A., Tholen, D. J., Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J. 1984, *Icarus*, 60, 532
- Levison, H. F., Duncan, M. J., Zahnle, K., Holman, M., & Dones, L. 2000, *Icarus*, 143, 415
- Licandro, J., di Fabrizio, L., Pinilla-Alonso, N., de León, J., & Oliva, E. 2006, *A&A*, 457, 329
- Luu, J. X., & Jewitt, D. C. 1990, *AJ*, 100, 913
- Luu, J. X., Jewitt, D. C., & Trujillo, C. 2000, *ApJ*, 531, L151
- Marcialis, R. L., & Buratti, B. J. 1993, *Icarus*, 104, 234
- Meech, K. J., & Belton, M. J. S. 1989, *IAU Circ.*, 4770, 1
- Meech, K. J., & Belton, M. J. S. 1990, *AJ*, 100, 1323
- Noll, K. S., Grundy, W. M., Chiang, E. I., Margot, J., & Kern, S. D. 2008, in *Binaries in the Kuiper Belt*, eds. M. A. Barucci, H. Boehnhardt, D. P. Cruikshank, & A. Morbidelli, 345
- Ortiz, J. L., Sicardy, B., Braga-Ribas, F., et al. 2012, *Nature*, 491, 566
- Pasachoff, J. M., Souza, S. P., Babcock, B. A., et al. 2005, *AJ*, 129, 1718
- Peixinho, N., Doressoundiram, A., Delsanti, A., et al. 2003, *A&A*, 410, L29
- Peixinho, N., Delsanti, A., Guilbert-Lepoutre, A., Gafeira, R., & Lacerda, P. 2012, *A&A*, 546, A86
- Person, M. J., Elliot, J. L., Gulbis, A. A. S., et al. 2008, *AJ*, 136, 1510
- Romon-Martin, J., Delahodde, C., Barucci, M. A., de Bergh, C., & Peixinho, N. 2003, *A&A*, 400, 369
- Ruprecht, J. D. 2013, in Master thesis of the Massachusetts Institute of Technology, Department of Earth, Atmospheric, and Planetary Sciences <http://hdl.handle.net/1721.1/82301>
- Ruprecht, J. D., Bosh, A. S., Person, M. J., et al. 2013, *AAS/Division, Planet. Sci. Meet. Abstr.*, 45, 414.07
- Ruprecht, J. D., Bosh, A. S., Person, M. J., et al. 2015, *Icarus*, 252, 271
- Sánchez-Lavega, A., Wesley, A., Orton, G., et al. 2010, *ApJ*, 715, L155
- Sicardy, B., Colas, F., Maquet, L., et al. 2010, *BAAS*, 42, 993
- Sicardy, B., Ortiz, J. L., Assafin, M., et al. 2011, *Nature*, 478, 493
- Tegler, S. C., Romanishin, W., Consolmagno, G. J., et al. 2005, *Icarus*, 175, 390
- Thirouin, A., Ortiz, J. L., Campo Bagatin, A., et al. 2012, *MNRAS*, 424, 3156
- Timerson, B., Brooks, J., Conard, S., et al. 2013, *Planet. Space Sci.*, 87, 78
- Young, L. A., Stern, S. A., Weaver, H. A., et al. 2008, *Space Sci. Rev.*, 140, 93

6.2. Trabajo adicional: análisis de datos posteriores.

Con el propósito de comprobar que nuestros modelos fotométricos predicen los valores de magnitud absoluta y amplitud de la curva de luz de manera correcta, se ha continuado con el seguimiento observacional del centauro Quirón, obteniendo nuevos datos fotométricos. Se ha dividido esta sección en dos partes: en la primera se describen brevemente las observaciones realizadas y la reducción de datos (sección 6.2.1). A continuación, en la sección 6.2.2, se han puesto en contexto los nuevos resultados obtenidos con posterioridad al artículo de Ortiz et al. (2015).

6.2.1. Observaciones y reducción de datos

Se han llevado a cabo tres campañas de observación durante los años 2014 – 2016. Para ello se usaron tres telescopios diferentes en el observatorio de Calar Alto.

La primera campaña se realizó con el propósito de obtener la curva de luz rotacional de Quirón. Esta campaña está compuesta de tres series diferentes de noches de observación. La primera serie se llevó a cabo durante los días 18 y 19 de julio de 2014, usando el instrumento MOSCA situado en el telescopio de 3.5-m. La segunda y la tercera series se realizaron durante el 23 y 24 de julio y el 27 y 28 de octubre de 2014, respectivamente, con la cámara CCD DLR-MKIII del telescopio 1.23-m.

La segunda campaña de observación fue ejecutada del 11 – 14 de septiembre de 2015, para obtener la curva de luz rotacional y la magnitud absoluta de Quirón. El instrumento utilizado en esta campaña fue CAFOS, situado en el telescopio de 2.2-m. Las imágenes tomadas durante el día 12 de septiembre no se usaron debido a contaminación del flujo de Quirón por el flujo de otros objetos cercanos. Finalmente, la tercera campaña de

Table 6.1: Observaciones de Quirón realizadas en el observatorio de Calar Alto. Los filtros están basados en el sistema de Bessell. Las abreviaciones se definen como sigue: tiempo de exposición (t_{exp}), distancia heliocéntrica (r_{H}), distancia geocéntrica (Δ), y número de imágenes adquiridas (N).

Fecha	Telescopio	Instrumento	Filtro	t_{exp} (segundos)	r_{H} (au)	Δ (au)	N
2014 Jul 18	3.5-m	MOSCA	R	300	17.878	17.238	19
2014 Jul 19	3.5-m	MOSCA	R	300	17.878	17.225	14
2014 Jul 23	1.23-m	DLR-MKIII	Sin filtro	300	17.881	17.178	8
2014 Jul 24	1.23-m	DLR-MKIII	Sin filtro	300	17.882	17.167	27
2014 Oct 27	1.23-m	DLR-MKIII	Sin filtro	240	17.956	17.303	28
2014 Oct 28	1.23-m	DLR-MKIII	Sin filtro	240	17.956	17.310	40
2015 Sep 11	2.2-m	CAFOS	R	300	18.181	17.178	46
2015 Sep 13	2.2-m	CAFOS	R	300	18.182	17.179	70
2015 Sep 14	2.2-m	CAFOS	R	300	18.184	17.182	8
2016 Sep 02	2.2-m	CAFOS	R, V	300	18.396	17.416	6

observación se llevó a cabo el 2 de septiembre de 2016, con el propósito de obtener nuevas

162 Posible material con forma de anillo alrededor del centauro (2060) Chiron

medidas de la magnitud absoluta de Quirón, utilizando la misma instrumentación que en la segunda campaña. Todas las observaciones han sido realizadas con el modo binning 2×2 . Las características de las campañas de observación están expuestas en la tabla 6.1. Una mayor descripción de los telescopios y la instrumentación utilizada puede encontrarse en el capítulo 3, sección 3.1.1.

El rastro del objeto debido a su movimiento respecto al movimiento sidereal fue siempre despreciable. El telescopio fue apuntado siempre a las mismas coordenadas, cuando el intervalo de tiempo entre observaciones lo hizo posible, a fin de obtener siempre la misma región del cielo en las imágenes. En otras palabras, las imágenes no fueron centradas en Quirón, lo que permitió realizar la fotometría usando siempre las mismas estrellas de referencia, con el objetivo de minimizar errores sistemáticos en la fotometría. Las imágenes fueron corregidas de bias y flat-field tomados al principio de cada noche de observación.

Table 6.2: Parámetros utilizados en el análisis fotométrico. Las abreviaciones se definen como sigue: radio de apertura (aper.), radio interno del anillo de sustracción del fondo de cielo (an.), anchura del anillo de sustracción del fondo de cielo ($d_{\text{an.}}$), y número de estrellas de referencia (N_{\star}).

Fecha	aper. (píxeles)	an. (píxeles)	$d_{\text{an.}}$ (píxeles)	N_{\star}
2014 Jul 18	4	12	5	11
2014 Jul 19	4	12	5	11
2014 Jul 23	4	12	5	12
2014 Jul 24	4	12	5	12
2014 Oct 27	2	9	4	6
2014 Oct 28	2	9	4	6
2015 Sep 11	3	10	3	6
2015 Sep 13	3	10	3	6
2015 Sep 14	6	9	5	19 [†]
2016 Sep 02	6	9	5	1 [‡]

[†]Estrellas estándares Landolt: PG2213-006, PG2213-006A, SA110.229, SA110.230, SA110.232, SA110.233, SA92.245, SA92.248, SA92.249, SA92.250, SA92.425, SA92.426, SA92.355, SA92.430, PG2349+002, PG2336-004A, PG2336-004B, SA95.275 and SA95.276.

[‡]Estrella estándar Landolt: PG2213.006.

Para determinar la magnitud absoluta de Quirón se ha llevado a cabo la calibración de las imágenes usando estrellas estándares del catálogo realizado por Landolt (1992). Para la calibración de 2015, el punto cero en la banda R y el coeficiente de extinción fueron determinados simultáneamente, usando las estrellas Landolt observadas a distintas masas de aire (ver pie de nota de la tabla 6.2). Por otro lado, para la fotometría absoluta de 2016, se observó el campo Landolt PG2213 a varias masas de aire, con el objetivo de comprobar que la noche fue fotométrica. Las tres imágenes de Quirón en cada filtro (R y V) fueron

calibradas directamente usando las observaciones de la estrella estándar PG2213_006, las cuales fueron tomadas a las mismas masas de aire que Quirón; por lo tanto, no hizo falta corregir de extinción.

6.2.2. Análisis de datos y resultados

De las imágenes obtenidas, utilizando fotometría de apertura relativa, se ha obtenido la curva de luz rotacional de Quirón. Las medidas fotométricas fueron representadas utilizando el período rotacional conocido de 5.917813 ± 0.000007 h, que fue derivado por Marcialis and Buratti (1993).

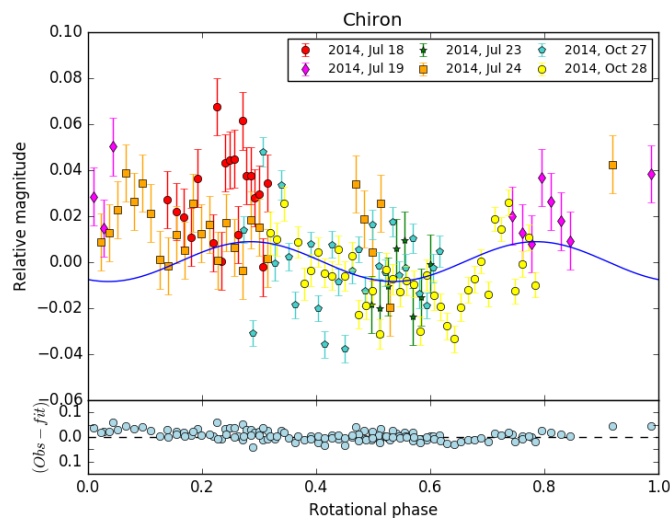
Debido a que la curva de luz de Quirón es de doble pico (Bus et al., 1989; Marcialis and Buratti, 1993), el ajuste se hizo utilizando una serie de Fourier de segundo orden, que dio como resultados las amplitudes de las curvas de luz rotacionales de 0.016 ± 0.004 y 0.020 ± 0.005 mag, para las campañas de observación de 2014 y 2015, respectivamente. Los procedimientos son los mismos que se encuentran descritos en Fernández-Valenzuela et al. (2016).

Las curvas de luz resultantes de la fotometría relativa se muestran en la figura 6.2. Los paneles superiores muestran los datos observacionales, con el ajuste de Fourier de segundo orden superpuesto a ellos. Los paneles inferiores muestran los residuos de los datos observacionales al ajuste.

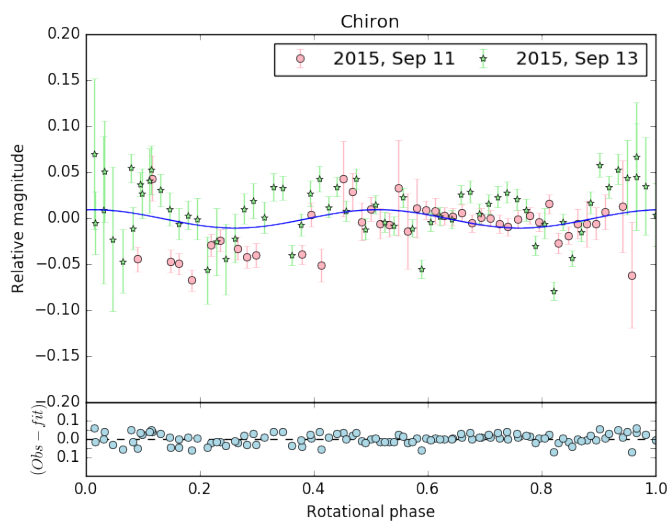
Para determinar la magnitud absoluta de Quirón, se llevó a cabo la calibración absoluta de las imágenes, utilizando las estrellas estándares Landolt, como se describió en la sección anterior. La magnitud aparente de Quirón fue determinada mediante un conjunto de imágenes que dieron como valor medio 17.64 ± 0.05 mag en la banda R , del que se obtiene un valor de la magnitud absoluta de 5.17 ± 0.05 mag (usando los datos de 2015). Esta medida es alrededor de 0.4 mag más brillante de lo esperado (ver figura 6.3a). Con el objetivo de comprobar si Quirón retornaba a su nivel de brillo normal, se realizaron nuevas observaciones el 2 de septiembre de 2016. El resultado obtenido muestra todavía un incremento de la magnitud absoluta, siendo ésta de 5.38 mag y 5.71 mag en las bandas R y V , respectivamente. Usando el color $V - R$ obtenido en 2016, aplicado a las medidas en la banda R de 2015, se obtuvo el valor de la magnitud absoluta en la banda V para ese mismo año, siendo este de 5.51 ± 0.05 mag.

Los resultados obtenidos, tanto de amplitud de la curva de luz, como de magnitud absoluta, han sido representados en la figura 6.3. En ambas gráficas, los puntos rosas muestran los resultados obtenidos en esta sección. Como se puede ver, las amplitudes de la curva de luz concuerdan con el modelo propuesto por Ortiz et al. (2015).

Aunque los valores obtenidos de la magnitud absoluta de Quirón son ligeramente mayores de lo esperado, están en concordancia con el modelo propuesto por Ortiz et al. (2015). Por lo tanto, estas nuevas medidas de la magnitud absoluta y la curva de luz, apoyan la suposición de la existencia del sistema de anillos de Quirón.

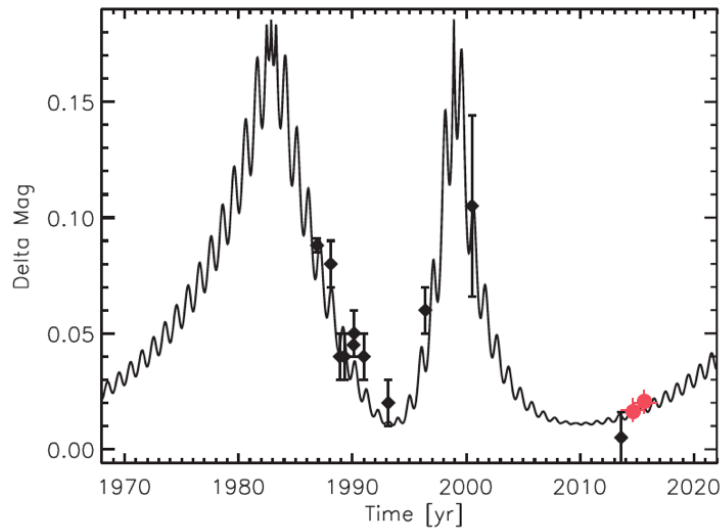


(a) Curva de luz rotacional de Quirón de 2014.

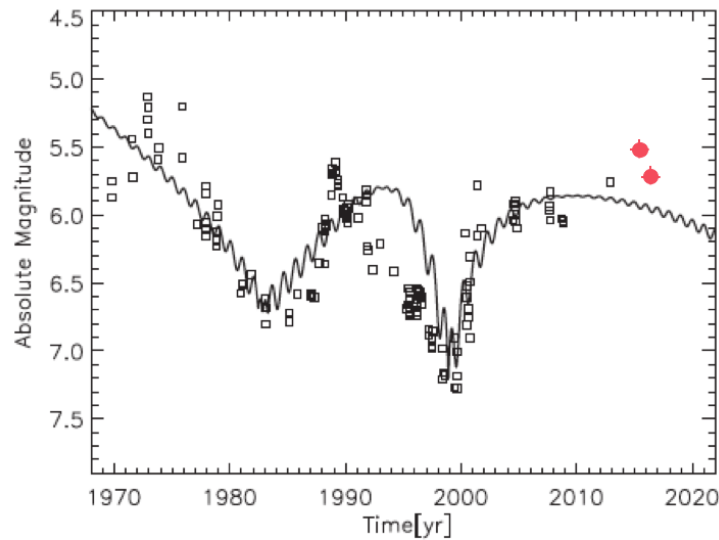


(b) Curva de luz rotacional de Quirón de 2015.

Figure 6.2: Curvas de luz rotacionales de Quirón en diferentes épocas usando el período rotacional de 5.917813 h. En ambos casos los datos se ajustaron a una función de Fourier de segundo orden. (a) El panel superior contiene 136 medidas en total y muestra la curva de luz de Quirón resultante de la fotometría relativa de 2014, usando el instrumento MOSCA del telescopio de 3.5-m (18 y 19 de julio) y la cámara CCD DLR-MKIII del telescopio de 1.23-m (23 y 24 de julio y 27 y 28 de octubre) localizados en CAHA. La amplitud de la curva de luz obtenida es 0.016 ± 0.004 mag. El panel inferior muestra los residuos de los datos observacionales al ajuste de Fourier de segundo orden, con un valor medio de la dispersión de 0.021 mag. (b) El panel superior contiene 116 medidas en total y muestra la curva de luz de Quirón resultante de la fotometría relativa de 2015, realizada con el instrumento CAFOS del telescopio de 2.2-m de CAHA. La amplitud de la curva de luz obtenida es 0.020 ± 0.005 mag. El panel inferior muestra los residuos de los datos observacionales al ajuste de Fourier de segundo orden, con un valor medio de la dispersión de 0.029 mag.



