

UNIVERSIDAD DE LA REPUBLICA
PROGRAMA DE DESARROLLO DE LAS
CIENCIAS BASICAS (AREA FISICA)

Masas Cometarias Derivadas de Fuerzas No-Gravitacionales

TESIS PARA LA OBTENCION DEL TITULO DE:
Magister en Física opción Astronomía

por:

Lic. Andrea Sosa Oyarzábal

Orientador: Prof. Julio A. Fernández

Julio de 2007
Montevideo, Uruguay

En memoria de
mi padre,
Juan Ramón Sosa Leiva

Resumen

Estimamos masas y densidades para una muestra de diez cometas de corto período de tamaños conocidos: 1P/*Halley*, 2P/*Encke*, 6P/*d'Arrest*, 9P/*Tempel 1*, 10P/*Tempel 2*, 19P/*Borrelly*, 22P/*Kopff*, 46P/*Wirtanen*, 67P/*Churyumov-Gerasimenko* y 81P/*Wild 2*. El método, al igual que el introducido por Rickman (1986) y Rickman *et al.* (1987), se basa en la curva de luz visual observada (la cual se correlaciona con la curva de producción gaseosa), y en la variación observada del período orbital (ΔP) con respecto al calculado para una órbita puramente gravitacional. La variación ΔP es debida a las fuerzas originadas en el flujo anisotrópico de gas, las cuales imprimen una aceleración tipo *jet* al núcleo. En consecuencia, si conocemos tal efecto no-gravitacional, podemos derivar las componentes de dicha fuerza perturbadora y luego la masa del cometa. Comparando con otros parámetros físicos como el tamaño o el albedo, las masas de los núcleos cometarios son aún muy poco conocidas. A partir de la masa calculada y del tamaño conocido estimamos la densidad del núcleo (ρ), la cual constituye un parámetro fundamental para conocer su estructura y porosidad. Las densidades de los núcleos cometarios tienen una gran importancia cosmológica pues aportan restricciones a los escenarios de formación de planetesimales.

Las densidades obtenidas en este trabajo son muy bajas ($\rho \lesssim 0.6 \text{ g cm}^{-3}$), en concordancia con modelos del núcleo cometario que lo describen como un objeto muy poroso, y con resultados de otros autores. En particular destacamos la concordancia con los resultados obtenidos por el equipo de *Deep Impact* (Richardson y Melosh 2006) para el cometa 9P/*Tempel 1* mediante un método independiente tanto de la curva de luz como del efecto no-gravitacional. También destacamos la concordancia con las densidades estimadas para los cometas 67P/*Churyumov-Gerasimenko* y 81P/*Wild 2* a partir del modelado termofísico de las fuerzas no-gravitacionales (Davidsson y Gutiérrez 2005, 2006).

Analizamos la correlación empírica entre tasas de producción gaseosa y magnitudes visuales en cometas, concluyendo que a pesar de que dicha correlación no ha sido aún modelada satisfactoriamente, constituye una herramienta muy útil.

Hemos analizado también la correlación entre la asimetría de la curva de luz respecto al perihelio y el efecto no-gravitacional. Encontramos que aquellos cometas con una fuerte asimetría en su curva de luz presentan una componente radial de la fuerza no-gravitacional significativa, como era de esperar, pero no necesariamente dicha componente es dominante respecto a la transversa.

Las principales fuentes de incertidumbre en la estimación de las masas cometarias son la curva de luz, seguida del efecto no-gravitacional y de los parámetros nominales del modelo (tales como la velocidad de escape de las moléculas gaseosas, los ángulos que definen la orientación de la fuerza neta no-gravitacional, y los coeficientes de la correlación empírica entre magnitudes visuales y tasas de producción gaseosa). Discutimos la confiabilidad de los resultados obtenidos estimando el efecto de dichas fuentes de incertidumbre para cada cometa de la muestra.

Concluimos en que nuestro modelo demuestra una gran utilidad en el estudio estadístico de masas y densidades de la población de cometas de corto período, dado que puede ser aplicado a una muestra significativa de dicha población. Al ir aumentando el tamaño de la muestra, esperamos ir reduciendo el error en la densidad media calculada (más allá de que no pueda descartarse una dispersión real de las densidades), y así contribuir con restricciones significativas a los parámetros de los modelos de formación del Sistema Solar. A partir de la muestra estudiada en este trabajo estimamos la densidad media de los cometas de corto período en $\sim 0.4 \text{ g cm}^{-3}$.

Agradecimientos

Deseo expresar mi reconocimiento a aquellas personas e instituciones que contribuyeron, de distintas formas, a la realización de éste mi primer trabajo de investigación, así como a mi maestría en general.

En primer lugar agradezco a Julio Fernández, por proponerme un trabajo que me resultó altamente formativo (además de interesante y original), por dirigirlo en forma excelente, y especialmente por su dedicación como orientador, y por su constante disposición para la discusión de ideas. También deseo destacar su curso de Astrofísica del Sistema Solar (vital para mi formación), y en general su apoyo fundamental para la realización de mis estudios de maestría.

Agradezco al *Programa de Desarrollo de las Ciencias Básicas* (PEDECIBA) del área Física, por haberme brindado una beca para la realización de mis estudios de maestría durante los dos primeros años, y al Instituto de Física por el apoyo económico brindado durante los tres últimos meses de la misma.

Agradezco muy especialmente a Pedro Gutiérrez, por el aporte de datos sobre tasas de producción gaseosas, pero fundamentalmente por compartir su conocimiento experto sobre algunos aspectos de la física cometaria relacionados directamente con este trabajo, por permitir la discusión de ideas que me resultó muy estimulante y enriquecedora, y por enseñarme que uno/a debe ser el principal crítico de su trabajo.

Agradezco a Tabaré Gallardo, por responder siempre de excelente forma a cualquier consulta, especialmente sobre integración numérica de órbitas, y por su curso de Dinámica del Sistema Solar, fundamental para mi formación.

También debo agradecer a Gonzalo Tancredi, por sus comentarios y críticas que contribuyeron a reafirmar este trabajo.

En lo que respecta a los cursos opcionales de la maestría, quiero agradecer a Ricardo Gil-Hutton, por venir desde San Juan (Argentina) a brindarnos un excelente curso de técnicas observacionales, y a Alberto Bolatto, por su paciencia y generosidad en dirigirnos a distancia (desde la Universidad de Berkeley, EEUU) en un trabajo sobre medio interestelar, y por permitir que le robemos un poco de sus vacaciones cuando viene de visita por Uruguay.

Agradezco a Pablo Pais, por sus cálculos numéricos del efecto no-gravitacional en cometas periódicos (que me ayudaron a verificar los valores hallados aplicando otro método), y por su compañerismo al compartir horas de discusión sobre medio interestelar, así como sobre nuestros respectivos trabajos de investigación. También quiero mencionar a Nancy Sosa, mi compañera "de viaje" durante toda la maestría, y a Gastón Hugo y Juan Carlos Tulic, también por haber compartido discusiones sobre medio interestelar.

Finalmente expreso mi mayor gratitud para con mi familia, por su apoyo constante y esencial sin el cual nada sería posible.

Índice general

Resumen	I
Agradecimientos	III
1. Introducción	1
1.1. Interés cosmológico de los cometas	1
1.2. Modelos físicos de los núcleos cometarios	4
1.3. Fuerzas no-gravitacionales	7
1.4. Determinación de masas cometarias	12
1.5. Cometas de la Familia de Júpiter y del tipo Halley	14
2. El modelo	17
2.1. Descripción del método	17
2.2. Parámetros del modelo nominal	21
2.3. Cometas de la muestra	23
2.4. Programas y bases de datos	27
3. Fotometría de cometas	29
3.1. Determinación de magnitudes cometarias	29
3.2. Determinación de las curvas de luz	35
3.3. Producción gaseosa y magnitud visual	38
4. Curvas de luz	45
4.1. Cometa 1P/Halley	49
4.2. Cometa 2P/Encke	50
4.3. Cometa 6P/d'Arrest	52
4.4. Cometa 9P/Tempel 1	53
4.5. Cometa 10P/Tempel 2	56
4.6. Cometa 19P/Borrelly	59
4.7. Cometa 22P/Kopff	61
4.8. Cometa 45P/Honda-Mkros-Pajdusakova	62
4.9. Cometa 46P/Wirtanen	63
4.10. Cometa 67P/Churyumov-Gerasimenko	66
4.11. Cometa 81P/Wild 2	67
5. Resultados	69
5.1. Fuentes de incertidumbre	69
5.1.1. Curva de luz	70
5.1.2. Efecto no-gravitacional	72

5.1.3.	Parámetros del modelo nominal	73
5.2.	Masas y densidades de los cometas de la muestra	74
5.2.1.	Cometa 1P/Halley	74
5.2.2.	Cometa 2P/Encke	75
5.2.3.	Cometa 6P/d'Arrest	78
5.2.4.	Cometa 9P/Tempel 1	79
5.2.5.	Cometa 10P/Tempel 2	81
5.2.6.	Cometa 19P/Borrelly	83
5.2.7.	Cometa 22P/Kopff	84
5.2.8.	Cometa 45P/Honda-Mkros-Pajdusakova	85
5.2.9.	Cometa 46P/Wirtanen	86
5.2.10.	Cometa 67P/Churyumov-Gerasimenko	88
5.2.11.	Cometa 81P/Wild 2	89
5.3.	Resumen	91
6.	Análisis y Discusión	93
6.1.	Masas y densidades en el Sistema Solar	93
6.2.	Densidades mínimas	97
6.3.	El efecto no-gravitacional y la curva de luz	99
6.4.	Comparación con otros trabajos	105
7.	Conclusiones y perspectivas futuras	111
	Bibliografía	117

Capítulo 1

Introducción

1.1. Interés cosmogónico de los cometas

Los cometas son las "piedras" Rosetta que preservan las huellas de los eventos que dieron forma a nuestro Sistema Solar, aguardando ser descifradas
(J. A. Fernández)

Cometas y asteroides son considerados los residuos de la formación planetaria, por lo cual su estudio nos provee de valiosa información acerca de las condiciones que prevalecieron en el disco protoplanetario. Los cometas están constituidos básicamente por agregados de *hielos* (o sea sustancias volátiles en su fase sólida) y minerales cuya composición química debe reflejar las condiciones de presión y temperatura del medio en el cual se formaron. La constitución de los cometas sugiere que se originaron en la región de los planetas jovianos o más lejos del Sol, donde las temperaturas eran lo suficientemente bajas como para que las sustancias volátiles condensaran.¹

Los modelos de formación del Sistema Solar, que hasta hace pocas décadas se basaban únicamente en desarrollos teóricos de la formación de un disco de gas y polvo rodeando al proto-Sol (la teoría laplaciana de la nebulosa solar), actualmente pueden ser contrastados con la observación de discos circumstelares en torno a estrellas muy jóvenes, la supuesta contrapartida observacional de la nebulosa solar primigenia. El descubrimiento de exoplanetas también permite ahora comparar los resultados teóricos con la observación.

De acuerdo a la teoría estándar de formación del Sistema Solar, el Sol y el sistema planetario se habrían formado como resultado del colapso gravitacional de una nube de gas y polvo interestelares. Durante el proceso se formaron la proto-estrella en el centro, y un disco de material circumstelar rodeando a la proto-estrella: el disco protoplanetario. El modelo estándar para el disco protoplanetario se basa en una serie de leyes simples para la variación de la temperatura, la densidad volumétrica, la densidad superficial, etc.. con la distancia heliocéntrica. En particular, asumiendo una relación inversamente proporcional

¹Esta sección se basa en el capítulo 10 de Fernández (2005).

para la temperatura, se obtiene un rango de temperaturas consistentes con la condensación de distintas sustancias de importancia cosmogónica, a diferentes distancias del proto-Sol. Las diferencias de temperatura (y de presión) de un lugar a otro del disco han tenido un efecto significativo en el modelado de los granos: en la región más cercana al proto-Sol (la región de los planetas terrestres, donde se supone que hubieron temperaturas de ~ 1000 K), solamente las sustancias más refractarias (como el hierro y algunos silicatos) podían existir en estado sólido. A distancias algo mayores (en la zona de Júpiter), la temperatura habría descendido a unos 135 K, permitiendo la condensación de volátiles como el agua y algunos compuestos orgánicos. Esta región, donde la temperatura y la presión permiten la condensación del agua, se conoce como la *línea de nieve*, y se cree que estuvo localizada a distancias heliocéntricas $r \sim 4 - 5$ UA. Las sustancias más volátiles que el agua (H_2O), como el amoníaco (NH_3), el dióxido de carbono (CO_2), el monóxido de carbono (CO), el metano (CH_4), el NH_2 y el N_2 , solamente podían existir en la fase sólida en regiones más externas del disco, como la zona de Urano-Neptuno ($T \sim 28$ K), o el cinturón transneptuniano ($T \sim 17$ K).

El proceso de acreción, por el cual se formaron primero los planetesimales y por último los planetas, comienza a escalas microscópicas. De acuerdo a Weidenschilling (1980), en las etapas tempranas del Sistema Solar, el material primordial, que se encuentra en la forma de granos (de tamaños de décimas o unidades de micra) sigue cayendo hacia el plano medio del disco protoplanetario. Durante su descenso, los granos van creciendo por coagulación colisional. Los granos de polvo podrían también actuar como núcleos de condensación para los volátiles que se encuentran en la fase gaseosa, formando nuevos granos. Se irían formando así, por colisiones mutuas y/o por condensación, agregados granulares de alta porosidad.

Un escenario tentativo para la acreción planetaria podría ser el siguiente: A distancias heliocéntricas menores de algunas decenas de UA, los granos habrían tenido tiempo de asentarse formando un disco fino de polvo en el plano medio, donde continuarían creciendo, siendo la coagulación colisional el mecanismo dominante, hasta alcanzar un tamaño de kilómetros, de acuerdo a Weidenschilling (1995). A distancias más cercanas del Sol ($r < 30$ UA), los planetesimales formados continuarían su crecimiento por colisiones mutuas, hasta alcanzar el tamaño de planetas. A distancias mayores a ~ 100 UA, los granos no tuvieron tiempo suficiente para asentarse en un disco fino, por lo cual se encontrarían rodeando al sistema Solar interior en un disco más ancho que se iría engrosando hacia afuera, y que podría extenderse hasta ~ 1000 UA, lo cual se corresponde con los radios externos de discos circunestelares observados. Los planetesimales que no fueron acretados, ni eyectados fuera del Sistema Solar por los planetas una vez formados, habrían permanecido en las regiones dinámicamente estables como la que se encuentra entre Marte y Júpiter, dando origen al Cinturón de asteroides, o en la región transneptuniana, dando origen a uno de los dos grandes reservorios de los cometas actuales (el otro es la Nube de Oort, que también se habría formado con los planetesimales provenientes de las regiones más frías del disco protoplanetario, principalmente de la región de Urano-Neptuno).

Las diferencias en la composición de los granos a diferentes distancias he-

liocéntricas se verá luego reflejada en la composición de los planetesimales formados a partir de este polvo. Como sabemos, los planetas formados en la zona terrestre, más cerca de la estrella central, están en efecto constituídos mayoritariamente por materiales refractarios como rocas y metales, mientras los planetas formados más lejos del Sol, al igual que sus lunas y los cometas, poseen, además de materiales refractarios, grandes cantidades de hielos y materiales orgánicos. En particular el material cometario ha demostrado ser muy frágil y de baja densidad, con una estructura "esponjosa", tal como correspondería si se hubiese formado a partir de la acreción de granos a bajas velocidades de encuentro.

¿Pero cuál es la relación física que existe entre los planetesimales helados (o *cometesimales*), y los cometas que observamos hoy día? ¿Podemos considerar a los cometas como cometesimales preservados sin ninguna alteración? Probablemente no, ya que estos cuerpos podrían haber sufrido diferentes procesos durante los últimos 4000 millones de años, tales como colisiones mutuas (un proceso más factible en la época de la formación planetaria, cuando la densidad numérica de estos cuerpos debe haber sido varios órdenes de magnitud mayor que la presente). Varios cometas podrían ser productos de un proceso colisional en cascada a partir de cometesimales grandes. Como veremos en la siguiente sección, un gran número de cometas podrían haber sufrido colisiones catastróficas con reacumulación de los escombros.

También existen otros procesos físicos que podrían haber alterado el material primordial: por ejemplo la compactación sufrida en el interior de los cometesimales más grandes (cuerpos en el rango 10 - 100 km), puede dar lugar a variaciones importantes en la estructura física, e incluso en la geoquímica, aún para cometas formados en la misma región de la nebulosa protoplanetaria. En el caso de los cometas provenientes de cometesimales de ~ 1 km de tamaño, esperaríamos que el material primordial se hubiera preservado ya que la presión central del cuerpo no hubiera sido suficiente para compactarlo significativamente.

También podrían haberse dado procesos que alterarían químicamente el material primordial. Por ejemplo las superficies de los núcleos cometarios son alteradas por la exposición a la radiación UV, tanto solar como interestelar, y por el bombardeo de partículas cargadas. Esos procesos tienen el efecto de oscurecer la superficie, por la formación de largas cadenas de hidrocarburos. El calentamiento debido a estrellas tipo O, o a explosiones de supernovas en la vecindad del Sol, es otro proceso que favorece la pérdida de volátiles de las superficies de los núcleos cometarios. En consecuencia, aquellos cometas que se hubieran conservado intactos del punto de vista físico, presentarían sin embargo superficies empobrecidas o totalmente carentes de volátiles, mientras aquellos cometas producto de fragmentaciones de cuerpos mayores tendrían más chance de mantener sus especies volátiles en la superficie o muy cerca de ella.

Existen entonces diferentes caminos para la evolución física de los núcleos cometarios, los cuales conducirían a un rango amplio de densidades de masa y de cohesión interna del material. No obstante ello, deben haber conservado una porción significativa de material primordial, tal como parecen indicarlo las abundancias de los elementos halladas en los cometas.

Como señalan Davidsson y Gutiérrez (2004), a pesar de los avances que se han realizado en los modelos de formación planetaria, éstos todavía se basan en suposiciones y valores más bien arbitrarios de los parámetros. Por esta razón es que las determinaciones de masas y densidades cometarias, al igual que de otros parámetros físicos como tamaños, formas y períodos de rotación, tienen una gran importancia cosmogónica, dado que pueden imponer restricciones significativas a los parámetros relevantes y volver más precisos los resultados de los modelos numéricos de formación de planetesimales en la nebulosa solar.

Pero el interés de los cometas va más allá de su importancia astrofísica o cosmogónica, dado que también se cree que fueron relevantes en el origen y desarrollo de la vida en la Tierra. Siendo ricos en agua, además de contener otros volátiles y compuestos orgánicos, podrían haber contribuido significativamente a la formación de los océanos y atmósfera terrestres, además de suministrar los ingredientes orgánicos necesarios para formar las moléculas más complejas que condujeron a las primeras formas de vida.

Volviendo a la teoría estándar de formación del Sistema Solar, la Tierra se habría formado en una escala de tiempo de 100 millones de años, por acreción de los planetesimales de su zona de influencia. Como vimos anteriormente, dichos planetesimales no pueden haber contenido los volátiles que hoy componen los océanos y atmósfera terrestres. Se ha propuesto entonces que la Tierra debe haber acreetado en una etapa posterior su corteza de materiales ricos en volátiles y en compuestos de carbono, a partir de planetesimales residuales de las zonas de formación de los planetas jovianos, los cuales habrían alcanzado la región planetaria terrestre por *scattering* gravitacional. Tal proceso de "bombardeo" intensivo de planetesimales en la zona terrestre habría comenzado luego que la Tierra hubiera limpiado su propia zona de acreción, hace unos 4600 millones de años, y durado unos 800 millones de años. Es interesante destacar que la finalización de esa etapa de bombardeo intenso que sufriera el Sistema Solar interior parece corresponderse con el comienzo de la vida en nuestro planeta: en efecto, hay evidencia paleontológica de la existencia de microorganismos que se remonta a unos 3500 millones de años.

Quedan sin embargo algunas cuestiones por resolver aún, como por ejemplo la discrepancia entre los valores de la razón isotópica D/H encontrados en el agua de los océanos terrestres, y la encontrada en los cometas: el valor encontrado en los cometas es cerca del doble del valor de los océanos terrestres. Pero hay que señalar que solamente se disponen de medidas en tres cometas. Los tres cometas observados se suponen provenientes de la nube de Oort. Si finalmente se comprueba que esos pocos cometas son representativos del total, y por lo tanto todos los cometas estarían enriquecidos en deuterio (respecto a los océanos), entonces habría que buscar otra fuente para los volátiles terrestres.

1.2. Modelos físicos de los núcleos cometarios

El núcleo cometario es considerado actualmente como una estructura porosa, muy frágil y de baja densidad (menor a la densidad del hielo de agua), consti-

tuída por hielos y partículas de polvo. La naturaleza física y química de estos cuerpos, así como su origen dentro del Sistema Solar, empieza a establecerse recién en la segunda mitad del siglo XX, sentando las bases de lo que podríamos llamar la ciencia cometaria moderna.

La naturaleza celeste de los cometas no quedó establecida sino hacia fines del siglo XVII, dejando definitivamente atrás las conjeturas que se remontaban a la antigüedad, donde los cometas eran considerados ya fueran piedras en combustión (Anáxagoras de Clazomenae, siglo V a.c.), fenómenos atmosféricos de la propia Tierra (Aristotéles, siglo IV a.c.), o incluso hasta efectos ópticos producidos por la conjunción de dos planetas, lo cual daría la apariencia de un cuerpo elongado (Demócrito de Abdera, siglo IV a.c.). Con la medición de la paralaje del "Gran Cometa" de 1577, que determinó que los cometas se encontraban más allá de la Luna, y con el desarrollo de la teoría de la gravitación universal de Isaac Newton, aplicada por Edmund Halley para predecir el retorno del cometa que llevaría luego su nombre, la naturaleza celeste de los cometas quedó finalmente resuelta. Pero una nueva cuestión surgió entonces en otro debate que se mantendría hasta mediados del siglo XX: ¿los cometas provenían del espacio interestelar, o se habían originado dentro del Sistema Solar? Entre quienes argumentaban a favor de un origen interestelar se encontraba Pierre Laplace, quien propone que los cometas eran condensaciones de una nube interestelar, atraídas gravitacionalmente por el Sol. Esta teoría encuentra dificultades cuando se descubre que el Sol tiene un movimiento propio relativo a las estrellas vecinas, en dirección al Apex. Más tarde, Raymond Lyttleton retoma la idea de Laplace, aunque en su teoría los cometas serían "nubes" de partículas de polvo interestelar producidas por el propio proceso de captura.

Otras teorías se inclinaban por un origen en el Sistema Solar, aunque estaban lejos de establecer la verdadera naturaleza cometaria: por ejemplo Joseph Lagrange propone que los cometas se habrían originado en erupciones gigantes de algún planeta como Júpiter o Saturno. Esta y otras teorías catastróficas similares pierden luego sustento ante las grandes dificultades para explicar la física y la dinámica de los cometas generados.

El modelo de captura interestelar de Lyttleton (1951) constituye uno de los primeros modelos físicos para los núcleos cometarios. De acuerdo a este modelo, también conocido como modelo de "grava" o "banco de arena", la estructura del cometa estaría formada por un enjambre de partículas débilmente ligadas, sin cohesión interna, ocupando un volumen del tamaño de la coma (10^4 - 10^5 km), y siguiendo órbitas heliocéntricas muy próximas entre sí, como una corriente meteórica. Según este modelo, la pulverización debida a colisiones mutuas entre las partículas, a medida que el cometa se aproxima al Sol, daría lugar a la cola cometaria, por efecto de la presión de radiación. Pero este modelo encontró pronto grandes dificultades: las observaciones indicaban que la región nuclear - que brillaba por la luz solar reflejada - era mucho más pequeña que la coma, lo que sugería una estructura mucho más compacta que la pronosticada por el modelo. Además las observaciones espectroscópicas ya mostraban que la proporción de masa en la forma de polvo en la coma era extremadamente pequeña. Y finalmente, este modelo no podía explicar cómo los cometas sobrevivían a pasajes cercanos por el Sol sin sublimarse completamente.

El modelo de Whipple (1950), conocido como modelo de "nieve sucia", propone al núcleo cometario como un conglomerado de hielos y partículas de polvo. Al contrario del modelo de "banco de arena", el modelo de "nieve sucia" ha sido muy exitoso en explicar varias propiedades observadas de los cometas, tales como la capacidad de sobrevivir pasajes próximos al Sol, y el apartamiento de un movimiento puramente gravitacional debido a la acción de fuerzas no-gravitacionales (tema que desarrollaremos en la próxima sección). En lo que respecta a la composición, Delsemme (1977) estima una razón polvo/gas (silicatos/hielo) entre 0.61 y 0.76, asumiendo abundancias solares y un empobrecimiento de H, He y Ne.

El modelo de Whipple fue confirmado en 1986 cuando una flotilla de sondas espaciales visitó al cometa Halley. Posteriormente otras sondas espaciales estudiaron otros cometas (ver la tabla 1.1), confirmando que los núcleos cometarios son cuerpos irregulares, elongados, de algunos kilómetros de tamaño (el cometa Halley es uno de los mayores conocidos, con un tamaño de $15 \times 7.5 \times 7.5$ km). Quedó establecida la diferencia esencial entre cometas y asteroides: los primeros muestran actividad gaseosa debida a la presencia de volátiles (agua, monóxido de carbono y dióxido de carbono son los principales hielos, predominando por lejos el agua), sobre o cerca de la superficie, que subliman debido a la radiación solar, mientras los segundos son cuerpos rocosos inactivos.

Donn (1963, 1990) estima que una mezcla de hielos y materia meteorítica formaría un agregado con una densidad muy baja: en su modelo el núcleo cometario se forma a partir de la acumulación de granos que se adhieren entre sí tras colisionar a bajas velocidades (pocos m s^{-1}), gracias al arrastre del gas presente en la nebulosa solar. Estas velocidades tan bajas de impacto preservarían la componente de hielo presente en los granos. La masa de hielo acreetada de esta forma tendría una densidad inicial $\sim 0.3 \text{ g cm}^{-3}$. Este proceso llevaría finalmente a la formación de un agregado fractal muy poroso y de una densidad extremadamente baja. Pero los agregados con granos más grandes podrían ulteriormente compactarse por impactos, por lo cual los cuerpos más grandes podrían tener densidades medias mayores. Donn concluye que los núcleos cometarios con un tamaño de pocos kilómetros tendrían una forma irregular y serían muy frágiles, con densidades de unas pocas décimas de g cm^{-3} .

Weissman (1986) propone un modelo, al cual denomina "pila de escombros", en el cual el núcleo cometario se encuentra formado por agregados de bloques de distintos tamaños débilmente ligados entre sí por auto-gravitación. Tal "pila de escombros" se habría originado tras una colisión catastrófica con la subsiguiente reacumulación de parte del material dispersado. Este modelo parece más apropiado para explicar la formación de los cometas mayores (radios superiores a ~ 3 km), pues cuerpos menores (como el caso de la mayoría de los cometas observados), no tendrían la energía potencial gravitacional suficiente para reacumular una parte significativa del material dispersado tras la colisión catastrófica, de acuerdo a Fernández (2005). El modelo de Weissman está en acuerdo con las muy bajas densidades y cohesión interna que se esperan de los núcleos cometarios, aunque a diferencia del modelo fractal de Donn, los bloques de material se encontrarían más compactados. El modelo de "pila de escombros" explica satisfactoriamente fenómenos frecuentemente observados en cometas, como súbitos

incrementos de brillo asociados con los llamados *outbursts* y la fragmentación del núcleo. La fragmentación implica una pérdida de masa superior a la media por revolución, y supone también la partición del núcleo en dos o más pedazos claramente distinguibles. Tales fenómenos ponen en evidencia la fragilidad del núcleo cometario, tal como ha sido observado en el caso del D/Shoemaker-Levy 9, fragmentado por efecto de mareas durante un encuentro cercano con Júpiter, previo a su colisión con el planeta, en 1994. Otros casos notorios de fragmentación, aunque no debidas a mareas, fueron por ejemplo el del cometa West en 1976, y el del C/1999 S4 (LINEAR).