(a) Evolución temporal de la amplitud de la curva de luz de Quirón.



(b) Evolución temporal de la magnitud absoluta de Quirón.

Figure 6.3: Evolución temporal de los modelos desarrollados para la amplitud de la curva de luz y la magnitud absoluta (Ortiz et al., 2015). (a) Amplitud de la curva de luz de Quirón en función del tiempo. El modelo tiene en cuenta la forma triaxial de Quirón y la contribución del brillo de los anillos. Los puntos representados mediante rombos hacen referencia a las amplitudes de las curvas de luz obtenidas en diferentes épocas. Los puntos rosas representan los datos observacionales obtenidos en este trabajo durante 2014 y 2015. (b) Magnitud absoluta de Quirón incluyendo la contribución de sus anillos y un desvanecimiento de la coma en función del ángulo de aspecto. Los cuadrados representan las observaciones compiladas por Belskaya et al. (2010). Los puntos rosas muestran los datos observacionales obtenidos en este trabajo en 2015 y 2016.

Capítulo 7

Propiedades físicas del centauro (54598) Bienor a partir de fotometría

7.1. Introducción al centauro (54598) Bienor

Bienor es uno de los centauros de mayor tamaño que se conocen, junto a Cariclo y Quirón, con un diámetro efectivo de 198 km (Duffard et al., 2014). Este centauro, inicialmente denominado 2000 QC₂₄₃, fue descubierto el 27 de agosto de 2000 por el *Deep Ecliptic Survey* (estudio profundo de la eclíptica). En la actualidad, el interés en los centauros aumentado considerablemente tras el descubrimiento de material orbital alrededor de dos de ellos en forma de anillo, Quirón y Cariclo (Braga-Ribas et al., 2014; Ortiz et al., 2015, ver capítulos 5 y 6). Dichos acontecimientos incentivaron el estudio detallado de la evolución temporal de la curva de luz y de la magnitud absoluta de Bienor ya que, al igual que pasaba con Quirón y Cariclo, las magnitudes absolutas publicadas de Bienor presentan una gran variación.

En un repaso por las publicaciones a lo largo de la historia de Bienor encontramos que su amplitud de la curva de luz ha cambiado en mucha mayor medida de lo que había cambiado para Quirón (o de lo que vimos con posterioridad que cambiaba para Cariclo) desde $\Delta m = 0.75 \pm 0.09$ mag en el año 2001 (Ortiz et al., 2003) hasta 0.082 ± 0.007 mag, valores obtenidos con datos de 2015, analizados en esta tesis (ver tabla 9 del artículo adjunto al capítulo Fernández-Valenzuela et al., 2017).

Por otro lado, la magnitud absoluta no había cambiado tanto como los casos mencionados de Cariclo y Quirón pero, sin duda, la variación era considerable, desde 8.08 ± 0.06 mag en el año 2000 (Delsanti et al., 2001) hasta 7.42 ± 0.02 mag en el año 2013 (este trabajo).

Espectroscópicamente, Bienor es un centauro moderadamente rojo, con una pendiente espectral en el visible de 10.1 %/100 nm (Lazzarin et al., 2003). Dotto et al. (2003) proponen una composición superficial del centauro de un 96 % kerogeno, un 3 % hielo de agua y 1 % olivino, modelo que corresponde a un albedo del 4%. Posteriormente, Stansberry et al. (2008) publicó un albedo de $3.44^{+1.27}_{-0.82}$ y un diámetro efectivo de 206.7 ± 30.1 km, que no contradicen los proporcionados por las medidas del telescopio espacial Herschel: $4.3^{+1.6}_{-1.2}$ %

Tabla 7.1: Colores publicados para Bienor tanto en el visible como en el infrarrojo cercano (NIR).

Fecha de observación	$B - V$ (mag)	$V - R$ (mag)	$R - I$ (mag)	$B - R$ (mag)	$V - I$ (mag)	$V - J$ (mag)	$V - H$ (mag)	$J - H$ (mag)	$H - K$ (mag)	$J - K$ (mag)	Referencia
29/11/2000	0.72 ± 0.06	0.45 ± 0.04	0.40 ± 0.07								Delsanti et al. (2001)
14/08/2001	0.67 ± 0.03	0.44 ± 0.03	0.47 ± 0.03		0.91 ± 0.03						Doressoundiram et al. (2002)
8-10/10/2001						1.37 ± 0.13		0.35 ± 0.06	0.14 ± 0.05		Dotto et al. (2003)
29/10/2001											
13/06/2002		0.38 ± 0.06	0.41 ± 0.06								Bauer et al. (2003)
18/09/2001	0.65 ± 0.08	0.50 ± 0.01		1.15 ± 0.08							Tegler et al. (2003)
29/11/2000						1.69 ± 0.06		0.51 ± 0.07	0.23 ± 0.08		Delsanti et al. (2004)
12/08/2002											
9-10/07/2003	0.73 ± 0.05	0.48 ± 0.04			1.06 ± 0.04	1.77 ± 0.04		0.36 ± 0.06		0.29 ± 0.13	Doressoundiram et al. (2007)
18/09/2007	0.73 ± 0.05				0.93 ± 0.16	1.52 ± 0.06	1.89 ± 0.06				DeMeo et al. (2009)

y 198_{-7}^{+6} km, para el albedo en la banda V y el diámetro, respectivamente (Duffard et al., 2014).

Los colores también pueden darnos una idea de la composición superficial del objeto (ver tabla 7.1). No se detectan grandes variaciones entre los colores publicados por distintos autores en diferentes épocas; por lo que, muy probablemente, Bienor no tendrá variaciones en cuanto a la composición de su superficie.

Por todo lo que se acaba de mencionar, surgió la idea sobre la posibilidad de detectar un anillo u otra propiedad física importante, como capas polares, a través de las medidas fotométricas, analizando tanto de amplitud de la curva de luz como de magnitud absoluta. Sin embargo, en esta ocasión se parte de cero, pues no hay ocultaciones que puedan ayudar a constreñir los modelos.

Gracias a la variación de la amplitud de la curva de luz y la magnitud absoluta, se han estudiado distintas posibilidades para dar explicación a las medidas fotométricas. Entre ellas se estudian no solo la del anillo, sino también la posibilidad de que Bienor sea un cuerpo que no esté en equilibrio hidrostático o bien que tenga dos capas polares de hielo que aumenten el albedo geométrico en determinados momentos. Todas ellas están expuestas en el artículo adjunto al capítulo como parte de esta tesis doctoral. En un estudio estadístico, y debido a la existencia de ellos en otros centauros, se considera la posibilidad del anillo como la más plausible. Por otro lado, este estudio nos permite obtener una dirección del polo sin grandes cambios de valor entre los modelos más plausibles y, además, nos permite constreñir la densidad del cuerpo (asumiendo equilibrio hidrostático, Chandrasekhar, 1987).

Physical properties of centaur (54598) Bienor from photometry

E. Fernández-Valenzuela,[★] J. L. Ortiz, R. Duffard, N. Morales and P. Santos-Sanz

Instituto de Astrofísica de Andalucía, CSIC, Glorieta de la Astronomía s/n, E-18008 Granada, Spain

Accepted 2016 December 13. Received 2016 December 12; in original form 2016 August 2

ABSTRACT

We present time series photometry of Bienor in four observation campaigns from 2013 to 2016 and compare them with previous observations in the literature dating back to 2000. The results show a remarkable decline in the amplitude of the rotational light curve and in the absolute magnitude. This suggests that the angle between the rotation axis and the line of sight has changed noticeably during the last 16 yr as Bienor orbits the Sun. From the light-curve amplitude data, we are able to determine the orientation of the rotation axis of Bienor ($\beta_p = 50 \pm 3^\circ$, $\lambda_p = 35 \pm 8^\circ$). We are also able to constrain the b/a axial ratio of a triaxial Jacobi ellipsoidal body (with semi-axis $a > b > c$). The best fit is for $b/a = 0.45 \pm 0.05$, which corresponds to a density value of $594_{-35}^{+47} \text{ kg m}^{-3}$ under the usual assumption of hydrostatic equilibrium and given that Bienor's rotational period is 9.17 h. However, the absolute magnitude of Bienor at several epochs is not well reproduced. We tested several explanations such as relaxing the hydrostatic equilibrium constraint, a large north–south asymmetry in the surface albedo of Bienor or even a ring system. When a ring system of similar characteristics to those of Chariklo and Chiron is included, we can fit both the light-curve amplitude and absolute magnitude. In this case, the derived axial ratio is modified to $b/a = 0.37 \pm 0.10$. The implied density is $678_{-100}^{+209} \text{ kg m}^{-3}$. Also, the existence of a ring is consistent with the spectroscopic detection of water ice on Bienor. Nevertheless, the other explanations cannot be discarded.

Key words: techniques: photometric – Kuiper belt objects: individual: Bienor – planets and satellites: rings – planetary systems.

1 INTRODUCTION

Centaur's are objects with orbits located between Jupiter's and Neptune's orbits. These bodies originally came from the Trans-Neptunian Belt and were injected to the inner part of the Solar system as a result of planetary encounters, mostly with Neptune. Accordingly, centaurs are dynamically evolved objects with unstable orbits; their lifetime is around 2.7 Myr (Horner, Evans & Bailey 2004a), and most of them may become short-period comets (Horner, Evans & Bailey 2004b; Jewitt, Morbidelli & Rauer 2008). The first centaur to be discovered was Chiron, the second largest known to date. So far, we have evidence of only the existence of about a hundred of them, compared to the thousands of Trans-Neptunian Objects (TNOs) catalogued to date, which makes them even more unique. Centaurs and TNOs are possibly the least evolved objects of the Solar system, regarding the physical properties of their materials, due to the vast distances that separate them from the Sun; they are nevertheless collisionally evolved (Campo Bagatin &

Benavidez 2012). Hence, centaurs yield important information about the formation of the Solar system and its outer part.

At present, the interest in centaurs has considerably increased since the discovery of orbiting material shaped in the form of rings around two of them, Chariklo (Braga-Ribas et al. 2014) and Chiron (Ortiz et al. 2015). One of the proposed scenarios for the formation of rings in centaurs is the collision with other bodies of around 10 km of effective diameter during their dynamic evolution from the Trans-Neptunian Belt across to the Neptune's orbit, although there might be other possible mechanisms (Hyodo et al. 2016; Pan & Wu 2016).

Bienor is one of the largest centaurs known to date besides the two aforementioned centaurs, and all 200-km sized TNOs are thought to be collisionally evolved bodies (Campo Bagatin & Benavidez 2012); therefore, it is plausible that centaurs in this size range share similar collisional and dynamical histories. Hence, Bienor may be expected to display similar properties to Chariklo and Chiron, thus the special interest raised by this object. As a result, a detailed study on Bienor's rotational light curves along with its absolute magnitude has been carried out in this work. Bienor was initially designated as 2000 QC₂₄₃, and it was discovered, as its name indicates, in the year 2000. Since then, observational data

[★] E-mail: estela@iaa.es

Table 1. Journal of observations of Bienor from different telescopes. The *R* and *V* filters are based on the Bessell system and the *r*_SDSS filter is based on the Sloan Digital Sky Survey. Abbreviations are defined as follows: exposure time (T_E); number of images (*N*) and time on target each night (T_{obj}).

Date	Telescope	Filter	Binning	Seeing (arcsec)	T_E (s)	<i>N</i>	T_{obj} (h)
2013 Dec 6	OSN 1.5 m	<i>V</i>	2×2	1.89	500	3	0.42
2013 Dec 6	OSN 1.5 m	<i>R</i>	2×2	2.11	500	2	0.28
2014 Nov 18	CAHA 1.23 m	Clear	2×2	1.72	300	21	1.75
2014 Nov 19	CAHA 1.23 m	Clear	2×2	1.61	300	22	1.83
2014 Dec 18	CAHA 1.23 m	Clear	2×2	1.84	300	26	2.17
2014 Dec 27	NOT	<i>R</i>	1×1	1.08	250	63	4.37
2014 Dec 28	NOT	<i>R</i>	1×1	0.94	250	56	3.89
2015 Nov 5	CAHA 1.23 m	Clear	2×2	1.44	250	41	2.85
2015 Nov 6	CAHA 1.23 m	Clear	2×2	1.46	250	75	5.21
2015 Dec 13	NOT	<i>r</i> _SDSS	1×1	0.74	400	10	1.11
2016 Aug 4	OSN 1.5 m	<i>R</i>	2×2	1.77	300	22	1.83
2016 Aug 5	OSN 1.5 m	<i>R</i>	2×2	1.91	400	15	1.67
2016 Aug 6	OSN 1.5 m	<i>R</i>	2×2	1.70	400	21	2.33
2016 Aug 7	OSN 1.5 m	<i>R</i>	2×2	2.51	400	18	2.00
2016 Aug 8	OSN 1.5 m	<i>R</i>	2×2	1.79	400	19	2.11
2016 Aug 5	OSN 1.5 m	<i>V</i>	2×2	1.91	400	4	0.45
2016 Aug 7	OSN 1.5 m	<i>V</i>	2×2	2.51	400	7	0.78
2016 Aug 8	OSN 1.5 m	<i>V</i>	2×2	1.79	400	4	0.45

Table 2. Colours of the Landolt standard stars used for calibrations during campaigns 2013 and 2016.

Campaign	Colour	PG2213+006A	PG2213+006B		PG2213+006C		
2013	<i>V</i> – <i>R</i>	0.406 ± 0.003	0.4270 ± 0.0008		0.4260 ± 0.0023		
	<i>R</i> – <i>I</i>	0.403 ± 0.005	0.4020 ± 0.0015		0.4040 ± 0.0068		
	Colour	SA23_433	SA23_435	SA23_438	SA23_440	SA23_443	SA23_444
2016	<i>V</i> – <i>R</i>	0.386 ± 0.003	0.4690 ± 0.0013	0.5110 ± 0.0014	0.4930 ± 0.0029	0.3680 ± 0.0007	0.5500 ± 0.0065
	<i>R</i> – <i>I</i>	0.3680 ± 0.0013	0.4760 ± 0.0013	0.5140 ± 0.0049	0.4640 ± 0.0012	0.3690 ± 0.0007	0.5140 ± 0.0105

Table 3. Colours of Bienor from data published in this work and previous literature.

Colour	2000 Nov. ^a	2001 Aug. ^b	2002 ^{c,f}	2002 Aug. ^d	2013 Oct. ^e	2016 Aug. ^e
<i>V</i> – <i>R</i>	0.45 ± 0.04	0.44 ± 0.03	0.38 ± 0.06	0.48 ± 0.04	0.42 ± 0.07	0.44 ± 0.07
<i>R</i> – <i>I</i>	0.40 ± 0.07	0.47 ± 0.03	0.41 ± 0.06	0.58 ± 0.06		

^aDelsanti et al. (2001). ^bDoressoundiram et al. (2002). ^cBauer et al. (2003). ^dDoressoundiram et al. (2007). ^eThis work.

^fBauer et al. (2003) observed Bienor on 2001 October 29 and on 2002 June 13.

were published in numerous studies on colours, absolute magnitude and other photometric and spectroscopic data (e.g. Delsanti et al. 2001; Ortiz et al. 2002; Dotto et al. 2003; Romanishin & Tegler 2005). However, many aspects remained to be studied.

Here, we present an extensive study of this object from the photometric point of view. Observations and data reduction are detailed in Section 2. These results are not satisfactory reproducing the variation of the absolute magnitude at different epochs. Diverse scenarios that might overcome this issue are studied in Sections 5.3, 5.4 and 5.5. A general discussion is presented in Section 6. Section 7 closes the paper with a brief summary.

2 OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

We carried out four observation campaigns between 2013 and 2016 using different telescopes. A log of the observations is shown in Table 1. The first observation run was executed on 2013 December 6

with the 1.5-m telescope at the Sierra Nevada Observatory (OSN) in Granada, Spain, in order to obtain Bienor’s absolute magnitude. We used the 2k×2k CCDT150 camera, which has a field of view of 7.1 arcmin×7.1 arcmin and an image scale of 0.232 arcsec pixel^{−1}. The images were obtained using *V* and *R* bands in the Bessell’s filters system and in 2×2 binning mode. We calibrated the observations with the Landolt PG2213+006 field, specifically with the PG2213+006a, PG2213+006b and PG2213+006c Landolt standard stars, which share similar colours with Bienor (see Tables 2 and 3). We took 12 images of the Landolt field and 3 images of Bienor altogether in each filter (we rejected one Bienor’s *R*-band image due to blending with a star). The Landolt stars were observed at different air masses with the aim of correcting the measurements from atmospheric extinction.

The second and third observation campaigns were executed in order to obtain different rotational light curves within an approximate interval of a year between each other. The runs of the 2014

campaign took place on November 18 and 19 and December 18, 27 and 28 with the Centro Astronómico Hispano Alemán (CAHA) 1.23-m telescope of the Calar Alto Observatory in Almería (Spain) and the 2.5-m Nordic Optical Telescope (NOT) at Roque de los Muchachos in La Palma (Spain). The instrument used at the CAHA 1.23-m telescope was the $4k \times 4k$ CCD DLR-III camera. This device has a field of view of $21.5 \text{ arcmin} \times 21.5 \text{ arcmin}$ and an image scale of $0.314 \text{ arcsec pixel}^{-1}$. No filter was used in order to obtain the largest signal-to-noise ratio (SNR). The images were dithered over the detector to prevent problems in the photometry associated with bad pixels or CCD defects. The instrument used at NOT was the $2k \times 2k$ ALFOSC camera (Andalucía Faint Object Spectrograph and Camera), with a field of view and an image scale of $6.4 \text{ arcmin} \times 6.4 \text{ arcmin}$ and $0.19 \text{ arcsec pixel}^{-1}$, respectively. The images were obtained using the *R*-band filter in the Bessell system. A total of 188 science images were taken during the whole campaign. On the other hand, the third campaign took place on 2015 November 5 and 6 and December 13 with the same telescopes and cameras used during the 2014 campaign. No filter was used in the DLR-III camera, and *r*_SDSS (Sloan Digital Sky Survey) filter was used in ALFOSC. A total of 126 science images were taken during this campaign.

The last observation campaign took place from 2016 August 4 to 8 with the 1.5-m telescope at the OSN in Granada (Spain) in order to obtain Bienor's absolute magnitude and rotational light curve. The CCD camera was the same as in the first campaign. The images were obtained using *V* and *R* bands in the Bessell's filters system and in 2×2 binning mode. A total of 95 *R* band and 15 *V* band science images were taken during the whole campaign. We calibrated the observations with the Landolt SA23 field, specifically with the SA23_435, SA23_438, SA23_443, SA23_444, SA23_440 and SA23_433 Landolt standard stars, which share similar colours with Bienor (see Tables 2 and 3). Three images of the Landolt field were taken altogether in each filter. Bienor was observed at different air masses with the aim of correcting the measurements from atmospheric extinction.

When the time spent between observations made it possible, we aimed the telescope at the same region of the sky each night in order to keep fixed the same stellar field. This is convenient as it would permit to choose the same set of reference stars for all nights in the observing runs in order to minimize systematic photometric errors. At the beginning of each observation night, we took bias frames and twilight sky flat-field frames to calibrate the images. We subtracted a median bias and divided by a median flat-field corresponding to each night. Specific routines written in Interactive Data Language (IDL) were developed for this task. The routines also included the code to perform the aperture photometry of all reference stars and Bienor. The procedures we followed were identical to those described in Fernández-Valenzuela et al. (2016).

We tried different apertures in order to maximize the SNR on the object for each night and to minimize the dispersion of the photometry. We also selected a radius for the sky subtraction annulus and the width of the annulus (see Table 4).

3 RESULTS FROM OBSERVATIONS

3.1 Rotational light curves from relative photometry

We chose the same reference stars set within each observation run. All the stars showed a good photometric behaviour. We picked out stars that presented a wide range of brightness, and that were either brighter or fainter than the object, with the aim of studying the dispersion given by the photometric data of the object with regard

Table 4. Parameters of the photometric analysis. Abbreviations are defined as follows: aperture radius (aper.); radius of the internal annulus for the subtraction of the sky background (an.); width of the subtraction annulus ($d_{\text{an.}}$) and number of reference stars (N_{\star}).

Date	aper. (pixels)	an. (pixels)	$d_{\text{an.}}$ (pixels)	N_{\star}
2013 Dec 6 (<i>V</i> Band)	4	15	4	3†
2013 Dec 6 (<i>R</i> Band)	4	10	4	3†
2014 Nov 18	3	13	5	13
2014 Nov 19	3	13	5	13
2014 Dec 18	3	12	5	12
2014 Dec 27	3	26	5	12
2014 Dec 28	3	26	5	12
2015 Nov 5	2	6	3	11
2015 Nov 6	2	6	3	11
2015 Dec 13	4	10	5	13
2016 Aug 4 (<i>R</i> band)	3	11	5	21
2016 Aug 5 (<i>R</i> band)	3	11	5	21;8‡
2016 Aug 5 (<i>V</i> band)	6	30	5	8 ‡
2016 Aug 6 (<i>R</i> band)	3	11	5	21
2016 Aug 7 (<i>R</i> band)	3	11	5	21
2016 Aug 7 (<i>V</i> band)	7	22	5	8 ‡
2016 Aug 8 (<i>R</i> band)	3	11	5	21
2016 Aug 8 (<i>V</i> band)	5	22	5	8 ‡

†Landolt standard stars: PG2213+006a, PG2213+006b and PG2213+006c.

‡Landolt standard stars: SA23_435, SA23_438, SA23_443, SA23_444, SA23_440, SA23_433.

Table 5. Photometry results for the observations from the Calar Alto, Roque de los Muchachos and Sierra Nevada observatories. We list the Julian Date (JD, corrected from light time); the relative magnitude (Rel. mag., in mag); the error associated (Err. in mag); the topocentric (r_{H}) and heliocentric (Δ) distances (both distances expressed in au) and the solar phase angle (α , in deg). The full table is available online.

J_{D}	Rel. Mag. (mag)	Err. (mag)	r_{H} (au)	Δ (au)	α (°)
2456980.16349	-0.0065	0.0243	16.042	15.169	1.699
2456980.16866	-0.0175	0.0301	16.042	15.169	1.699
2456980.17227	-0.0312	0.0230	16.042	15.169	1.699
2456980.17587	-0.0099	0.0176	16.042	15.169	1.699
2456980.17948	-0.0705	0.0277	16.042	15.169	1.699
2456980.18309	-0.0432	0.0265	16.042	15.169	1.700
2456980.18669	0.0023	0.0217	16.042	15.169	1.700

to similar magnitude stars. This step enabled us to assess the quality of the photometric measurement. The number of reference stars can be seen in Table 4. From the campaigns three different light curves were obtained. Photometry results are given in Table 5.

From the data, we determined our own rotational period of $9.1713 \pm 0.0011 \text{ h}$ that is consistent within the error bars with that determined by Rabinowitz, Schaefer & Tourtellotte (2007) and Ortiz et al. (2002). We folded the photometric data taken in 2014, 2015 and 2016 using this rotational period. In order to calculate the light-curve amplitude, we fitted the data points to a second-order Fourier function as follows:

$$m(\phi) = a_0 + a_1 \cos(2\pi\phi) + b_1 \sin(2\pi\phi) + a_2 \cos(4\pi\phi) + b_2 \sin(4\pi\phi), \quad (1)$$

where $m(\phi)$ is the relative magnitude given by the fit to this equation, ϕ is the rotational phase and a_0 , a_1 , a_2 , b_1 and b_2 are the

Table 6. Parameters for the second-order Fourier function fits for 2014, 2015 and 2016 light curves. Columns are as follows: arbitrary initial Julian date (J_{D_0}), second-order Fourier function coefficients (a_0 , a_1 , a_2 , b_1 and b_2) and Pearson's χ^2 per degree of freedoms test (χ_{pdf}^2).

Run	J_{D_0}	a_0	a_1	a_2	b_1	b_2	χ_{pdf}^2
2014	2456980.0	-0.007 610 12	-0.009 935 54	-0.032 113 67	-0.016 948 34	0.015 6932	1.55
2015	2456980.0	-0.015 637 93	-0.001 617 43	-0.020 891 69	-0.023 635 07	0.014 272 25	1.24
2016	2456980.0	0.003 642 51	0.023 303 65	0.012 344 25	-0.026 998 05	0.013 381 58	1.77

Fourier coefficients (see Table 6). Rotational phase is given by the following equation: $\phi = (J_D - J_{D_0})/P$, where $J_{D_0} = 2456980$ is an arbitrary initial Julian date corrected for light travel time, P is the target's rotational period in days and J_D is the Julian date corrected from light travel time. We obtained three light-curve amplitude values: $\Delta m = 0.088 \pm 0.008$ mag, $\Delta m = 0.082 \pm 0.007$ and $\Delta m = 0.10 \pm 0.02$ mag for the 2014, 2015 and 2016 light curves, respectively. These three light curves can be seen in Figs 1a, 1b and 1c.

Finally, in order to check the quality of the photometric analysis of the object, the dispersion of the residual of the fit to equation (1) was compared with the dispersion of the measurements of a star of similar flux or slightly lower than Bienor's flux (see Table 7). In order to minimize the dispersion caused by external factors, such as different CCDs or large temporal distances between observation campaigns, only those days sharing the same reference stars and also the same telescope were used for the purpose of comparing the fluxes. Therefore, only data obtained at NOT were used in the 2014 run; similarly, data obtained in November at CAHA 1.23 m were used in the 2015 run. In order to obtain the dispersion of the star, the relative magnitude was calculated with respect to the remaining reference stars. The dispersion value of the residual fit to the Fourier function is bigger in both rotational light curves in years 2014 and 2015 than the dispersion of the control star for each run. The slightly larger dispersion of Bienor's residuals compared to the dispersion of control stars may indicate a slight deficiency of the light-curve modelling or intrinsic variability of Bienor at the level of ~ 0.004 mag. Note that the dispersion of the data in 2016 was significantly higher than in 2014 and 2015; therefore, no clear conclusion in this regard can be obtained from the 2016 data.

3.2 Absolute magnitude

The absolute magnitude of a Solar system body is defined as the apparent magnitude that the object would have if located at 1 au from the Sun, 1 au from the Earth and with 0° phase angle. This magnitude is obtained from the well-known equation:

$$H = m_{\text{Bienor}} - 5 \log(r_H \Delta) - \phi(\alpha), \quad (2)$$

where H is the absolute magnitude of Bienor, m_{Bienor} is the apparent magnitude of Bienor, r_H is the heliocentric distance, Δ is the topocentric distance and $\phi(\alpha)$ is a function that depends on the phase angle. This function can be approximated by $\alpha\beta$, where α is the phase angle and $\beta = 0.1 \pm 0.02$ mag deg $^{-1}$ is the phase correction coefficient, which is the average value from β_V and β_I given by Rabinowitz et al. (2007). This value agrees with the value obtained in the phase angle study of Alvarez-Candal et al. (2016). On the other hand, the apparent magnitude of Bienor is given as follows:

$$m_{\text{Bienor}} = m_{*i} - \frac{5}{2} \log \left(\frac{\langle F_{\text{Bienor}} \rangle}{\langle F_{*i} \rangle} \right) - k \Delta \zeta, \quad (3)$$

where m_{*i} is the apparent magnitude of Landolt standard stars (the subscript i indicates different Landolt standard stars); $\langle F_{\text{Bienor}} \rangle$ is the average flux of Bienor; $\langle F_{*i} \rangle$ is the average flux of different Landolt standard stars; k is the extinction coefficient and $\Delta \zeta$ is the difference between the Landolt standard stars' air mass and Bienor's air mass.

We carried out a linear fit in order to obtain the extinction coefficient following the equation:

$$m_{*i} = m_{*i}^0 + k \zeta, \quad (4)$$

where m_{*i} is the apparent magnitude of the star and m_{*i}^0 is the apparent magnitude corrected for atmospheric extinction (see Table 8).

Finally, the values obtained for the absolute magnitudes of Bienor, during the 2013 campaign, in V and R band are 7.42 ± 0.05 mag and 7.00 ± 0.05 mag, respectively. On the other hand, the absolute magnitudes, during the 2016 campaign, in V and R band are 7.47 ± 0.04 mag and 7.03 ± 0.02 mag. From those, we could also obtain the $(V - R)$ colour, which is 0.42 ± 0.07 mag and 0.44 ± 0.07 mag in 2013 and 2016, respectively.

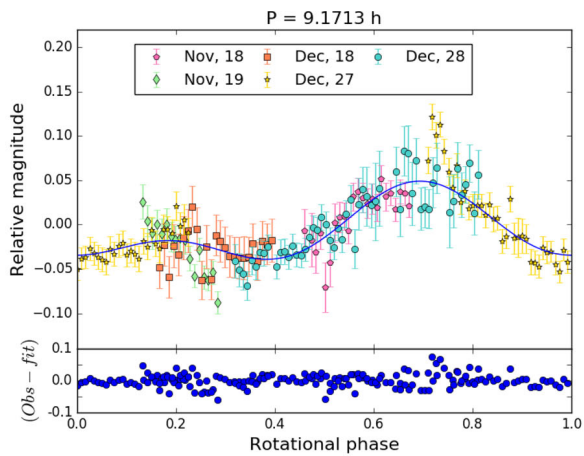
4 SIMPLE ELLIPSOID DESCRIPTION

4.1 Pole determination (modelling of the light-curve amplitude)

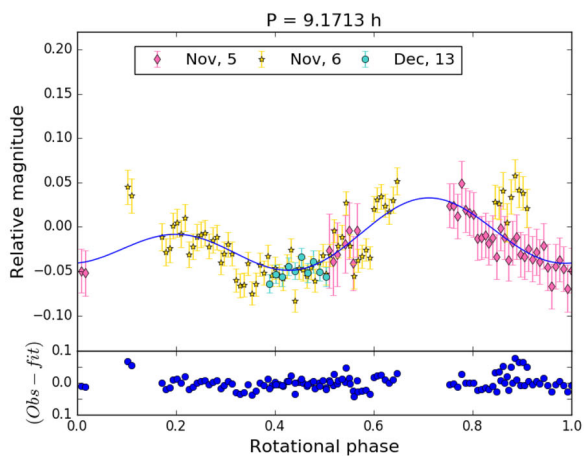
As can be seen in Table 9, the light-curve amplitude has changed within the last 16 yr from 0.609 mag (Ortiz et al. 2002)¹ in 2000 to 0.082 mag in 2015 and actually it seems that it is starting to increase slightly (this work, Section 3.1). This implies that Bienor's aspect angle is evolving in time. We can take advantage of this to determine the orientation of the pole of the centaur as first done in Tegler et al. (2005) for centaur Pholus. We consider that Bienor is a Jacobi ellipsoid as in previous works (Ortiz et al. 2002; Rabinowitz et al. 2007). Furthermore, as shown in the three rotational light curves (Figs 1a, 1b and 1c) and in rotational light curves published in the aforementioned works, the maxima and minima of the Fourier function have different depths, which is another indication that the light curve is indeed mainly due to the body shape. The light-curve amplitude produced by a triaxial body shape is given by the following equation:

$$\Delta m = -2.5 \log \left(\frac{A_{\text{min}}}{A_{\text{max}}} \right), \quad (5)$$

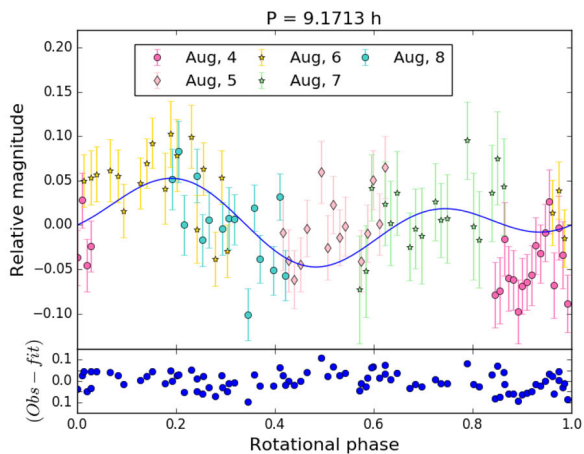
¹ We took the data published in that work to fit to a Fourier function as in Section 3.1 to determine our own Δm value, which is slightly lower than that reported by Ortiz et al. (2002). This is because those authors took just the maximum and minimum of their data and subtracted them.



(a) Rotational light curve from 18th and 19th November and from 18th, 27th and 28th December 2014.



(b) Rotational light curve from 5th and 6th November and 13th December 2015.



(c) Rotational light curve from 4th to 8th August 2016.

Figure 1. Rotational light curves from 2014 (upper panel), 2015 (middle panel) and 2016 (bottom panel). The points represent the observational data, each colour and symbol corresponding to a different day. The blue line shows the fit of the observational data to the second-order Fourier function (equation 1). At the bottom of each panel, it can be seen the residual values of the second-order Fourier function fit to the observational data.

Table 7. Comparison between the dispersion of the fit residual to the Fourier function and the dispersion of the star data with similar or lower flux than Bienor flux. Abbreviations are defined as follows: dispersion of the fit residual to the Fourier function (σ_{Bienor}) and dispersion of the star residual (σ_{\star}).

Campaign	σ_{Bienor}	σ_{\star}
2014	0.020	0.016
2015	0.022	0.010
2016	0.050	0.040

where A_{\min} and A_{\max} are the minimum and maximum area of the object given by

$$A_{\min} = \pi b [a^2 \cos^2(\delta) + c^2 \sin^2(\delta)]^{1/2} \quad (6)$$

and

$$A_{\max} = \pi a [b^2 \cos^2(\delta) + c^2 \sin^2(\delta)]^{1/2}, \quad (7)$$

where a , b and c are the semi-axes of the triaxial body (with $a > b > c$). Semi-axes ratios can be estimated under the assumption of hydrostatic equilibrium (Chandrasekhar 1987) and should comply with the fact that the effective diameter (in area) is 198_{-7}^{+6} km as determined by *Herschel* measurements (Duffard et al. 2014a). Finally, δ is the aspect angle, which is given by the ecliptic coordinates of the angular velocity vector (the pole direction) and the ecliptic coordinates of the object as follows:

$$\delta = \frac{\pi}{2} - \arcsin [\sin(\beta_e) \sin(\beta_p) + \cos(\beta_e) \cos(\beta_p) \cos(\lambda_e - \lambda_p)], \quad (8)$$

where β_e and λ_e are the ecliptic latitude and longitude of the sub-Earth point in the Bienor-centred reference frame and β_p and λ_p are the ecliptic latitude and longitude of Bienor's pole (Schroll, Haupt & Maitzen 1976).

We fitted the observational data from the literature and this work (see Table 9) to the equation (5). We carried out a grid search for the quantities β_p , λ_p and b/a axis ratio, which gave theoretical values for Δm with the smallest χ^2 fit to the observed points. β_p and λ_p were explored on the entire sky at intervals of 5° , and b/a ratio was explored from 0.33 to 0.57 at steps of 0.04. The limiting values defining this interval, 0.33 and 0.57, are chosen taking into account that relation between the b/a and the light-curve amplitude of the object. On the one hand, the upper limit $b/a = 0.57$ is determined by the maximum light-curve amplitude observed for Bienor up to date (Ortiz et al. 2003), namely the first point in Fig. 2 from year 2001. The measured amplitude implies that b/a cannot be below 0.57, as lower ratios would fail to provide such a rotational variability, independently of the value of the aspect angle. On the other hand, the lower limit gives $b/a = 0.33$ from the condition that the light-curve amplitude is always below $\Delta m = 1.2$ mag. Light-curve amplitudes that go above this value at some point in the evolution of the object are most likely caused by contact binary systems (Leone et al. 1984).