1.3. Fuerzas no-gravitacionales

El descubrimiento de las fuerzas no-gravitacionales se remonta a la primera mitad del siglo XIX, cuando en 1819 Johann Encke descubre que el cometa con el período más corto conocido (el cometa 2P/Encke) mostraba un acortamiento de su período orbital (en unas 2.5 horas por revolución orbital - actualmente el valor se ha reducido a unos 6 minutos) que no podía ser explicado si se consideraban solamente las fuerzas gravitacionales. Una disminución secular del período orbital también se descubrió en otros cometas periódicos como el 3D/Biela y el 16P/Brooks. Una primera hipótesis fue la existencia de un medio resistivo que afectaría al movimiento de cuerpos ligeros y pequeños como los cometas. Pero tal explicación hubo de descartarse cuando se comprobó que otros cometas mostraban un alargamiento de su período orbital, tales como el 8P/Tuttle, que mostraba un incremento secular de su período orbital, o el 21P/Giacobini-Zinner, que inicialmente mostraba un aumento, y luego una disminución de su período orbital.

En 1836 Friedrich Bessel sugiere que el material expulsado predominantemente en la dirección solar debe ejercer una fuerza de retroceso en el núcleo cometario. Esta idea, que es esencialmente correcta, fue ignorada por más de un siglo, posiblemente debido a que en la época de Bessel aún no se había llegado a un consenso sobre la naturaleza de los núcleos cometarios. A mitad del siglo XX Fred Whipple (1950) retoma la idea de Bessel, proponiendo que las fuerzas no-gravitacionales se originan en la sublimación anisotrópica de los hielos, dando lugar a *jets* o chorros de gas y polvo que escaparían del núcleo a velocidades de hasta cientos de m s^{-1} , y que, por el principio de acción-reacción, impartirían al cometa un impulso en la dirección opuesta a la de gaseamiento neto. Actualmente se conoce que los núcleos cometarios subliman en general a través de unas pocas áreas activas diseminadas por una superficie cubierta de polvo, localizadas generalmente en el hemisferio iluminado, tal como lo han mostrado las imágenes tomadas por sondas espaciales (figura 1.1). No obstante, si bien en la realidad el patrón de la actividad cometaria es más complejo que el modelo aquí descrito, los principios físicos son los mismos.

Cabe acotar que por fuerzas no-gravitacionales nos referiremos siempre al momento transferido al núcleo por el gas sublimado, dado que éste es el principal efecto no-gravitacional que actúa sobre los núcleos cometarios (otros efectos no-gravitacionales, como los efectos colisionales, son mucho menos importantes

en el caso de los cometas). En los asteroides de tamaños en el rango de metros a kilómetros el *efecto Yarkovsky* produce una fuerza no-gravitacional similar a la producida por el gaseamiento anisotrópico en los cometas.

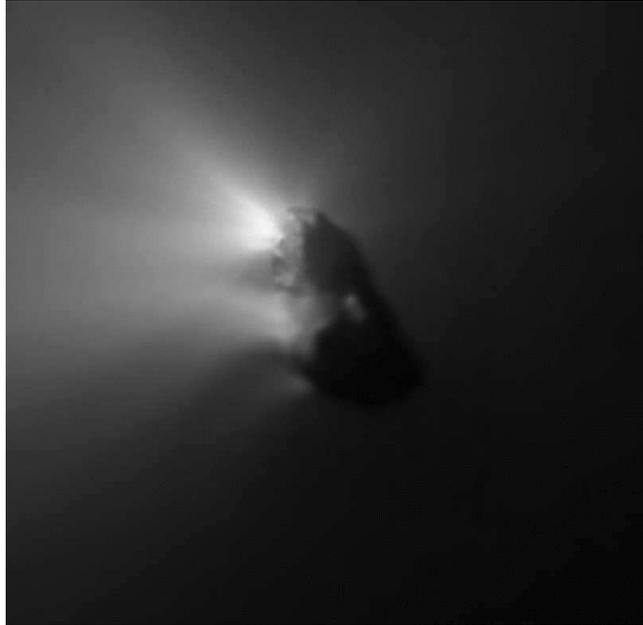


Figura 1.1: Imagen del núcleo del cometa Halley por la sonda Giotto. Se ve claramente que el gas escapa por algunas áreas activas localizadas. (Créditos: ESA/Max Planck Institute für Aeronomie).

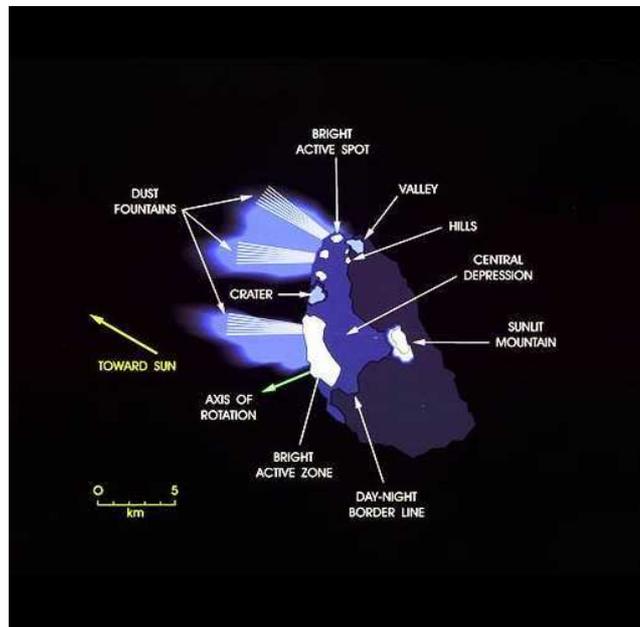


Figura 1.2: Representación esquemática del núcleo del cometa Halley, correspondiente a la imagen anterior, mostrando las áreas activas y la irregularidad de la superficie del núcleo. Las fuerzas no-gravitacionales se originan en la sublimación de los hielos debida a la radiación solar. Por efecto de la rotación y de la inercia térmica la fuerza no-gravitacional neta (en la dirección opuesta a la de gaseamiento neto) se desviará en general de la dirección antisolar. (Créditos: ESA/Max Planck Institute für Aeronomie).

De acuerdo a Whipple, la inercia térmica del material y la rotación del núcleo harían que la dirección de gaseamiento neto se desvíe de la dirección del punto subsolar (figura 1.2), en un cierto ángulo η conocido como *ángulo de retardo* (figura 1.3). Actualmente, modelos termofísicos muestran que los factores geométricos, tales como la topografía, la orientación del eje de rotación y la localización de las áreas activas, pueden tener una igual o mayor importancia en la determinación del ángulo de retardo (Davidsson y Gutiérrez 2004, 2005, 2006, Davidsson, Gutiérrez y Rickman 2007).

En el caso ideal de un núcleo cometario con rotación e inercia térmica despreciables, la dirección de la aceleración neta no-gravitacional (\vec{J}) coincidiría con la dirección radial o antisolar. Pero en general se tendrá un cierto ángulo de retardo, por lo cual sobre el núcleo estarán actuando componentes radial (\vec{J}_r), transversa (\vec{J}_t) y normal (\vec{J}_n) de la aceleración no-gravitacional, tal como lo indica la figura 1.3.

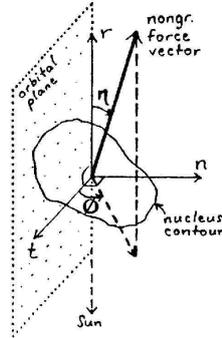


Figura 1.3: La fuerza neta no-gravitacional \vec{F} puede ser descrita en un referencial cartesiano ortogonal definido por la dirección radial \vec{r} , la dirección transversa \vec{t} en el plano orbital y perpendicular a \vec{r} , y la dirección normal \vec{n} al plano orbital. El ángulo η es el formado por \vec{F} con la dirección radial, y ϕ es el ángulo acimutal, formado por la proyección de \vec{F} en el plano normal con la dirección transversa (extraído de Rickman *et al.* 1987)

Las fuerzas no-gravitacionales alteran en general tanto la forma como el tamaño de las órbitas cometarias. En efecto: la componente transversa \vec{J}_t acelerará o frenará al cometa, dependiendo de si apunta en el mismo sentido o no que la velocidad orbital \vec{v} . En el primer caso se alargará el semieje mayor de la órbita, tal como puede deducirse en forma inmediata de la ecuación planetaria de Lagrange bajo la forma de Gauss, para el semieje mayor (ecuación 1.1, donde se ha supuesto que la fuerza perturbadora es la no-gravitacional, y se ha tomado como positivo el sentido del movimiento). Luego al alargarse el semieje mayor, aumentará correspondientemente el período orbital (por la tercera ley de Kepler).

$$\frac{da}{dt} = \frac{2 \left(e \sin(f) J_r + \frac{a(1-e^2)}{r} J_t \right)}{n \sqrt{1-e^2}} \quad (1.1)$$

donde a es el semieje mayor de la órbita, n es el movimiento medio, e es la excentricidad orbital, f es la anomalía verdadera (i.e. el ángulo formado por el cometa, el Sol y el perihelio), y r es la distancia heliocéntrica.

Análogamente se puede mostrar que el período orbital se achica si la componente transversa \vec{J}_t es opuesta al movimiento orbital. La figura 1.4 ilustra las dos situaciones posibles, en función únicamente del sentido de rotación, despreciando el efecto de los factores geométricos.

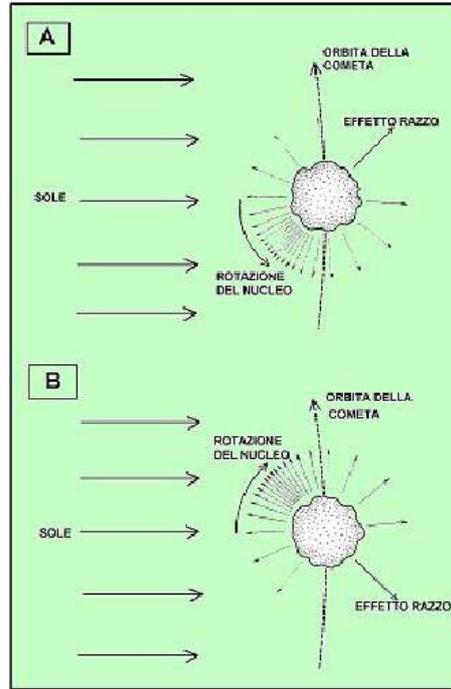


Figura 1.4: La acción de las fuerzas no-gravitacionales en los cometas. Cuando la traslación y la rotación son en el mismo sentido (A), el movimiento del cometa es acelerado por la fuerza no-gravitacional, y el período orbital se alarga. Lo contrario ocurre en el caso (B) cuando los sentidos son opuestos: el cometa es frenado por la fuerza no-gravitacional, y el período orbital se acorta (Extraído de http://comete.uai.it/le_comete2.htm). En esta descripción simplista se ha despreciado el efecto de otros factores como los geométricos.

En resumen: cuando la evolución orbital lleva al cometa lo suficientemente cerca del Sol, el núcleo se activa por la sublimación de sus hielos, originándose entonces la acción de las fuerzas no-gravitacionales, cuyo principal efecto observable será un retraso o un adelanto en el instante del pasaje por el perihelio, relacionado con un aumento o una disminución del período orbital, respectivamente. Esta variación en el período orbital ΔP puede expresarse en términos de las componentes radial y transversa de la fuerza no-gravitacional. En efecto, partiendo de la ecuación diferencial 1.1, haciendo el cambio de variable apropiado, e integrando en una revolución orbital, se llega a la siguiente expresión:

$$\Delta P = \frac{6\pi\sqrt{1-e^2}}{n^2} \left(\frac{e}{a(1-e^2)} \int_0^P J_r \sin(f) dt + \int_0^P \frac{J_t}{r} dt \right) \quad (1.2)$$

Existe una confusión en la literatura, donde a veces en lugar de ΔP se hace referencia a una variación en el instante de pasaje por el perihelio $\Delta\tau$. Ambos

efectos no son equivalentes, ya que si bien una variación en el período orbital contribuye a una variación en el instante del pasaje por el perihelio, pueden existir otras causas para esta última variación.

En la expresión 1.2 hemos despreciado los efectos relativistas, ya que solo serían relevantes en escalas de tiempo del orden de los miles de años (Benítez y Gallardo 2007).

1.4. Determinación de masas cometarias

Comparada con otros parámetros físicos como el tamaño o el albedo, la masa del núcleo cometario es pobremente conocida; en la actualidad se disponen de estimaciones para apenas una decena escasa de cometas, incluyendo cuatro de los cinco que fueron estudiados *in situ*.

Las primeras estimaciones de masas cometarias datan de principios del siglo XIX. En 1805 Laplace logra determinar un límite superior en 1/5000 masas terrestres, al notar que un encuentro cercano entre la Tierra y el cometa Lexell (ocurrido en 1770) no produjo ninguna perturbación perceptible en el movimiento de la Tierra. También llegó a la conclusión de que la coma y la cola cometarias debían tener densidades extremadamente bajas, a pesar de su gran volumen.

Hubieron otros intentos de estimar masas por métodos diferentes, aunque basados también en la gravitación: por ejemplo Josef von Hepperger estima en 1906 una masa cometaria de 4.2×10^{-7} masas terrestres para el 3D/Biela, basándose en supuestas perturbaciones mutuas entre las dos componentes del cometa. Tal valor demostraría posteriormente ser excesivamente grande, por un factor de ~ 3 a 4 órdenes de magnitud. Otro intento correspondió a Vorontsov-Velyaminov, quien en 1946 determinó límites inferiores para las masas de los cometas 109P/Swift-Tuttle (10^{15} kg) y 55P/Tempel-Tuttle (10^{13} kg). Para ello se basó en estimaciones de masa para las corrientes meteoríticas asociadas (las Perseidas en el caso del Swift-Tuttle, y las Leónidas en el caso del Tempel-Tuttle), asumiendo que éstas serían una cierta (y muy pequeña) fracción de la masa remanente del respectivo núcleo. Estos valores resultaron ser más cercanos a los que conocemos actualmente, como veremos en los capítulos 5 y 6.

Dado que no se conocen cometas binarios o que posean satélites, no podemos aplicar el método "tradicional" que consiste en modelar la interacción gravitacional del sistema para explicar el movimiento observado, como se hace con otros cuerpos menores, como los asteroides binarios por ejemplo.

El principal efecto observable que nos permite realizar una estimación de la masa, en el caso de los cometas periódicos, es la variación en el período orbital del cometa, mediante el modelado de las fuerzas no-gravitacionales. Este método, introducido por Rickman (1986, 1989) y Rickman *et al.* (1987), ha sido utilizado recientemente por Davidsson y Gutiérrez (2004, 2005, 2006) y Davidsson, Gutiérrez y Rickman (2007) en sofisticados modelos termofísicos de las fuerzas no-gravitacionales, que buscan reproducir no solamente el cambio observado en

el período orbital, sino también la curva empírica de producción gaseosa de H₂O, y la variación de otros parámetros orbitales como la longitud del perihelio. El método empleado en el presente trabajo (el cual se detalla en el siguiente capítulo) se basa también en la idea de Rickman, aunque a diferencia de Gutiérrez y Davidsson, que aplican un modelo específico para un cometa en particular, en nuestro método implementamos un modelo físico simple y genérico de las fuerzas no-gravitacionales, basado en valores promediados de los parámetros relevantes, que incorpora la información de la actividad gaseosa particular de cada cometa a través de su curva de luz, lo cual lo hace aplicable a un número mayor de cometas.

Entre otros métodos que pueden aplicarse para estimar masas cometarias se encuentra la medición del campo gravitacional del cometa por una sonda espacial. Esto se ha realizado de dos formas: la primera de ellas mediante seguimiento Doppler desde una base terrestre de la sonda en órbita alrededor del objeto, como fue realizado en el caso del asteroide 433 Eros orbitado por la *NEAR-Shoemaker*, pero que hasta el momento no ha sido aplicado a un cometa (Yeomans *et al.* 2000). El otro método se basa en la determinación del campo gravitacional del cometa a partir de la observación *in situ* del cono de material eyectado tras el impacto de un proyectil disparado contra el núcleo, tal como fuera realizado en 2005 por el equipo de *Deep Impact* con el cometa 9P/Tempel 1 (A'Hearn *et al.* 2005, Richardson y Melosh 2006).

Otro método consiste en observar la fragmentación de un núcleo cometario; en este caso el modelo para la fragmentación también permite obtener información sobre la estructura interna del núcleo, además de su masa y densidad. Esto se ha aplicado a los cometas D/Shoemaker-Levy 9 (Solem 1995, Asphaug y Benz 1996) y C/1999 S4 LINEAR (Weaver *et al.* 2001).

Existe un método que permite determinar un límite inferior para la densidad del núcleo cometario. El método se basa en el hecho de que un cuerpo rotante necesita cierta autogravedad y cohesión para contrarrestar la fuerza centrífuga derivada de la rotación. Si se conoce el tamaño, la forma y el período de rotación del núcleo, se puede estimar la densidad mínima que debería tener el cuerpo para mantener la estabilidad gravitacional. En efecto; un valor crítico para el período de rotación (P_{rot}) puede obtenerse imponiendo que en el ecuador la aceleración de la gravedad superficial sea igual a la aceleración centrífuga. Para un elipsoide prolato de semiejes a , $b = c$, dicha aceleración se verá reducida en un factor b/a respecto a la de una esfera de radio a , de acuerdo a Pravec y Harris (2000), por lo cual la condición para la inestabilidad gravitacional puede expresarse como :

$$\frac{GMb}{a^3} = \omega_c^2 a$$

siendo G la constante de gravitación universal, M la masa del núcleo, y $\omega_c (= 2\pi/P_{rot})$ la velocidad angular de rotación. Luego de la expresión anterior se obtiene la densidad mínima ρ_{min} ($= M/(4/3\pi ab^2)$):

$$\rho_{min} = 10,9 \times \frac{(a/b)}{P_{rot}^2} \quad (1.3)$$

donde la densidad está dada en g cm^{-3} y el período de rotación en horas.

Aplicando este método a una muestra de 14 cometas, pero mediante un modelo más complejo que tiene en cuenta el material, Davidsson (2001) encuentra que 7 cometas necesitarían $0.20 < \rho_{min} < 0.53 \text{ g cm}^{-3}$, luego de excluir los casos que resultaron triviales (por tratarse de objetos de rotación lenta).

1.5. Cometas de la Familia de Júpiter y del tipo Halley

Los cometas periódicos (también llamados de corto período) se definen como aquellos con período orbital $P < 200$ años. Tal límite obedece en principio a una razón de índole práctica: como los registros de observaciones sistemáticas de cometas se remontan a solamente a unos dos siglos atrás, los cometas con $P > 200$ años se han observado en una sola aparición (con la excepción del cometa 153P/Ikeya-Zhang, con $P = 364$ años, observado en 1661 y recuperado en 2002). Sin embargo, también hay una razón dinámica para tal distinción, dado que estudios teóricos y simulaciones numéricas, en el contexto del Problema Restringido de Tres Cuerpos (PRTC), muestran que los cometas con $P < 200$ años son los que pueden librar en torno a resonancias del movimiento medio con Júpiter, en forma estable, tal como se ha observado en el caso de los cometas 23P/Brosen-Metcalf, 12P/Pons-Brooks, 13P/Olbers, y 109P/Swift-Tuttle, entre otros (Chambers 1997).

Los cometas periódicos a su vez se dividen en cometas de la Familia de Júpiter ($P < 20$ años), y en cometas del tipo Halley ($P > 20$ años) (un período orbital $P = 20$ años equivale a un semieje mayor $a = 7.4 \text{ UA}$).

Existe un criterio adicional, para definir ambos grupos de cometas, basado en el parámetro de Tisserand (una constante de movimiento en el PRTC), el cual conduce a poblaciones similares para cada grupo: los cometas de la Familia de Júpiter (de aquí en más JFCs, por sus siglas en inglés) presentan en general un parámetro de Tisserand (T) que cumple $2 \leq T \leq 3$, mientras los cometas del tipo Halley (de aquí en más HTC, por sus siglas en inglés), presentan en general $T \leq 2$. El valor límite $T \simeq 2$ separa ambas poblaciones por su origen: los JFCs provenientes de la región transneptuniana, y los HTCs (al igual que los cometas de largo período), provenientes de la Nube de Oort, de acuerdo a Fernández (2005).

El límite superior $T \simeq 3$ para los JFCs implica que éstos pueden ser capturados por Júpiter. La influencia dominante de Júpiter en la evolución dinámica de estos objetos queda evidenciada por la acumulación de sus afelios en torno al semieje mayor de la órbita de Júpiter, y por tener argumentos del perihelio concentrados alrededor de $\omega \sim 0^\circ$ y $\omega \sim 180^\circ$ (o sea que los afelios estarán cerca de la línea de los nodos, y por tanto del plano orbital de Júpiter) (Fernández 2005).

El catálogo de órbitas cometarias (Marsden y Williams 2005) da cuenta de

2221 cometas con órbitas determinadas, en los cuales una fracción significativa - unos 995 cometas - han sido descubiertos por el satélite espacial SOHO cuando los objetos se encontraban en la vecindad del Sol (la gran mayoría de estos cometas pertenecen a la categoría de *sungrazers*). De acuerdo a este catálogo, se conocen unos 341 cometas periódicos, la mayor parte de los cuales son JFCs.

Los cometas periódicos descubiertos tienen sus perihelios a menos de 2 UA del Sol (incluso algunos los tienen interiores a la órbita terrestre, como el 1P/Halley y el 2P/Encke). Entre ellos, los JFCs presentan los períodos orbitales más cortos conocidos. Debido a esto la mayoría de estos objetos han sido observados en más de una aparición, y en algunos casos a lo largo de toda su órbita hasta el afelio. Esta cobertura orbital ha permitido coleccionar una valiosa información física acerca de esta población. En la tabla 1.1 se indican los cometas que han sido o son actualmente objetivos de misiones espaciales (todos ellos, excepto el cometa Halley, son JFCs). Cuestiones claves acerca de la naturaleza química y física de los núcleos cometarios, y de su relevancia para las teorías cosmogónicas del Sistema Solar, así como para el origen y desarrollo de la vida en la Tierra, solamente podrán ser respondidas por medio de misiones *in situ*.

Tabla 1.1: Cometas objetivos de misiones espaciales

Cometa	Misión y año de encuentro
1P/Halley	<i>Giotto</i> (ESA), <i>Vega 1, 2</i> (URSS), Susei y Sakigake (Japón), 1986
9P/Tempel 1	<i>Deep Impact</i> (NASA), 2005
19P/Borrelly	<i>Deep Space 1</i> (NASA), 2001
26P/Grigg-Skjellerup	<i>Giotto</i> (ESA), 1992
67P/Churyumov-Gerasimenko	<i>Rosetta</i> (ESA), 2014
81P/Wild	<i>Stardust</i> (NASA), 2004

Capítulo 2

El modelo

2.1. Descripción del método

El modelado de las fuerzas no-gravitacionales constituye actualmente el mejor método disponible para estimar masas en aquellos cometas periódicos para los cuales se puede medir una variación en el período orbital (debida al efecto no-gravitacional), como vimos en el capítulo anterior.

El método que implementamos en este trabajo se basa en el introducido por Rickman (1986, 1989) y Rickman *et al.* (1987), que consiste básicamente en relacionar el cambio ΔP observado con la curva de producción gaseosa.

Según ilustra la figura 1.3, las componentes radial y transversa de la aceleración no-gravitacional (\vec{J}) están dadas por:

$$J_r = J \cos(\eta), \quad J_t = J \sin(\eta) \cos(\phi) \quad (2.1)$$

De acuerdo a Whipple (1950) podemos relacionar la tasa de producción de moléculas gaseosas (Q), el momento medio transferido por unidad de masa (\vec{u}), y la fuerza no-gravitacional ($M\vec{J}$), por medio de la conservación del momento:

$$M\vec{J} = -Qm\vec{u} \quad (2.2)$$

donde M es la masa del cometa, y m es la masa molecular promedio del gas.

Podemos identificar a \vec{u} con la velocidad efectiva de eyección gaseosa, que a su vez estará dada por: $\vec{u} = \zeta\vec{v}$, siendo ζ el coeficiente de transferencia de momento por unidad de masa y \vec{v} la velocidad térmica superficial de las moléculas del gas.

Despejando J de (2.2) y sustituyendo dicho factor en 1.2 obtenemos:

$$\Delta P \cong \frac{6\pi\sqrt{1-e^2}}{n^2} \left(\frac{e}{a(1-e^2)} \int_0^P \left[\frac{Qmu}{M} \cos(\eta) \right] \sin(f) dt + \int_0^P \left[\frac{Qmu}{M} \sin(\eta) \cos(\phi) \right] \frac{1}{r} dt \right) \quad (2.3)$$

En la expresión anterior podemos sacar de factor común las constantes M y m . Si consideramos promedios en una revolución orbital para u , $\cos(\eta)$ y $\sin(\eta) \cos(\phi)$, podemos también sacar fuera del símbolo de integral dichos promedios orbitales ($\langle u \rangle$, $\langle \cos(\eta) \rangle$ y $\langle \sin(\eta) \cos(\phi) \rangle$, respectivamente) como factores comunes:

$$\Delta P \cong \frac{6\pi\sqrt{1-e^2}}{n^2 M} m \langle u \rangle \left(\frac{e}{a(1-e^2)} \langle \cos(\eta) \rangle \int_0^P Q \sin(f) dt + \langle \sin(\eta) \cos(\phi) \rangle \int_0^P \frac{Q}{r} dt \right) \quad (2.4)$$

Consideremos la fórmula empírica introducida por Marsden *et al.* (1973), para determinar el efecto no-gravitacional en el período orbital:

$$\Delta P = \frac{6\pi\sqrt{1-e^2}}{n^2} A_2 \int_0^P \frac{g(r)}{r} dt \quad (2.5)$$

donde A_2 es el valor de la componente transversa de la aceleración no-gravitacional a 1 UA del Sol, y $g(r)$ es una función empírica que simula la variación de la tasa de sublimación de la nieve de agua con la distancia heliocéntrica:

$$g(r) = \alpha \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-m} \left[1 + \left(\frac{r}{r_0} \right)^n \right]^{-k} \quad (2.6)$$

donde $\alpha = 0.1113$, $m = 2.15$, $n = 5.093$, $k = 4.6142$ y $r_0 = 2.808$ UA.

En el modelo de Marsden *et al.* (1973) la fuerza no-gravitacional está dada por $A_1 g(r) \vec{r} + A_2 g(r) \vec{t}$, donde A_1 es la aceleración no-gravitacional radial a 1 UA del Sol, y se desprecia la componente normal. Luego la ecuación de movimiento del cometa puede expresarse como:

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\frac{GM_{\odot} \vec{r}}{r^3} + \nabla \mathcal{R} + A_1 g(r) \vec{r} + A_2 g(r) \vec{t} \quad (2.7)$$

donde $\nabla\mathcal{R}$ es la fuerza perturbadora gravitacional.

Luego las componentes radial y transversa de la aceleración no-gravitacional, de acuerdo al modelo de Marsden *et al.* (1973), están dadas por:

$$J_r = A_1 g(r), \quad J_t = A_2 g(r) \quad (2.8)$$

Marsden y Williams (2005) determinan los valores de las constantes A_1 y A_2 ajustando el movimiento del cometa a las observaciones astrométricas. Si bien este modelo ha sido cuestionado en su fundamento físico por ser poco realista (por ejemplo asume que la curva de producción gaseosa es simétrica respecto al perihelio, lo cual implicaría que la única contribución al efecto no-gravitacional ΔP provendría de la componente transversa, como vemos en la ecuación 2.4, al cancelarse la contribución de la componente radial en un período orbital), logra sin embargo un buen ajuste a las observaciones astrométricas. Un análisis sobre las contribuciones radial y transversa al efecto no-gravitacional (y su correlación con la curva de luz), así como comparaciones con el efecto no-gravitacional calculado por otros autores (y mediante otros modelos), son presentados en los capítulos 6 y 5, respectivamente.

Tal como ha sido señalado por Rickman (1986), la mayoría de las curvas cometarias son desde moderadamente hasta altamente asimétricas. En consecuencia el término radial no solamente no se cancela, sino que hasta podría ser el dominante en algunos casos. Yeomans y Chodas (1989) han desarrollado un modelo asimétrico de fuerzas no-gravitacionales que tiene en cuenta la asimetría de la curva de producción gaseosa respecto al perihelio. Su modelo supone una ligera modificación del modelo estándar simétrico de Marsden *et al.* (1973), la cual consiste en desplazar el instante del máximo de producción gaseosa de agua en una cantidad ΔT (el tiempo está medido en días respecto al perihelio). Esa cantidad ΔT puede ser tanto positiva como negativa, dependiendo si el máximo se produce después o antes del pasaje por el perihelio. Luego, en la ecuación 2.6 basta sustituir $g(r)$ por $g(r')$, siendo $r' = r(t + \Delta T)$.

En lo que respecta al parámetro $\langle \sin(\eta) \cos(\phi) \rangle$, a diferencia de $\langle \cos(\eta) \rangle$, que no tiene ambigüedad en el signo pues es positivo en $|\eta| \leq \pi/2$, aquel parámetro puede ser positivo o negativo en nuestras hipótesis. Para levantar esa ambigüedad hemos asumido que el signo de $\langle \sin(\eta) \cos(\phi) \rangle$ es igual al signo de ΔP . Este criterio se basa en la siguiente observación: si comparamos (2.1) con (2.8) resulta que $sig(J_t) = sig(\langle \sin(\eta) \cos(\phi) \rangle) = sig(A_2)$. Por otro lado, cuando la componente radial es depreciable frente a la transversa, la expresión (2.4) se aproxima a la expresión (2.5), de lo cual resulta $sig(A_2) = sig(\Delta P)$. Finalmente, dicho criterio nos conduce a resultados consistentes (capítulo 5).

Finalmente, despejando M de (2.4), y sustituyendo $\langle \sin(\eta) \cos(\phi) \rangle$ por $sig(\Delta P) \langle |\sin(\eta) \cos(\phi)| \rangle$, obtenemos la expresión que utilizaremos para calcular la masa del cometa:

$$M \cong \frac{6\pi\sqrt{1-e^2}}{n^2\Delta P} m \langle u \rangle (I_r + I_t) \quad (2.9)$$

donde I_r e I_t representan las contribuciones radial y transversa del efecto no-gravitacional, respectivamente, a la masa:

$$\begin{aligned} I_r &= \frac{e}{a(1-e^2)} \langle \cos(\eta) \rangle \int_0^P Q \sin(f) dt \\ I_t &= \text{sig}(\Delta P) \langle |\sin(\eta) \cos(\phi)| \rangle \int_0^P \frac{Q}{r} dt \end{aligned} \quad (2.10)$$

Se supone que el agua, como principal componente de los hielos cometarios, domina la producción gaseosa en el Sistema Solar interior, tal como se deduce de la observación de comas bien desarrolladas a distancias heliocéntricas $r < 3$ UA (la temperatura de equilibrio de un cuerpo a $r \approx 3$ UA es similar a la temperatura de sublimación del hielo de agua) (Fernández 2005, capítulo 3). Luego, en la ecuación (2.9) identificaremos a m con la masa de la molécula de agua.

Hay que señalar que se ha observado actividad substancial en algunos cometas a distancias $r \geq 3$ UA, atribuyéndola a la sublimación de especies más volátiles (principalmente el CO). Observaciones espectroscópicas confirman la presencia, además de H₂O, de volátiles como el CO, CO₂, NH₃, etc... en los núcleos cometarios. Pero restringiéndonos a $r \leq 3$ UA, a donde pertenecen todos los datos observacionales que utilizaremos para el ajuste de la curva Q , no esperamos introducir errores significativos al despreciar la contribución de las especies más volátiles que el H₂O a la actividad gaseosa.

De las ecuaciones (2.9) y (2.10) surge que la determinación de la masa requiere el conocimiento de una función $Q(t)$ que represente la variación de la actividad gaseosa con el tiempo. Para ello lo más conveniente sería ajustar una función empírica a valores observacionales de la tasa de producción gaseosa realizados a diferentes posiciones orbitales. Lamentablemente se disponen en general de pocas mediciones confiables de Q , por lo cual hemos asumido una ley empírica, introducida por Festou (1986), que correlaciona la tasa de producción gaseosa con la magnitud heliocéntrica visual total m_h :

$$\log_{10}(Q) = a \times m_h + b \quad (2.11)$$

donde a y b son los coeficientes de un ajuste lineal entre $\log_{10}(Q)$ y m_h . Luego la curva de producción gaseosa $Q(t)$ estará dada por:

$$Q(t) = 10^{a \times m_h(t) + b} \quad (2.12)$$

donde $m_h(t)$ representa la curva de luz visual del cometa. Un análisis sobre la relación entre tasas de producción gaseosa y magnitudes visuales se presenta en el capítulo 3.

2.2. Parámetros del modelo nominal

Debemos precisar que valores medios asumiremos para los parámetros involucrados en (2.9) y (2.10).

De acuerdo a los modelos térmicos de Rickman *et al.* (1987), u no parece variar drásticamente con la distancia heliocéntrica. Para nuestro modelo nominal hemos adoptado el valor $\langle u \rangle = 0.250 \text{ km s}^{-1}$ dado por Wallis y Macpherson (1981).

En general los ángulos η y ϕ variarán con la posición orbital, por lo cual en general se tendrá $\eta = \eta(t)$, y $\phi = \phi(t)$. Pero a menos que se estudie a cada cometa *in situ*, no dispondremos de esos valores. Por ello debemos apelar a la *intuición educada* y confiar en ciertos valores promedios. Para las combinaciones *más razonables* de valores para el período rotacional y la inercia térmica de las capas más superficiales del núcleo, en función de la distancia heliocéntrica, Rickman (1986) y Rickman *et al.* (1987) obtienen $\eta \leq 30^\circ$. Si también asumimos para ϕ una distribución aleatoria en el rango $[0, 2\pi]$, obtenemos los siguientes valores para nuestro modelo nominal (Fernández 2005, capítulo 7):

$$\langle \cos(\eta) \rangle \approx 1, \quad \langle |\sin(\eta) \cos(\phi)| \rangle \approx 0,1$$

Davidsson y Gutiérrez (2004, 2005, 2006) también encuentran valores pequeños para el ángulo η , como resultado de cálculos con modelos termofísicos, confirmando nuestra *intuición* de que la fuerza no-gravitacional neta no debe apartarse demasiado de la dirección radial.

Para determinar la tasa de producción gaseosa de agua Q (s^{-1}) mediante la ecuación 2.12, hemos adoptado los coeficientes calculados por Jorda (1995): $a = -0.265$ y $b = 30.78$, salvo para el cometa Halley donde se dispone de un valor específico $a = -0.303$, dado por Jorda *et al.* (1992).

La tabla 2.1 resume los valores adoptados para los parámetros de nuestro modelo nominal.

Tabla 2.1: Valores nominales de los parámetros del modelo

Parámetro	Valor
$\langle u \rangle$	0.250 km s^{-1}
$\langle \cos(\eta) \rangle$	1.0
$\langle \sin(\eta) \cos(\phi) \rangle$	0.1
a	-0.265^1
b	30.78

1: excepto para el cometa Halley donde $a = -0.303$.

Debemos destacar la diferencia básica entre el modelo aplicado por Rickman (1986) y Rickman *et al* (1987) con el nuestro: mientras ellos utilizan modelos térmicos para estimar $\langle u \rangle$, y calculan los ángulos entre las componentes de la fuerza no-gravitacional en base a diferentes valores tentativos para la inercia térmica, el período de rotación, y la orientación del eje de rotación, nosotros en cambio optamos por asumir valores promediados en una revolución, sin hacer suposiciones específicas acerca de las propiedades térmicas y rotacionales de los núcleos cometarios.

Para determinar los demás parámetros y cantidades físicas involucrados en el cálculo de la masa, como los parámetros orbitales, el efecto no-gravitacional ΔP , y la curva de producción gaseosa $Q(t)$, consideramos cada cometa en forma individual.

En el caso de los parámetros orbitales a y e , tomamos los valores correspondientes a la época más cercana al pasaje por el perihelio. Para aquellos cometas donde se utilizaron datos fotométricos correspondientes a más de una aparición, se promediaron los elementos orbitales correspondientes a las respectivas épocas de las apariciones observadas. Los parámetros n y P se calcularon en función de a .

La curva de producción gaseosa $Q(t)$ de cada cometa es obtenida a partir de su curva de luz, mediante la ecuación (2.12). La técnica empleada para obtener las curvas de luz $m_h(t)$ se explica en el capítulo 3, y un análisis de las curvas de luz obtenidas se presenta en el capítulo 4.

El efecto no-gravitacional ΔP para cada cometa, si bien es un observable, no es proporcionado en forma directa por lo cual debe ser calculado mediante (2.5), en base al valor publicado del parámetro no-gravitacional A_2 .

2.3. Cometas de la muestra

Dado que el efecto no-gravitacional observable más notorio es la variación en el período orbital, podemos aplicar nuestro modelo a aquellos cometas que hayan sido vistos en más de una aparición, como es el caso general de los cometas periódicos, en particular de los JFCs. Si también conocemos el tamaño del núcleo, entonces además de la masa podremos estimar la densidad, un parámetro físico fundamental para conocer la porosidad del material.

La aplicación del modelo descrito en las secciones anteriores requiere además una buena determinación de la curva de luz visual del cometa, para lo cual es fundamental disponer de una buena cobertura fotométrica durante el período de actividad.

Los cometas seleccionados para nuestro estudio comprendieron a aquellos cometas periódicos que reunieron los siguientes requisitos:

1. Tener un valor determinado del efecto no-gravitacional ΔP .
2. Tener un número suficiente de observaciones de magnitudes visuales de calidad distribuidas en un intervalo de $\sim 100 - 200$ días en torno al instante de pasaje por el perihelio, para asegurar una buena cobertura de la curva de luz durante el período de máxima actividad de producción gaseosa.
3. Tener determinaciones de tamaño, ya sea por observación directa (en el caso de los cometas visitados por sondas espaciales), o en forma indirecta (a partir de magnitudes nucleares o de curvas de luz rotacionales).
4. Tener valores de la tasa de producción gaseosa determinados observacionalmente.

La última condición no es en realidad excluyente, pero la incluimos como forma de comprobar la bondad del ajuste empírico $Q = Q(m_h)$, mediante la comparación de las magnitudes visuales *observadas* con las magnitudes visuales *teóricas* derivadas de sustituir los valores observacionales de Q en la expresión (2.11).

Las magnitudes visuales correspondientes al año 1990 o más recientes fueron obtenidas del archivo del *International Comet Quaterly* (ICQ) por cortesía de D. Green (*Smithsonian Astrophysical Observatory*), mientras aquellas magnitudes anteriores a 1990 fueron extraídas del catálogo de curvas de luz cometarias de Kamél (1991a). Los detalles sobre los datos fotométricos utilizados y su procesamiento se presentan en el capítulo 3.

En la tabla 2.2 se indican los cometas finalmente seleccionados, en orden numérico, y las apariciones que hemos estudiado por cada cometa. De estos once cometas estudiados, todos son JFCs salvo el 1P/Halley. En particular cinco de ellos fueron o son objetivos de misiones espaciales (tabla 1.1): son los cometas *1P/Halley*, *9P/Tempel 1*, *19P/Borrelly*, *67P/Churyumov-Gerasimenko* y *81P/Wild 2*. Los restantes cometas de la muestra seleccionada comprenden a: *2P/Encke*, *6P/d'Arrest*, *10P/Tempel 2*, *22P/Kopff*, *45P/Honda-Mkros-*

Pajdusakova, y 46P/Wirtanen.

Tabla 2.2: Parámetros orbitales de los cometas de la muestra

Com.	τ	q	e	P	ω	Ω	i	época
1P	1986 Feb. 9.4589	0.587104	0.967277	76.0	111.8657	58.8601	162.2422	86 Feb. 19
2P	1990 Oct. 28.5678	0.330890	0.850220	3.28	186.2348	334.7492	11.9450	90 Nov. 5
	1994 Feb. 9.4779	0.330918	0.850211	3.28	186.2719	334.7277	11.9402	94 Feb. 17
	1997 May 23.5980	0.331397	0.850013	3.28	186.2729	334.7206	11.9294	97 June 1
	2000 Sept. 9.6669	0.339539	0.846899	3.30	186.4838	334.5997	11.7555	00 Sept.13
6P	1995 July 27.3231	1.345814	0.614044	6.51	178.0500	138.9894	19.5239	95 July 22
9P	1994 July 3.3141	1.494151	0.520255	5.50	178.9016	68.9857	10.5518	94 June 17
	2005 July 5.3153	1.506167	0.517491	5.52	178.8390	68.9373	10.5301	05 July 9
10P	1983 June 1.5365	1.381401	0.544895	5.29	190.9471	119.8324	12.4337	83 May 26
	1988 Sept.16.7342	1.383426	0.544429	5.29	191.0640	119.7926	12.4281	88 Oct. 6
	1999 Sept. 8.4212	1.481679	0.522817	5.47	195.0229	118.2116	11.9767	99 Sept.19
19P	1987 Dec. 18.3239	1.356795	0.624213	6.86	353.3370	75.4332	30.3254	87 Dec. 31
	1994 Nov. 1.4941	1.365125	0.622794	6.88	353.3583	75.4238	30.2708	94 Oct. 15
	2001 Sept.14.7308	1.358209	0.623899	6.86	353.3752	75.4249	30.3248	01 Sept. 8
22P	1983 Aug. 10.3011	1.576327	0.544526	6.44	162.8877	120.9308	4.7210	83 Aug. 14
	1996 July 2.1913	1.579573	0.544069	6.45	162.8377	120.9065	4.7211	96 July 16
45P	1990 Sept.12.6843	0.541252	0.821869	5.30	325.7863	89.3080	4.2198	90 Sept.26
	1995 Dec. 25.9844	0.532049	0.824230	5.27	326.0548	89.1544	4.2484	95 Dec. 29
	2001 Mar. 29.9269	0.528411	0.825079	5.25	326.1325	89.0811	4.2556	01 Apr. 1
46P	1991 Sept.20.6232	1.083299	0.652244	5.50	356.1664	82.2927	11.6819	91 Sept.21
	1997 Mar. 14.1499	1.063765	0.656757	5.46	356.3416	82.2055	11.7225	97 Mar. 13
67P	1982 Nov. 12.0994	1.306145	0.629151	6.61	11.3676	51.0145	7.1168	82 Nov. 7
	1996 Jan. 17.6563	1.300033	0.630193	6.59	11.3869	51.0062	7.1133	95 Dec. 29
81P	1990 Dec. 16.9160	1.578058	0.540980	6.37	41.6420	136.2050	3.2439	90 Dec. 15
	1997 May 6.6276	1.582620	0.540221	6.39	41.7679	136.1566	3.2426	97 Apr. 22
	2003 Sept.25.9385	1.590365	0.538789	6.40	41.7514	136.1415	3.2403	03 Oct. 8

En la tabla 2.2 los parámetros indicados representan: τ el instante de pasaje por el perihelio, q la distancia perihélica (UA), e la excentricidad, P el período orbital (años), ω el argumento del perihelio ($^\circ$), Ω la longitud del nodo ascendente ($^\circ$), e i la inclinación ($^\circ$). Los elementos orbitales y la época están referidos al equinoccio 2000.0. Los elementos fueron obtenidos del catálogo de órbitas cometarias de Marsden y Williams (2005).

La tabla 2.3 muestra el parámetro no-gravitacional A_2 correspondiente a cada aparición, extraído del catálogo anterior, y el valor ΔP calculado mediante (2.5).

Tabla 2.3: Efecto no-gravitacional en los cometas de la muestra

Cometa	Aparición	$A_2 \times 10^8$ (UA/d ²)	ΔP (d)
1P/Halley	1986	+0.0155	+4.1063
2P/Encke	1990	-0.0016	-0.0048
	1994	-0.0016	-0.0048
	1997	-0.0012	-0.0036
	2000	-0.0012	-0.0036
6P/d'Arrest	1995	+0.1054	+0.1376
9P/Tempel 1	1994	+0.0018	+0.0014
	2005	+0.0018	+0.0014
10P/Tempel 2	1983	+0.0014	+0.0013
	1988	+0.0014	+0.0013
	1999	+0.0014	+0.0011
19P/Borrelly	1987	-0.0376	-0.0522
	1994	-0.0376	-0.0517
	2001	-0.0376	-0.0521
22P/Kopff	1983	-0.1127	-0.0962
	1996	-0.1127	-0.0958
45P/H-M-P	1990	-0.0554	-0.2046
	1995	-0.0554	-0.2070
	2001	-0.0554	-0.2077
46P/Wirtanen	1991	-0.1892	-0.2892
	1998	-0.1892	-0.2945
67P/C-G	1982	+0.0099	+0.0141
	1996	+0.0099	+0.0142
81P/Wild 2	1990	+0.0193	+0.0162
	1997	+0.0193	+0.0161
	2003	+0.0193	+0.0159

La tabla 2.4 muestra el radio efectivo nuclear R_N determinado para los cometas de la muestra. El radio efectivo define el radio de una esfera de volumen equivalente al del cometa (usualmente definido como un elipsoide triaxial). También se indica el método por el cual se determinó el tamaño, así como el margen de error dado por los autores. En los casos de los cometas Encke y Tempel 2 presentamos más de una determinación, dejando para el capítulo 5 la discusión sobre la confiabilidad de cada una de ellas.

Tabla 2.4: Tamaños de los núcleos cometarios estudiados

Cometa	R_N (km)	Método (Referencias)
1P/Halley	$5.2^{6,2}_{4,2}$	Medido en imágenes tomadas <i>in situ</i> por misiones espaciales (Keller <i>et al.</i> 1987).
2P/Encke	$3.95^{4,01}_{3,89}$	Curva de luz rotacional (Lowry y Weissman 2007).
	$3.28^{3,34}_{3,22}$	Curva de luz rotacional (Luu y Jewitt 1990).
	$2.42^{3,28}_{2,36}$	Observaciones de radar e IR (Harmon y Nolan 2005).
	$1.95^{3,31}_{1,28}$	Derivado de la magnitud nuclear (Tancredi <i>et al.</i> 2006).
6P/d'Arrest	$1.66^{1,76}_{1,56}$	Derivado de la magnitud nuclear (Tancredi <i>et al.</i> 2006).
9P/Tempel 1	$3.0^{3,1}_{2,9}$	Medido en imágenes tomadas <i>in situ</i> por misiones espaciales (A'Hearn <i>et al.</i> 2005).
10P/Tempel 2	$5.3^{5,5}_{4,6}$	Curva de luz rotacional (Jewitt y Luu 1989).
	$4.02^{5,51}_{3,06}$	Derivado de la magnitud nuclear (Tancredi <i>et al.</i> 2006).
19P/Borrelly	$2.4^{2,6}_{2,2}$	Curva de luz rotacional en imágenes de alta resolución por el HST (Lamy <i>et al.</i> 1998).
22P/Kopff	$1.78^{2,04}_{1,57}$	Derivado de la magnitud nuclear (Tancredi <i>et al.</i> 2006).
45P/H-M-P	$0.33^{0,40}_{0,26}$	Derivado de la magnitud nuclear (Tancredi <i>et al.</i> 2006).
46P/Wirtanen	$0.58^{0,61}_{0,55}$	Derivado de la magnitud nuclear (Tancredi <i>et al.</i> 2006).
67P/C-G	$1.98^{2,00}_{1,96}$	Curva de luz rotacional en imágenes de alta resolución por el HST (Lamy <i>et al.</i> 2006).
81P/Wild 2	$2.09^{2,14}_{2,03}$	Medido en imágenes tomadas <i>in situ</i> por misiones espaciales (Brownlee <i>et al.</i> 2004).

2.4. Programas y bases de datos

Para el procesamiento de los datos fotométricos, así como para el cálculo del efecto no-gravitacional y de la masa, implementamos programas en FORTRAN y *shell scripts* en UNIX.

Para el cálculo de la masa (ecuaciones 2.9 y 2.10) y del efecto no-gravitacional (ecuación 2.5), adaptamos algunas rutinas del *Numerical Recipes for FORTRAN* para la integración numérica de funciones, y escribimos una rutina que resuelve la ecuación de Kepler (necesario para determinar la anomalía verdadera f y la distancia heliocéntrica r en función del tiempo, ambas variables que aparecen en las funciones integrandos de las ecuaciones referidas). Dicha rutina puede aplicarse a cualquier rango de excentricidades, particularmente excentricidades grandes como en el caso de los cometas.

Para la conversión de magnitudes observadas en heliocéntricas adaptamos rutinas del *Numerical Recipes for FORTRAN* para la interpolación de funciones y la conversión del tiempo a días julianos, y utilizamos el integrador orbital *Mercury* de Chambers (1999) para calcular las distancias heliocéntricas.

Las curvas de luz y demás gráficas fueron realizadas mediante GNUPLOT.

Los códigos de los programas, así como las bases de datos fotométricos utilizados en este trabajo, se encuentran disponibles en:

<http://www.fisica.edu.uy/~asosa/maestria/>

Capítulo 3

Fotometría de cometas

3.1. Determinación de magnitudes cometarias

Como vimos en el capítulo 1, el núcleo de un cometa está compuesto esencialmente por un aglomerado de hielo y polvo. El aumento de la temperatura al acercarse al Sol provoca la sublimación de los hielos, con la consiguiente expulsión de materiales volátiles y polvo que pasan a formar una estructura envolvente en torno al núcleo conocida como *coma*. La coma es el elemento morfológico que da el nombre a los cometas (proviene del término griego *Kometes* que significa "estrella con cabellera").

La formación de la coma es entonces lo que permite identificar al cometa en observaciones visuales cuando éste se encuentra a menos de ~ 3 UA del Sol, confiriéndole esa apariencia nebulosa característica de los cometas activos.

El brillo de un cometa depende del tamaño y de las características superficiales de su núcleo, así como de su actividad gaseosa. El *brillo aparente* (B) varía con las distancias heliocéntrica (r) y geocéntrica (Δ) de acuerdo a la siguiente ley:

$$B = B_0 r^{-n} \Delta^{-2} \quad (3.1)$$

donde B_0 es una constante y el exponente n se conoce como *índice fotométrico de actividad* o de variación de brillo con la distancia heliocéntrica.

Si el cometa fuera un cuerpo inactivo bajo la luz solar, como los asteroides, tendríamos $n = 2$. Pero los cometas usualmente muestran índices $n > 2$, indicando que a medida que se aproximan al Sol, brillan más de lo esperado que para un cuerpo sólido desnudo. La mayor sección eficaz fotométrica del cometa se debe a la luz solar dispersada por el polvo y a la radiación fluorescente de las moléculas gaseosas presentes en la coma.

En fotometría se suele trabajar con magnitudes en lugar de brillos o flujos luminosos, siendo la relación entre ambas cantidades:

$$m = C - 2,5 \log(B)$$

donde C es una constante y m es la *magnitud total aparente observada*.

De aquí en más nos referiremos siempre a magnitudes en el rango visual del espectro.

Aplicando logaritmos a la ecuación 3.1 obtenemos:

$$m = H + 5 \log(\Delta) + 2,5n \log(r) \quad (3.2)$$

donde H es la *magnitud total absoluta* (i.e. la magnitud observada que tendría el cometa si estuviera localizado a 1 UA de la Tierra y del Sol).

Si a la magnitud total observada restamos el efecto geométrico de la distancia a la Tierra, obtenemos la *magnitud total heliocéntrica* m_h :

$$m_h \equiv m - 5 \log(\Delta) \quad (3.3)$$

m_h sería entonces la magnitud aparente que tendría el cometa si estuviera a 1 UA de la Tierra. Sustituyendo en (3.2) resulta la siguiente relación lineal con el logaritmo de la distancia heliocéntrica:

$$m_h = H + 2,5n \log(r) \quad (3.4)$$

Se ha comprobado que el índice n varía con la distancia heliocéntrica, además de variar de un cometa a otro. De acuerdo a Fernández (2005), se obtiene $n = 4$ como valor promedio de las pendientes de un gran número de curvas de luz cometarias.

Debemos precisar la distinción entre magnitudes *totales* y magnitudes *nucleares*. La magnitud total comprende todo el brillo del cometa, incluyendo la coma extendida, mientras la magnitud nuclear solamente comprende al brillo del núcleo. La verdadera magnitud del núcleo solamente puede ser medida a mayores distancias del Sol, cerca del afelio, y aún así podría existir actividad residual de especies más volátiles como el CO. Por ello la determinación de magnitudes nucleares exige un procesamiento más riguroso como la aplicación de técnicas de sustracción de coma en base al ajuste de perfiles estelares.

En las observaciones de cometas activos se utiliza el término *magnitud nuclear* para indicar que la medición del brillo comprende únicamente a la condensación central. Queda claro que en este caso la llamada magnitud nuclear no es tal, pues está contaminada por la luz de la coma.

La determinación precisa de magnitudes cometarias tiene el problema entonces de que los cometas activos no son fuentes de luz puntuales como las estrellas, sino que presentan un aspecto nebuloso, por lo cual deben ser considerados como fuentes extensas para la fotometría.

El término *visual* de aquí en más se referirá a la técnica empleada para determinar la magnitud, no a la banda espectral (que ya establecimos que nos referimos siempre a la visual).

Durante mucho tiempo la fotometría visual (i.e. usando el ojo como detector) fue el único medio para el estudio físico de los astros, hasta la aplicación de la fotografía a la observación astronómica a mediados del siglo XIX. A partir de las últimas décadas del siglo XX se incorporan los detectores CCD, dando lugar a un aumento substancial en la cantidad y calidad de las observaciones, tanto astrométricas como fotométricas. En el caso de los cometas, y al igual que en la era pre-CCD, la mayor contribución observacional en cantidad sigue proviniendo de los astrónomos aficionados, gracias al abaratamiento de los detectores CCD, la popularización de nuevas tecnologías en instrumental (como los telescopios pequeños computarizados), y al constante desarrollo de *software* para el procesamiento de imágenes digitales, sin olvidar el creciente acceso a *Internet*, que permite la comunicación inmediata de los resultados observacionales.

Sin embargo, para determinar la magnitud de una fuente extensa como un cometa activo, el mejor método sigue siendo el más antiguo: la fotometría visual. Esto se debe a que en ésta última los observadores emplean instrumentos de menor apertura (tales como telescopios pequeños o binoculares) y por consiguiente con mayor campo, que los instrumentos basados en la tecnología CCD, lo cual les permite abarcar la coma extendida además de la condensación central. Claro está que el uso de instrumentos pequeños requiere de magnitudes relativamente brillantes ($m \leq 14$), por lo cual la fotometría visual está restringida al intervalo de máxima actividad del cometa.

Si bien la fotometría visual tiene la ventaja de que permite obtener una medida más precisa de la magnitud total del cometa, tiene por otro lado la desventaja de depender de factores como el instrumental, el método empleado y la pericia del observador que debe estimar magnitudes "a ojo" (un resumen de los métodos para estimación visual de magnitudes cometarias puede encontrarse en la *ICQ Guide to Observing Comets* (1997), y en Green (1996)). De acuerdo a Bobrovníkoff (1941) y a Morris (1973), la magnitud observada de un cometa depende no solamente de la apertura utilizada (el cometa aparece efectivamente más débil cuanto mayor es la apertura), sino que además dicho efecto varía de un cometa a otro, y según los diferentes tipos de telescopio. Diferentes observadores aplican diferentes correcciones por apertura, y la corrección media depende del grado de condensación del cometa (cuanto más difuso el cometa, mayor sería la corrección por apertura).