In order to evaluate the goodness of the fit, we used a χ^2 test as follows:

$$\chi_{\Delta m}^2 = \frac{\sum ((\Delta m_{\text{theo}} - \Delta m_{\text{obs}})^2 / e_{\Delta m}^2)}{N_{\Delta m}}, \quad (9)$$

where Δm_{theo} represents theoretical values, Δm_{obs} represents observational data, $e_{\Delta m}$ represents errors for light-curve amplitude

Table 8. Absolute photometry results for the observations from the OSN. We list the Julian Date (J_D); the filter in the Bessell system; the absolute magnitude (H , in mag); the error associated with the absolute magnitude (e_H , in mag); the extinction coefficient (k); the error associated with the extinction coefficient (e_k); the air mass (ζ); the topocentric (r_H) and heliocentric (Δ) distances (both distances expressed in au) and the solar phase angle (α , in deg).

J_D	Filter	H (mag)	e_H (mag)	k	e_k	ζ	r_H (au)	Δ (au)	α ($^\circ$)
2456572.43011	V	7.42	0.05	0.30	0.02	1.15	16.395	15.4756	1.4108
2456572.45304	R	7.00	0.02	0.37	0.02	1.09	16.395	15.4756	1.4108
2457606.60204	V	7.46	0.09	0.09	0.05	1.68–1.14	15.496	15.558	3.7375
2457606.60204	R	7.03	0.02	0.06	0.04	1.65–1.16	15.496	15.558	3.7375
2457608.58729	V	7.49	0.08	0.12	0.05	2.03–1.12	15.494	15.545	3.7322
2457609.60545	V	7.46	0.03	0.08	0.04	1.53–1.12	15.494	15.508	3.7489

Table 9. Bienor’s light-curve amplitudes from different epochs.

Date (yr)	2001.626	2004.781	2014.930	2015.951	2016.597
Δm (mag)	0.609 ± 0.048^a	0.34 ± 0.08^b	0.088 ± 0.007^c	0.082 ± 0.009^c	0.10 ± 0.02^c

^aOrtiz et al. (2003). ^bRabinowitz et al. (2007). ^cThis work.

observational data and $N_{\Delta m}$ is the number of the light-curve amplitude observational data.

The result was a pole solution of $\beta_p = 50 \pm 3^\circ$ and $\lambda_p = 35 \pm 8^\circ$ and axes ratio of $b/a = 0.45 \pm 0.05$ (see Table 10). These values gave a $\chi_{\Delta m}^2$ of 0.27 (the direction $\lambda_p = 215^\circ$ and $\beta_p = -50^\circ$ is also possible for the same $\chi_{\Delta m}^2$ value). In Fig. 2, the blue line represents the light-curve amplitude model; also the observational data are shown. To estimate the uncertainties, we searched for all parameters within $\chi_{\Delta m, \min}^2$ and $\chi_{\Delta m, \min}^2 + 1$.

4.2 Modelling of the absolute magnitude

Right from the first observing runs that we carried out, we realized that the amplitude of the rotational variability of Bienor had changed dramatically with respect to the first measurements in 2001, in which the amplitude was around 0.7 mag (Ortiz et al. 2003). The usual explanation to that kind of changes in Solar system bodies is related to a change in orientation of an elongated body. As explained in the previous section, using that approach for Bienor we came up with reasonable results. However, as discussed in the following, this kind of model does not offer a satisfactory explanation of the large change in the absolute magnitude of Bienor in the last 16 yr, which is considerably larger than what would be expected. In Table 11, we show absolute magnitudes from the literature and from this work.

The absolute magnitude of Bienor can be obtained using the previous values of the three parameters (β_p , λ_p and b/a) by means of the following equation:

$$H_V = -V_\odot + 2.5 \log \left(\frac{C^2 \pi}{p_V A_B(\delta)} \right), \quad (10)$$

where H_V is the absolute magnitude of the object, $V_\odot = -26.74$ mag is the absolute magnitude of the Sun in V band, $p_V = 0.043_{-0.012}^{+0.016}$ is the geometric albedo of the object in V band (Duffard et al. 2014a), $C = 1.496 \times 10^8$ km is a constant and $A_B(\delta)$ is the rotational average area of the body in km^2 , as determined from A_{\min} and A_{\max} given by equations (6) and (7), respectively, with the constraint that the mean area matches the area for Bienor’s effective diameter of 198_{-7}^{+6} km determined by *Herschel* (Duffard et al. 2014a).

This can be compared with the observational data shown in Table 11, as illustrated in the blue line in Fig. 3. It is apparent

that the absolute magnitude observational data do not follow the curve obtained from equation (10). Indeed, we obtained a value of 195 for the χ^2 test, which now is defined as follows:

$$\chi_{H_V}^2 = \frac{\sum \left((H_{V, \text{theo}} - H_{V, \text{obs}})^2 / e_{H_V}^2 \right)}{N_{H_V}}, \quad (11)$$

where $H_{V, \text{theo}}$ represents theoretical absolute magnitudes, $H_{V, \text{obs}}$ represents observational data, e_{H_V} represents errors for absolute magnitude observational data and N_{H_V} is the number of the absolute magnitude observational data.

5 MORE COMPLEX MODELS

5.1 Simultaneous modelling of absolute magnitude and light-curve amplitude (HE model)

Given this situation, one might wonder whether it would be possible to find a set of values for the parameters β_p , λ_p and b/a axis ratio, leading to a satisfactory fit for both equations (5) and (10) simultaneously. To check the viability of this possibility, we defined a χ_T^2 value so as to evaluate both fits at the same time as follows:

$$\chi_T^2 = \frac{(\chi_{\Delta m}^2 + \chi_{H_V}^2)}{2}. \quad (12)$$

Here, $\chi_{\Delta m}^2$ is the χ^2 value from equation (9) and $\chi_{H_V}^2$ is the χ^2 value from equation (11). The χ_T^2 value obtained using the original values of the parameters (β_p , λ_p and b/a) as in the previous section was ~ 98 . We searched for other sets of values that could fit satisfactorily both equations; nevertheless, all possible parameters gave poor fits with $\chi_T^2 > 45$.

Hence, we did not find any solution that can fit satisfactorily the observational data of the absolute magnitude. As shown in Fig. 3, there is an increase of brightness with time that is not explained by the *hydrostatic model*. This leads us to think that there must be some physical process that produces such a large slope in the observational data, which we are not taking into account. This physical process might have to do with the existence of material orbiting around Bienor with a ring shape. The reflected flux contribution due to a ring plus the reflected flux contribution due to the body, as in the cases of Chariklo and Chiron (Braga-Ribas et al. 2014;

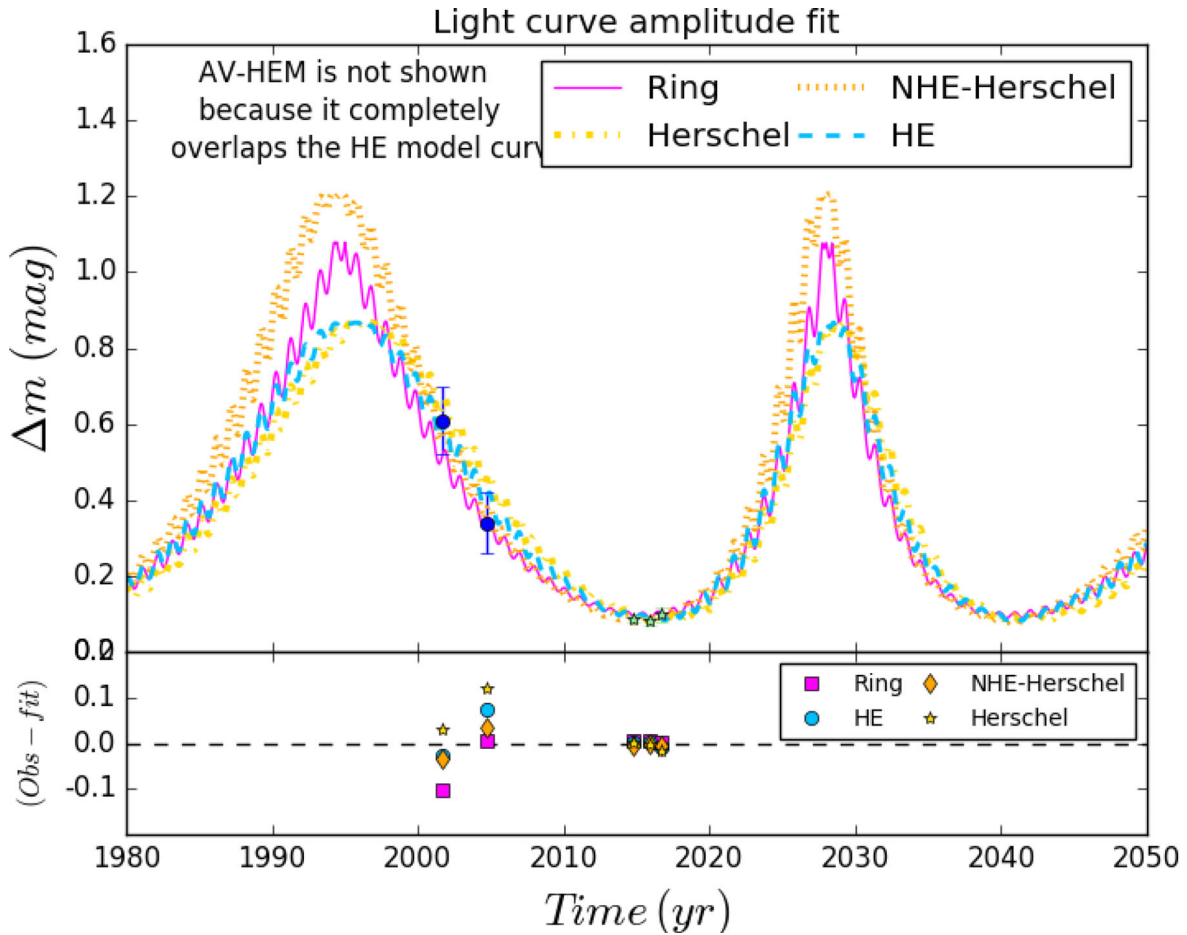


Figure 2. Bienor’s light-curve amplitude fit. At the top panel: the blue dashed line represents the hydrostatic equilibrium model (*HE* model, see Section 4.1). The pink line represents the ring system model (*ring* model, see Section 5.5). The yellow dotted line represents the hydrostatic equilibrium model relaxing *Herschel* constraints (*Herschel* model, see Section 5.2). The orange dotted line represents the no hydrostatic equilibrium model relaxing *Herschel* constraints (*NHE-Herschel* model, see Section 5.3). Dark blue circle points show data taken from literature. Green star points show data from this work. Bottom panel: residuals of the observational data with respect to the different models. Blue circle points correspond to the hydrostatic equilibrium model. Pink square points correspond to the ring system model. Yellow star points correspond to the hydrostatic equilibrium model relaxing *Herschel* constraints. Orange diamond points correspond to the no hydrostatic equilibrium model relaxing *Herschel* constraints. *Albedo* model is not shown because it completely overlaps the *HE* model curve.

Table 10. Results from the simplest modelling of the light-curve amplitude (see Section 4.1). Columns are as follows: elongation (b/a); flattening (c/b), ecliptic latitude and longitude of Bienor’s pole (β_p , λ_p), χ^2 test from equation (9) ($\chi_{\Delta m}^2$).

b/a	c/b	β_p ($^\circ$)	λ_p ($^\circ$)	ρ (kg m^3)	$\chi_{\Delta m}^2$	n	N
0.45 ± 0.05	0.79 ± 0.02	50 ± 3	35 ± 5	594_{-35}^{+47}	0.27	3	5

Note that the $\beta_p = -50^\circ$ and $\lambda_p = 215^\circ$ solution is also valid.

Ortiz et al. 2015), could produce the strong drop that is shown in the observational data of the absolute magnitude (see Section 5.5). However, other scenarios might be also possible. In the following, we discuss the different scenarios that we have considered.

5.2 Modelling of the data relaxing both the albedo and the effective diameter constraints from *Herschel* (*Herschel* model)

If one takes a look at the absolute magnitude plot, it seems like the model in blue in Fig. 3 is displaced up with respect to the data points. This means that the albedo or the effective diameter could

be higher than we used for the model, or even a combination of both of them. Therefore, we search around the values given by Duffard et al. (2014a) taking into account their error bars. As a result, the fit was improved using an albedo of 5.7 per cent and an effective diameter of 204 km (see yellow line in Fig. 3). This last fit modifies slightly the pole direction obtained in Section 4.1 (see Table 12, this model is referred to as *Herschel*). However, the model is still poor and does not represent the drop of the observational points.

5.3 Modelling of the data relaxing the assumption of hydrostatic equilibrium (*NHE* model)

We thought about the possibility that Bienor might not be in perfect hydrostatic equilibrium; this is possible because Bienor’s size is small enough to allow for departures of hydrostatic equilibrium. Therefore, we also searched the aforementioned grid adding the c/b axis ratio from 0.5 to 1.0 at intervals of 0.1. The smallest χ_T^2 , which was equal to 13.63, provides us the following parameters: 60° , 25° , 0.33 and 0.5 for β_p , λ_p , b/a and c/b , respectively. However, these ratios imply an extremely elongated body with an a -axis around six times bigger than the c -axis. There is no known body in the Solar

Table 11. Bienor’s absolute magnitude in different epochs. Abbreviations are as follows: absolute magnitude in V band (H_V), its associated error reported by the authors (e_{H_V}) and modified errors that we estimate as described in the Section 6 (e'_{H_V}). The renormalization of the uncertainties bias the fit towards most recent values, as light-curve amplitudes are smaller in recent epochs.

Observation date	H_V (mag)	e_{H_V} (mag)	e'_{H_V} (mag)	Bibliography
2000 Nov.	8.08	0.06	0.31	Delsanti et al. (2001)
2001 May	7.75	0.02	0.26	Tegler, Romanishin & Consolmagno (2003)
2002 ^b	7.85 ^a	0.05	0.26	Bauer et al. (2003)
2002 Aug.	8.04	0.02	0.22	Doressoundiram et al. (2007)
2004 ^c	7.588	0.035	0.035	Rabinowitz et al. (2007)
2007 Sep.	7.46	0.03	0.13	DeMeo et al. (2009)
2013 Oct.	7.42	0.02	0.04	This work
2016 Aug.	7.47	0.04	0.04	This work

Notes. Doressoundiram et al. (2002) published another value of Bienor’s magnitude that is in disagreement with the value for the same epoch published by Tegler et al. (2003). In order to check the correct value, we searched for other values in the Minor Planet Center data base for the same epoch. We found reliable data from surveys in Johnson’s R and V band that were in agreement with Tegler et al. (2003) but not with Doressoundiram et al. (2002). For this reason, we have not included the Doressoundiram et al. (2002) data point.

^aValue obtained from absolute magnitude in the R band using the colour correction published by the authors.

^bBauer et al. (2003) observed Bienor on 2001 October 29 and on 2002 June 13.

^cRabinowitz et al. (2007) observed Bienor between 2003 July and 2005 December.

system with this extremely elongated shape for such a large body as Bienor. Hence, we do not think that this is plausible. This model is referred to as *NHE* in Table 12.

However, we tried to find a good fit simultaneously relaxing the *Herschel* constraints as in the last subsection. This search provides a possible solution for an albedo of 5.1 per cent and using the effective diameter given by *Herschel* with a pole direction of 50° , 30° for β_p , λ_p , respectively, and axis ratio of 0.33 and 0.7 for b/a and c/b , respectively. This model is plotted in Figs 2 and 3 (see orange line) and referred as *NHE–Herschel* model in Table 12.

5.4 Modelling of the data with the inclusion of variable geometric albedo (*albedo* model)

Another possibility to increase the brightness of Bienor beyond the values of the modelling in Section 4.2 is to increase the geometric albedo of the body as a function of time or as a function of aspect angle. If the polar regions of Bienor have very high albedo, then it might be possible that Bienor becomes brighter as seen from Earth simply because we observe higher latitudes of Bienor as the aspect angle changes (because the current aspect angle in 2015 is $\sim 150^\circ$, see Fig. 4). The needed change of Bienor’s geometric albedo is from 3.9 per cent in 2000 to 7.6 per cent in 2008, when the aspect angle is 100° and 130° , respectively. This is shown in Fig. 3 (green line). Following this situation, one can extrapolate the albedo that the object would have if its aspect angle is 180° . Under this assumption, the albedo should be around 10 per cent. Such a dramatic change in Bienor’s geometric albedo is hard to explain because the polar caps would have to have an even higher albedo than 10 per cent (which is the hemispheric average). For instance, a polar cap covering around 42 per cent of the total area (viewed from the top) with an albedo of 16 per cent would fit the data. A more confined polar cap would have to have an even higher albedo than 16 per cent. It is difficult to find a mechanism that would cause such a large north–south asymmetry on the surface. For reference, the maximum longitudinal albedo variability on Bienor is only around

a few percentage because the two maxima of the rotational light curve differ by only 0.05 mag. We refer to this model as *albedo* model in Table 12.

5.5 Modelling of the data with the inclusion of a ring system (*ring* model)

In order to explain the observational data of the absolute magnitude, we included a ring contribution in the aforementioned equations: (5) and (10), see Section 8. On the one hand, the light-curve amplitude produced by the system Bienor + ring, Δm_S , is now given as follows:

$$\Delta m_S = -2.5 \log \left(\frac{A_{\min} p_B + A_R p_R}{A_{\max} p_B + A_R p_R} \right). \quad (13)$$

The additional parameters are the ring’s area (A_R), the ring’s albedo (p_R) and Bienor’s albedo (p_B). A_R is given by

$$A_R = \pi \mu ((R_R + d_R)^2 - R_R^2), \quad (14)$$

where $\mu = |\cos(\delta)|$ (δ is the aspect angle, see Section 8); R_R is the ring’s radius and d_R is the ring’s width. On the other hand, the absolute magnitude of the system, H_S , is now given as follows:

$$H_S = -V_\odot + 2.5 \log \left(\frac{C^2 \pi}{A_B p_B + A_R p_R} \right). \quad (15)$$

The same exercise as in Section 4.1 was carried out. We explored the quantities λ_p , β_p , a/b , p_B , p_R , A_R and R_{eff} (Bienor’s effective radius) in equations (13) and (15) that gave theoretical values for both fits, light-curve amplitude and absolute magnitude, which minimize the difference between observational and theoretical data. A_R was explored from 4000 to 10 000 km² at intervals of 500 km², the effective radius from 90 to 99 km at intervals of 3 km. We also explored ring’s albedo from 8 to 16 per cent at steps of 2 per cent and Bienor’s albedo from 3 to 6 per cent at steps of 1 per cent. We should take into account that the solution of this problem is degenerated as different ring sizes combined with different nucleus

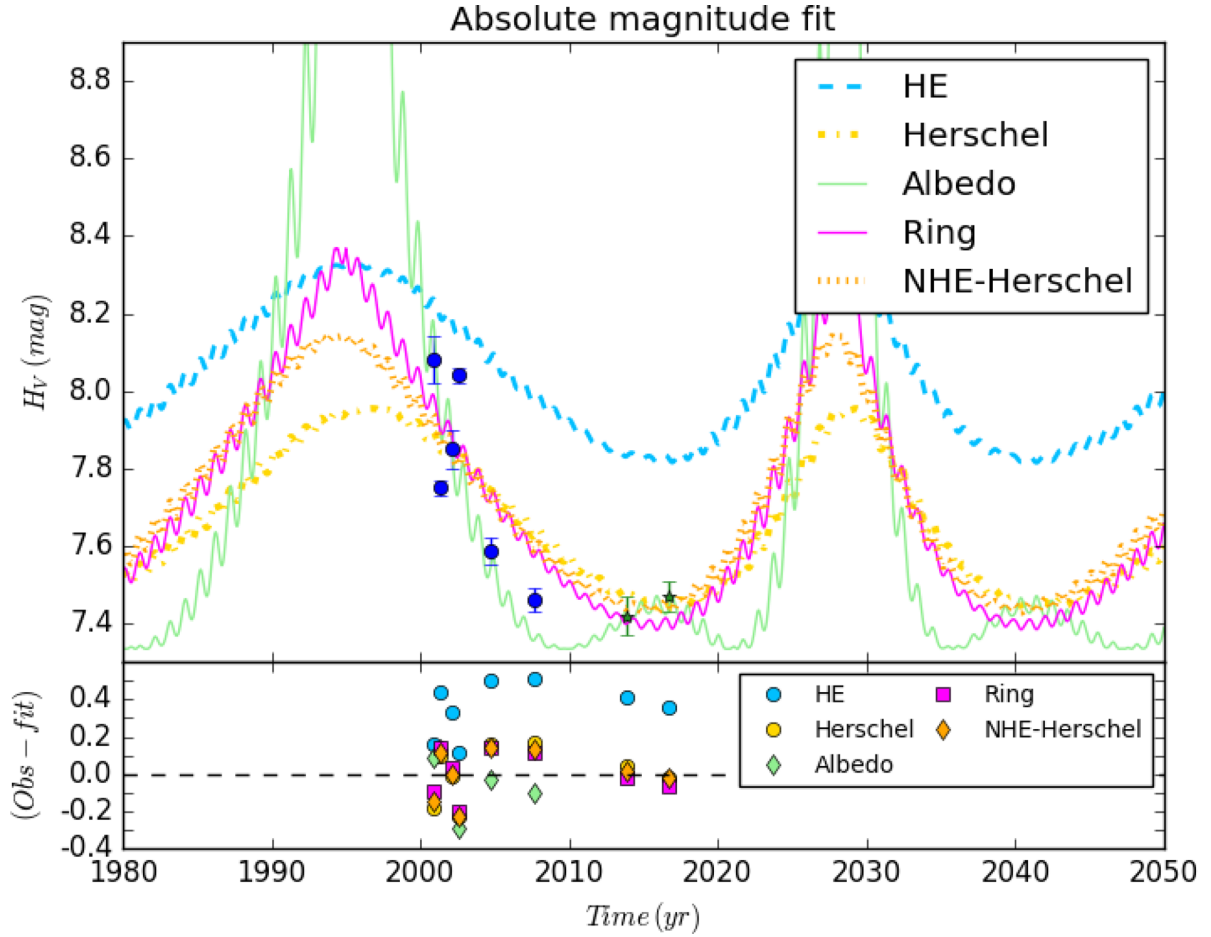


Figure 3. Bienor’s absolute magnitude fit. The blue dashed line represents the hydrostatic equilibrium model (*HE* model, see Section 4.1). The pink line represents the ring system model (*ring* model, see Section 5.5). The yellow dotted line represents the hydrostatic equilibrium model relaxing *Herschel* constraints (*Herschel* model, see Section 5.2). The orange dotted line represents the no hydrostatic equilibrium model relaxing *Herschel* constraints (*NHE-Herschel* model, see Section 5.3). The green line represents the albedo variability model (*Albedo* model, see Section 5.4). The dark blue circle points show data taken from literature with errors reported by the authors. Green star points show data from this work. At the bottom panel: residual of the observational data. Blue star points correspond to the hydrostatic equilibrium model. Pink square points correspond to the ring system model. Yellow circle points correspond to hydrostatic equilibrium model relaxing *Herschel* constraints. Orange diamond points correspond to no hydrostatic equilibrium model relaxing *Herschel* constraints. Green diamond points represent albedo variability model.

Table 12. Bienor’s parameters for each model to simultaneously fit light-curve amplitudes and absolute magnitudes using errors reported by the authors. The columns contain the following information: model designation (see foot note); elongation (b/a); flattening (c/b); ecliptic latitude and longitude of Bienor’s pole (λ_p, β_p); Bienor’s albedo in *V* band (p_B); Bienor’s effective diameter (D_{eff}); ring’s area (A_R); ring’s albedo in *V* band (p_R); goodness of the fit given by the equation (9) ($\chi_{\Delta m}^2$); goodness of the fit given by the equation (11) (χ_H^2); goodness of the simultaneous fit to the equations (9) and (11) (χ_T^2); number of parameters of the fit (n); number of light-curve amplitude and absolute magnitude data ($N_{\Delta m}, N_H$).

Model	b/a	c/b	β_p ($^\circ$)	λ_p ($^\circ$)	p_B (per cent)	D_{eff} (km)	A_R (km^2)	p_R (per cent)	ρ (kg m^{-3})	χ_T^2	$\chi_{\Delta m}^2$	χ_H^2	n	$N_{\Delta m}$	N_H
<i>HE</i>	0.33 ± 0.02	0.85 ± 0.01	25 ± 7	15 ± 6	$4.3^{+1.2}_{-1.6}$	198^{+6}_{-7}			742^{+41}_{-35}	45.3	18.8	71.8	3	5	7
<i>Herschel</i>	0.45 ± 0.08	0.79 ± 0.04	50 ± 4	40 ± 7	5.7 ± 0.2	204 ± 4			594^{+84}_{-52}	14.08	0.66	27.5	5	5	7
<i>NHE</i>	0.33 ± 0.03	0.5 ± 0.04	60 ± 5	25 ± 5	$4.3^{+1.2}_{-1.6}$	198^{+6}_{-7}				13.63	1.52	25.7	4	5	7
<i>NHE-Herschel</i>	0.33 ± 0.05	0.7 ± 0.05	50 ± 3	30 ± 6	5.1 ± 0.2	198 ± 3				12.69	0.23	25.2	6	5	7
<i>Albedo</i>	0.45 ± 0.09	0.79 ± 0.04	50 ± 3	35 ± 3	$3.9 - 7.6$	198^{+6}_{-7}			594^{+98}_{-57}	17.07	0.27	33.9	4	5	7
<i>Ring</i>	0.37 ± 0.10	0.83 ± 0.06	55 ± 3	30 ± 5	5.0 ± 0.3	180 ± 5	6000 ± 700	12.0 ± 1.5	678^{+209}_{-100}	12.40	0.40	24.4	7	5	7

HE: hydrostatic equilibrium model.

Herschel: hydrostatic equilibrium model relaxing *Herschel* constraints (Section 5.2).

NHE: no hydrostatic equilibrium mode (Section 5.3).

NHE-Herschel: no hydrostatic equilibrium model relaxing *Herschel* constraints (Section 5.3).

Albedo: albedo variability model (Section 5.4).

Ring: ring system model (Section 5.5).

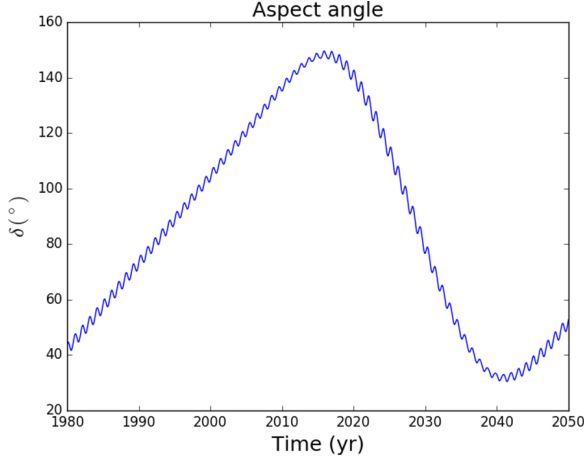


Figure 4. Bienor’s aspect angle versus time. The black line shows the result of the equation (8) with $\lambda_p = 35^\circ$ and $\beta_p = 50^\circ$. The edge-on position (when the angle between the spin axis orientation and the line of sight is 90°) is achieved around 1988 and around 2030.

sizes could fit to the data points. We just want to note that the ring resolution is plausible. A hypothetical ring of around $10\,000\text{ km}^2$ is around two times smaller than Chiron’s ring as shown in Ortiz et al. (2015) and 1.2 times larger than that of Chariklo. A dense and narrow ring of 315-km inner radius and 318-km outer radius would do the job with no modification of the pole direction obtained in Section 4.1. The best fit for observational data provides the following values: $a/b = 0.37 \pm 0.10$, $p_B = 5.0 \pm 0.3$ per cent, $p_R = 12.0 \pm 1.5$ per cent, $A_R = 6000 \pm 700$ and $D_{\text{eff}} = 180 \pm 5$ km (see the pink lines in Figs 2 and 3). This is the best model in terms of χ^2_T . We refer to this model as *ring* model in Table 12.

6 DISCUSSION

We have considered several scenarios to simultaneously explain Bienor’s change of light-curve amplitude and absolute magnitude in the last 16 yr. As can be seen in Fig. 3, at least two of the models

seem to fit the data qualitatively, but the too high values of the goodness-of-fit test (Table 12) indicate that either the models are not fully satisfactory or that the errors have been underestimated. Indeed, we have reasons to suspect that the absolute magnitudes determined by several authors could have been affected by the large rotational variability of Bienor in those years. Hence, we revised the errors with the very conservative strategy of assigning an extra uncertainty of half the full amplitude of the rotational light curve at each epoch.

When the revised errors in Table 11 are used for the computation of new values of the goodness of fit, slightly different fits with respect to Table 12 are obtained. They are summarized in Table 13. Now the goodness-of-fit test provides too low values for some models, possibly indicating that the errors have been overestimated in this case. Given that an accurate determination of errors in the absolute magnitudes was not possible, we suspect that the reality probably falls in between the two different error estimates, and therefore the best model fits should be something in between the results of Tables 12 and 13.

As can be seen in aforementioned tables, *HE* model gives far poorer fits than the other models; therefore, we can conclude that a simple hydrostatic equilibrium model cannot fit the data. By relaxing the albedo and effective diameter constraints given by *Herschel* (Duffard et al. 2014a), we improved the fit. A better solution is found by relaxing both the assumption of hydrostatic equilibrium and *Herschel* constraints. But concerning this model, the main difficulty is that it requires a very extreme body with too large a/c ratio to be realistic for bodies of Bienor’s size. Nevertheless, there are models of dumb-bell-shaped contact binaries that can give rise to a/c axial ratios of up to 4.14 (Descamps 2015). Such a contact binary would not perfectly fit the data but together with a north–south asymmetry in the albedo might be close to offer a good solution. Using the formalism in Descamps (2015), the $a/c = 4.14$ axial ratio (approximately the axial ratio obtained in Section 5.3 when the *Herschel* constraints are relaxed) would require a density of 970 kg m^{-3} for Bienor, given its known 9.1713-h period. Such a density in TNOs is expected for objects with an effective diameter around 500 km (see supplementary material in Carry 2012;

Table 13. Bienor’s parameters for each model to simultaneously fit light-curve amplitudes and absolute magnitudes using errors taking into account the light-curve amplitude. The columns contain the following information: model designation (see foot note); elongation (b/a); flattening (c/b); ecliptic latitude and longitude of Bienor’s pole (λ_p , β_p); Bienor’s albedo in V band (p_B); Bienor’s effective diameter (D_{eff}); ring’s area (A_R); ring’s albedo in V band (p_R); goodness of the fit given by the equation (9) ($\chi^2_{\Delta m}$); goodness of the fit given by the equation (11) (χ^2_H); goodness of the simultaneous fit to the equations (9) and (11) (χ^2_T); number of parameters of the fit (n); number of light-curve amplitude and absolute magnitude data ($N_{\Delta m}$, N_H).

Model	b/a	c/b	β_p ($^\circ$)	λ_p ($^\circ$)	p_B (per cent)	D_{eff} (km)	A_R (km^2)	p_R (per cent)	ρ (kg m^{-3})	χ^2_T	$\chi^2_{\Delta m}$	χ^2_H	n	$N_{\Delta m}$	N_H
<i>HE</i>	0.33 ± 0.03	0.85 ± 0.02	40 ± 5	20 ± 9	$4.3^{+1.2}_{-1.6}$	198^{+6}_{-7}			742^{+64}_{-51}	16.4	4.18	28.7	3	5	7
<i>Herschel</i>	0.45 ± 0.07	0.79 ± 0.03	50 ± 3	35 ± 11	5.9 ± 0.6	204 ± 10			594^{+71}_{-47}	0.89	0.27	1.52	5	5	7
<i>NHE</i>	0.33 ± 0.05	0.5 ± 0.04	60 ± 3	25 ± 8	$4.3^{+1.2}_{-1.6}$	198^{+6}_{-7}				2.53	1.52	3.54	4	5	7
<i>NHE-Herschel</i>	0.33 ± 0.08	0.85 ± 0.07	45 ± 3	30 ± 7	5.9 ± 0.5	200 ± 8				0.58	0.28	0.89	6	5	7
<i>Albedo</i>	0.45 ± 0.07	0.79 ± 0.03	50 ± 3	35 ± 3	$3.9\text{--}7.6$	198^{+6}_{-7}			594^{+71}_{-47}	0.34	0.27	0.51	4	5	7
<i>Ring</i>	0.33 ± 0.12	0.85 ± 0.06	50 ± 5	25 ± 10	5.0 ± 0.5	192 ± 10	4000 ± 1300	12.0 ± 0.4	742^{+401}_{-149}	0.63	1.00	0.81	7	5	7

HE: hydrostatic equilibrium model.

Herschel: hydrostatic equilibrium model relaxing *Herschel* constraints (Section 5.2).

NHE: no hydrostatic equilibrium mode (Section 5.3).

NHE-Herschel: no hydrostatic equilibrium model relaxing *Herschel* constraints (Section 5.3).

Albedo: albedo variability model (Section 5.4).

Ring: ring system model (Section 5.5).

The χ^2_T values were obtained with the revised errors e'_{H_V} of Table 11.

Ortiz et al. 2012); such a diameter is 2.5 times bigger than Bienor's effective diameter. Nevertheless, 970 kg m^{-3} cannot be completely discarded.

Concerning the albedo variability model, this would require a very bright polar cap on Bienor whereas the equatorial parts would have a geometric albedo of only a few percentage. No centaur or small TNO has ever been found to exhibit such a remarkable albedo variability in its terrain. Polar caps of ices may be expected in objects with evaporation and condensation cycles, which does not seem to be viable for centaurs, because CO_2 would be too volatile and H_2O is not sufficiently volatile with the temperatures involved at the distances to the Sun in which Bienor moves. Hence, even though this is a possibility, it does not seem very promising.

For all of the above, we thought about the possibility that Bienor could have a ring system or a partial ring system because we know at least two other similar sized centaurs that have ring material around them (Braga-Ribas et al. 2014; Ortiz et al. 2015). When this possibility was considered, we got a slightly better solution than for the no hydrostatic equilibrium model relaxing the *Herschel* constraints, with no modification of the pole direction that was obtained from the light-curve amplitude fit in the case in which no ring is included (see Section 4.1).

On the other hand, we know that there is water ice detection in Bienor's spectra already reported in the literature (e.g. Dotto et al. 2003; Barkume, Brown & Schaller 2008; Guilbert et al. 2009), which would also be consistent with the idea that Bienor could have an icy ring or icy ring material around its nucleus. This has been the case for centaurs Chariklo and Chiron, which also have spectroscopic detection of water ice, and the variation of the depth of the ice features in their spectra is well explained due to a change in the aspect angle of the rings. This was a clear indication that the water ice is in the rings of these centaurs (Duffard et al. 2014b; Ortiz et al. 2015). Hence, the presence of water ice in the spectrum of centaur Bienor is also a possible indication of a ring around Bienor's nucleus. In fact, all centaurs that exhibit a water ice feature in their spectrum may be suspect of having a ring system.

Besides, the density we derive for Bienor with the model that includes a ring system (742 kg m^{-3} in Table 13, 678 kg m^{-3} in Table 12) is slightly higher than what we derive without the inclusion of a ring system (594 kg m^{-3} , see Table 12). The higher value looks somewhat more realistic because we already know (with high accuracy) the density of comet 67P from the Rosetta visit ($533 \pm 0.006 \text{ kg m}^{-3}$ according to Pätzold et al. 2016). It would be somewhat surprising that the density of Bienor, which is much larger than comet 67P would be nearly identical, as we expect less porosity for larger bodies (e.g. Carry 2012).