Por otro lado, el observador debe tener en cuenta también otros efectos en el momento de hacer la estimación, tales como la transparencia atmosférica, el grado de nubosidad (la presencia de nubes altas o cirros son una causa frecuente de pérdida de luz por extinción, que a veces no es fácil de apreciar a simple vista), la altura del objeto sobre el horizonte, y el grado de contaminación lumínica (el cielo debe estar lo más oscuro posible para que la parte más externa no se "diluya", además de contribuir a una mejor relación señal/ruido). Muchas observaciones de cometas activos deben hacerse durante el crepúsculo, por la proximidad del objeto al Sol. Tanto la luminosidad del fondo de cielo (debido a contaminación lumínica, proximidad de la Luna llena, o al crepúsculo), como una pobre transparencia atmosférica, o una baja altura del cometa respecto al horizonte, tendrán el efecto de subestimar la magnitud, por pérdida de una fracción significativa de luz de la coma. Otros efectos tales como una óptica sucia, o un exceso de magnificación, también contribuirán a dicha pérdida.

No hay un consenso general acerca de como tener en cuenta los efectos instrumentales en las magnitudes cometarias. Se han hecho intentos que asumen una dependencia directa con la apertura del telescopio, pero en la práctica no resulta suficiente pues las estimaciones también pueden variar a causa de otros efectos instrumentales.

Las magnitudes estimadas por diferentes observadores pueden en consecuencia variar hasta en varias unidades. A modo de ejemplo, hemos graficado las magnitudes visuales observadas del cometa Tempel 1 correspondientes a su aparición del 2005, en función de la apertura instrumental (figura 3.1). Para construir la gráfica de la figura 3.1 hemos utilizado los datos provistos por el *International Comet Quarterly* (ICQ), organismo de la *Unión Astronómica Internacional* (UAI) que se encarga de recibir y compilar todos los reportes de observaciones fotométricas de cometas, tanto realizados por aficionados como por profesionales. En la figura se puede apreciar una tendencia general de reportar magnitudes más brillantes con menores aperturas, y recíprocamente. También notamos que aún para una misma apertura, hay dispersión entre los valores reportados por distintos observadores para el mismo intervalo de tiempo. Por ejemplo vemos que cerca del perihelio, la dispersión llega a casi 3 magnitudes.

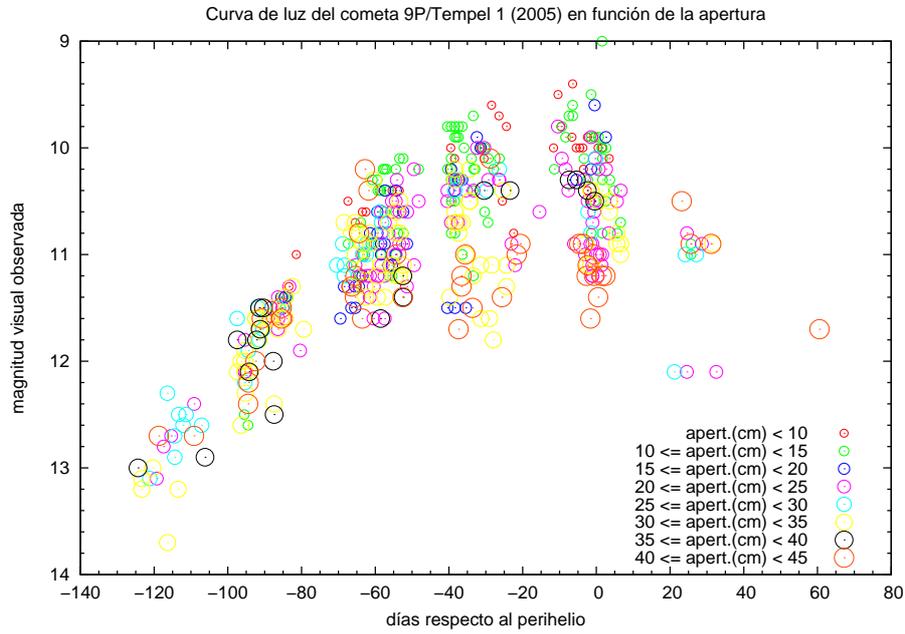


Figura 3.1: Magnitudes visuales observadas en función del tiempo, para el cometa Tempel 1, correspondientes a su más reciente aparición. Se indican las diferentes aperturas utilizadas por los distintos observadores. Los datos fueron obtenidos del ICQ.

En el caso de las magnitudes CCD, dado que estos detectores solamente registran la condensación central y pierden la contribución de la coma que se diluye en el fondo de cielo, Kresák y Kresáková (1989) han introducido la siguiente corrección empírica para las magnitudes observadas que cumplen la condición $m > 9$:

$$m' = 0,5m + 4,5 \quad (3.5)$$

La figura 3.2 muestra las magnitudes observadas visuales y CCD para el Tempel 1 en su aparición del 2005. Los datos también provienen del ICQ. Comprobamos que efectivamente las magnitudes CCD resultan en conjunto sistemáticamente más débiles que las visuales. También destacamos el mayor número de magnitudes visuales reportadas (unas 4 veces mayor respecto al número de magnitudes CCD). Las magnitudes CCD además presentan mayor dispersión, mientras las visuales parecen formar un grupo más compacto.

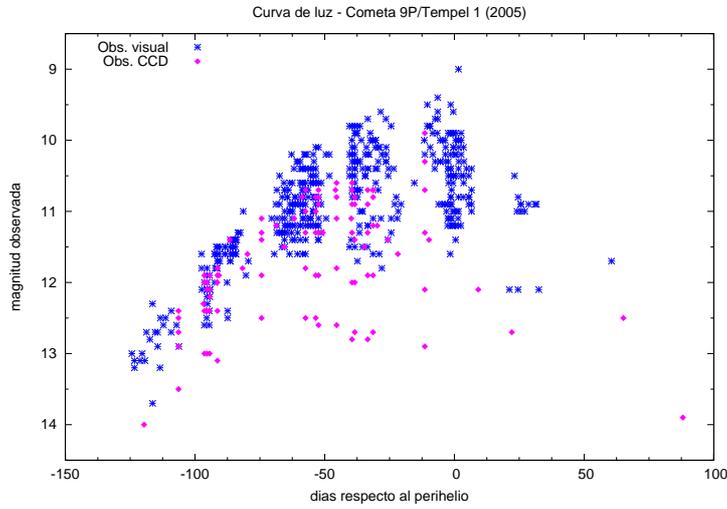


Figura 3.2: Magnitudes observadas visuales y CCD en función del tiempo, para el cometa Tempel 1, correspondientes a su más reciente aparición. Los datos fueron obtenidos del ICQ.

Hemos aplicado la corrección de Kresák y Kresáková (ecuación 3.5) a las magnitudes CCD de la figura 3.2. El resultado se muestra en la figura 3.3:

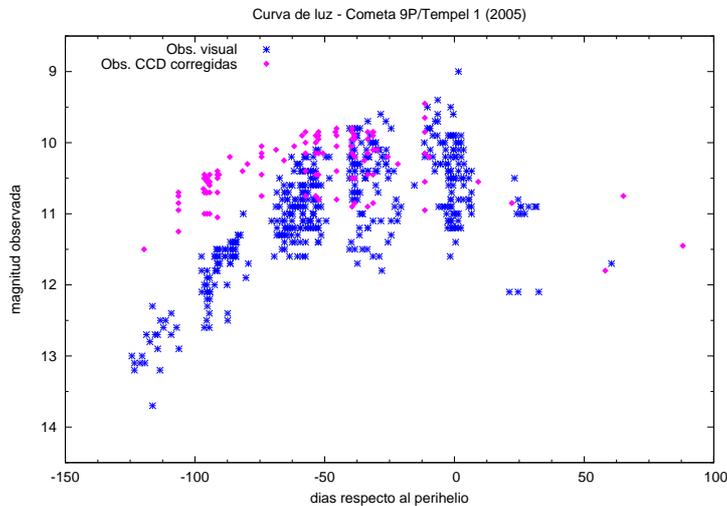


Figura 3.3: Magnitudes observadas visuales y CCD en función del tiempo, para el cometa Tempel 1, correspondientes a su más reciente aparición. Las magnitudes CCD fueron corregidas por pérdida de luz según Kresák y Kresáková (1989). Los datos fueron obtenidos del ICQ.

Notamos que las magnitudes CCD corregidas han reducido su dispersión (la curva CCD corregida resulta notoriamente más "achatada"), y que efectivamente han levantado sus valores, como era de esperar. Sin embargo, si bien hay una mejor concordancia con el grupo de las observaciones visuales dentro de los ~ 50 días antes del pasaje por el perihelio, a medida que retrocedemos en el tiempo,

la disparidad entre ambos grupos de observaciones va en aumento. La curva de luz CCD parece tener un comportamiento distinto en la rama pre-perihelio, con una pendiente mucho menos inclinada que la visual.

Se han definido otros tipos de correcciones a las magnitudes CCD que tienen en cuenta el efecto de pérdida de luz por la apertura usada en la fotometría. Por ejemplo algunos aficionados (<http://astrosurf.com/cometas-obs/>) aplican la siguiente corrección, asumiendo que la coma tiene un diámetro aparente que varía linealmente con la distancia geocéntrica, y por lo tanto el área aparente (sobre la cual se integra el flujo luminoso) varía con el cuadrado de dicha distancia:

$$m' = m - 5 \log \left(\frac{x}{\Delta} \right) \quad (3.6)$$

donde x sería la distancia geocéntrica a la cual la coma tendría un tamaño angular igual a la apertura del diafragma utilizado para integrar el flujo luminoso en la imagen CCD.

Entre los inconvenientes que vemos para aplicar esta corrección se encuentran, además del de suponer una distribución de brillo superficial uniforme para la coma, el que deberíamos conocer *a priori* el tamaño físico de la coma como función de la distancia heliocéntrica, para cada cometa. Además la coma en general tampoco es esférica (se ha observado que a medida que el cometa se acerca al Sol, las isofotas se comprimen en la dirección solar, dando a la coma una forma elongada).

En lo que respecta a las magnitudes fotográficas, éstas han caído en desuso frente las ventajas comparativas de los detectores CCD, que muestran mayor rango de respuesta lineal, mayor eficiencia cuántica, rango espectral más amplio (la emulsión fotográfica es más sensible al azul, mientras los detectores CCD en general lo son en el rango visual-rojo del espectro, aunque también los hay construidos para aumentar la respuesta en el azul-violeta), además de las mayores facilidades que ofrece la adquisición y procesamiento digital de las imágenes CCD.

3.2. Determinación de las curvas de luz

Las curvas de luz que estudiamos en este trabajo también son conocidas como *curvas de luz seculares*, ya que estudian la evolución del brillo del cometa durante un período extenso de tiempo: desde varios meses hasta incluso años (idealmente la cobertura temporal debería abarcar por lo menos toda la evolución del cometa a distancias heliocéntricas ≤ 3 UA, en el marco de nuestro trabajo). Por el contrario, las *curvas de luz rotacionales*, implican una observación continuada del cometa inactivo durante períodos más cortos de tiempo.

Cuando el cometa está en su máxima actividad, la coma llega a brillar varios órdenes de magnitud más que el núcleo (tal como puede apreciarse por ejemplo

en las curvas de luz de Ferrín (2005)). A medida que nos alejamos del Sol, la contribución del núcleo pasaría a hacerse cada vez más significativa. A distancias heliocéntricas mayores la amplitud de la curva de luz rotacional contribuye como una fuente de incertidumbre más en la curva de luz secular.

Consideramos que la rotación del núcleo, y la variación del ángulo de fase (es decir el ángulo formado por el Sol y la Tierra visto desde el cometa), son efectos aplicables a la magnitud nuclear, pero no a la magnitud total que utilizamos para definir la curva de luz secular (tal como lo ejemplifica la ecuación 3.2, donde hemos obviado el término correspondiente al ángulo de fase).

En resumen, despreciamos el error introducido por las variaciones de corto período en la magnitud, asumiendo que son significativamente menores que la dispersión mostrada por las magnitudes reportadas por distintos observadores.

Los cometas pueden presentar ocasionalmente súbitos estallidos de brillo (*outbursts*), en los cuales el brillo puede llegar a incrementarse hasta uno o más órdenes de magnitud, durante una escala de tiempo corta (usualmente de días). Estos casos los hemos excluido de nuestra muestra, pues como veremos en la próxima sección, una de las hipótesis para la aplicación de la ley empírica (2.11) requiere de un comportamiento suave de la curva de luz del cometa, asociado a una coma *estable*.

Como vimos en la sección anterior, las magnitudes cometarias están afectadas de diversas fuentes de incertidumbre. Dado lo heterogéneo de dicha base de datos, debemos aplicar algún criterio para extraer de esa base una muestra que sea lo más homogénea posible.

Hemos visto que las magnitudes CCD no registran una fracción significativa de la luz correspondiente a las partes más externas de la coma, y por ello arrojan valores de magnitud sistemáticamente más bajos que las visuales. Asimismo no hemos encontrado ninguna fórmula que nos permita corregir adecuadamente ese efecto (por ejemplo la fig. 3.3 nos mostraba como las magnitudes CCD corregidas según la fórmula 3.5 no seguían el mismo comportamiento que las visuales, lo cual nos hace dudar de tal corrección). Por esta razón, junto al hecho de que las observaciones visuales sobrepasan notoriamente en número a las observaciones CCD (al menos para los cometas que hemos estudiado en este trabajo), cuando el cometa se encuentra en su período de máxima actividad (o sea cuando está lo suficientemente brillante para ser bien detectado por telescopios pequeños y binoculares), es que optamos por utilizar solamente las observaciones visuales en este trabajo.

Entonces, como un primer paso hacia la obtención de una base de datos más homogénea para construir la curva de luz, nos restringimos a las magnitudes determinadas en forma visual. De éstas, el siguiente paso es descartar aquellas que, de acuerdo al reporte enviado por el observador al ICQ, fueron realizadas a bajas alturas ($h \leq 20^\circ$) sin corrección por extinción, o en malas condiciones de observación, o solamente daban un límite superior para la magnitud estimada (por no haber detectado el cometa). El mismo criterio lo aplicamos para las observaciones extraídas del catálogo de Kamél (1992).

Luego, el siguiente paso es decidir que peso o filtro aplicaremos a las observaciones obtenidas para determinar, mediante ajuste por mínimos cuadrados, la función $m_h(t)$ que representará nuestra curva de luz.

Como vimos en la sección anterior, las determinaciones visuales de magnitudes cometarias están sujetas a varios efectos, todos los cuales tienden a disminuir el brillo percibido del cometa. En cambio, no se ha determinado que exista un efecto físico que tienda a aumentar ese brillo, tal como señala Ferrín (2005).

Por otro lado, una simple inspección de las curvas de luz seculares encontradas en la literatura, así como de las realizadas en este trabajo (ver el capítulo 4), nos muestra que las observaciones más brillantes tienen una tendencia a seguir una variación suave, que permite definir una curva envolvente superior al conjunto de las observaciones, mientras por el contrario el conjunto formado por las observaciones más débiles muestra un "borde" menos definido, más irregular y difuso, tal como lo hace notar Ferrín (2005).

Por estas razones es que adoptamos la envolvente superior del dominio definido por las observaciones visuales, como la curva de luz visual del cometa, al igual que Rickman *et al.* (1987), Kresák y Kresáková (1989), y Ferrín (2005). De esta forma damos el mayor peso a las observaciones más brillantes, y peso nulo a las más débiles y por tanto más susceptibles de errores sistemáticos.

El último paso es determinar una función $m_h(t)$ para ajustar a dicha envolvente. Para ello hemos aplicado también la técnica utilizada por Rickman *et al.* (1987), la cual consiste en ajustar un polinomio de orden 4 o 6.

Podrían aplicarse funciones del tipo (3.4) para ajustar dicha envolvente. El mayor inconveniente que encontramos en este caso es que el índice n varía con la distancia heliocéntrica, e incluso antes y después del perihelio. Por ejemplo Ferrín (2005) encuentra que de 9 JFCs estudiados, en solamente tres de ellos pudo ajustar una función del tipo (3.4), y además para cada uno de esos tres cometas encontró valores distintos de n ($3 \leq n \leq 11$), e incluso de H , en diferentes tramos de r . Para los restantes cometas utilizó funciones de ajuste más complejas, como polinomios de tercer orden (tanto en el dominio temporal como en el dominio $\log(r)$), también ajustándolos por tramos. Una idea de la incertidumbre introducida por este método la da el hecho de que las magnitudes predichas por el ajuste en el tiempo, pueden diferir de las magnitudes predichas por el ajuste en $\log(r)$, como señala el propio autor. No obstante, el trabajo de Ferrín (2005) nos resulta interesante porque representa un primer esfuerzo en intentar conciliar la curva de luz secular de un cometa periódico con un modelo físico de su evolución.

Nosotros optamos por el mismo tipo de función de ajuste que Rickman *et al.* (1987) pues ello no implica suposiciones acerca del instante (t_{max}) donde se produce el máximo de brillo visual (justamente es un resultado del ajuste), y tampoco implica suposiciones que cómo debe variar el brillo visual (m_h) con la distancia heliocéntrica (que queda claro en el propio trabajo de Ferrín (2005), que en general no varía en forma simple según (3.4)). La única suposición que

se hace es que la curva de luz varía suavemente con el tiempo, y que puede ser asimétrica respecto al perihelio. También resulta más práctico el método de Rickman al permitir representar la curva de luz mediante una única función del tiempo. El único inconveniente de este método, es que no nos permite extrapolar más allá de las observaciones, por lo cual nos vemos obligados a despreciar la tasa de producción gaseosa fuera del entorno definido por aquellas (el error introducido por esta restricción se analiza en el capítulo 5).

Mencionaremos por último que existen otros criterios para definir la curva de luz, como por ejemplo el utilizado por Stuzowicz y Rickman (2006) para estudiar al cometa d'Arrest, que consistió en aplicar a las observaciones visuales una corrección por apertura dependiente del observador, para obtener un conjunto de observaciones con baja dispersión, a las cuales luego ajustaron polinomios de grado 1 o 5 por mínimos cuadrados, asignando igual peso a todas las observaciones.

3.3. Producción gaseosa y magnitud visual

El problema de relacionar las tasas de producción gaseosas con las magnitudes visuales es de especial importancia en la ciencia cometaria, ya que tal relación nos permite medir la actividad de los cometas utilizando la gran base de datos de magnitudes visuales actualmente disponible (compilada por D. Green para el ICQ, la cual constituye la base de datos más importante y consistente en magnitudes cometarias). Para un repaso de los principales métodos de determinación de tasas de producción gaseosa en cometas ver Crovisier (2005).

Las comas cometarias muestran en su espectro un continuo asociado con la luz solar reflejada por partículas de polvo, así como también bandas moleculares y líneas de emisión de varias especies, que emiten por fluorescencia. La molécula que domina el brillo de la coma en el rango visual es el C_2 (que produce las denominadas bandas de Swan).

Las principales moléculas involucradas en la actividad gaseosa, como el H_2O o el CO , no tienen transiciones electrónicas de importancia en el visible, ni en el UV. Solamente pueden ser detectadas por sus transiciones vibracionales en el IR, o por sus transiciones rotacionales en radio. También son difíciles de detectar por tener una vida media corta contra la fotodisociación inducida por la radiación UV solar, lo cual hace que la mayoría de estas moléculas estén confinadas a la región más interna de la coma. Más aún, por tratarse de moléculas también presentes en la atmósfera terrestre, la detección requiere de observatorios espaciales o de observatorios terrestres a gran altitud.

El agua cometaria fue detectada por primera vez en forma directa, a través de sus bandas vibracionales en el IR, en el cometa Halley desde el *Kuiper Airborne Observatory* (un avión estratosférico), y desde la sonda espacial Vega. Esas mismas bandas han sido observadas posteriormente en un número muy limitado de cometas desde el *Infrared Space Observatory* (ISO). No pueden ser observadas desde tierra, salvo en ciertas transiciones más débiles que no son absorbidas por

la atmósfera: algunas observaciones han podido ser realizadas para una docena de cometas mediante espectroscopía de alta resolución desde grandes telescopios infrarrojos (NASA IRTF, Keck). Si bien su observación presenta grandes dificultades, por otro lado muestra la ventaja de que todas las bandas infrarrojas del agua son emitidas por fluorescencia, el cual es un proceso físico bien conocido actualmente, y por lo tanto su observación permite una estimación robusta de la tasa de producción gaseosa de agua.

La principal línea rotacional del agua (557 GHz) ha podido ser observada más recientemente en varios cometas mediante los satélites sub-milimétricos SWAS y Odin. Pero esta línea se encuentra fuertemente saturada por lo que la derivación de tasas de producción gaseosa es bastante dependiente del modelo. Sin embargo se han obtenido resultados consistentes con otras determinaciones. Se espera obtener en el futuro observaciones con mayor sensibilidad con el *Herschel Space Observatory*.

En resumen: la observación directa del agua cometaria depende de satélites espaciales o de sofisticado instrumental en tierra. No puede por tanto ser usada para investigar un gran número de cometas, o para un monitoreo sistemático de la actividad cometaria, aunque sí es invaluable para validar otras observaciones mediante métodos indirectos.

La mayoría de las moléculas gaseosas que escapan del núcleo son desintegradas en radicales, átomos e iones por la radiación UV solar en pocas horas a 1 UA del Sol. El agua es rápidamente disociada en radicales y átomos (OH, H y O), los cuales pueden ser observados y relacionados directamente con su molécula progenitora. La foto-disociación del H₂O conduce a la formación de H + OH, H₂ + O, 2H + O, H₂O⁺ y H + OH⁺. De estos procesos el más importante es el que convierte el agua en H y en OH, en el cual se disocian el 85.5% de las moléculas de agua.

El radical OH puede ser observado por su emisión fluorescente en el cercano UV (mediante espectroscopía desde observatorios en el espacio, o mediante fotometría de banda angosta desde observatorios en tierra). También puede observarse a través de su radio-emisión en las líneas de 18 cm (la atmósfera terrestre es totalmente transparente a esas longitudes de onda). Los mecanismos físicos por los cuales emite el OH, tanto en UV como en radio, son bien conocidos. También existen otras líneas de emisión menos importantes, debidas a la de-excitación del OH (pues una fracción es creado en estado excitado), en el IR. Los otros productos de la disociación del agua, H y O, emiten en el lejano UV y en el visible, respectivamente.

Dada entonces la dificultad en observar directamente la emisión de la molécula de agua, su tasa de producción gaseosa Q se determina generalmente en forma indirecta a partir de la tasa de producción gaseosa de su principal molécula *hija*, el radical OH, mediante la relación:

$$Q = 1,1Q_{OH} \quad (3.7)$$

donde el factor 1,1 se debe a que no todas las moléculas de H_2O se convierten en $\text{OH} + \text{H}$ (en cuyo caso se tendría $Q = Q_{\text{OH}}$), pues como ya indicamos anteriormente existen otras posibles conversiones. De acuerdo al porcentaje indicado, se tendría $0,855Q = Q_{\text{OH}}$, lo cual explica el factor en la ecuación 3.7.

La mayor base de datos observacionales del radical OH corresponde a la del radiotelescopio de Nançay, la cual comprende a 90 cometas observados entre 1973 y 2002 (Crovisier *et al* 2002 a, b). El *International Ultraviolet Explorer* (IUE) ha observado al OH en el cercano UV en 55 cometas (Festou 1997), pero un análisis de los resultados está aún pendiente. La compilación publicada más importante de tasas de producción gaseosas derivadas de observaciones fotométricas de banda angosta, corresponde a A'Hearn *et al.* (1995), que comprende a 85 cometas observados entre 1976 y 1992.

Todos estos métodos de determinación de tasas de producción gaseosa tienen sus propias limitaciones. La mayoría de las facilidades en el espacio están restringidas a ciertas elongaciones solares para observar (no pueden observar cerca del Sol, cuando justamente el cometa alcanza su brillo máximo). También hay mucha competencia por los turnos de observación con esos instrumentos. En lo que respecta a las observaciones basadas en tierra, son afectadas por las condiciones meteorológicas (salvo las observaciones del radical OH en los 18 cm). También son cruciales los modelos utilizados, que dependen de un buen conocimiento de la distribución de las moléculas así como de sus mecanismos de excitación.

En vista de estas dificultades, que hacen que sean relativamente escasas las determinaciones de tasas de producción gaseosa en cometas, y por otro lado, para explotar el rico potencial de la gran base de datos de magnitudes visuales cometarias, varios autores han estudiado la existencia de una relación entre las magnitudes totales visuales (corregidas por distancia geocéntrica), y las tasas de producción gaseosa de agua (Bockelée-Morvan 1981, Festou 1986, Sekanina 1989, Roettger *et al.* 1990, Jorda *et al.* 1992, Jorda 1995, de Almeida *et al* 1997).

Como fuera introducido en el capítulo 2, Festou (1986) encontró una correlación empírica analizando observaciones UV del radical OH para una veintena de cometas, observados en el rango de distancias heliocéntricas [0.70 - 1.75] UA. De acuerdo a Festou, la ley (2.11) es aplicable bajo las siguientes hipótesis:

1. La coma se encuentra en un estado estable, lo cual se traduciría en una curva de luz que varía suavemente con el tiempo.
2. La razón C_2/OH es independiente de la distancia heliocéntrica, y además no varía de un cometa a otro.
3. La radiación visible del cometa es dominada por las emisiones del radical C_2 .

La primera condición implica evitar los casos "anormales", tales como aquellos cometas que presentaron *outbursts*, o algún comportamiento anómalo en su curva de luz (por supuesto quedan excluidos aquellos cometas que sufrieran

algún proceso más radical como la fragmentación de su núcleo, durante su pasaje por el perihelio).

La segunda condición implica una composición única para todos los cometas. Evidencia observacional en favor de esta hipótesis puede ser encontrada en A'Hearn *et al.* (1995), quienes determinan una variación pequeña de las abundancias relativas con la distancia heliocéntrica. También hallan que las abundancias relativas para un cometa dado varían muy poco de una aparición a la siguiente, en el caso de la mayoría de los cometas de corto período. También encuentran que la razón C_2/OH varía poco, dependiendo de la "taxonomía" del cometa (de acuerdo a estos autores, $\log(Q_{C_2}/Q_{OH})$ varía entre -2.46 para el Encke, hasta -3.12 para el Wild 2). Estos autores concluyen que la mayoría de los cometas tendrían una composición química muy similar.

La tercera condición requiere no medir magnitudes con diafragmas o aperturas pequeñas, ni observar con mucho aumento, pues ambos efectos realzan la contribución del continuo, el cual debe ser sustraído (un argumento más en favor del criterio que aplicamos para filtrar las magnitudes observadas).

Muy pocos intentos parecen haberse hecho por encontrar un fundamento físico para la relación (2.11). Resumiremos brevemente aquí nuestro propio intento de relacionar estas cantidades.

La fuente de energía que sublima el material volátil es la radiación solar, la cual incide sobre la superficie irregular del núcleo creando un patrón complejo de áreas iluminadas alternadas con sombras. Para simplificar el problema, supondremos al núcleo cometario como una esfera de superficie suave y cubierta enteramente de material volátil. Si asumimos que toda la energía solar absorbida es empleada en la sublimación de los volátiles (o sea que despreciamos la cantidad de energía recibida que es re-radiada como energía térmica en el IR, y la que es conducida en forma de calor hacia el interior del núcleo), entonces la ecuación de balance energético resulta, de acuerdo a Fernández (2005):

$$\left(1 - A_v\right) \frac{F_{\odot}}{r^2} \pi R_N^2 \approx \frac{QL_S}{N_A} \quad (3.8)$$

donde A_v es el albedo *Bond* en el visible (que mide la fracción de luz incidente que es dispersada en todas direcciones), F_{\odot} es la constante solar, r es la distancia heliocéntrica, R_N es el radio nuclear, Q es la tasa de producción de agua (siempre asumiendo que el agua es el principal volátil), L_S es el calor latente de sublimación por mol, y N_A es el número de Avogadro.