Therefore, the model with a ring not only explains the photometry but also results in a density value that seems more realistic. Hence, a putative ring offers a more consistent physical picture than a huge albedo north–south asymmetry in the surface of Bienor or the other models, although combinations of the three different scenarios discussed may also give a satisfactory fit to the data. Hence, even though we favour the possibility that Bienor could have ring system, it is not firmly proven.

Future stellar occultations by Bienor may ultimately confirm or reject the existence of a dense ring system. In this regard, there will be two potentially good stellar occultation by Bienor on 2017 February 13 and December 29. These are occultations of bright enough stars so that detection of ring features is feasible and occur in highly populated areas of the world. Observations of these events and other future stellar occultations by Bienor, as well as spectroscopic observations, will indeed be valuable.

It must be noted that the derivation of the spin axis direction is not highly dependent on the different models, so we have derived a relatively well-constrained spin axis direction of $\lambda_p = 25^\circ\text{--}40^\circ$ and $\beta_p = 45^\circ\text{--}55^\circ$. Note that the symmetric solution $\lambda_p = 25^\circ + 180^\circ$ to $40^\circ + 180^\circ$ and $\beta_p = -45^\circ$ to -55° is also possible. Besides, despite the different models, we have derived a well-constrained density between 550 and 1150 kg m^{-3} in the most extreme cases.

7 CONCLUSIONS

Thanks to several photometry runs in which we observed a remarkable change in the amplitude of the rotational variability of Bienor since 2000, and together with data available in the literature, we have been able to determine the orientation of the pole of Bienor ($\beta_p = 50^\circ$, $\lambda_p = 30^\circ$), and we have derived its shape ($b/a = 0.45$). These results, together with the known rotation period, allowed us to determine a density for Bienor of 594 kg m^{-3} under the usual assumption of hydrostatic equilibrium. However, we find that the absolute magnitude of Bienor observed in different epochs is not compatible with a simple triaxial ellipsoid shape. We have investigated several possible scenarios to explain the anomalous absolute magnitude decline. We find that the inclusion of a thin ring system can explain the observed variation although other scenarios cannot be discarded. The required ring system's albedo and width are similar to those found in Chariklo and Chiron. When the ring system is included, the shape of Bienor's nucleus has to be somewhat more elongated and the resulting density is in between 688 and 742 kg m^{-3} , slightly higher than in the case in which no ring is considered. Future stellar occultation may shed light on the possible existence of a ring. To put the results in context, density, shape and pole orientation are important physical parameters that have been determined for only three other centaurs.

ACKNOWLEDGEMENTS

We are grateful to the NOT, CAHA and OSN staffs. This research is partially based on observations collected at CAHA at Calar Alto, operated jointly by the Max-Planck Institut für Astronomie and the Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC). This research was also partially based on observation carried out at the Observatorio de Sierra Nevada (OSN) operated by Instituto de Astrofísica de Andalucía (CSIC). This article is also based on observations made with the NOT, operated by the NOT Scientific Association at the Observatorio del Roque de los Muchachos, La Palma, Spain, of the Instituto de Astrofísica de Canarias. Funding from Spanish grant AYA-2014-56637-C2-1-P is acknowledged, as is the Proyecto de Excelencia de la Junta de Andalucía, J. A. 2012-FQM1776. RD acknowledges the support of MINECO for his Ramon y Cajal Contract. The research leading to these results has received funding from the European Union's Horizon 2020 Research and Innovation Programme under Grant Agreement no. 687378. We thank the referee Dr Benoit Carry for very helpful comments.

REFERENCES

- Alvarez-Candal A., Pinilla-Alonso N., Ortiz J. L., Duffard R., Morales N., Santos-Sanz P., Thirouin A., Silva J. S., 2016, *A&A*, 586, A155
- Barkume K. M., Brown M. E., Schaller E. L., 2008, *ApJ*, 135, 55
- Bauer J. M., Meech K. J., Fernández Y. R., Pittichova J., Hainaut O. R., Boehnhardt H., Delsanti A. C., 2003, *Icarus*, 166, 195
- Braga-Ribas F. et al., 2014, *Nature*, 508, 72
- Campo Bagatin A., Benavidez P. G., 2012, *MNRAS*, 423, 1254

- Carry B., 2012, *Planet. Space Sci.*, 73, 98
- Chandrasekhar S., 1987, *Ellipsoidal Figures of Equilibrium*. Dover Press, New York
- Delsanti A. C., Boehnhardt H., Barrera L., Meech K. J., Sekiguchi T., Hainaut O. R., 2001, *A&A*, 380, 347
- DeMeo F. E. et al., 2009, *A&A*, 493, 283
- Descamps P., 2015, *Icarus*, 245, 64
- Doressoundiram A., Peixinho N., de Bergh C., Fornasier S., Thébault P., Barucci M. A., Veillet C., 2002, *AJ*, 124, 2279
- Doressoundiram A., Peixinho N., Moullet A., Fornasier S., Barucci M. A., Beuzit J.-L., Veillet C., 2007, *AJ*, 134, 2186
- Dotto E., Barucci M. A., Boehnhardt H., Romon J., Doressoundiram A., Peixinho N., de Bergh C., Lazzarin M., 2003, *Icarus*, 162, 408
- Duffard R. et al., 2014a, *A&A*, 564, A92
- Duffard R. et al., 2014b, *A&A*, 568, A79
- Fernández-Valenzuela E., Ortiz J. L., Duffard R., Santos-Sanz P., Morales N., 2016, *MNRAS*, 456, 2354
- Guilbert A., Alvarez-Candal A., Merlin F., Barucci M. A., Dumas C., de Bergh C., Delsanti A., 2009, *Icarus*, 201, 272
- Horner J., Evans N. W., Bailey M. E., 2004a, *MNRAS*, 354, 798
- Horner J., Evans N. W., Bailey M. E., 2004b, *MNRAS*, 355, 321
- Hyodo R., Charnoz S., Ohtsuki K., Genda H., 2016, *Icarus*, 282, 195
- Jewitt D., Morbidelli A., Rauer H., 2008, *Trans-Neptunian Objects and Comets*. Springer, Berlin
- Leone G., Paolicchi P., Farinella P., Zappala V., 1984, *A&A*, 140, 265
- Ortiz J. L., Baumont S., Gutiérrez P. J., Roos-Serote M., 2002, *A&A*, 388, 661
- Ortiz J. L., Gutiérrez P. J., Casanova V., Sota A., 2003, *A&A*, 407, 1149
- Ortiz J. L. et al., 2012, *Nature*, 491, 566
- Ortiz J. L. et al., 2015, *A&A*, 576, A18
- Pan M., Wu Y., 2016, *AJ*, 821, 18
- Pätzold M. et al., 2016, *Nature*, 530, 63
- Rabinowitz D. L., Schaefer B. E., Tourtellotte S. W., 2007, *AJ*, 133, 26
- Romanishin W., Tegler S. C., 2005, *Icarus*, 179, 523
- Schroll A., Haupt H. F., Maitzen H. M., 1976, *Icarus*, 27, 147
- Tegler S. C., Romanishin W., Consolmagno G. J., 2003, *AJ*, 599, L49
- Tegler S. C., Romanishin W., Consolmagno G. J., Rall J., Worhatch R., Nelson M., Weidenschilling S., 2005, *Icarus*, 175, 390

SUPPORTING INFORMATION

Supplementary data are available at [MNRAS](#) online.

Table 5. Photometry results for the observations from the Calar Alto, Roque de los Muchachos and Sierra Nevada Observatories.

Please note: Oxford University Press is not responsible for the content or functionality of any supporting materials supplied by the authors. Any queries (other than missing material) should be directed to the corresponding author for this article.

This paper has been typeset from a \TeX/L\ATeX file prepared by the author.

Chapter 8

Conclusions

In the first part of this thesis, the peculiar TNO 2008 OG₁₉ was analysed. From the 2014 data a rotation period of 8.727 ± 0.003 h was obtained (which was later refined to 8.72780 ± 0.0005 h using data from 2016). 2008 OG₁₉'s peak-to-valley, or light-curve, amplitude is 0.437 ± 0.011 mag, similar to that of the TNO Varuna, one of the best studied TNOs. Both objects have a double-peaked light curve with different depths for the two minima and two maxima. Objects with such a large light-curve amplitude are very unique in the outer Solar system: currently only around 10 objects with peak-to-valley amplitudes larger than 0.4 mag are known. The shape of the light curve of 2008 OG₁₉ was explained as the result of the rotation of a triaxial Jacobi ellipsoidal body. The absolute magnitude of this body was also obtained giving a value of 4.39 ± 0.07 mag in *R*-band. The preferred density for 2008 OG₁₉ is 609 kg m^{-3} , under the usual assumption of hydrostatic equilibrium and a 60° aspect angle.

In the second part of this thesis, three centaurs were analyzed: Chariklo, Chiron and Bienor. From the light curves in this thesis work together with additional data, the axis ratio and pole orientation were determined for the three of them. Density was estimated for two of them (Chariklo and Bienor and can also be constrained for Chiron) without the uncertainty coming from an unknown aspect angle (which is the case of the TNO 2008 OG₁₉). To put these results in context, let us stress that density, shape and pole orientation are important physical parameters that, prior to this thesis, had only been determined for a single centaur, Pholus. Let us go through the main conclusions regarding each of these three centaurs:

- Chariklo's absolute magnitude was studied in four different runs, which give values of 6.91 ± 0.15 mag for data taken in May, 2013 and 7.49 ± 0.12 , 7.48 ± 0.13 and 7.64 ± 0.18 mag for data obtained in the three runs taking place in June, 2013. These data, together with the existing literature, indicate the existence of a remarkable variation during the last 20 years. A photometric model was built in order to reproduce the observational data including the contribution of the ring system detected around the centaur. It was found that only one of the two values for the pole orientation obtained

by Braga-Ribas et al. (2014) is compatible with the photometric data, namely $\lambda = 138 \pm 1^\circ$ and $\beta = 28 \pm 1^\circ$. The light-curve amplitude was also modelled including the contribution of the ring system. Using a χ^2 test, the absolute magnitude and light-curve amplitude data were fitted in order to obtain the semi-axes of the body. The subsequent values are $a = 142 \pm 13$, $b = 120 \pm 11$ and $c = 109 \pm 29$ km, resulting in ratios of $b/a = 0.8 \pm 0.1$ and $c/a = 0.77 \pm 0.21$, which turn out to be compatible within the margin of error with a Jacobi ellipsoid in hydrostatic equilibrium. Using Chandrasekhar's formalism (which assumes hydrostatic equilibrium) a density of $\sim 800 \text{ kg m}^{-3}$ was estimated.

- We found that occultation, photometric, and spectroscopic observations indicate the presence of ring material around Chiron. Times-series photometry taken in 2000 and 2013 were analysed in order to obtain Chiron's rotational light-curves. The light-curve amplitude obtained was 0.097 ± 0.039 and 0.003 ± 0.015 mag. Photometric models were built in order to explain the variability on the absolute magnitude and light-curve amplitude. The pole solution of $\lambda = 144 \pm 10^\circ$ and $\beta = 24 \pm 10^\circ$ turned out to be favored, being the only one that explained satisfactorily the evolution of the light-curve amplitude at several epochs and the overall historic photometric behavior of Chiron (i.e. its absolute magnitude versus time). Also, the changing orientation of the proposed ring system is consistent with the observed variability in the spectral features of its water ice. Even though the occultation evidence alone might not seem conclusive enough, the other lines of evidence presented in this paper and the similarities with Chariklo are sufficient to make a strong case for the existence of a ring system in Chiron. New photometric data of Chiron were obtained in order to check the good behaviour of the photometric models. Two new values for the light-curve amplitude were derived from data taken in 2014 and 2015. These values of 0.016 ± 0.004 mag and 0.020 ± 0.005 mag are in good agreement with the models presented in Ortiz et al. (2015). On the other hand, values of 5.51 ± 0.05 and 5.71 ± 0.05 mag were obtained from data taken in 2015 and 2016. Even if these values are somewhat brighter than expected, they are in good agreement with the model.

- Thanks to several photometry runs in which a remarkable change in the amplitude of the rotational variability of Bienor was observed since 2000, and together with data available in the literature, its pole orientation was determined ($\lambda_p = 30 \pm 5^\circ$, $\beta_p = 50 \pm 3^\circ$), as well as its shape ($b/a = 0.45$). These results, together with the known rotation period, allowed to determine a density for Bienor of 594 kg m^{-3} under the usual assumption of hydrostatic equilibrium. However, it was found that the absolute magnitude of Bienor observed in different epochs is not compatible with a simple triaxial ellipsoidal shape. Several possible scenarios were investigated in order to explain the anomalous absolute magnitude decline. The inclusion of a thin ring system can explain the observed variation, although other scenarios cannot be discarded. Interestingly, the required ring system's albedo and width are similar to

those found in Chariklo and Chiron. When the ring system is included, the shape of Bienor's nucleus has to be slightly more elongated and the resulting density lies between 688 and 742 kg m⁻³, hence being higher than in the case in which no ring is considered.

As a summary, an observation which should be clear from this thesis is that the absolute magnitude of the outer Solar system bodies can be strongly affected by the presence of rings and by their orientation with respect to the observer. In this regard, it has been the first time that some evidence for the potential existence of a ring system (around the centaur Bienor) has been gathered using only photometric techniques. Hence, if the existence of a ring around Bienor is confirmed by stellar occultation, this would demonstrate the feasibility of detecting ring systems with photometric techniques and might imply that rings system could be frequent in the outer Solar system, a possibility that had not been anticipated a few years ago. In more general terms, in this thesis it has been considered a systematic way of analyzing data of outer Solar system bodies, and demonstrates these techniques by obtaining a number of properties that were previously known only for a couple of objects. A clear avenue for future research is the analysis of data from other TNOs and centaurs. This will not only permit to improve our understanding of this group of objects, but may also eventually shed light on the properties of this region of the Solar System.

Bibliografía

- A'Hearn, M. F., Feaga, L. M., Keller, H. U., Kawakita, H., Hampton, D. L., Kissel, J., Klaasen, K. P., McFadden, L. A., Meech, K. J., Schultz, P. H., Sunshine, J. M., Thomas, P. C., Veverka, J., Yeomans, D. K., Besse, S., Bodewits, D., Farnham, T. L., Groussin, O., Kelley, M. S., Lisse, C. M., Merlin, F., Protopapa, S., and Wellnitz, D. D. (2012). Cometary Volatiles and the Origin of Comets. *The Astrophysical Journal*, 758:29.
- Alvarez-Candal, A., Pinilla-Alonso, N., Ortiz, J. L., Duffard, R., Morales, N., Santos-Sanz, P., Thirouin, A., and Silva, J. S. (2016). Absolute magnitudes and phase coefficients of trans-Neptunian objects. *Astronomy & Astrophysics*, 586:A155.
- Andronico, G., Baratta, G. A., Spinella, F., and Strazzulla, G. (1987). Optical evolution of laboratory-produced organics - Applications to Phoebe, Iapetus, outer belt asteroids and cometary nuclei. *Astronomy & Astrophysics*, 184:333–336.
- Asphaug, E. and Benz, W. (1996). Size, Density, and Structure of Comet Shoemaker-Levy 9 Inferred from the Physics of Tidal Breakup. *Icarus*, 121:225–248.
- Barning, F. J. M. (1963). The numerical analysis of the light-curve of 12 Lacertae. *BAIN*, 17:22.
- Barucci, M. A., Alvarez-Candal, A., Merlin, F., Belskaya, I. N., de Bergh, C., Perna, D., DeMeo, F., and Fornasier, S. (2011). New insights on ices in Centaur and Transneptunian populations. *Icarus*, 214:297–307.
- Barucci, M. A., Doressoundiram, A., Tholen, D., Fulchignoni, M., and Lazzarin, M. (1999). Spectrophotometric Observations of Edgeworth-Kuiper Belt Objects. *Icarus*, 142:476–481.
- Barucci, M. A., Romon, J., Doressoundiram, A., and Tholen, D. J. (2000). Compositional Surface Diversity in the Trans-Neptunian Objects. *The Astronomical Journal*, 120:496–500.
- Basilevsky, A. T., Krasil'nikov, S. S., Shiryayev, A. A., Mall, U., Keller, H. U., Skorov, Y. V., Mottola, S., and Hviid, S. F. (2016). Estimating the strength of the nucleus material of comet 67P Churyumov-Gerasimenko. *Solar System Research*, 50:225–234.