Si introducimos valores numéricos para las constantes y despejamos Q , obtenemos la siguiente expresión, válida para $r \lesssim 3$ UA:

$$Q \approx 5 \times 10^{28} \frac{R_N^2}{r^2} \quad (3.9)$$

donde Q está expresada en molec s^{-1} , R_N en km, y r en UA.

Como ya mencionamos en el capítulo 1, en la práctica el área total activa (donde los volátiles subliman libremente) es usualmente muy reducida, por lo cual el valor de Q dado por (3.9) deberá multiplicarse por un factor $f < 1$ (la razón entre el área activa y el área superficial del núcleo).

Si aplicamos logaritmos a ambos miembros de (3.9), y luego sustituimos $\log(r)$ por m_h despejándolo de (3.4), obtenemos la siguiente expresión:

$$\log(Q) \approx \left(-\frac{0,8}{n} \right) \times m_h + \left(28,70 + 2 \log(R_N) + \frac{0,8}{n} H \right) \quad (3.10)$$

Si comparamos (3.10) con (2.11), resulta:

$$a \approx -\frac{0,8}{n}, \quad b \approx 28,70 + 2 \log(R_N) + \frac{0,8}{n} H \quad (3.11)$$

Obtenemos así una primera aproximación al problema de interpretar los coeficientes del ajuste empírico (2.11) en términos físicos: el coeficiente a es negativo e inversamente proporcional al índice fotométrico de actividad (n), mientras el coeficiente b depende del radio nuclear, de la magnitud total absoluta (H), y también del índice fotométrico.

Unas conclusiones muy simples e inmediatas pueden derivarse de esta relación:

- Si el cometa brillara exactamente como un cuerpo sólido ($n = 2$), aplicando (3.11) tendríamos $a = -0.4$, igual al valor obtenido por Festou *et al* (1990). Esto parece indicar (de acuerdo a este modelo físico muy simple que hemos considerado) que la calibración de Festou *et al* (1990) subestimaría la actividad gaseosa del núcleo. Hacemos notar que la fracción de área activa no afecta al cálculo de a (pues iría como un factor aditivo $\log(f)$ en el cálculo de b).
- Para el valor $n = 4$, representativo del valor medio de varias curvas de luz observadas, tendríamos $a = -0.2$.
- Los valores de a que hemos encontrado en la literatura, caen todos dentro del rango $[-0.2 -0.4]$.
- El valor de n que correspondería al valor de $a = -0.265$ (Jorda 1995), sería $n = 3$.

Un estudio más profundo de esta relación escapa a los objetivos de este trabajo, por lo cual nos limitaremos a concluir, al igual que Biver (2001), que hace falta una justificación científica de la pendiente, ya sea de la pendiente (a) de la calibración empírica (2.11), o de la pendiente (n) de las curvas de luz (3.4). De alguna manera, el factor n contendría la "física" relacionada con parámetros (que el modelo debería incorporar para mejorarse) tales como la cantidad relativa polvo/gas, la distribución de tamaños de las partículas de polvo que dominan la dispersión de la luz en el visible, la abundancia relativa de C_2 que domina la emisión en el visible, etc... cantidades cuya variación con la distancia heliocéntrica habría que estudiar mejor.

La relación 2.11 ha sido ya utilizada en otros trabajos para predecir tasas de producción gaseosa, en ausencia de otras medidas más directas (Festou *et al.* 1990, Jorda y Rickman 1995, Almeida *et al.* 1997). También ha sido explorada una relación similar para el CO (Biver 2001), aplicable a distancias mayores del Sol ($r > 3$ UA).

Para nuestro trabajo, hemos encontrado que la calibración empírica de Jorda (1995) daba el mejor ajuste a las magnitudes m_h . A modo de ejemplo, en la figura 3.4 presentamos la curva teórica de producción gaseosa del agua $Q(t)$, que hemos obtenido a partir de la curva de luz $m_h(t)$ mediante (2.12), para el cometa Tempel 1 durante su última aparición, y donde la curva $m_h(t)$ la obtuvimos a su vez mediante un ajuste polinómico a las magnitudes visuales corregidas por distancia geocéntrica, tal como se detalla en el capítulo 4 (en la sección 4.4 se muestra la curva de luz obtenida para el Tempel 1). La curva teórica es contrastada con datos observacionales de la tasa de producción gaseosa de agua. Estos datos son los mismos que los utilizados por Davidsson, Gutiérrez y Rickman (2007), y corresponden a una compilación de datos de distintos observadores y modelos promediados en intervalos de tiempo para disminuir la dispersión (los datos observacionales utilizados en esta gráfica fueron cortesía de Pedro Gutiérrez). Davidsson, Gutiérrez y Rickman (2007) utilizaron estos datos para modelar su curva de producción gaseosa, la cual puede verse en la figura 3 del artículo referido (en realidad muestran varias curvas de ajuste, pero todas muy similares entre sí). Resulta entonces interesante comparar esta curva teórica con la nuestra, pues la de aquellos autores fue determinada independientemente de magnitudes visuales. Ambas curvas predicen valores del mismo orden de magnitud, y presentan su máximo cerca del perihelio. También ambas reproducen bastante bien la rama pre-perihelio, mientras el ajuste cerca del perihelio y post-perihelio es más discutible, en virtud de que para esos intervalos los datos observacionales son mucho más escasos, además de presentar un mayor margen de error. Ambas curvas difieren un poco en el comportamiento: la nuestra es más empinada, y en consecuencia predice valores mayores cerca del perihelio ($\sim 0.8 \times 10^{28}$ molec. s^{-1} , y $\sim 1.5 \times 10^{28}$ molec. s^{-1} , respectivamente).

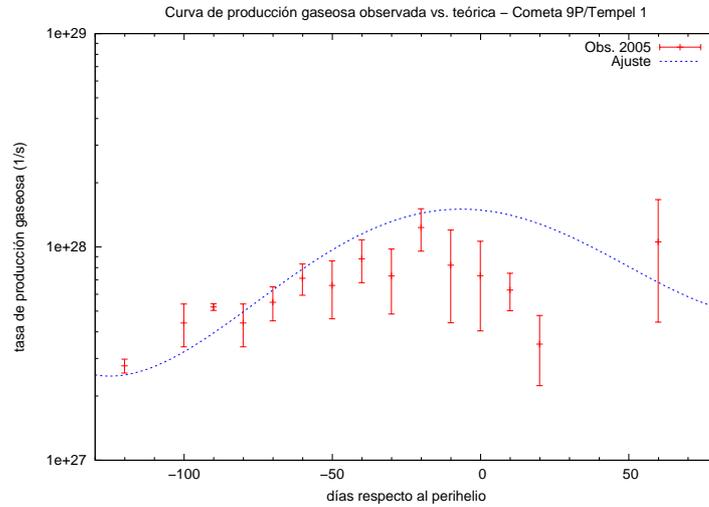


Figura 3.4: Tasas de producción gaseosa de agua observadas *vs.* la curva teórica $Q(t)$, para el cometa Tempel 1 en su última aparición. Los valores observacionales corresponden a una compilación de distintos observadores y modelos, promediados por tramos de tiempo para disminuir la dispersión. Se indican las barras de error correspondientes (ver referencias en Davidson, Gutiérrez y Rickman 2007). El ajuste teórico se determinó en base a la función $Q(t) = 10^{a \times m_h(t) + b}$ con los valores de Jorda (1995) para los coeficientes a y b , y donde $m_h(t)$ es la curva de luz que hemos determinado para este cometa mediante un ajuste polinómico a las magnitudes visuales observadas corregidas por distancia geocéntrica (ver el capítulo 4). Los datos observacionales fueron cortesía de Pedro Gutiérrez.

En resumen: las mediciones directas de las emisiones del H_2O son muy escasas y difíciles de realizar, pues implican instrumental costoso y de acceso muy restringido, como grandes telescopios u observatorios en el espacio. Las mediciones indirectas (como la observación del radical OH a partir de sus líneas de radio o por fotometría de banda angosta en el cercano UV) son más accesibles, pero tienen igualmente sus limitaciones. En consecuencia, la gran base de observaciones de magnitudes visuales de cometas proporciona una posible solución al problema. La relación empírica entre magnitudes visuales y tasas de producción gaseosas, si bien aún no es físicamente bien entendida, constituye una herramienta muy poderosa y de gran potencial, como varios autores concuerdan al haber determinado una correlación significativa entre las tasas de producción gaseosa de agua derivadas de magnitudes visuales, con las derivadas de observaciones del OH (tanto en el UV como en radio).

Capítulo 4

Curvas de luz

Presentamos en este capítulo las curvas de luz visuales obtenidas para los cometas de la muestra aplicando la técnica descrita en el capítulo anterior.

Las magnitudes visuales anteriores a 1990 fueron obtenidas del catálogo de curvas de luz cometarias de Kamél (1991a), mientras las magnitudes visuales desde 1990 en adelante provienen del archivo del ICQ. Las magnitudes fueron filtradas de acuerdo al criterio descrito anteriormente, y corregidas por distancia geocéntrica.

Para algunos de los cometas utilizamos observaciones correspondientes a dos o más apariciones, para compensar por el bajo número relativo de observaciones correspondiente a cada aparición individual, o simplemente porque disponíamos de los datos concernientes a más de una aparición. Esto es posible dado que no apreciamos variaciones significativas ni en los elementos orbitales (tabla 2.2), ni en el valor del efecto no-gravitacional (tabla 2.3), de una aparición a la siguiente (con la excepción del Encke, caso que se analiza más adelante). También asumimos que la forma de la curva de la luz del cometa no varió significativamente entre los sucesivos pasajes por el perihelio considerados.

Tal fue el caso para los cometas Encke, Tempel 2, Borrelly, Kopff, Honda-Mkros-Pajdusakova, Wirtanen, Churyumov-Gerasimenko y Wild 2. Para los cometas Halley, d'Arrest y Tempel 1 utilizamos observaciones de una única aparición. En el caso de los cometas Halley y Tempel 1 la aparición corresponde a la más reciente, ambas con un buen número de observaciones. La cobertura fotométrica de Halley es por lejos la mejor de los once cometas, no solamente por el gran número de observaciones sino también por tener una muy buena cobertura tanto en la rama pre-perihelio como en la post-perihelio. En cambio el cometa Tempel 1, a pesar de tener un buen número de observaciones, tiene una muy pobre cobertura post-perihélica, posiblemente debido a una geometría desfavorable para la observación.

Las curvas de luz cometarias usualmente presentan asimetrías entre las ramas pre y post-perihelio, tal como lo constatamos en este trabajo. Tales asimetrías podrían atribuirse en un principio a cambios estructurales del núcleo durante su pasaje cercano en torno al Sol, tales como la expulsión de un manto aislante de

polvo que deje al descubierto áreas de hielo fresco. Este efecto, junto a la inercia térmica del material, tenderían a incrementar la actividad gaseosa luego del pasaje por el perihelio (Fernández 2005). De acuerdo a esto, los cometas tenderían a presentar su máxima emisión gaseosa (y por ende, el máximo de la curva de luz visual, ya que según nuestras hipótesis de trabajo ambas curvas están fuertemente correlacionadas) luego del pasaje por el perihelio. Este comportamiento pudimos observarlo con claridad en los cometas Halley, d'Arrest, Tempel 2, Borrelly, Honda-Mkros-Pajdusakova y Churyumov-Gerasimenko, pero no así en los cometas Encke, Tempel 1, Kopff, Wirtanen y Wild 2. Sin embargo, de acuerdo a Kresák y Kresáková (1994) el instante correspondiente al máximo *observado* de la curva de luz depende básicamente de cuan favorables sean las circunstancias geométricas de cada aparición, por lo que puede ser tanto positivo como negativo (medido en días respecto al perihelio). De acuerdo a esto último, dicho instante entonces no sería un buen indicador de la asimetría en la producción gaseosa.

No obstante hay que señalar que en algunos de los casos estudiados la dispersión de las observaciones hace más imprecisa la determinación del instante correspondiente al máximo de la curva de luz (por ejemplo es el caso del cometa Kopff). Otros cometas, como el Tempel 1, carecen de una buena cobertura cerca del perihelio (así como después del perihelio), lo cual vuelve mucho más incierto el ajuste realizado para ese intervalo de tiempo.

En resumen: el máximo "observado" de acuerdo al ajuste a las observaciones visuales no tiene necesariamente que producirse en o después del pasaje por el perihelio, pues ello depende en parte de la geometría observacional que podría dificultar o impedir la observación del cometa durante su máxima actividad gaseosa. Por otro lado, si bien suponemos que la actividad gaseosa tiende a incrementarse luego del perihelio, ese incremento también podría producirse durante o incluso antes (por ejemplo tal es el caso del Encke), dada la complejidad de la actividad cometaria, aún no bien conocida del todo.

En la tabla 4.1 mostramos los valores de los parámetros observacionales implicados en el cálculo de la masa del cometa, derivados del ajuste a la curva de luz visual.

Tabla 4.1: Parámetros de la curva de luz para los cometas de la muestra

Cometa	b_6	b_5	b_4	b_3	b_2
	b_1	b_0	Dta	Dtb	
1P	0.5475E-11 -.1217E-01	-.1478E-09 0.1796E+01	-.1174E-06 -52	0.1485E-05 81	0.1025E-02
2P	0. 0.1345E-01	0. 0.6986E+01	-.1541E-06 -60	0.1092E-04 35	0.2493E-02
6P	0. -.8086E-01	0. 0.1050E+02	-.8923E-08 -2	-.3088E-05 118	0.1186E-02
9P	0. 0.5159E-02	0. 0.9840E+01	-.1684E-07 -76	-.8749E-06 76	0.3830E-03
10P	0. -.1357E-01	0. 0.7974E+01	0.8393E-08 -56	-.3500E-05 151	0.5662E-03
19P	0. -.4478E-02	0. 0.8151E+01	-.1821E-08 -92	-.8330E-06 173	0.3556E-03
22P	0. 0.1211E-01	0. 0.8139E+01	-.4978E-09 -133	-.6446E-06 128	0.2071E-03
45P	0. -.2179E-01	0. 0.7871E+01	-.2946E-06 -32	-.7647E-05 57	0.2898E-02
46P	0. -.6253E-02	0. 0.8527E+01	-.3947E-07 -45	-.5975E-05 62	0.9618E-03
67P	0. -.3217E-01	0. 0.1120E+02	-.4118E-08 -33	0.1618E-05 127	0.1877E-03
81P	0. 0.5316E-02	0. 0.9136E+01	-.9571E-09 -208	-.1211E-06 204	0.1265E-03

En la tabla 4.1 los parámetros b_6, \dots, b_0 representan los coeficientes del ajuste polinómico (dado por la ecuación 4.1) a la curva de luz, siendo t el tiempo (en días) respecto al pasaje por el perihelio, mientras los parámetros Dta y Dtb (en días) definen el intervalo de tiempo donde el ajuste es válido (ecuación 4.2).

$$m_h(t) = b_6 t^6 + b_5 t^5 + b_4 t^4 + b_3 t^3 + b_2 t^2 + b_1 t + b_0 \quad (4.1)$$

$$Q(t) = \begin{cases} 10^{a \times m_h(t) + b} & \text{si } Dta \leq t \leq Dtb \\ 0 & \text{si } t < Dta \\ 0 & \text{si } t > Dtb \end{cases} \quad (4.2)$$

El hecho de utilizar un polinomio de orden 4 o 6 nos limita en la práctica a un intervalo menor que el abarcado por las observaciones, ya que a partir de cierto instante el polinomio deja de ser una buena aproximación. Dicho instante lo determinamos empíricamente a partir de la curva de luz. Según la asimetría que presente la curva, dicho instante (siempre medido en días respecto al perihelio) puede ser negativo (Dta) o positivo (Dtb). Al determinar Dta (o Dtb), queda automáticamente fijado Dtb (o Dta) imponiendo que ambos puntos de la curva tengan la misma magnitud (pues de lo contrario estaríamos favoreciendo más una rama de la curva que la otra). Llamémosle "magnitud de corte" (m_{hC}) a dicha magnitud. En las gráficas de las curvas de luz (figs. 4.1 - 4.11) se indica el valor de m_{hC} determinado para cada una.

Hacemos notar que los parámetros Dta y Dtb son indicativos de la asimetría de la curva: basta comparar los valores mostrados en la tabla 4.1, con las curvas de luz que vienen a continuación. Notamos que cuanto mayor es la diferencia (en valor absoluto) entre éstos parámetros, más asimétrica es la curva. El único ajuste donde $|Dta| \approx |Dtb|$ es el correspondiente al cometa Tempel 1, justamente el caso donde la incertidumbre en el ajuste post-perihélico es mayor, y por lo tanto el comportamiento de la curva de luz luego del perihelio podría ser muy distinto al supuesto.

Las curvas de luz muestran que las observaciones visuales llegan en general hasta magnitud $\sim 14 - 15$ (magnitud límite típica de las observaciones visuales realizadas por los aficionados, las cuales recordemos que son las contribuciones más importantes a la curva de luz secular durante el período de máxima actividad). Esto concuerda con otros estudios de curvas de luz cometarias (Krésak y Kresáková 1989).

Resulta notoria la diferencia entre la curva de luz del cometa Halley (que recordemos provendría de la Nube de Oort, por lo cual habría sufrido menos cambios físicos durante su evolución orbital), con las curvas de luz de los demás cometas, que pertenecen a la Familia de Júpiter (y que por lo tanto serían cometas más evolucionados desde el punto de vista físico). Halley es mucho más brillante que los JFCs: en su momento de máximo brillo, su magnitud heliocéntrica sobrepasa las 2 magnitudes, mientras que para la mayoría de los JFCs la magnitud mínima varía entre ~ 7 y 9 mag (con la excepción del Churyumov-Gerasimenko, que con una magnitud mínima ~ 10.2 es el más débil de la muestra, seguido del Tempel 1, con un magnitud mínima ~ 9.8). Halley muestra magnitudes tan brillantes como ~ 6 cuando los demás cometas ya alcanzaron la magnitud límite $\sim 14 - 15$. Esto se traduce en una actividad gaseosa de Halley algunos órdenes de magnitud superior a la de la media de los JFCs aquí estudiados. Estos resultados concuerdan con las conclusiones de otros autores (ver referencias en Ferrín 2005) sobre que los cometas de la Nube de Oort son mucho más brillantes que los JFCs, y que presentan actividad a mayores distancias heliocéntricas que éstos.

Un aspecto común a todas las curvas de luz a destacar, es su asimetría respecto al perihelio. Como ya mencionamos esto se ve reflejado en que $|Dta| \neq |Dtb|$ (en el capítulo 6 introducimos una definición formal de dicha asimetría). Para la mayoría de los cometas estudiados encontramos $|Dtb| > |Dta|$ (las excepciones fueron los cometas Encke, Tempel 1, Kopff y Wild 2). Resulta muy notoria dicha asimetría por ejemplo en el cometa d'Arrest (donde encontramos un incremento del brillo en ~ 7 magnitudes a los 40 días de haber pasado por el perihelio, respecto al valor que tenía 40 días antes del perihelio). Los cometas donde apreciamos un incremento post-perihelio de su actividad gaseosa fueron Halley, d'Arrest, Tempel 2, Borrelly, H-M-P, Wirtanen y Churyumov-Gerasimenko (en el caso del Wirtanen dicho incremento es muy poco pronunciado debido a la poca asimetría de su curva de luz). En cambio los cometas Encke, Kopff y Wild 2 mostraron mayor actividad antes del perihelio. El Tempel 1 presenta la curva más simétrica de todas, resultando en una diferencia entre la actividad pre y post-perihélica prácticamente despreciable. Estos resultados indicarían que la mayoría de los cometas tenderían a aumentar su actividad luego del pasaje por

el perihelio.

4.1. Cometa 1P/Halley

El cometa 1P/Halley fue objeto de estudio de varias sondas espaciales (ver Tabla 1.1) durante su última aparición en 1986. Desde tierra llegó a ser visible a simple vista, aunque estuvo lejos de igualar la espectacularidad mostrada en su pasaje anterior de 1910. De los cometas estudiados en este trabajo, Halley es el que presenta la mejor cobertura fotométrica en una sola aparición, en cantidad de observaciones y en calidad de su curva de luz.

Para este estudio utilizamos 1221 observaciones correspondientes a la aparición de 1986. La figura 4.1 muestra la curva de luz obtenida para este cometa.

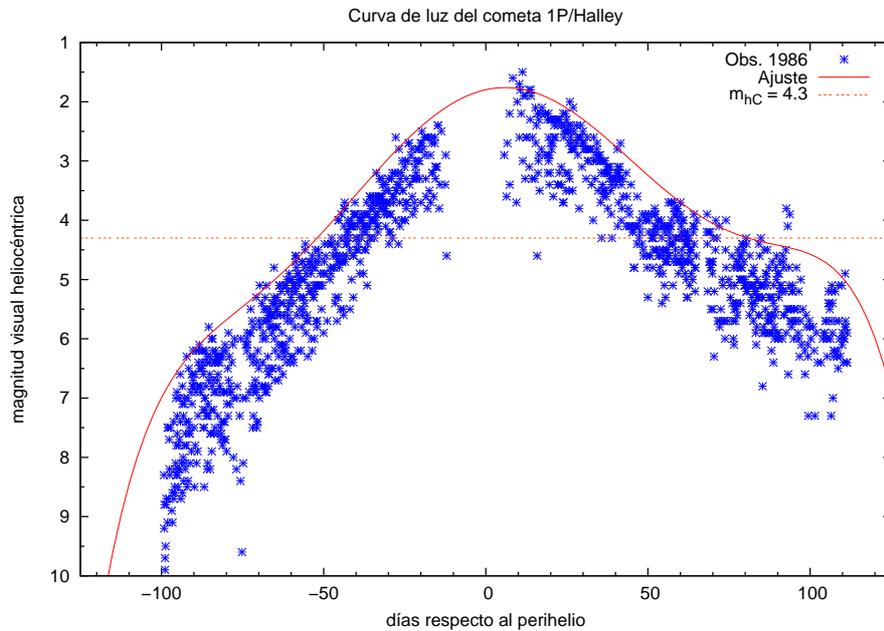


Figura 4.1: Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 1P/Halley. Se muestra el ajuste polinómico a la envolvente superior del dominio definido por las observaciones. El tramo de la curva por encima de la magnitud m_{hC} corresponde al intervalo $[Dta\ Dtb]$ donde dicho polinomio es considerado una buena aproximación a la curva de luz. El valor de m_{hC} se indica en la gráfica, y los valores de Dta y Dtb en la tabla 4.1.

De acuerdo al ajuste, el instante correspondiente al máximo brillo (llamémosle T) sería $T = 6$ d, y la magnitud mínima (o sea la más brillante) que alcanza el cometa sería $m_h(T) = 1.8$ mag. La magnitud de corte considerada fue $m_{hC} = 4.3$ mag, correspondiente a la magnitud ajustada para $Dta = -52$ d y $Dtb = 81$ d. Estos dos últimos valores corresponderían a distancias heliocéntricas de ~ 1.2 y 1.6 UA, respectivamente (a modo de comparación, el cometa alcanza las 3 UA del Sol para $t \sim 184$ días).

Ferrín (2005) ha estudiado la curva de luz secular de este cometa, extendiéndola hasta varias UA del Sol mediante la incorporación de observaciones de magnitudes nucleares. Este autor obtiene: $T = (11.2 \pm 0.1)$ d, y $m_h(T) = (1.5 \pm 0.1)$ mag. Nos llama la atención la baja incertidumbre estimada para estos valores, teniendo en cuenta que los errores típicos observacionales pueden variar desde varias décimas hasta 1 o más magnitudes, tal como se discutió en el capítulo anterior. Teniendo en cuenta la dispersión observada en las magnitudes visuales como un estimativo del error, estimamos que ambos ajustes concuerdan dentro de éste margen de error.

4.2. Cometa 2P/Encke

Para este estudio utilizamos 186 observaciones correspondientes a la aparición de 1990, y 202 observaciones correspondientes al pasaje de 1994. También incorporamos observaciones de 1997 y de 2000, las cuales a pesar de su bajo número (29 y 24 observaciones, respectivamente) sirvieron para complementar la curva de luz. En particular las observaciones de 1997 fueron fundamentales para definir mejor la rama post-perihelio. La aparición de 1994 es la única que tiene observaciones antes y después del perihelio. Las apariciones de 1990 y de 2000 solamente cubren la rama pre-perihélica, mientras las observaciones de 1997 se concentran todas en la rama post-perihélica. Notamos una buena consistencia entre las observaciones correspondientes a distintos pasajes, como si efectivamente la curva de luz no hubiera variado significativamente entre apariciones consecutivas. Si bien es una de nuestras hipótesis de trabajo, existía la duda para este cometa en particular antes de comparar entre sí las curvas de luz de cada aparición, debido a que el caso del Encke era el único de los estudiados que mostraba una variación relativa del efecto no-gravitacional significativa (ver la tabla 2.3). La figura 4.2 muestra la curva de luz obtenida para este cometa.

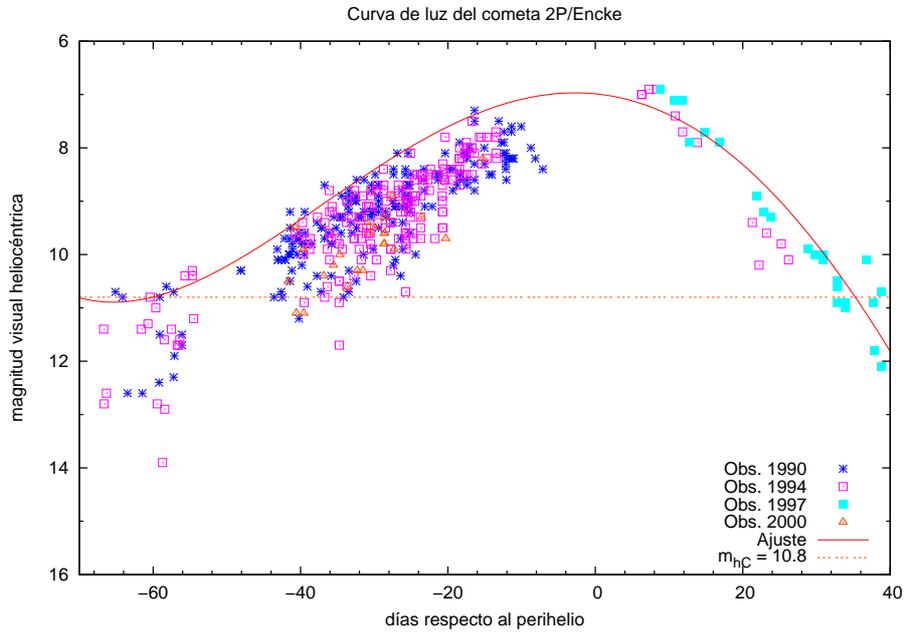


Figura 4.2: Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 2P/Encke. Se muestra el ajuste polinómico a la envolvente superior del dominio definido por las observaciones. El tramo de la curva por encima de la magnitud m_{hC} corresponde al intervalo $[Dta\ Dtb]$ donde dicho polinomio es considerado una buena aproximación a la curva de luz. El valor de m_{hC} se indica en la gráfica, y los valores de Dta y Dtb en la tabla 4.1.

De acuerdo al ajuste, tendríamos $T = -3$ d y $m_h(T) = 7.0$ mag. La magnitud de corte considerada fue $m_{hC} = 10.8$ mag, correspondiente a la magnitud ajustada para $Dta = -60$ d y $Dtb = 35$ d. Estos dos últimos valores corresponderían a distancias heliocéntricas de ~ 1.3 y 0.9 UA, respectivamente (una distancia heliocéntrica de 3 UA correspondería a $t \sim 236$ d).