- Bauer, J. M., Meech, K. J., Fernández, Y. R., Pittichova, J., Hainaut, O. R., Boehnhardt, H., and Delsanti, A. C. (2003). Physical survey of 24 Centaurs with visible photometry. *Icarus*, 166:195–211.
- Belskaya, I. N., Bagnulo, S., Barucci, M. A., Muinonen, K., Tozzi, G. P., Fornasier, S., and Kolokolova, L. (2010). Polarimetry of Centaurs (2060) Chiron, (5145) Pholus and (10199) Chariklo. *Icarus*, 210:472–479.
- Belskaya, I. N., Ortiz, J. L., Rousselot, P., Ivanova, V., Borisov, G., Shevchenko, V. G., and Peixinho, N. (2006). Low phase angle effects in photometry of trans-neptunian objects: 20000 Varuna and 19308 (1996 TO₆₆). *Icarus*, 184:277–284.
- Benavidez, P. G. and Campo Bagatin, A. (2009). Collisional evolution of Trans-Neptunian populations: Effects of fragmentation physics and estimates of the abundances of gravitational aggregates. *P&SS*, 57:201–215.
- Biele, J., Ulamec, S., Maibaum, M., Roll, R., Witte, L., Jurado, E., Muñoz, P., Arnold, W., Auster, H.-U., Casas, C., Faber, C., Fantinati, C., Finke, F., Fischer, H.-H., Geurts, K., Güttler, C., Heinisch, P., Herique, A., Hviid, S., Kargl, G., Knapmeyer, M., Knollenberg, J., Kofman, W., Kömle, N., Kührt, E., Lommatsch, V., Mottola, S., Pardo de Santayana, R., Remeteau, E., Scholten, F., Seidensticker, K. J., Sierks, H., and Spohn, T. (2015). The landing(s) of Philae and inferences about comet surface mechanical properties. *Science*, 349(1).
- Boehnhardt, H., Tozzi, G. P., Birkle, K., Hainaut, O., Sekiguchi, T., Vair, M., Watanabe, J., Rupprecht, G., and FORS Instrument Team (2001). Visible and near-IR observations of transneptunian objects. Results from ESO and Calar Alto Telescopes. *Astronomy & Astrophysics*, 378:653–667.
- Braga-Ribas, F., Sicardy, B., Ortiz, J. L., Snodgrass, C., Roques, F., Vieira-Martins, R., Camargo, J. I. B., Assafin, M., Duffard, R., Jehin, E., Pollock, J., Leiva, R., Emilio, M., Machado, D. I., Colazo, C., Lellouch, E., Skottfelt, J., Gillon, M., Ligier, N., Maquet, L., Benedetti-Rossi, G., Gomes, A. R., Kervella, P., Monteiro, H., Sfair, R., El Moutamid, M., Tancredi, G., Spagnotto, J., Maury, A., Morales, N., Gil-Hutton, R., Roland, S., Ceretta, A., Gu, S.-H., Wang, X.-B., Harpsøe, K., Rabus, M., Manfroid, J., Opitom, C., Vanzi, L., Mehret, L., Lorenzini, L., Schneiter, E. M., Melia, R., Lecacheux, J., Colas, F., Vachier, F., Widemann, T., Almenares, L., Sandness, R. G., Char, F., Perez, V., Lemos, P., Martinez, N., Jørgensen, U. G., Dominik, M., Roig, F., Reichart, D. E., Lacluyze, A. P., Haislip, J. B., Ivarsen, K. M., Moore, J. P., Frank, N. R., and Lambas, D. G. (2014). A ring system detected around the Centaur (10199) Chariklo. *Nature*, 508:72–75.
- Brown, M. E. and Koresko, C. D. (1998). Detection of Water Ice on the Centaur 1997 CU₂₆. *The Astrophysical Journal*, 505:L65–L67.
- Brown, R. H., Cruikshank, D. P., Pendleton, Y., and Veeder, G. J. (1998). Identification of Water Ice on the Centaur 1997 CU₂₆. *Science*, 280:1430.

- Bus, S. J., Bowell, E., Harris, A. W., and Hewitt, A. V. (1989). 2060 Chiron - CCD and electronographic photometry. *Icarus*, 77:223–238.
- Bus, S. J., Buie, M. W., Schleicher, D. G., Hubbard, W. B., Marcialis, R. L., Hill, R., Wasserman, L. H., Spencer, J. R., Millis, R. L., Franz, O. G., Bosh, A. S., Dunham, E. W., Ford, C. H., Young, J. W., Elliott, J. L., Meserole, R., Olkin, C. B., McDonald, S. W., Foust, J. A., Sopata, L. M., and Bandyopadhyay, R. M. (1996). Stellar Occultation by 2060 Chiron. *Icarus*, 123:478–490.
- Cameron, A. G. W. (1962). The formation of the sun and planets. *Icarus*, 1:13–69.
- Catullo, V., Zappala, V., Farinella, P., and Paolicchi, P. (1984). Analysis of the shape distribution of asteroids. *Astronomy & Astrophysics*, 138:464–468.
- Chandrasekhar, S. (1987). *Ellipsoidal figures of equilibrium*.
- Cruikshank, D. P., Imanaka, H., and Dalle Ore, C. M. (2005). Tholins as coloring agents on outer Solar System bodies. *Advances in Space Research*, 36:178–183.
- Davies, J. K., McBride, N., Ellison, S. L., Green, S. F., and Ballantyne, D. R. (1998). Visible and Infrared Photometry of Six Centaurs. *Icarus*, 134:213–227.
- Davis, D. R. and Farinella, P. (1997). Collisional Evolution of Edgeworth-Kuiper Belt Objects. *Icarus*, 125:50–60.
- de León, J., Licandro, J., and Pinilla-Alonso, N. (2017). *The Diverse Population of Small Bodies of the Solar System*, pages 175–191.
- Degewij, J., Tedesco, E. F., and Zellner, B. (1979). Albedo and color contrasts on asteroid surfaces. *Icarus*, 40:364–374.
- Delsanti, A., Hainaut, O., Jourdeuil, E., Meech, K. J., Boehnhardt, H., and Barrera, L. (2004). Simultaneous visible-near IR photometric study of Kuiper Belt Object surfaces with the ESO/Very Large Telescopes. *Astronomy and Astrophysics*, 417:1145–1158.
- Delsanti, A., Hainaut, O. R., and Jourdeuil, E. (2003). Modeling the color diversity of Kuiper Belt Objects : Cometary Activity as an alternative rejuvenating process. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #35*, volume 35 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 990.
- Delsanti, A. C., Boehnhardt, H., Barrera, L., Meech, K. J., Sekiguchi, T., and Hainaut, O. R. (2001). BVRI Photometry of 27 Kuiper Belt Objects with ESO/Very Large Telescope. *Astronomy & Astrophysics*, 380:347–358.
- DeMeo, F. E., Fornasier, S., Barucci, M. A., Perna, D., Protopapa, S., Alvarez-Candal, A., Delsanti, A., Doressoundiram, A., Merlin, F., and de Bergh, C. (2009). Visible and near-infrared colors of Transneptunian objects and Centaurs from the second ESO large program. *Astronomy and Astrophysics*, 493:283–290.

- Doressoundiram, A., Peixinho, N., de Bergh, C., Fornasier, S., Thébault, P., Barucci, M. A., and Veillet, C. (2002). The Color Distribution in the Edgeworth-Kuiper Belt. *The Astronomical Journal*, 124:2279–2296.
- Doressoundiram, A., Peixinho, N., Moullet, A., Fornasier, S., Barucci, M. A., Beuzit, J.-L., and Veillet, C. (2007). The Meudon Multicolor Survey (2MS) of Centaurs and Trans-Neptunian Objects: From Visible to Infrared Colors. *The Astronomical Journal*, 134:2186–2199.
- Dotto, E., Barucci, M. A., Boehnhardt, H., Romon, J., Doressoundiram, A., Peixinho, N., de Bergh, C., and Lazzarin, M. (2003). Searching for water ice on 47171 1999 TC36, 1998 SG35, and 2000 QC243: ESO large program on TNOs and centaurs*. *Icarus*, 162:408–414.
- Douté, S., Schmitt, B., Quirico, E., Owen, T. C., Cruikshank, D. P., de Bergh, C., Geballe, T. R., and Roush, T. L. (1999). Evidence for Methane Segregation at the Surface of Pluto. *Icarus*, 142:421–444.
- Duffard, R., Lazzaro, D., Pinto, S., Carvano, J., Angeli, C., Alvarez-Candal, A., and Fernández, S. (2002). New Activity of Chiron: Results from 5 Years of Photometric Monitoring. *Icarus*, 160:44–51.
- Duffard, R., Ortiz, J. L., Thirouin, A., Santos-Sanz, P., and Morales, N. (2009). Transneptunian objects and Centaurs from light curves. *Astronomy & Astrophysics*, 505:1283–1295.
- Duffard, R., Pinilla-Alonso, N., Ortiz, J. L., Alvarez-Candal, A., Sicardy, B., Santos-Sanz, P., Morales, N., Colazo, C., Fernández-Valenzuela, E., and Braga-Ribas, F. (2014). Photometric and spectroscopic evidence for a dense ring system around Centaur Chariklo. *Astronomy & Astrophysics*, 568:A79.
- Durda, D. D. and Stern, S. A. (2000). Collision Rates in the Present-Day Kuiper Belt and Centaur Regions: Applications to Surface Activation and Modification on Comets, Kuiper Belt Objects, Centaurs, and Pluto-Charon. *Icarus*, 145:220–229.
- Edgeworth, K. E. (1949). The origin and evolution of the Solar System. *MNRAS*, 109:600–609.
- Elliot, J. L., Kern, S. D., Clancy, K. B., Gulbis, A. A. S., Millis, R. L., Buie, M. W., Wasserman, L. H., Chiang, E. I., Jordan, A. B., Trilling, D. E., and Meech, K. J. (2005). The Deep Ecliptic Survey: A Search for Kuiper Belt Objects and Centaurs. II. Dynamical Classification, the Kuiper Belt Plane, and the Core Population. *The Astronomical Journal*, 129:1117–1162.
- Elliot, J. L., Olkin, C. B., Dunham, E. W., Ford, C. H., Gilmore, D. K., Kurtz, D., Lazzaro, D., Rank, D. M., Temi, P., Bandyopadhyay, R. M., Barroso, J., Barucci, A., Bosh, A. S., Buie, M. W., Bus, S. J., Dahn, C. C., Foryta, D. W., Hubbard, W. B., Lopes, D. F.,

- Marcialis, R. L., McDonald, S. W., Millis, R. L., Reitsema, H., Schleicher, D. G., Sicardy, B., Stone, R. P. S., and Wasserman, L. H. (1995). Jet-like features near the nucleus of Chiron. *Nature*, 373:46–49.
- Farinella, P., Paolicchi, P., and Zappala, V. (1982). The asteroids as outcomes of catastrophic collisions. *Icarus*, 52:409–433.
- Fernández, J. A. (1980). On the existence of a comet belt beyond Neptune. *MNRAS*, 192:481–491.
- Fernández-Valenzuela, E., Ortiz, J. L., Duffard, R., Morales, N., and Santos-Sanz, P. (2017). Physical properties of centaur (54598) Bienor from photometry. *MNRAS*, 466:4147–4158.
- Fernández-Valenzuela, E., Ortiz, J. L., Duffard, R., Santos-Sanz, P., and Morales, N. (2016). 2008 OG₁₉: a highly elongated Trans-Neptunian object. *MNRAS*, 456:2354–2360.
- Fornasier, S., Lazzaro, D., Alvarez-Candal, A., Snodgrass, C., Tozzi, G. P., Carvano, J. M., Jiménez-Teja, Y., Silva, J. S., and Bramich, D. M. (2014). The Centaur 10199 Chariklo: investigation into rotational period, absolute magnitude, and cometary activity. *Astronomy & Astrophysics*, 568:L11.
- Fornasier, S., Lellouch, E., Müller, T., Santos-Sanz, P., Panuzzo, P., Kiss, C., Lim, T., Mommert, M., Bockelée-Morvan, D., Vilenius, E., Stansberry, J., Tozzi, G. P., Mottola, S., Delsanti, A., Crovisier, J., Duffard, R., Henry, F., Lacerda, P., Barucci, A., and Gicquel, A. (2013). TNOs are Cool: A survey of the trans-Neptunian region. VIII. Combined Herschel PACS and SPIRE observations of nine bright targets at 70–500 μm . *Astronomy & Astrophysics*, 555:A15.
- Fraser, W. C. and Brown, M. E. (2012). The Hubble Wide Field Camera 3 Test of Surfaces in the Outer Solar System: The Compositional Classes of the Kuiper Belt. *The Astrophysical Journal*, 749:33.
- Galiazzo, M., de la Fuente Marcos, C., de la Fuente Marcos, R., Carraro, G., Maris, M., and Montalto, M. (2016). Photometry of Centaurs and trans-Neptunian objects: 2060 Chiron (1977 UB), 10199 Chariklo (1997 CU₂₆), 38628 Huya (2000 EB₁₇₃), 28978 Ixion (2001 KX₇₆), and 90482 Orcus (2004 DW). *Astrophysics and Space Science*, 361:212.
- Gladman, B., Marsden, B. G., and Vanlaerhoven, C. (2008). *Nomenclature in the Outer Solar System*, pages 43–57.
- Groussin, O., Lamy, P., and Jorda, L. (2004). Properties of the nuclei of Centaurs Chiron and Chariklo. *Astronomy & Astrophysics*, 413:1163–1175.
- Guilbert, A., Barucci, M. A., Brunetto, R., Delsanti, A., Merlin, F., Alvarez-Candal, A., Fornasier, S., de Bergh, C., and Sarid, G. (2009). A portrait of Centaur 10199 Chariklo. *Astronomy & Astrophysics*, 501:777–784.

- Guilbert-Lepoutre, A. (2011). A Thermal Evolution Model of Centaur 10199 Chariklo. *The Astronomical Journal*, 141:103.
- Hainaut, O. R., Boehnhardt, H., and Protopapa, S. (2012). Colours of minor bodies in the outer solar system. II. A statistical analysis revisited. *Astronomy & Astrophysics*, 546:A115.
- Hamid, S. E., Marsden, B. G., and Whipple, F. L. (1968). Influence of a Comet Belt beyond Neptune on the Motions of Periodic Comets. *Astronomical Journal*, 73:727–729.
- Harris, A. W., Young, J. W., Bowell, E., Martin, L. J., Millis, R. L., Poutanen, M., Scaltriti, F., Zappala, V., Schober, H. J., Debehogne, H., and Zeigler, K. W. (1989). Photoelectric observations of asteroids 3, 24, 60, 261, and 863. *Icarus*, 77:171–186.
- Hartmann, W. K., Tholen, D. J., Meech, K. J., and Cruikshank, D. P. (1990). 2060 Chiron - Colorimetry and cometary behavior. *Icarus*, 83:1–15.
- Horner, J., Evans, N. W., and Bailey, M. E. (2004a). Simulations of the population of Centaurs - I. The bulk statistics. *MNRAS*, 354:798–810.
- Horner, J., Evans, N. W., and Bailey, M. E. (2004b). Simulations of the population of Centaurs - II. Individual objects. *MNRAS*, 355:321–329.
- Hubbard, W. B., Hunten, D. M., Dieters, S. W., Hill, K. M., and Watson, R. D. (1988). Occultation evidence for an atmosphere on Pluto. *Nature*, 336:452–454.
- Hyodo, R., Charnoz, S., Ohtsuki, K., and Genda, H. (2017). Ring formation around giant planets by tidal disruption of a single passing large Kuiper belt object. *Icarus*, 282:195–213.
- Jewitt, D. (2009). The Active Centaurs. *The Astronomical Journal*, 137:4296–4312.
- Jewitt, D. and Luu, J. (1993). Discovery of the candidate Kuiper belt object 1992 QB1. *Nature*, 362:730–732.
- Jewitt, D. C. and Sheppard, S. S. (2002). Physical Properties of Trans-Neptunian Object (20000) Varuna. *The Astronomical Journal*, 123:2110–2120.
- Johnson, H. L. and Morgan, W. W. (1951). On the Color-Magnitude Diagram of the Pleiades. *Astrophysical Journal*, 114:522.
- Johnson, R. E., Cooper, J. F., Lanzerotti, L. J., and Strazzulla, G. (1987). Radiation Formation of a Non-Volatile Comet Crust. *Astronomy & Astrophysics*, 187:889.
- Kowal, C. T. and Gehrels, T. (1977). Slow-Moving Object Kowal. *IAU Circular*, 3129.

- Kowal, C. T., Liller, W., and Marsden, B. G. (1979). The discovery and orbit of /2060/ Chiron. In Duncombe, R. L., editor, *Dynamics of the Solar System*, volume 81 of *IAU Symposium*, pages 245–250.
- Kuiper, G. P. (1951). On the Origin of the Solar System. *Proceedings of the National Academy of Science*, 37:1–14.
- Lambrechts, M., Johansen, A., and Morbidelli, A. (2014). Separating gas-giant and ice-giant planets by halting pebble accretion. *Astronomy & Astrophysics*, 572:A35.
- Landolt, A. U. (1992). UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator. *The Astronomical Journal*, 104:340–371.
- Landolt, A. U. (2013). UBVRI Photometric Standard Stars around the Sky at +50 deg Declination. *The Astronomical Journal*, 146:131.
- Lazzarin, M., Barucci, M. A., Boehnhardt, H., Tozzi, G. P., de Bergh, C., and Dotto, E. (2003). ESO Large Programme on Physical Studies of Trans-Neptunian Objects and Centaurs: Visible Spectroscopy. *The Astronomical Journal*, 125:1554–1558.
- Lellouch, E., Santos-Sanz, P., Lacerda, P., Mommert, M., Duffard, R., Ortiz, J. L., Müller, T. G., Fornasier, S., Stansberry, J., Kiss, C., Vilenius, E., Mueller, M., Peixinho, N., Moreno, R., Groussin, O., Delsanti, A., and Harris, A. W. (2013). “TNOs are Cool”: A survey of the trans-Neptunian region. IX. Thermal properties of Kuiper belt objects and Centaurs from combined Herschel and Spitzer observations. *Astronomy & Astrophysics*, 557:A60.
- Levison, H. F. and Duncan, M. J. (1997). From the Kuiper Belt to Jupiter-Family Comets: The Spatial Distribution of Ecliptic Comets. *Icarus*, 127:13–32.
- Licandro, J., di Fabrizio, L., Pinilla-Alonso, N., de León, J., and Oliva, E. (2006a). Trans-neptunian object (55636) 2002 TX₃₀₀, a fresh icy surface in the outer solar system. *Astronomy & Astrophysics*, 457:329–333.
- Licandro, J., Grundy, W. M., Pinilla-Alonso, N., and Leisy, P. (2006b). Visible spectroscopy of 2003 UB313: evidence for N₂ ice on the surface of the largest TNO? *Astronomy & Astrophysics*, 458:L5–L8.
- Licandro, J., Pinilla-Alonso, N., Pedani, M., Oliva, E., Tozzi, G. P., and Grundy, W. M. (2006c). The methane ice rich surface of large TNO 2005 FY₉: a Pluto-twin in the trans-neptunian belt? *Astronomy & Astrophysics*, 445:L35–L38.
- Lomb, N. R. (1976). Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Astrophysics and Space Science*, 39:447–462.