Kamél (1991b) ha estudiado la evolución de la curva de luz de este cometa desde 1832 hasta 1987. De acuerdo a su investigación, el instante donde se observa el máximo de brillo se ha desplazado desde aproximadamente unas tres semanas antes del perihelio (en la segunda mitad del siglo XIX), hasta muy cerca del perihelio en épocas más recientes. Por otro lado, encuentra que el máximo de brillo se ha mantenido más o menos constante durante todo el período estudiado ($m_h(T) \sim 6 - 7$ mag), y que la forma de la curva de luz no habría variado significativamente entre las apariciones sucesivas más recientes. También encuentra que a pesar de la variación de T , la curva de luz ha mantenido su asimetría respecto al perihelio, y que el brillo disminuye más rápidamente luego del máximo que lo que se incrementa antes del mismo.

La curva de luz compuesta obtenida en este trabajo concuerda bien con los resultados de Kamél.

Kamél también señala la existencia de una correlación entre la disminución de la asimetría respecto al perihelio (disminución causada por el desplazamiento del instante de máximo brillo hacia el perihelio), y la disminución del efecto

no-gravitacional en el movimiento orbital del cometa, durante el mismo período.

4.3. Cometa 6P/d'Arrest

Para este estudio utilizamos 424 observaciones correspondientes a la aparición de 1995, que ha sido la más reciente de las apariciones con buena cobertura fotométrica. La última aparición (2002) fue poco favorable, por encontrarse el cometa en conjunción con el Sol cerca del instante del pasaje por el perihelio, tal como señalan Szutowicz y Rickman (2006). La figura 4.3 muestra la curva de luz obtenida.

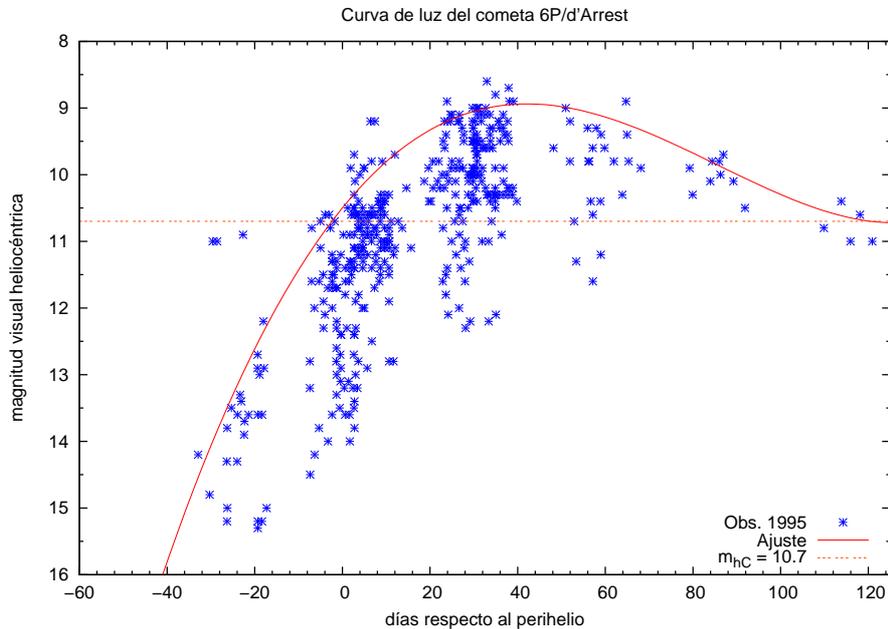


Figura 4.3: Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 6P/d'Arrest. Se muestra el ajuste polinómico a la envolvente superior del dominio definido por las observaciones. El tramo de la curva por encima de la magnitud m_{hC} corresponde al intervalo $[Dta\ Dtb]$ donde dicho polinomio es considerado una buena aproximación a la curva de luz. El valor de m_{hC} se indica en la gráfica, y los valores de Dta y Dtb en la tabla 4.1.

De acuerdo al ajuste, tendríamos $T = 42$ d, y $m_h(T) = 8.9$ mag. La magnitud de corte considerada fue $m_{hC} = 10.7$ mag, correspondiente a la magnitud ajustada para $Dta = -2$ d y $Dtb = 118$ d. Estos dos últimos valores corresponderían a distancias heliocéntricas de ~ 1.4 y 1.9 UA, respectivamente (una distancia heliocéntrica de 3 UA correspondería a $t \sim 281$ d).

Hacemos notar que el ajuste lo hicimos dándole mayor peso a las observaciones más brillantes, siempre y cuando dichas observaciones pertenecieran a grupos compactos. Es decir, que observaciones muy brillantes pero escasas y aisladas del resto no fueron tenidas en cuenta, como es el caso de unas tres observaciones de mag ~ 11 , comprendidas entre $t = -40$ d y $t = -20$ d, que pueden

apreciarse en la fig. 4.3.

Este cometa es uno de los tres cometas de la muestra que presentan la mayor asimetría respecto al perihelio (los otros son el Tempel 2 y el Churyumov-Gerasimenko). Como señalan Szutowicz y Rickman (2006), la curva de luz del d'Arrest es una de las más peculiares entre los cometas de corto período, mostrando una asimetría extraordinaria respecto al perihelio. Al igual que estos autores, encontramos que este cometa aumenta su brillo rápidamente mientras va pasando por el perihelio, alcanzando su máximo luego de los 40 días de haber pasado por dicho punto, para luego disminuir muy lentamente.

Szutowicz y Rickman han estudiado la curva de luz de este cometa en base a una recopilación de magnitudes heliocéntricas (también provenientes del catálogo de Kamél y del ICQ) que abarca desde 1910 hasta 1995. Ellos encuentran que no hay una variación significativa en la curva de luz entre las apariciones de 1976 y de 1995, aunque si determinan un leve desplazamiento (~ 1 d) del instante de máximo brillo, alejándose del perihelio. En lo que respecta al brillo máximo, éste se mantiene entre 8 y 9 magnitudes, más cerca de la magnitud 9 para la aparición de 1995, lo cual concuerda con nuestro ajuste.

Szutowicz y Rickman concluyen que este cometa muestra un aumento secular de la asimetría de la curva de luz respecto al perihelio. Por otro lado, ellos también encuentran que el efecto no-gravitacional en este cometa se mantiene relativamente grande y estable, causando un aumento constante del período orbital en cerca de 3.6 h por revolución.

4.4. Cometa 9P/Tempel 1

Este cometa ha sido el último objetivo de una misión espacial completado en forma exitosa (la misión *Deep Impact* que impactó un proyectil contra la superficie del núcleo, mientras el cometa pasaba por su perihelio). En consecuencia ha tenido una buena cobertura fotométrica, además de haberse colectado un gran volumen de información física, gran parte de la cual está siendo aún procesada.

Para este estudio utilizamos 447 observaciones correspondientes a la aparición de 2005, la más reciente. En este cometa se destaca la pobre cobertura post-perihélica, debida a una geometría observacional desfavorable. También seleccionamos unas 603 observaciones correspondientes a la aparición anterior (1994, las cuales también muestran una pobre cobertura post-perihélica), pero decidimos no utilizarlas en una curva de luz combinada al mostrar un comportamiento diferente respecto a la aparición del 2005, como veremos a continuación. La figura 4.4 (a) muestra la curva de luz obtenida con las observaciones del 2005 (nuestra curva de luz nominal), y la figura 4.4 (b) compara las curvas de luz correspondientes a ambas apariciones.

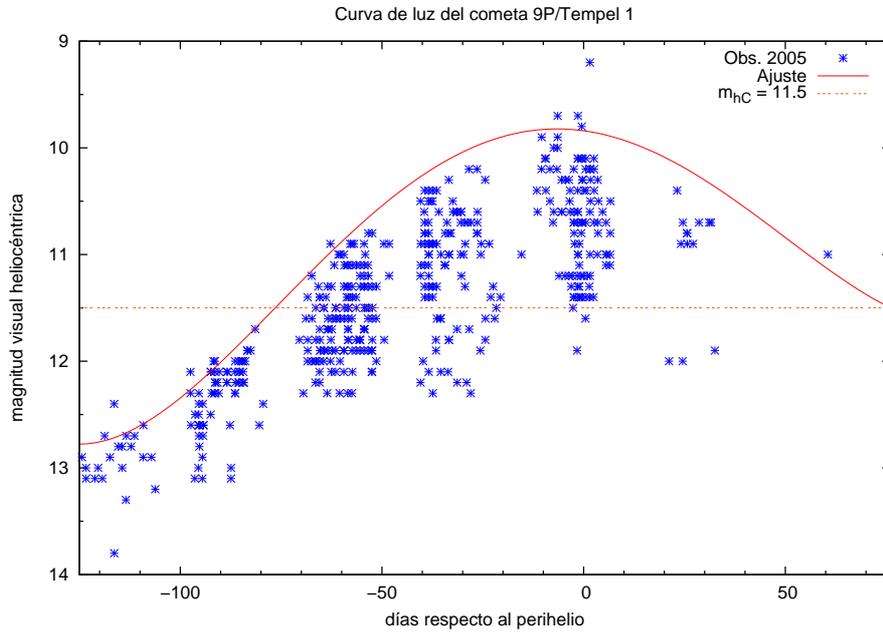


Figura 4.4 (a): Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 9P/Tempel 1. Se muestra el ajuste polinómico a la envolvente superior del dominio definido por las observaciones. El tramo de la curva por encima de la magnitud m_{hC} corresponde al intervalo $[Dta\ Dtb]$ donde dicho polinomio es considerado una buena aproximación a la curva de luz. El valor de m_{hC} se indica en la gráfica, y los valores de Dta y Dtb en la tabla 4.1.

De acuerdo al ajuste, tendríamos $T = -7$ d, y $m_h(T) = 9.8$ mag. La magnitud de corte considerada fue $m_{hC} = 11.5$ mag, correspondiente a la magnitud ajustada para $Dta = -76$ d y $Dtb = 76$ d. Estos dos últimos valores corresponderían a una distancia heliocéntrica de ~ 1.7 UA (una distancia heliocéntrica de 3 UA correspondería a $t \sim 314$ d).

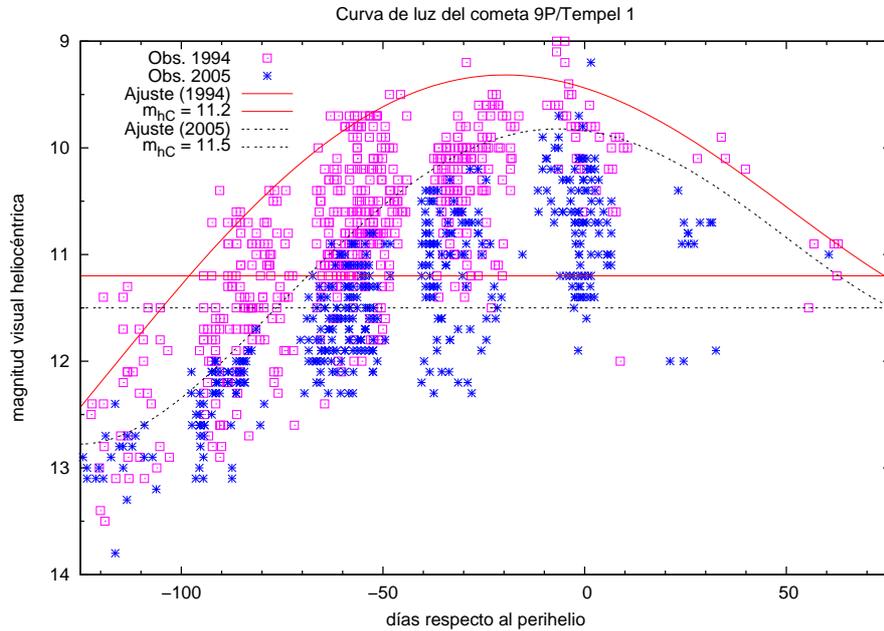


Figura 4.4 (b): Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 9P/Tempel 1, correspondientes a las apariciones de 1994 y de 2005. Se muestra el ajuste realizado a cada curva de luz.

Para el ajuste a las observaciones de 1994, tendríamos $T = -20$ d, magnitud de corte $m_{hC} = 11.2$ mag, $Dta = -99$ d y $Dtb = 76$ d. Estos dos últimos valores corresponderían a distancias heliocéntricas de ~ 1.7 y 1.8 UA, respectivamente. Los coeficientes del ajuste polinómico serían en este caso: $b_6=0.$, $b_5=0.$, $b_4=-.7681E-8$, $b_3=-.1040E-5$, $b_2=0.27740E-3$, $b_1=0.1198E-1$ y $b_0=0.9438E+1$.

Es el cometa de la muestra que presentaría la curva menos asimétrica, aunque hay que destacar la mayor incertidumbre del ajuste post-perihelio debida a las muy escasas observaciones disponibles para esa rama de la curva de luz. Ferrín (2007) publica una curva de luz secular para este cometa que predice valores menores de magnitud luego del perihelio: por ejemplo para $t \sim 76$ d predice $m_h \sim 10.5$, mientras nuestro ajuste predice una magnitud más. Sin embargo, la curva de luz de Ferrín se basa en datos fotométricos de apariciones anteriores, correspondiendo el mayor número de observaciones a la aparición de 1994, que prácticamente son las que definen la envolvente. No incluye datos fotométricos correspondientes a la aparición de 2005. Nosotros hemos recopilado datos de la aparición de 1994 y estudiado la curva de luz correspondiente, observando que las magnitudes (luego de las correcciones y filtros habituales) son notoriamente más brillantes que las correspondientes a 2005, y la variación relativa de magnitudes sería en promedio $\Delta m_h \sim 1 - 2$ mag (figura 4.4 (b)). Es decir que el cometa parece haber disminuido su brillo entre 1994 y su posterior reaparición en 2005, y por tal razón no combinamos ambas apariciones en una sola curva. Tal hecho es consistente con lo señalado por Ferrín (2007), quien encuentra que el comportamiento de la pendiente de acuerdo a las observaciones de 2005 no concuerda con las curvas de luz correspondientes a las apariciones anteriores. Este autor atribuye tal discrepancia a posibles diferencias en el método obser-

vacional adoptado, aunque en nuestro caso ésa no sería la causa pues hemos filtrado las observaciones teniendo en cuenta el método observacional. También hacemos notar que la aparición de 1994, al igual que la de 2005, muestra muy pocas observaciones post-perihelio. Por consiguiente, pensamos que nuestro ajuste post-perihelio (que predice magnitudes $\sim 1 - 2$ mag más débiles que el ajuste de Ferrín, para el mismo intervalo de tiempo) podría ser un ajuste "razonable" teniendo en cuenta los escasos datos observacionales.

En lo que respecta al ajuste pre-perihelio, se mantiene la diferencia de $\sim 1 - 2$ mag con el ajuste de Ferrín (en particular Ferrín predice un máximo de 9 mag, lo cual es una magnitud más brillante que el valor derivado de nuestro ajuste). En cambio, sí hay concordancia en el instante donde se produciría el máximo de brillo (suponiendo que este instante hubiera variado muy poco entre ambas apariciones): Ferrín obtiene $T = -10 \pm 5$ d. En el capítulo 5 presentamos los valores obtenidos para la masa del cometa, en base al ajuste a la curva de luz de cada una de las dos apariciones (1994 y 2005), como forma de ver la influencia de distintas curvas de luz en la masa calculada.

4.5. Cometa 10P/Tempel 2

Para este estudio utilizamos 153 observaciones correspondientes a la aparición de 1983, y 143 observaciones correspondientes a la de 1988. La figura 4.5 (a) muestra la curva de luz obtenida para este cometa. Vemos que hay relativamente pocas observaciones correspondientes a la aparición de 1983 antes del perihelio, por lo que la rama pre-perihelio de la curva de luz es prácticamente ajustada con las observaciones de 1988.

También seleccionamos 239 observaciones correspondientes a la aparición de 1999, las cuales se muestran en la figura 4.5 (b) junto a las anteriores. En lo que respecta a la aparición más reciente de este cometa (2005), el número de observaciones recopiladas del ICQ fue insuficiente para definir una curva de luz (lo mismo ocurrió con la aparición de 1994).

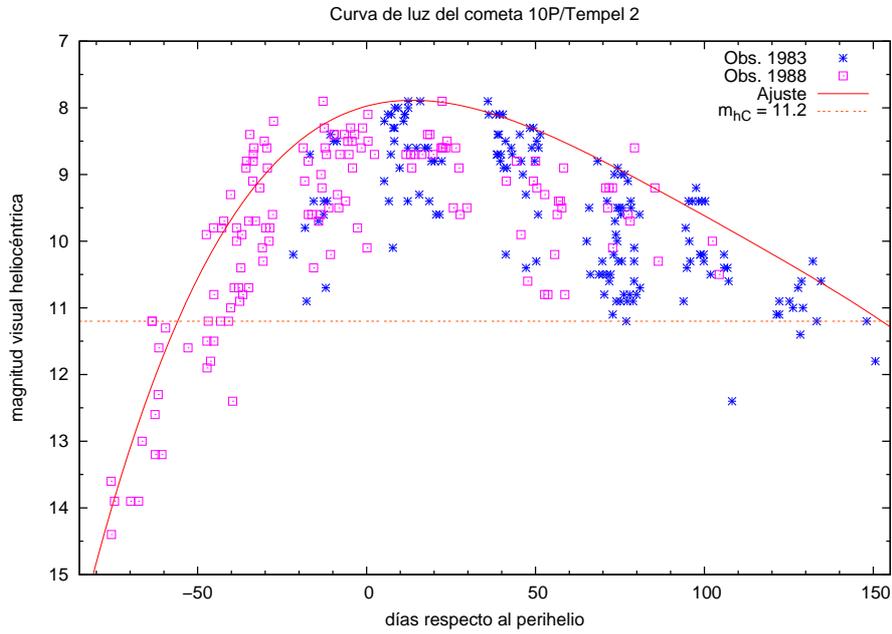


Figura 4.5 (a): Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 10P/Tempel 2. Se muestra el ajuste polinómico a la envolvente superior del dominio definido por las observaciones. El tramo de la curva por encima de la magnitud m_{hC} corresponde al intervalo $[Dta\ Dtb]$ donde dicho polinomio es considerado una buena aproximación a la curva de luz. El valor de m_{hC} se indica en la gráfica, y los valores de Dta y Dtb en la tabla 4.1.

De acuerdo al ajuste, tendríamos $T = 14$ d, y $m_h(T) = 7.9$ mag. La magnitud de corte considerada fue $m_{hC} = 11.2$ mag, correspondiente a la magnitud ajustada para $Dta = -56$ d y $Dtb = 151$ d. Estos dos últimos valores corresponderían a distancias heliocéntricas de ~ 1.5 y 2.0 UA, respectivamente (una distancia heliocéntrica de 3 UA correspondería a $t \sim 309$ d).

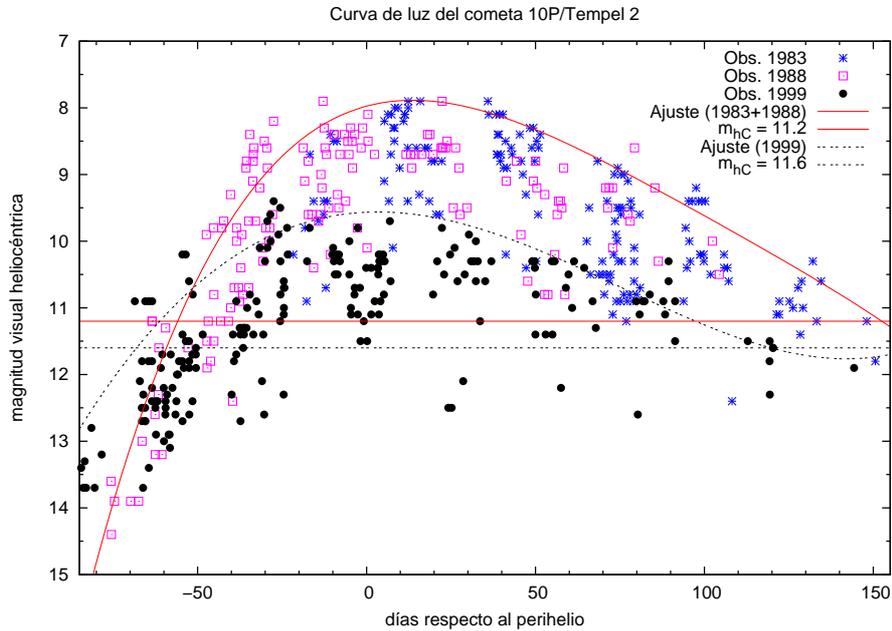


Figura 4.5 (b): Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 10P/Tempel 2. Se incluye la curva de luz correspondiente a la aparición de 1999 con su respectivo ajuste, respecto a la figura anterior.

Para el ajuste a las observaciones de 1999, tendríamos $T = 3$ d, magnitud de corte $m_{hC} = 11.6$ mag, $Dta = -68$ d y $Dtb = 120$ d. Estos dos últimos valores corresponderían a distancias heliocéntricas de ~ 1.6 y 1.9 UA, respectivamente. Los coeficientes del ajuste polinómico serían en este caso: $b_6=0.$, $b_5=0.$, $b_4=-.1397E-8$, $b_3=-.1243E-5$, $b_2=0.3290E-3$, $b_1=-.2166E-2$ y $b_0=0.9565E+1$.

Como ya hicimos notar, la curva de luz de este cometa presenta una fuerte asimetría respecto al perihelio, mostrando un comportamiento de su pendiente similar al del cometa d'Arrest: un rápido crecimiento del brillo durante el pasaje por el perihelio, con una posterior disminución mucho más lenta, tal como también han observado Rickman *et al.* (1991 a).

Encontramos que entre las apariciones de 1988 y de 1999 la curva de luz del cometa ha variado significativamente (la curva de 1999 es entre 1 y 2 magnitudes más débil, con el máximo más desplazado hacia el perihelio), aunque mantiene la asimetría y el comportamiento general (rápido crecimiento antes del perihelio, posterior decaimiento mucho más lento).

Rickman *et al.* (1991a) han estudiado la evolución de la curva de luz de este cometa durante 13 apariciones que abarcan desde 1899 hasta 1988, extrayendo como conclusión que existiría una correlación entre los bajos valores del efecto no-gravitacional mostrados por el Tempel 2 en las últimas décadas, y la disminución de la actividad gaseosa inferida de las curvas de luz. En particular han estudiado la curva de luz para las apariciones de 1983 y de 1988, utilizando la misma base de datos que la empleada en este trabajo (Kamél 1992). No obstante, encontramos diferencias entre ambas curvas de luz. Rickman *et al.* señalan

una mayor incertidumbre en su ajuste post-perihelio, indicando que las observaciones de 1983 darían una curva de luz diferente a la de 1988. Nosotros no encontramos tal discrepancia, sino que por el contrario vemos que las observaciones post-perihelio de ambas apariciones parecen concordar bastante bien.

Notamos una cierta variación en los elementos orbitales (ver la tabla 2.2), particularmente un aumento de la distancia perihélica, lo cual podría explicar la disminución en brillo del cometa entre las apariciones de 1988 y de 1999. Notamos también una cierta disminución (en un $\sim 20\%$) en el efecto no-gravitacional entre ambas apariciones. Esto concuerda con Rickman *et al.* (1991a), quienes señalan una correlación entre los bajos valores del efecto no-gravitacional y la disminución de la actividad gaseosa para este cometa.

Dada la mayor dispersión mostrada por la curva de luz de 1999, la cual además registra una variación en magnitud (i.e. $m_h(T) - m_{hC}$) de solamente unas dos magnitudes, optamos por la curva combinada de 1983 y 1988 como la curva de luz nominal, por ser de mejor calidad y por ende más confiable. En el capítulo 5 presentamos los valores obtenidos para la masa del cometa, en base al ajuste a ambas curvas de luz, como forma de ver el efecto de distintas curvas de luz en la masa calculada.

4.6. Cometa 19P/Borrelly

Este cometa ha sido objetivo de la misión *Deep Space 1* en 2001, por lo que ha tenido una buena cobertura fotométrica en su última aparición, así como en las anteriores más recientes.

Para este estudio utilizamos 360 observaciones correspondientes a la aparición de 1987, 853 observaciones correspondientes a la aparición de 1994, y 242 observaciones de la aparición de 2001. La figura 4.6 muestra la curva de luz obtenida para este cometa.

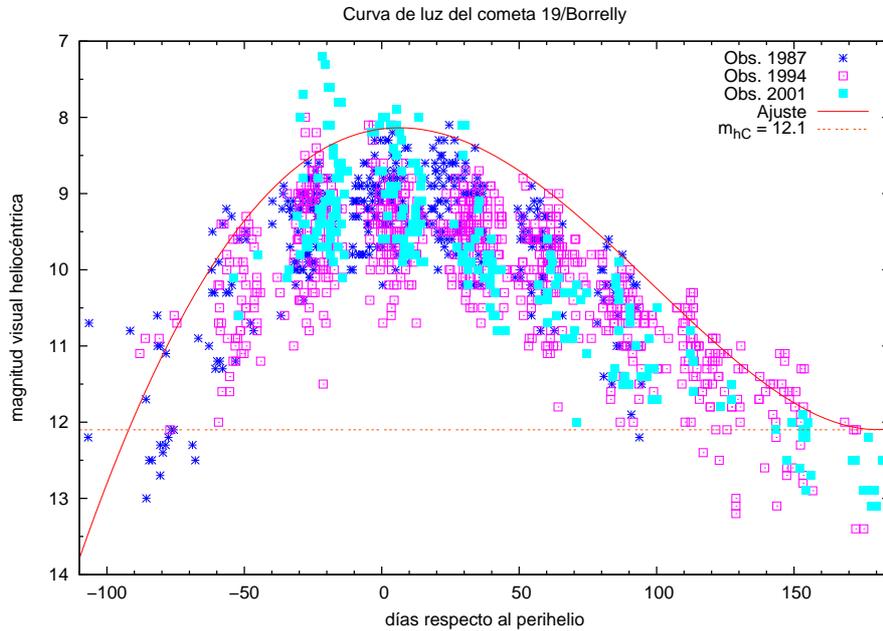


Figura 4.6: Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 19P/Borrelly. Se muestra el ajuste polinómico a la envolvente superior del dominio definido por las observaciones. El tramo de la curva por encima de la magnitud m_{hC} corresponde al intervalo $[Dta\ Dtb]$ donde dicho polinomio es considerado una buena aproximación a la curva de luz. El valor de m_{hC} se indica en la gráfica, y los valores de Dta y Dtb en la tabla 4.1.

De acuerdo al ajuste, tendríamos $T = 6$ d, y $m_h(T) = 8.1$ mag. La magnitud de corte considerada fue $m_{hC} = 12.1$ mag, correspondiente a la magnitud ajustada para $Dta = -92$ d y $Dtb = 173$ d. Estos dos últimos valores corresponderían a distancias heliocéntricas de ~ 1.7 y 2.3 UA, respectivamente (una distancia heliocéntrica de 3 UA correspondería a $t \sim 278$ d).

Ferrín (2005) ha estudiado la curva de luz secular de este cometa. Este autor obtiene $T = 6 \pm 2$ d, y $m_h(T) = 8.0 \pm 0.1$. Este ajuste concuerda notablemente con el nuestro también en el comportamiento: un crecimiento más rápido del brillo antes y durante el perihelio, y un posterior decaimiento más lento (al igual que los cometas d'Arrest y Tempel 2).

Hacemos notar que algunas observaciones de 2001, correspondientes a las más brillantes, se encuentran distanciadas del conjunto más compacto y numeroso de observaciones, por lo cual no fueron tenidas en cuenta. Tales observaciones podrían corresponder a un pequeño *outburst* entre 30 y 20 días antes del perihelio, pese a que no hemos encontrado ningún reporte al respecto. Por otro lado, las observaciones correspondientes a las tres apariciones concuerdan bastante bien entre sí confirmando que la curva de luz del cometa se ha mantenido sin grandes cambios perceptibles entre un pasaje y otro por el perihelio.

4.7. Cometa 22P/Kopff

Para este estudio utilizamos 349 observaciones correspondientes a la aparición de 1983, y 586 observaciones correspondientes a la aparición de 1996. La figura 4.7 muestra la curva de luz obtenida para este cometa.

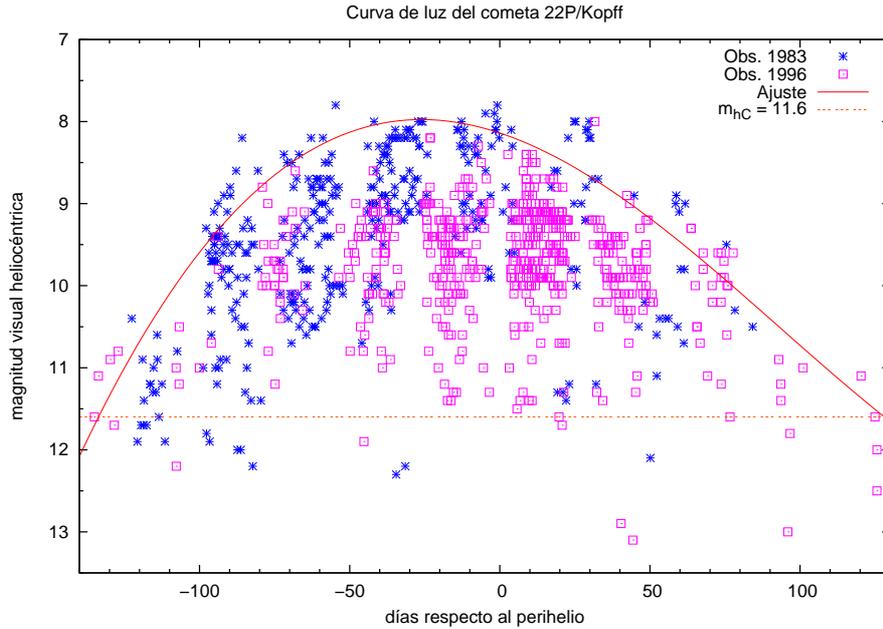


Figura 4.7: Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 22P/Kopff. Se muestra el ajuste polinómico a la envolvente superior del dominio definido por las observaciones. El tramo de la curva por encima de la magnitud m_{hC} corresponde al intervalo $[Dta\ Dtb]$ donde dicho polinomio es considerado una buena aproximación a la curva de luz. El valor de m_{hC} se indica en la gráfica, y los valores de Dta y Dtb en la tabla 4.1.

De acuerdo al ajuste, tendríamos $T = -26$ d y $m_h(T) = 8.0$ mag. La magnitud de corte considerada fue $m_{hC} = 11.6$ mag, correspondiente a la magnitud ajustada para $Dta = -133$ d y $Dtb = 128$ d. Estos dos últimos valores corresponderían a distancias heliocéntricas de ~ 2.0 UA. Una distancia heliocéntrica de 3 UA correspondería a $t \sim 298$ d.

Si bien este cometa presenta una amplia cobertura en el dominio temporal, sin embargo presenta también una gran dispersión y un máximo pobremente definido; no en cuanto a magnitud (que parece claro que el cometa no supera la magnitud ~ 8), sino en cuanto al instante correspondiente a dicho máximo (el cual tampoco puede descartarse que se produzca después del perihelio). El cometa parece presentar un comportamiento más atípico que el resto, donde no puede excluirse que mantenga un nivel aproximadamente constante de actividad sostenida por un período de tiempo prolongado que incluya al perihelio.

4.8. Cometa 45P/Honda-Mkros-Pajdusakova

Para este estudio utilizamos 117 observaciones correspondientes a la aparición de 1990, 108 observaciones correspondientes a la aparición de 1995, y 40 observaciones correspondientes a la de 2001. La figura 4.8 muestra la curva de luz obtenida para este cometa.

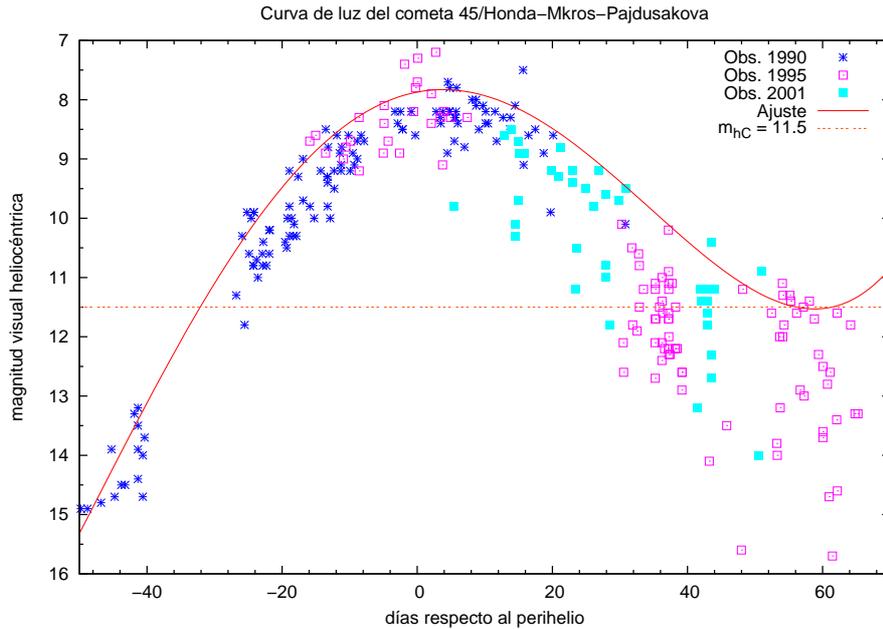


Figura 4.8: Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 45/Honda-Mkros-Pajdusakova. Se muestra el ajuste polinómico a la envolvente superior del dominio definido por las observaciones. El tramo de la curva por encima de la magnitud m_{hC} corresponde al intervalo $[Dta\ Dtb]$ donde dicho polinomio es considerado una buena aproximación a la curva de luz. El valor de m_{hC} se indica en la gráfica, y los valores de Dta y Dtb en la tabla 4.1.

De acuerdo al ajuste, tendríamos $T = 4$ d, y $m_h(T) = 7.8$ mag. La magnitud de corte considerada fue $m_{hC} = 11.5$ mag, correspondiente a la magnitud ajustada para $Dta = -32$ d y $Dtb = 57$ d. Estos dos últimos valores corresponderían a distancias heliocéntricas de ~ 0.8 y 1.2 UA, respectivamente. Una distancia heliocéntrica de 3 UA correspondería a $t \sim 225$ d.

La asimetría de la curva de luz es clara aunque no es tan pronunciada como por ejemplo en los casos del d'Arrest o del Churyumov-Gerasimenko: el brillo crece rápidamente antes y durante el perihelio, para poco después disminuir algo más lentamente. Es notoria la mayor dispersión de las observaciones a medida que se aleja del perihelio. Las observaciones posteriores a los ~ 60 días del perihelio no fueron tenidas en cuenta por esta causa.

4.9. Cometa 46P/Wirtanen

Este cometa era el objetivo inicial de la misión *Rosetta*, que finalmente visitará al Churyumov-Gerasimenko en 2014.

Para este estudio utilizamos 105 observaciones correspondientes a la aparición de 1991 y 104 observaciones correspondientes a la aparición de 1997. Las curvas de luz obtenidas para cada aparición, así como la curva de luz combinada, se muestran en las figuras 4.9 (a), (b) y (c), respectivamente.

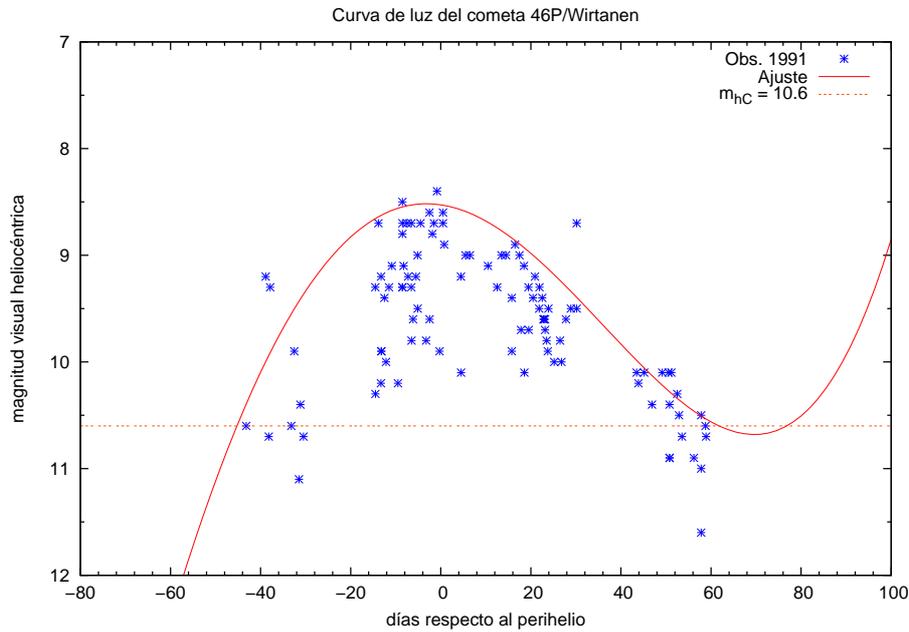


Figura 4.9 (a): Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 46P/Wirtanen. Se muestra el ajuste polinómico a la envolvente superior del dominio definido por las observaciones (correspondientes a la aparición de 1991). El tramo de la curva por encima de la magnitud m_{hC} corresponde al intervalo $[Dta\ Dtb]$ donde dicho polinomio es considerado una buena aproximación a la curva de luz. El valor de m_{hC} se indica en la gráfica, y los valores de Dta y Dtb en la tabla 4.1.

De acuerdo al ajuste a la curva de luz de 1991, tendríamos $T = -3$ d, y $m_h(T) = 8.5$ mag. La magnitud de corte considerada fue $m_{hC} = 10.6$ mag, correspondiente a la magnitud ajustada para $Dta = -45$ d y $Dtb = 62$ d.

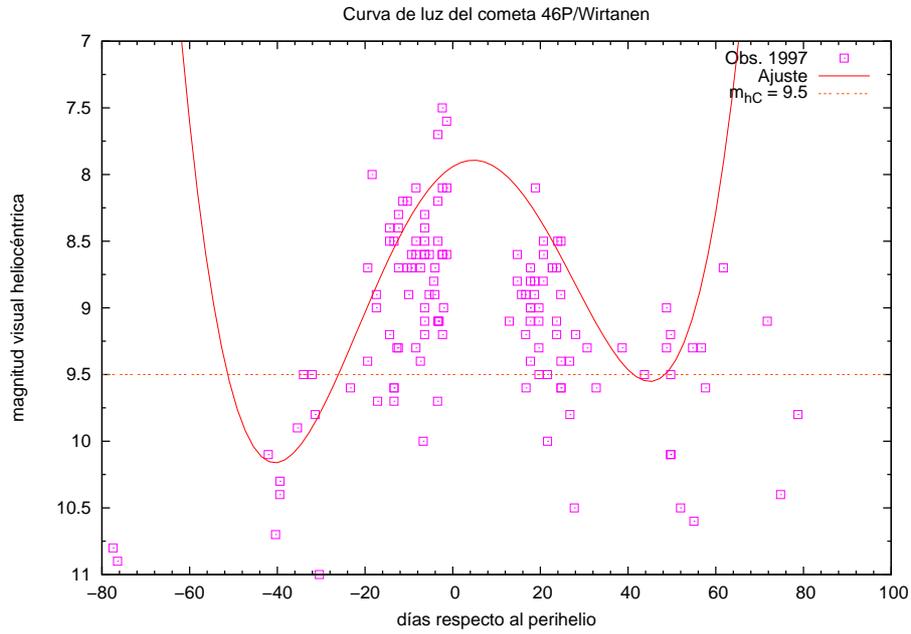


Figura 4.9 (b): Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 46P/Wirtanen, correspondientes a la aparición de 1997.

De acuerdo al ajuste a la curva de luz de 1997, tendríamos $T = 5$ d, y $m_h(T) = 7.9$ mag. La magnitud de corte considerada fue $m_{hC} = 9.5$ mag, correspondiente a la magnitud ajustada para $Dta = -27$ d y $Dtb = 44$ d. Los coeficientes del ajuste polinómico correspondientes a esta curva son: $b_6=0.$, $b_5=0.$, $b_4=-.5842E-6$, $b_3=0.714E-5$, $b_2=0.2105E-2$, $b_1=-.2013E-1$ y $b_0=0.7940E+1$.

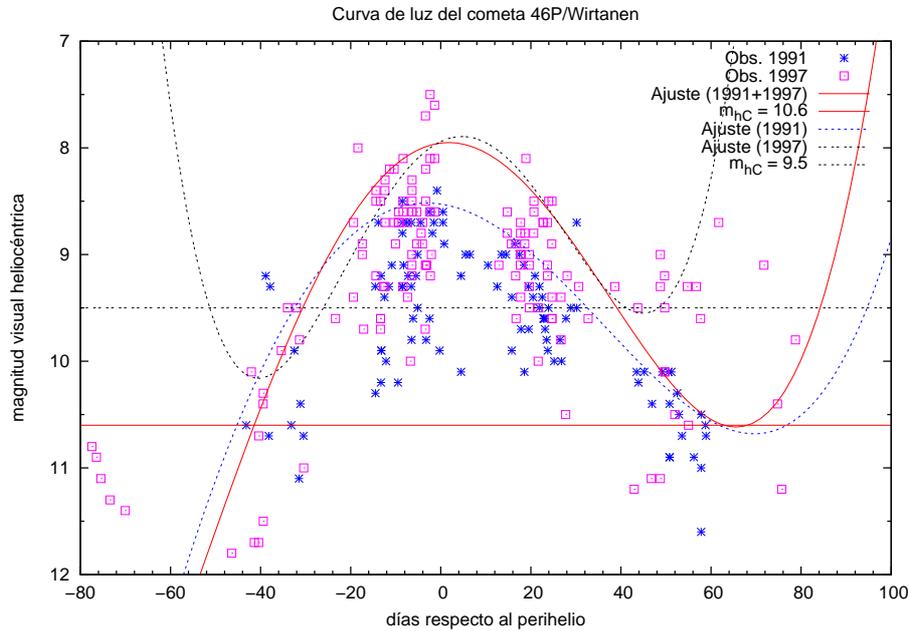


Figura 4.9 (c): Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 46P/Wirtanen. Se muestra el ajuste a la curva de luz combinada de las apariciones de 1991 y de 1997, así como los ajustes a las observaciones de 1991 y de 1997 en forma individual, a modo de comparación.

De acuerdo al ajuste a la curva de luz combinada, tendríamos $T = 2$ d, y $m_h(T) = 7.9$ mag. La magnitud de corte considerada fue $m_{hC} = 10.6$ mag, correspondiente a la magnitud ajustada para $Dta = -41$ d y $Dtb = 62$ d. Estos dos últimos valores corresponderían a distancias heliocéntricas de ~ 1.2 y 1.3 UA, respectivamente (una distancia heliocéntrica de 3 UA correspondería a $t \sim 274$ d). Los coeficientes del ajuste polinómico correspondientes a esta curva son: $b_6=0.$, $b_5=0.$, $b_4=-1.2486E-7$, $b_3=-3.7218E-6$, $b_2=1.4783E-3$, $b_1=-5.1221E-3$ y $b_0=7.9545$.

En el análisis de las distintas curvas de luz surge que las observaciones de 1997 resultan en conjunto más brillantes que las de 1991. Las observaciones de 1997 muestran una mayor dispersión a medida que el cometa se aleja del perihelio, volviéndose la dispersión mucho mayor que la mostrada por las observaciones de 1991 a partir de aproximadamente 40 días. Por consiguiente las observaciones de 1997 posteriores a los 40 días no fueron tenidas en cuenta para el ajuste.

Concluimos en que la curva de luz de 1991 parece la mejor definida de las tres curvas, por lo cual la elegimos como la curva nominal. En el capítulo 5 presentamos los valores obtenidos para la masa del cometa en base a cada una de las tres curvas de luz, como forma de ver la influencia de la curva de luz en la estimación de la masa.

Jorda y Rickman (1995) han estudiado la curva de luz de este cometa, coincidiendo en que presenta una clara asimetría con un exceso de actividad post-

perihelio. Coincidimos con estos autores también en que el comportamiento de la pendiente sugiere que la actividad disminuye rápidamente con la distancia heliocéntrica.

4.10. Cometa 67P/Churyumov-Gerasimenko

Este cometa es el principal objetivo de la misión *Rosetta*, que lo orbitará acompañándolo en su evolución orbital en torno al Sol. También lanzará una sonda que aterrizará sobre el núcleo. Se espera con esta misión coleccionar información sin precedentes acerca de la actividad cometaria.

Para este estudio utilizamos 260 observaciones correspondientes a la aparición de 1982, y 127 observaciones correspondientes a la aparición de 1996. La figura 4.10 muestra la curva de luz obtenida para este cometa.

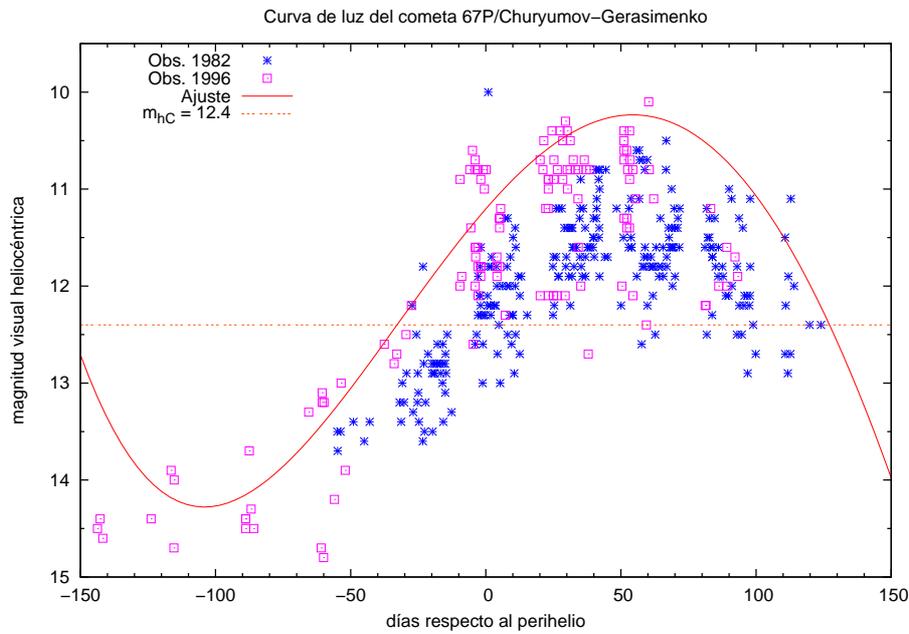


Figura 4.10: Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 67P/Churyumov-Gerasimenko. Se muestra el ajuste polinómico a la envolvente superior del dominio definido por las observaciones. El tramo de la curva por encima de la magnitud m_{hC} corresponde al intervalo $[Dta Dtb]$ donde dicho polinomio es considerado una buena aproximación a la curva de luz. El valor de m_{hC} se indica en la gráfica, y los valores de Dta y Dtb en la tabla 4.1.

De acuerdo al ajuste, tendríamos $T = 54$ d, y $m_h(T) = 10.2$ mag. La magnitud de corte considerada fue $m_{hC} = 12.4$ mag, correspondiente a la magnitud ajustada para $Dta = -33$ d y $Dtb = 127$ d. Estos dos últimos valores corresponderían a distancias heliocéntricas de ~ 1.4 y 1.9 UA, respectivamente (una distancia heliocéntrica de 3 UA correspondería a $t \sim 277$ d).

Como mencionamos anteriormente, este cometa es uno de los que presenta una mayor asimetría en su curva de luz, con un fuerte exceso de actividad post-perihélica. Ferrín (2005) ha estudiado su curva de luz en las últimas apariciones, obteniendo $T = 33 \pm 8$ d, y $m_h(T) = 10.4 \pm 0.2$. De acuerdo a la dispersión mostrada por la curva de luz, encontramos que ambos valores de T concuerdan dentro del margen de error (que en nuestro ajuste también podría estimarse en varios días). Hay mejor coincidencia en el valor mínimo de magnitud, confirmando que este cometa es notoriamente menos brillante que el promedio de los JFCs de la muestra.

4.11. Cometa 81P/Wild 2

Este cometa fue visitado por la sonda *Stardust* en 2004, la cual obtuvo imágenes de alta resolución de la superficie del núcleo, mostrando diferencias con las superficies de los núcleos fotografiadas hasta entonces (de los cometas Borrelly y Halley), como por ejemplo la evidencia de cráteres de impacto (Brownlee *et al* 2004).

Para este estudio utilizamos 78 observaciones correspondientes a la aparición de 1990, 626 observaciones correspondientes a la aparición de 1997, y 72 observaciones correspondientes a la aparición de 2003. La figura 4.11 muestra la curva de luz obtenida para este cometa.

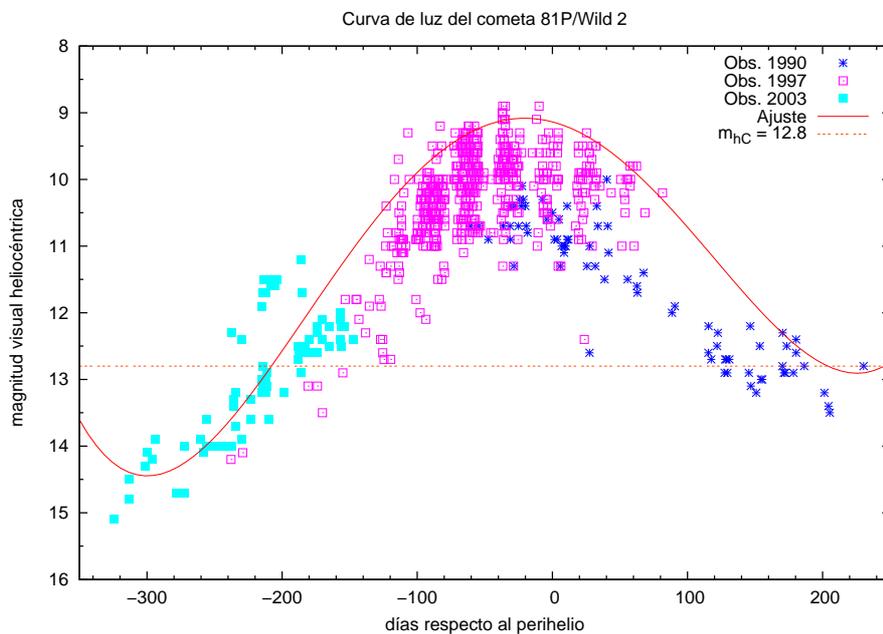


Figura 4.11: Magnitudes visuales heliocéntricas en función del tiempo, para el cometa 81P/Wild 2. Se muestra el ajuste polinómico a la envolvente superior del dominio definido por las observaciones. El tramo de la curva por encima de la magnitud m_{hC} corresponde al intervalo $[Dta Dtb]$ donde dicho polinomio es considerado una buena aproximación a la curva de luz. El valor de m_{hC} se indica en la gráfica, y los valores de Dta y Dtb en la tabla 4.1.

De acuerdo al ajuste, tendríamos $T = -20$ d, y $m_h(T) = 9.1$ mag. La magnitud de corte considerada fue $m_{hC} = 12.8$ mag, correspondiente a la magnitud ajustada para $Dta = -208$ d y $Dtb = 204$ d. Estos dos últimos valores corresponderían a distancias heliocéntricas de ~ 2.5 y 2.4 UA, respectivamente (una distancia heliocéntrica de 3 UA correspondería a $t \sim 299$ d). De los cometas de la muestra, éste es el que muestra la mayor cobertura orbital (con observaciones pre-perihélicas que llegan hasta las 3 UA, como puede verse en la figura).

Ferrín (2005) ha estudiado la curva de luz secular de este cometa durante las últimas apariciones, obteniendo $T = -13 \pm 13$ d, y $m_h(T) = 8.8 \pm 0.1$. La curva de luz obtenida por este autor es similar a la nuestra, para el mismo intervalo de tiempo, aunque difieren en la pendiente post-perihelio: el ajuste de Ferrín muestra una pendiente menos inclinada, y por lo tanto implica un descenso menos pronunciado de la actividad que el derivado de nuestro ajuste. Encontramos una mayor incertidumbre en el ajuste post-perihelio, que no tiene una cobertura tan buena como antes del perihelio, dado el bajo número relativo de observaciones de la aparición de 1990, que son las que definen la rama post-perihélica más lejos del perihelio. Sekanina (2003) también ha estudiado la curva de luz de este cometa. Las curvas de luz obtenidas por dicho autor, para las apariciones de 1990 y de 1997, concuerdan mejor con las curvas obtenidas en este trabajo, que con Ferrín (2005).

Capítulo 5

Resultados

En este capítulo presentamos la masa y la densidad calculadas para cada cometa de la muestra, en base al modelo nominal descrito en el capítulo 2.

También presentamos los valores obtenidos para las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional de acuerdo a (2.10).

Analizamos la incertidumbre en M derivada de la curva de luz y del error en el efecto no-gravitacional ΔP , así como también la incertidumbre asociada con los parámetros del modelo nominal (indicados en la tabla 2.1). No pretendimos hacer un cálculo riguroso del error en la masa (ya que no tendría sentido un tratamiento formal de los errores, en vista de las simplificaciones asumidas y del objetivo estadístico del trabajo), sino que nuestra intención fue analizar empíricamente como afectan las diferentes fuentes de incertidumbre al resultado final.

Analizamos también las estimaciones de tamaños realizadas para los núcleos de los cometas estudiados, indicando la incertidumbre en el valor nominal de la densidad debida al error estimado para el radio nuclear.

Finalmente comparamos los resultados obtenidos con los resultados de otros autores, dejando para el capítulo 6 su discusión.

5.1. Fuentes de incertidumbre

Analizamos el efecto de las principales fuentes de incertidumbre involucradas en el cálculo de la masa: por un lado aquellas que dependen de cada cometa particular, tales como la curva de luz $m_h(t)$ y el efecto no-gravitacional ΔP , y por otro lado estimamos la incertidumbre derivada de los parámetros del modelo nominal, tales como los coeficientes a y b de la calibración empírica, la velocidad efectiva de eyección gaseosa u , y los ángulos η y ϕ que definen las componentes radial y transversa de la fuerza neta no-gravitacional.

El cálculo de la masa también depende de los elementos orbitales q y e .

Para tener una idea del error introducido por estos parámetros, consideramos su variación entre varias apariciones consecutivas, para aquellos cometas en los cuales utilizamos una curva de luz combinada. La mayor variación correspondió al cometa Wirtanen: $|\Delta q/q| \approx 0.02$ y $|\Delta e/e| \approx 0.008$. De acuerdo a esto, la variación relativa de estos parámetros sería en general despreciable frente a los errores que afectan a los demás parámetros del modelo.

5.1.1. Curva de luz

La curva de luz visual es la principal fuente de incertidumbre, por cuanto la masa ha demostrado ser más sensible a la variación de los parámetros que definen la curva de luz, que a los restantes parámetros del modelo, cuando introducimos pequeñas variaciones relativas en los valores nominales de los parámetros. Una idea de la sensibilidad de la masa a los parámetros que definen la curva de luz la puede dar la comparación entre los resultados obtenidos para distintas curvas de luz de un cometa dado. Tal fueron los casos de los cometas Tempel 1, Tempel 2 y Wirtanen (secciones 5.2.4, 5.2.5 y 5.2.9, respectivamente).