- Lorenzi, V., Pinilla-Alonso, N., Licandro, J., Dalle Ore, C. M., and Emery, J. P. (2014). Rotationally resolved spectroscopy of (20000) Varuna in the near-infrared. *Astronomy & Astrophysics*, 562:A85.
- Luu, J. and Jewitt, D. (1996). Color Diversity Among the Centaurs and Kuiper Belt Objects. *The Astronomical Journal*, 112:2310.
- Magnusson, P. (1991). Analysis of asteroid lightcurves. III - Albedo variegation. *Astronomy & Astrophysics*, 243:512–520.
- Marchi, S., Lazzarin, M., Magrin, S., and Barbieri, C. (2003). Visible spectroscopy of the two largest known trans-Neptunian objects: Ixion and Quaoar. *Astronomy & Astrophysics*, 408:L17–L19.
- Marcialis, R. L. and Buratti, B. J. (1993). CCD photometry of 2060 Chiron in 1985 and 1991. *Icarus*, 104:234–243.
- McBride, N., Davies, J. K., Green, S. F., and Foster, M. J. (1999). Optical and infrared observations of the Centaur 1997 CU₂₆. *MNRAS*, 306:799–805.
- Meech, K. J. (1989). The Coma of 2060 Chiron. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 21 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 933.
- Meech, K. J. and Belton, M. J. S. (1990). The atmosphere of 2060 Chiron. *The Astronomical Journal*, 100:1323–1338.
- Moore, J. M., McKinnon, W. B., Spencer, J. R., Howard, A. D., Schenk, P. M., Beyer, R. A., Nimmo, F., Singer, K. N., Umurhan, O. M., White, O. L., Stern, S. A., Ennico, K., Olkin, C. B., Weaver, H. A., Young, L. A., Binzel, R. P., Buie, M. W., Buratti, B. J., Cheng, A. F., Cruikshank, D. P., Grundy, W. M., Linscott, I. R., Reitsema, H. J., Reuter, D. C., Showalter, M. R., Bray, V. J., Chavez, C. L., Howett, C. J. A., Lauer, T. R., Lisse, C. M., Parker, A. H., Porter, S. B., Robbins, S. J., Runyon, K., Stryk, T., Throop, H. B., Tsang, C. C. C., Verbiscer, A. J., Zangari, A. M., Chaikin, A. L., Wilhelms, D. E., Bagenal, F., Gladstone, G. R., Andert, T., Andrews, J., Banks, M., Bauer, B., Bauman, J., Barnouin, O. S., Bedini, P., Beisser, K., Bhaskaran, S., Birath, E., Bird, M., Bogan, D. J., Bowman, A., Brozovic, M., Bryan, C., Buckley, M. R., Bushman, S. S., Calloway, A., Carcich, B., Conard, S., Conrad, C. A., Cook, J. C., Custodio, O. S., Ore, C. M. D., Deboy, C., Dischner, Z. J. B., Dumont, P., Earle, A. M., Elliott, H. A., Ercol, J., Ernst, C. M., Finley, T., Flanigan, S. H., Fountain, G., Freeze, M. J., Greathouse, T., Green, J. L., Guo, Y., Hahn, M., Hamilton, D. P., Hamilton, S. A., Hanley, J., Harch, A., Hart, H. M., Hersman, C. B., Hill, A., Hill, M. E., Hinson, D. P., Holdridge, M. E., Horanyi, M., Jackman, C., Jacobson, R. A., Jennings, D. E., Kammer, J. A., Kang, H. K., Kaufmann, D. E., Kollmann, P., Krimigis, S. M., Kusnierkiewicz, D., Lee, J. E., Lindstrom, K. L., Lunsford, A. W., Mallder, V. A., Martin, N., McComas, D. J., McNutt, R. L., Mehoke, D., Mehoke, T., Melin, E. D., Mutchler, M., Nelson, D.,

- Nunez, J. I., Ocampo, A., Owen, W. M., Paetzold, M., Page, B., Parker, J. W., Pelletier, F., Peterson, J., Pinkine, N., Piquette, M., Protopapa, S., Redfern, J., Roberts, J. H., Rogers, G., Rose, D., Retherford, K. D., Ryschkewitsch, M. G., Schindhelm, E., Sepan, B., Soluri, M., Stanbridge, D., Steffl, A. J., Strobel, D. F., Summers, M. E., Szalay, J. R., Tapley, M., Taylor, A., Taylor, H., Tyler, G. L., Versteeg, M. H., Vincent, M., Webbert, R., Weidner, S., Weigle, G. E., Whittenburg, K., Williams, B. G., Williams, K., Williams, S., Woods, W. W., and Zirnstein, E. (2016). The geology of Pluto and Charon through the eyes of New Horizons. *Science*, 351:1284–1293.
- Moore, M. H., Donn, B., Khanna, R., and A’Hearn, M. F. (1983). Studies of proton-irradiated cometary-type ice mixtures. *Icarus*, 54:388–405.
- Morbidelli, A. (2008). *Comets and Their Reservoirs: Current Dynamics and Primordial Evolution*, page 132.
- Morbidelli, A. and Brown, M. E. (2004). *The kuiper belt and the primordial evolution of the solar system*, pages 175–191.
- Mueller, B. E. A., Tholen, D. J., Hartmann, W. K., and Cruikshank, D. P. (1992). Extraordinary colors of asteroidal object (5145) 1992 AD. *Icarus*, 97:150–154.
- Oort, J. H. (1950). The structure of the cloud of comets surrounding the Solar System and a hypothesis concerning its origin. *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 11:91–110.
- Ortiz, J. L., Cikota, A., Cikota, S., Hestroffer, D., Thirouin, A., Morales, N., Duffard, R., Gil-Hutton, R., Santos-Sanz, P., and de La Cueva, I. (2011). A mid-term astrometric and photometric study of trans-Neptunian object (90482) Orcus. *Astronomy & Astrophysics*, 525:A31.
- Ortiz, J. L., Duffard, R., Pinilla-Alonso, N., Alvarez-Candal, A., Santos-Sanz, P., Morales, N., Fernández-Valenzuela, E., Licandro, J., Campo Bagatin, A., and Thirouin, A. (2015). Possible ring material around centaur (2060) Chiron. *Astronomy & Astrophysics*, 576:A18.
- Ortiz, J. L., Gutiérrez, P. J., Casanova, V., and Sota, A. (2003). A study of short term rotational variability in TNOs and Centaurs from Sierra Nevada Observatory. *Astronomy & Astrophysics*, 407:1149–1155.
- Ortiz, J. L., Sicardy, B., Braga-Ribas, F., Alvarez-Candal, A., Lellouch, E., Duffard, R., Pinilla-Alonso, N., Ivanov, V. D., Littlefair, S. P., Camargo, J. I. B., Assafin, M., Unda-Sanzana, E., Jehin, E., Morales, N., Tancredi, G., Gil-Hutton, R., de La Cueva, I., Colque, J. P., da Silva Neto, D. N., Manfroid, J., Thirouin, A., Gutiérrez, P. J., Lecacheux, J., Gillon, M., Maury, A., Colas, F., Licandro, J., Mueller, T., Jacques, C., Weaver, D., Milone, A., Salvo, R., Bruzzone, S., Organero, F., Behrend, R., Roland, S., Vieira-Martins, R., Widemann, T., Roques, F., Santos-Sanz, P., Hestroffer, D., Dhillon, V. S.,

- Marsh, T. R., Harlinton, C., Campo Bagatin, A., Alonso, M. L., Ortiz, M., Colazo, C., Lima, H. J. F., Oliveira, A. S., Kerber, L. O., Smiljanic, R., Pimentel, E., Giacchini, B., Cacella, P., and Emilio, M. (2012a). Albedo and atmospheric constraints of dwarf planet Makemake from a stellar occultation. *Nature*, 491:566–569.
- Ortiz, J. L., Thirouin, A., Campo Bagatin, A., Duffard, R., Licandro, J., Richardson, D. C., Santos-Sanz, P., Morales, N., and Benavidez, P. G. (2012b). Rotational fission of trans-Neptunian objects: the case of Haumea. *MNRAS*, 419:2315–2324.
- Owen, T. C., Roush, T. L., Cruikshank, D. P., Elliot, J. L., Young, L. A., de Bergh, C., Schmitt, B., Geballe, T. R., Brown, R. H., and Bartholomew, M. J. (1993). Surface ices and the atmospheric composition of Pluto. *Science*, 261:745–748.
- Pan, M. and Wu, Y. (2016). On the Mass and Origin of Chariklo’s Rings. *The Astrophysical Journal*, 821:18.
- Peixinho, N., Delsanti, A., and Doressoundiram, A. (2015). Reanalyzing the visible colors of Centaurs and KBOs: what is there and what we might be missing. *Astronomy & Astrophysics*, 577:A35.
- Peixinho, N., Delsanti, A., Guilbert-Lepoutre, A., Gafeira, R., and Lacerda, P. (2012). The bimodal colors of Centaurs and small Kuiper belt objects. *Astronomy & Astrophysics*, 546:A86.
- Peixinho, N., Doressoundiram, A., Delsanti, A., Boehnhardt, H., Barucci, M. A., and Belskaya, I. (2003). Reopening the TNOs color controversy: Centaurs bimodality and TNOs unimodality. *Astronomy & Astrophysics*, 410:L29–L32.
- Peixinho, N., Lacerda, P., Ortiz, J. L., Doressoundiram, A., Roos-Serote, M., and Gutiérrez, P. J. (2001). Photometric study of Centaurs 10199 Chariklo (1997 CU₂₆) and 1999 UG₅. *Astronomy & Astrophysics*, 371:753–759.
- Petit, J.-M., Kavelaars, J. J., Gladman, B., and Loredó, T. (2008). *Size Distribution of Multikilometer Transneptunian Objects*, pages 71–87.
- Petit, J.-M., Kavelaars, J. J., Gladman, B. J., Jones, R. L., Parker, J. W., Van Laerhoven, C., Nicholson, P., Mars, G., Rousselot, P., Mousis, O., Marsden, B., Bieryla, A., Taylor, M., Ashby, M. L. N., Benavidez, P., Campo Bagatin, A., and Bernabeu, G. (2011). The Canada-France Ecliptic Plane Survey-Full Data Release: The Orbital Structure of the Kuiper Belt. *The Astronomical Journal*, 142:131.
- Pinilla-Alonso, N. (2016). Icy Dwarf Planets: Colored Popsicles in the Outer Solar System. *IAU Focus Meeting*, 29(27):241–246.
- Pinilla-Alonso, N. (2017). How JWST will bring light to the nature of trans-Neptunian objects through GTO observations. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, volume 230 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, page 403.02.

- Pinilla-Alonso, N., Brunetto, R., Licandro, J., Gil-Hutton, R., Roush, T. L., and Strazzulla, G. (2009). The surface of (136108) Haumea (2003 EL₆₁), the largest carbon-depleted object in the trans-Neptunian belt. *Astronomy & Astrophysics*, 496:547–556.
- Pinilla-Alonso, N., Licandro, J., and Campins, H. (2004). Mineralogical analysis of two different kind of icy surfaces in the trans-neptunian belt, TNOs (50000) Quaoar and 2002 TX₃₀₀. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #36*, volume 36 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 1088.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., and Flannery, B. P. (1992). *Numerical recipes in FORTRAN. The art of scientific computing*.
- Reynolds, J. H. (1960). Isotopic Composition of Primordial Xenon. *Physical Review Letters*, 4:351–354.
- Richardson, J. E. and Jay Melosh, H. (2013). An examination of the Deep Impact collision site on Comet Tempel 1 via Stardust-NExT: Placing further constraints on cometary surface properties. *Icarus*, 222:492–501.
- Ruprecht, J. D., Bosh, A. S., Person, M. J., Bianco, F. B., Fulton, B. J., Gulbis, A. S., Bus, S. J., and Zangari, A. M. (2013). 29 November 2011 Stellar Occultation by 2060 Chiron: Symmetric Jet-like Features. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, volume 45 of *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, page 414.07.
- Sagan, C. and Khare, B. N. (1979). Tholins - Organic chemistry of interstellar grains and gas. *Nature*, 277:102–107.
- Sheppard, S. S. (2010). The Colors of Extreme Outer Solar System Objects. *The Astronomical Journal*, 139:1394–1405.
- Sheppard, S. S., Lacerda, P., and Ortiz, J. L. (2008). *Photometric Lightcurves of Trans-neptunian Objects and Centaurs: Rotations, Shapes, and Densities*, pages 129–142.
- Sicardy, B., Ortiz, J. L., Assafin, M., Jehin, E., Maury, A., Lellouch, E., Hutton, R. G., Braga-Ribas, F., Colas, F., Hestroffer, D., Lecacheux, J., Roques, F., Santos-Sanz, P., Widemann, T., Morales, N., Duffard, R., Thirouin, A., Castro-Tirado, A. J., Jelínek, M., Kubánek, P., Sota, A., Sánchez-Ramírez, R., Andrei, A. H., Camargo, J. I. B., da Silva Neto, D. N., Gomes, A. R., Martins, R. V., Gillon, M., Manfroid, J., Tozzi, G. P., Harlinton, C., Saravia, S., Behrend, R., Mottola, S., Melendo, E. G., Peris, V., Fabregat, J., Madiedo, J. M., Cuesta, L., Eibe, M. T., Ullán, A., Organero, F., Pastor, S., de Los Reyes, J. A., Pedraz, S., Castro, A., de La Cueva, I., Muler, G., Steele, I. A., Cebrián, M., Montañés-Rodríguez, P., Oscoz, A., Weaver, D., Jacques, C., Corradi, W. J. B., Santos, F. P., Reis, W., Milone, A., Emilio, M., Gutiérrez, L., Vázquez, R., and Hernández-Toledo, H. (2011). A Pluto-like radius and a high albedo for the dwarf planet Eris from an occultation. *Nature*, 478:493–496.

- Spencer, J. R., Stansberry, J. A., Trafton, L. M., Young, E. F., Binzel, R. P., and Croft, S. K. (1997). *Volatile Transport, Seasonal Cycles, and Atmospheric Dynamics on Pluto*, page 435.
- Spohn, T., Knollenberg, J., Ball, A. J., Banaszekiewicz, M., Benkhoff, J., Grott, M., Grygorczuk, J., Hüttig, C., Hagermann, A., Kargl, G., Kaufmann, E., Kömle, N., Kührt, E., Kossacki, K. J., Marczewski, W., Pelivan, I., Schrödter, R., and Seiferlin, K. (2015). Thermal and mechanical properties of the near-surface layers of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Science*, 349(2).
- Stansberry, J., Grundy, W., Brown, M., Cruikshank, D., Spencer, J., Trilling, D., and Margot, J.-L. (2008). *Physical Properties of Kuiper Belt and Centaur Objects: Constraints from the Spitzer Space Telescope*, pages 161–179.
- Steckloff, J. K., Johnson, B. C., Bowling, T., Jay Melosh, H., Minton, D., Lisse, C. M., and Battams, K. (2015). Dynamic sublimation pressure and the catastrophic breakup of Comet ISON. *Icarus*, 258:430–437.
- Stellingwerf, R. F. (1978). Period determination using phase dispersion minimization. *The Astrophysical Journal*, 224:953–960.
- Strazzulla, G., Cataliotti, R. S., Calcagno, L., and Foti, G. (1984). The IR spectrum of laboratory synthesized polymeric residues. *Astronomy & Astrophysics*, 133:77–79.
- Tegler, S. C. and Romanishin, W. (1998). Two distinct populations of Kuiper-belt objects. *Nature*, 392:49.
- Tegler, S. C., Romanishin, W., and Consolmagno, G. J. (2003). Color Patterns in the Kuiper Belt: A Possible Primordial Origin. *The Astrophysical Journal*, 599:L49–L52.
- Tegler, S. C., Romanishin, W., Consolmagno, G. J., Rall, J., Worhatch, R., Nelson, M., and Weidenschilling, S. (2005). The period of rotation, shape, density, and homogeneous surface color of the Centaur 5145 Pholus. *Icarus*, 175:390–396.
- Thirouin, A., Noll, K. S., Ortiz, J. L., and Morales, N. (2014). Rotational properties of the binary and non-binary populations in the trans-Neptunian belt. *Astronomy & Astrophysics*, 569:A3.
- Thirouin, A., Ortiz, J. L., Campo Bagatin, A., Pravec, P., Morales, N., Hainaut, O., and Duffard, R. (2012). Short-term variability of 10 trans-Neptunian objects. *MNRAS*, 424:3156–3177.
- Thirouin, A., Ortiz, J. L., Duffard, R., Santos-Sanz, P., Aceituno, F. J., and Morales, N. (2010). Short-term variability of a sample of 29 trans-Neptunian objects and Centaurs. *Astronomy & Astrophysics*, 522:A93.

- Thirouin, A., Sheppard, S. S., Noll, K. S., Moskovitz, N. A., Ortiz, J. L., and Doressoundiram, A. (2016). Rotational Properties of the Haumea Family Members and Candidates: Short-term Variability. *The Astronomical Journal*, 151:148.
- Tholen, D. J., Hartmann, W. K., Cruikshank, D. P., Lilly, S., Bowell, E., and Hewitt, A. (1988). (2060) Chiron. *IAU Circular*, 4554.
- Thompson, W. R., Murray, B. G. J. P. T., Khare, B. N., and Sagan, C. (1987). Coloration and darkening of methane clathrate and other ices by charged particle irradiation: Applications to the outer solar system. *Journal of Geophysical Research*, 92:14933–14947.
- Tiscareno, M. S. and Malhotra, R. (2003). The Dynamics of Known Centaurs. *The Astronomical Journal*, 126:3122–3131.
- Trujillo, C. A., Jewitt, D. C., and Luu, J. X. (2001). Properties of the Trans-Neptunian Belt: Statistics from the Canada-France-Hawaii Telescope Survey. *The Astronomical Journal*, 122:457–473.
- Vaníček, P. (1971). Further Development and Properties of the Spectral Analysis by Least-Squares. *Astrophysics and Space Science*, 12:10–33.
- Whipple, F. L. (1972). The Origin of Comets. In Chebotarev, G. A., Kazimirchak-Polonskaia, E. I., and Marsden, B. G., editors, *The Motion, Evolution of Orbits, and Origin of Comets*, volume 45 of *IAU Symposium*, page 401.
- Wilson, P. D., Sagan, C., and Thompson, W. R. (1994). The organic surface of 5145 Pholus: Constraints set by scattering theory. *Icarus*, 107:288–303.