Por otro lado, la incertidumbre introducida por la curva de luz es la más difícil de evaluar cuantitativamente, pues a pesar de haber aplicado un criterio que busca minimizar los diversos tipos de errores observacionales, éstos no pueden excluirse y su efecto global sobre la curva de luz no puede determinarse. Lo único que podemos hacer es confiar en el criterio aplicado y evaluar empíricamente la calidad de la curva de luz.

Además de la incertidumbre derivada de los datos observacionales, existe la incertidumbre derivada de despreciar la actividad gaseosa fuera del intervalo $[Dta \ Dtb]$. Consideraremos como *parámetros de calidad de la curva de luz* la longitud del intervalo $[Dta \ Dtb]$ (cuando más se extienda este intervalo, tanto antes como después del perihelio, más amplia será la cobertura orbital), y la diferencia Δmag entre las magnitudes correspondientes a la magnitud de corte (m_{hC}) y al máximo de la curva de luz (m_{hMIN}): cuánto mayores sean tanto $Dtb - Dta$ como Δmag , menor será la incertidumbre derivada de despreciar la actividad gaseosa fuera de dicho intervalo.

De los cometas de la muestra, el que mostró la mayor cobertura temporal/orbital fue el cometa Wild 2 ($Dtb - Dta = 412$ d, equivalente a distancias heliocéntricas ≤ 2.5 UA), mientras el cometa Borrelly mostró la mayor diferencia de magnitudes ($\Delta mag = 4.0$). La menor cobertura la mostró el cometa H-M-P ($Dtb - Dta = 89$ d), mientras el cometa Tempel 1 mostró la menor variación en magnitud ($\Delta mag = 1.7$). Los valores de los parámetros $Dtb - Dta$ y Δmag , así como la magnitud de corte m_{hC} , están indicados en la tabla 5.1.

Para estudiar el efecto de la variación de los parámetros de calidad de la curva de luz, indicamos para cada cometa la variación relativa de la masa (respecto al valor nominal) obtenida al disminuir la magnitud de corte en 1, 2 o hasta 3 magnitudes (dependiendo de la magnitud mínima de cada cometa):

$$m_{hC}(i) = m_{hC} - (i \times 1,0), \quad i = 1, 2, 3$$

Al variar la magnitud de corte, varían en consecuencia los parámetros Dta , Dtb y Δmag . Los resultados se indican en la tabla 5.1. El parámetro M_{nom} indica el valor nominal para la masa (es decir el correspondiente a $i = 0$).

Los resultados varían según el cometa, distinguiéndose notoriamente el cometa Borrelly respecto a los demás, al mostrar un aumento de la masa a medida que disminuye la magnitud de corte (o sea al reducir el intervalo $[Dta \ Dtb]$). Los cometas Wirtanen y Kopff también mostraron un aumento de la masa al disminuir dicho parámetro (aunque bastante menor que el Borrelly). Por el contrario, el resto de los cometas mostraron una disminución de la masa, al disminuir m_{hC} . Luego, *no estaríamos introduciendo un efecto sistemático al "cortar" la curva de luz*, ya que vemos que la variación en la masa puede ser tanto positiva como negativa, al variar la magnitud de corte. De todos modos se ve que en general predomina una disminución de la masa cuando Δmag decrece.

Al disminuir m_{hC} en una magnitud, los cometas que mostraron la mínima variación relativa fueron el Kopff (-2 %) y el Encke (+7 %), mientras el cometa con la mayor variación relativa fue el Tempel 1 (38 %), seguido del Borrelly (-36 %) y del d'Arrest (31 %). Omitimos del listado al cometa H-M-P por la indeterminación en las componentes radial y transversa (sección 5.1.8), que conducen a valores físicamente absurdos para la masa.

Tabla 5.1: Masa en función de los parámetros de calidad de la curva de luz

Cometa					
m_{hMIN}	m_{hC}	Δmag	$Dtb - Dta$ (d)	M_{nom} (kg)	
i	$m_{hC}(i)$	Δmag_i	$Dtb_i - Dta_i$ (d)	M_i (kg)	$\Delta M_i/M$
1P/Halley					
1.8	4.3	2.5	133	3.28E14	
1	3.3	1.5	87	2.78E14	+0.16
2	2.3	0.5	47	2.22E14	+0.33
2P/Encke					
7.0	10.8	3.8	95	6.44E13	
1	9.8	2.8	75	6.01E13	+0.07
2	8.8	1.8	58	5.48E13	+0.15
3	7.8	0.8	38	4.79E13	+0.26
6P/d'Arrest					
8.9	10.7	1.8	120	2.86E12	
1	9.7	0.8	93	1.97E12	+0.31
9P/Tempel 1					
9.8	11.5	1.7	152	4.23E13	
1	10.5	0.7	86	2.60E13	+0.38
10P/Tempel 2					
7.9	11.2	3.3	207	3.63E14	
1	10.2	2.3	166	3.30E14	+0.09
2	9.2	1.3	118	2.63E14	+0.28
19P/Borrelly					
8.1	12.1	4.0	265	1.48E12	
1	11.1	3.0	205	2.02E12	-0.36
2	10.1	2.0	160	2.33E12	-0.57
3	9.1	1.0	111	2.64E12	-0.78
22P/Kopff					
8.0	11.6	3.6	261	5.09E12	
1	10.6	2.6	215	5.16E12	-0.02
2	9.6	1.6	165	4.97E12	+0.02
3	8.6	0.6	100	4.00E12	+0.21
46P/Wirtanen					
8.5	10.6	2.1	103	2.88E11	
1	9.6	1.1	69	3.80E11	-0.10
67P/C-G					
10.2	12.4	2.2	160	1.63E13	
1	11.4	1.2	114	1.47E13	+0.10
81P/Wild 2					
9.1	12.8	3.7	412	8.38E12	
1	11.8	2.7	319	6.98E12	+0.17
2	10.8	1.7	243	5.53E12	+0.34
3	9.8	0.7	151	3.28E12	+0.60

De acuerdo a los los parámetros de calidad indicados en la tabla 5.1, el cometa que presentaría la mejor calidad de su curva de luz (y por ende la menor incertidumbre en la masa asociada a este factor) sería el cometa Wild 2. Le seguirían en orden decreciente de calidad los cometas: Borrelly, Kopff, Tempel 2, Encke, Halley, Churyumov-Gerasimenko, d'Arrest, Wirtanen y Tempel 1.

5.1.2. Efecto no-gravitacional

No disponemos de un cálculo del error cometido en la determinación de ΔP para cada cometa particular, dado que no conocemos el error en la determinación del parámetro no-gravitacional A_2 . Para algunos de los cometas de la

muestra encontramos en la literatura otras determinaciones, las cuales nos sirvieron para analizar dicho error. En aquellos cometas para los cuales utilizamos datos fotométricos correspondientes a dos o más apariciones, estimamos el error a partir de la variación mostrada entre las apariciones consecutivas observadas (para ser consistentes con nuestra hipótesis de que se puede utilizar una curva de luz combinada siempre que no se aprecie una variación significativa del efecto no-gravitacional). En estos casos, y para aquellos cometas donde además encontramos otras determinaciones en la literatura, comparamos el error estimado a partir de la variación observada entre apariciones consecutivas, con dichas determinaciones. Para aquellos cometas en los cuales no encontramos otras determinaciones, y que además contaban con una única aparición estudiada, a falta de un criterio mejor supusimos un error absoluto de 0.0001 d (o sea de fracciones de minuto), de acuerdo a las cifras significativas dadas por los valores publicados del parámetro A_2 (tabla 2.3).

El error propagado a la masa puede luego determinarse de forma simple, ya que son iguales los errores relativos de ambas magnitudes ($\frac{\Delta M}{M} = \frac{\Delta P}{P}$), por tratarse de dos magnitudes relacionadas en forma inversamente proporcional.

5.1.3. Parámetros del modelo nominal

Si bien la dependencia de la masa con respecto a algunos de los parámetros del modelo nominal (tales como u , $\langle \cos(\eta) \rangle$ y $\langle \sin(\eta) \cos(\phi) \rangle$) es lineal, y por lo tanto su contribución a la incertidumbre en M podría determinarse simplemente por propagación de errores, preferimos analizar estadísticamente el efecto conjunto de variar simultáneamente todos los parámetros del modelo, dentro de sus respectivos rangos de incertidumbre. Consideramos que ésta era una buena forma de evaluar la sensibilidad de la masa a dichos parámetros, sin necesidad de entrar en el cálculo formal de errores, lo cual en el caso de parámetros como a y b hubiera sido complejo por la dependencia funcional con la masa, que no corresponde a ninguna función analítica conocida.

Consideramos los siguientes rangos de valores para los parámetros del modelo nominal, determinados por el valor nominal (tabla 2.1) y el error estimado, de cada parámetro:

$a \sim -(0.268 - 0.262)$, de acuerdo al error $\Delta a = \pm 0.03$ estimado por Jorda *et al.* (1991). Para el cometa Halley se consideró el intervalo $-(0.306 - 0.300)$.

$b \sim (30.80 - 30.76)$, de acuerdo al error $\Delta b = \pm 0.02$ estimado por Jorda *et al.* (1991).

$u \sim (0.125 - 0.300) \text{ m s}^{-1}$, suponiendo que la velocidad térmica del gas v varía entre 250 y 300 m s^{-1} , y el coeficiente de transferencia de momento ζ varía entre 0.5 y 1.

$\langle \cos(\eta) \rangle \sim (0.7 - 1.0)$, suponiendo que el ángulo η no se aparta en más de 45° de la dirección radial.

$\langle |\sin(\eta) \cos(\phi)| \rangle \sim (0.05 - 0.15)$, suponiendo que éste parámetro no se desvía en más de un 50 % de su valor nominal.

Para cada cometa tomamos una muestra de 500 valores de los parámetros generados en forma aleatoria con distribución uniforme (o gaussiana, el resultado era el mismo) dentro de los rangos indicados, y calculamos la desviación estándar relativa (σ_M/M) de la distribución de valores resultantes para la masa (la cual mostraba efectivamente una forma aproximadamente gaussiana). Se obtuvieron valores para $\sigma_M/M \sim (0.2 - 0.5)$, excepto para el cometa Borrelly, el cual nuevamente muestra un comportamiento muy distinto del resto, mostrando una desviación estándar muy grande (comparable al valor nominal de su masa). La mitad de los cometas (5 en 10) mostraron $\sigma_M/M \approx 0.2$. Los resultados obtenidos se indican en la tabla 5.2.

Tabla 5.2: Error relativo estimado para la masa derivado de los parámetros del modelo nominal.

Cometa	σ_M/M
1P/Halley	0.21
2P/Encke	0.22
6P/d'Arrest	0.21
9P/Tempel	0.35
10P/Tempel	0.22
19P/Borrelly	0.94
22P/Kopff	0.26
46P/Wirtanen	0.51
67P/C-G	0.18
81P/Wild	0.49

5.2. Masas y densidades de los cometas de la muestra

5.2.1. Cometa 1P/Halley

En la tabla siguiente indicamos el valor obtenido para la masa del cometa, de acuerdo a nuestro modelo nominal, así como el valor derivado para su densidad media, según los valores que han sido determinados para el radio efectivo nuclear (tabla 2.4). También mostramos los valores obtenidos para las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional, tal como fueron definidas en la ecuación 2.10.

Tabla 5.3: Resultados del modelo nominal para el cometa 1P/Halley: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA ⁻¹)	I_t (moléc. UA ⁻¹)	M (Kg)	ρ (g cm ⁻³)
1.91E36	1.45E36	3.28E14	$0.557_{1,057}^{0,329}$ ($R_N=5.2_{4,2}^{6,2}$ km)

Fuentes de incertidumbre

Curva de luz: De acuerdo al análisis realizado en la sección 5.1.1, no podemos establecer una estimación cuantitativa del error en la masa derivado de la curva de luz; solamente podemos asignar una mayor o menor confiabilidad al resultado, dependiendo de la calidad de la misma. De acuerdo a los parámetros de calidad introducidos en la sección mencionada (cuyos valores se indican en la tabla 5.1), este cometa tendría una curva de luz de buena calidad, comparable a la de los cometas Encke y Churyumov-Gerasimenko.

Efecto no-gravitacional: Este cometa es el que presenta el mayor efecto no-gravitacional de los cometas de la muestra (4.1063 d), por lo cual si consideramos un error típico del orden de fracciones de minuto (sección 5.1.2), el error relativo sería despreciable en este caso. Luego el error relativo propagado a la masa sería también despreciable (los valores nominales de ΔP para los cometas estudiados se muestran en la tabla 2.3).

Parámetros del modelo nominal: La incertidumbre en la masa derivada de estos parámetros podría estimarse *a grosso modo* en $\sim 20\%$, tal como se determinó en la sección 5.1.3.

Tamaño del núcleo: El cometa Halley es uno de los cuatro cometas estudiados en este trabajo que han sido visitados por sondas espaciales, y en consecuencia tiene una buena determinación del tamaño nuclear (tabla 2.4). Las imágenes realizadas a corta distancia del cometa desde una sonda espacial constituyen el mejor procedimiento para la determinación de tamaños, aunque evidentemente los costos de estas misiones restringen este método a unos pocos objetos. En la tabla 5.3 se indican los valores máximo y mínimo de densidad, de acuerdo al error indicado para el radio nuclear del cometa, y al valor nominal de la masa.

Comparación con otros autores

Rickman (1989) encuentra valores entre 1.3×10^{14} kg, y 3.1×10^{14} kg para la masa del núcleo (M). Esta última determinación se asemeja bastante a nuestro resultado, al igual que el valor dado por Sagdeev *et al.* (1987). Estos autores obtuvieron $M = 3 \times 10^{14}$ kg, y una densidad de 0.6 g cm^{-3} , mediante un método también basado en el efecto no-gravitacional.

5.2.2. Cometa 2P/Encke

En la tabla siguiente indicamos el valor obtenido para la masa del cometa, de acuerdo a nuestro modelo nominal, así como el valor derivado para su densidad media, según los valores que han sido determinados para el radio efectivo nuclear (tabla 2.4). También mostramos los valores obtenidos para las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional, tal como fueron definidas en la ecuación 2.10.

Tabla 5.4: Resultados del modelo nominal para el cometa 2P/Encke: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA ⁻¹)	I_t (moléc. UA ⁻¹)	M (Kg)	ρ (g cm ⁻³)	
-9.94E34	-7.38E34	6.44E13	0.250 _{0,261} ^{0,239}	($R_N=3.95_{3,89}^{4,01}$ km)
			0.436 _{0,461} ^{0,413}	($R_N=3.28_{3,22}^{3,34}$ km)
			1.086 _{1,170} ^{0,436}	($R_N=2.42_{2,36}^{3,28}$ km)
			2.075 _{7,336} ^{0,424}	($R_N=1.95_{1,28}^{3,31}$ km)

Fuentes de incertidumbre

Curva de luz: De acuerdo a los parámetros de calidad introducidos en la sección 5.1.1 (cuyos valores se indican en la tabla 5.1), este cometa tendría una curva de luz de buena calidad, comparable a la de los cometas Halley y Churyumov-Gerasimenko.

Efecto no-gravitacional: Este cometa muestra un efecto no-gravitacional pequeño, que viene disminuyendo secularmente. El valor medio por revolución para el período estudiado es de -0.0042 d (unos 6 minutos). Si estimamos el error a partir de la variación mostrada entre las apariciones estudiadas, tendríamos una incertidumbre de 0.8 min en el valor nominal, lo cual equivaldría a un error relativo $\sim 10\%$ en la masa del cometa (sección 5.1.2).

Parámetros del modelo nominal: La incertidumbre en la masa derivada de estos parámetros podría estimarse *a grosso modo* en $\sim 20\%$, tal como se determinó en la sección 5.1.3.

Tamaño del núcleo: Encke tiene el período orbital más corto conocido entre los cometas (3.3 años), y su distancia afélica (4.1 UA) es interior a la órbita de Júpiter. Además pertenece al grupo de los *Cometas Cercanos a la Tierra* (NECs, por sus siglas en inglés). Su estabilidad orbital, corta periodicidad y cercanía a la Tierra han permitido observarlo en varias apariciones, y en consecuencia es uno de los cometas mejor estudiados, contando con varias determinaciones de su tamaño. También es uno de los pocos para los cuales se han medido el albedo y el coeficiente de fase (Lowry y Weissman 2007). Hemos seleccionado aquí cuatro estimaciones que se cuentan entre las más recientes, y que fueron realizadas mediante tres métodos distintos (tabla 2.4).

Lowry y Weissman (2007) estiman un radio efectivo nuclear $R_N = 3.95 \pm 0.06$ km, mediante fotometría CCD del objeto realizada mientras éste se encontraba muy cerca del afelio, con apariencia estelar (e.e. sin una coma detectable), y a un ángulo de fase muy pequeño. Estos autores utilizaron los valores empíricos del albedo y del coeficiente de fase para la determinación del tamaño a partir de la magnitud nuclear absoluta. También observaron la curva de luz rotacional, determinando una razón axial a/b (asumiendo un elipsoide prolato de semiejes

$a > b = c$, rotando en torno a un eje menor) consistente con el valor dado para el radio efectivo. Luu y Jewitt (1990) observaron también la curva de luz rotacional, la cual implicó en su caso un radio nuclear algo inferior: 3.28 ± 0.06 km. Harmon y Nolan (2005) observaron al núcleo del cometa durante su máximo acercamiento a la Tierra en noviembre de 2003, con el radiotelescopio de Arecibo. Combinando los datos del radar con observaciones anteriores en el IR, estos autores encuentran para el radio nuclear valores en el rango (2.36 - 3.28) km, con un valor efectivo de 2.42 km. Tancredi *et al.* (2006) dan la estimación de tamaño más baja: $R_N = 1.95$ km, con valores acotados en el rango (1.28 - 3.31) km. Estos autores se basan en la magnitud nuclear absoluta obtenida a través de una compilación de datos de diversas fuentes (que incluye a las magnitudes reportadas al MPC). Al igual que Lowry y Weissman (2007) utilizaron el valor empírico para el albedo ($P_V = 0.046$). Tancredi *et al* atribuyen una incertidumbre comprendida entre el 12% y el 20% a su estimación del radio nuclear, derivada de un error estimado para la magnitud nuclear entre 0.6 y 1.0 mag, respectivamente. Sin embargo vemos que la variación relativa entre el valor máximo y el nominal dado por dichos autores es del 70%. Luego, de las cuatro estimaciones consideradas, ésta última parece ser la más incierta.

Entre los métodos expuestos, el de radar y el basado en la magnitud nuclear absoluta son los que en general presentan la mayor incertidumbre. En el caso de las observaciones de radar, la técnica requiere de un buen conocimiento de la velocidad de rotación y de la orientación del eje de rotación, así como de las propiedades de *scattering* superficial, además de requerir que el objeto pase muy próximo a la Tierra (a pocas décimas de UA) para tener una señal de retorno suficientemente intensa. El método también requiere de una calidad de efemérides tal que permita determinar la velocidad del objeto con gran exactitud. En cambio, las dificultades que enfrenta la técnica de fotometría CCD son relativamente más fáciles de soslayar (requiere de telescopios en el rango de varios m, detectores CCDs sensibles, buena resolución y excelente seeing, para observar los cometas a distancias heliocéntricas suficientemente grandes como para minimizar la contribución de la coma al perfil fotométrico del cometa). Por último, el método basado en la magnitud nuclear absoluta, también determinada a grandes distancias heliocéntricas pero sin aplicar técnicas de sustracción de coma, ofrece en general mayor incertidumbre. En éste último método, al igual que en el basado en las curvas de luz rotacionales, se debe suponer un cierto valor para el albedo geométrico. En general se asume para dicho parámetro el valor estándar $p_V = 0.04$, para las observaciones en el rango visual del espectro, cuando no se cuenta con una determinación específica para el cometa.

En la tabla 5.4 se indican los valores máximo y mínimo de densidad, de acuerdo al error indicado para el radio nuclear del cometa, y al valor nominal de la masa, para las diferentes estimaciones de tamaño consideradas.

De acuerdo a las consideraciones hechas, encontramos que el método basado en la curva de luz rotacional (que implica una fotometría CCD más sofisticada, y un estudio más completo del punto de vista físico, de cada cometa particular) sería la técnica más confiable, luego de la determinación *in situ* (no realizada hasta la fecha para el Encke). Las dos determinaciones que tenemos por este método ofrecen el mismo margen de incertidumbre, y ambas nos conducen a

valores relativamente similares de densidad (tabla 5.4). Para calcular nuestro valor nominal de densidad optamos finalmente por la estimación de Luu y Jewitt (1990), por acercarse más al valor dado por otro método, el empleado por Harmon y Nolan (2005), que si bien tiene las dificultades señaladas para las técnicas basadas en radar, al tratarse de un cometa con características dinámicas y superficiales bien conocidas, supondremos que la indeterminación puede ser bastante menor que la general en este caso.

Comparación con otros autores

Rickman *et al.* (1987) estiman para este cometa valores de masa comprendidos en el intervalo $(2.4 - 3.2) \times 10^{13}$ kg. Estos valores representan un $\sim 50\%$ de nuestro valor nominal. En el capítulo 6 analizamos la razón de tal discrepancia.

5.2.3. Cometa 6P/d'Arrest

En la tabla siguiente indicamos el valor obtenido para la masa del cometa, de acuerdo a nuestro modelo nominal, así como el valor derivado para su densidad media, según los valores que han sido determinados para el radio efectivo nuclear (tabla 2.4). También mostramos los valores obtenidos para las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional, tal como fueron definidas en la ecuación 2.10.

Tabla 5.5: Resultados del modelo nominal para el cometa 6P/d'Arrest: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA ⁻¹)	I_t (moléc. UA ⁻¹)	M (Kg)	ρ (g cm ⁻³)
3.05E34	1.24E34	2.86E12	$0.149_{0,180}^{0,125}$ ($R_N=1.66_{1,56}^{1,76}$ km)

Fuentes de incertidumbre

Curva de luz: De acuerdo a los parámetros de calidad introducidos en la sección 5.1.1 (cuyos valores se indican en la tabla 5.1), este cometa tendría una curva de luz de calidad inferior a la de los cometas Halley y Encke, y más próxima a la de los cometas Wirtanen y Tempel 1.

Efecto no-gravitacional: Szutowicz y Rickman (2006) han investigado las variaciones temporales del efecto no-gravitacional para este cometa, mediante ajustes orbitales a las observaciones astrométricas correspondientes a varias apariciones, basándose en el modelo asimétrico de Yeomans y Chodas (1989). Obtienen para el intervalo de tiempo comprendido entre los años 1980 y 2000 un valor que fluctúa entre 0.14 y 0.16 d, lo cual concuerda con el valor calculado por nosotros mediante el modelo de Marsden *et al.* (1973), el cual se indica en la tabla 2.3. De acuerdo a Szutowicz y Rickman, el cometa se retrasa sistemáticamente en su pasaje por el perihelio en unos 0.15 días (unas 3.6 h) por revolución,

y la desviación de dicho valor no ha sido mayor a 0.4 h durante los 150 años en los cuales se ha observado su movimiento orbital. Luego, considerando como error en ΔP la desviación máxima observada respecto al valor promedio en dicho período de tiempo (~ 0.02 d), tendríamos un error relativo propagado a la masa del $\sim 11\%$.

Parámetros del modelo nominal: La incertidumbre en la masa derivada de estos parámetros podría estimarse *a grosso modo* en $\sim 20\%$, tal como se determinó en la sección 5.1.3.

Tamaño del núcleo: De acuerdo a Tancredi *et al* (2006), este cometa tendría un radio nuclear efectivo $R_N = 1.66$ km, con un incertidumbre inferior al 6%. No encontramos determinaciones realizadas por otros métodos para contrastar ésta realizada a partir de la magnitud nuclear absoluta, en vista de las limitaciones atribuibles a esta técnica (sección 5.2.2).

Comparación con otros autores

Szutowicz y Rickman (2006) también se han basado en el efecto no-gravitacional para estimar la masa de este cometa: obtuvieron $M = 7.0 \times 10^{12}$ kg, y $\rho = (0.34 - 0.49)$ g cm $^{-3}$. Dicho valor de masa representa un $\sim 140\%$ de nuestro valor nominal. En el capítulo 6 se analizan las posibles razones de tal discrepancia.

5.2.4. Cometa 9P/Tempel 1

En la tabla siguiente indicamos el valor obtenido para la masa del cometa, de acuerdo a nuestro modelo nominal (donde hemos utilizado la curva de luz correspondiente a la aparición de 2005), así como el valor derivado para su densidad media, según los valores que han sido determinados para el radio efectivo nuclear (tabla 2.4). También mostramos los valores obtenidos para las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional, tal como fueron definidas en la ecuación 2.10.

Tabla 5.6a: Resultados del modelo nominal para el cometa 9P/Tempel 1: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA $^{-1}$)	I_t (moléc. UA $^{-1}$)	M (Kg)	ρ (g cm $^{-3}$)
-7.32E32	9.04E33	4.23E13	$0.375_{0,414}^{0,339}$ ($R_N=3.0_{2,9}^{3,1}$ km)

Para la curva de luz de 1994, se obtuvieron los resultados indicados en la tabla 5.6b.

Tabla 5.6b: Resultados para el cometa 9P/Tempel 1 en base a la curva de luz de 1994: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA ⁻¹)	I_t (moléc. UA ⁻¹)	M (Kg)	ρ (g cm ⁻³)	
-6.86E33	1.37E34	3.43E13	0.304	($R_N=3.0$ km)

Vemos que la diferencia relativa (respecto al valor nominal) entre los valores de la masa calculados con una y otra curva de luz es del 19%. Tanto en uno como en otro ajuste, domina la componente transversa. Si bien el cometa parece mostrar mayor actividad en la aparición de 1994, y se obtienen valores absolutos mayores para los promedios de las componentes radial y transversa con respecto al 2005, al sumarlas con su signo correspondiente la contribución total de ambas a la masa resulta algo menor que en la última aparición.

Dado que el efecto no-gravitacional ΔP de este cometa no ha variado significativamente entre ambas apariciones consecutivas, ni tampoco lo han hecho los elementos orbitales, esta diferencia del $\sim 20\%$ en el valor estimado de la masa la atribuimos a la incertidumbre derivada de la curva de luz.

Fuentes de incertidumbre

Curva de luz: De acuerdo a los parámetros de calidad introducidos en la sección 5.1.1 (cuyos valores se indican en la tabla 5.1), este cometa tendría la mayor incertidumbre en la masa derivada de la curva de luz.

Efecto no-gravitacional: Davidsson *et al.* (2007) han analizado distintas estimaciones de ΔP para este cometa, encontrando que son muy consistentes y que no habrían variado significativamente en las últimas décadas. Ellos adoptaron $\Delta P = 2.0 \pm 0.5$ min (0.0014 ± 0.0003 d), lo cual concuerda con el valor utilizado en este trabajo. Luego, adoptando el mismo margen de incertidumbre que dichos autores, el error relativo propagado a la masa sería relativamente grande: un 25% (ver la sección 5.2.5).

Parámetros del modelo nominal: La incertidumbre en la masa derivada de estos parámetros podría estimarse *a grosso modo* en $\sim 35\%$, tal como se determinó en la sección 5.1.3.

Tamaño del núcleo: Para este cometa se dispone de una estimación *in situ* realizada por el equipo de *Deep Impact*: de acuerdo a A'Hearn *et al.* (2005), el núcleo tendría un radio efectivo $R_N = 3.0 \pm 0.1$ km.

Comparación con otros autores

Richardson y Melosh (2006), del equipo de *Deep Impact*, han estimado la masa del cometa a partir de la observación *in situ* del material eyectado tras el impacto producido por un proyectil en la superficie del núcleo (lo cual les

permite modelar el campo gravitacional del cometa). Han estimado una masa de 5.0×10^{13} kg, y una densidad de (0.400 ± 0.300) g cm⁻³. Davidsson *et al.* (2007) han estimado la masa en $(5.8 \pm 1.6) \times 10^{13}$ kg, y la densidad en (0.450 ± 0.250) g cm⁻³, aplicando modelos termofísicos que tienen en cuenta varias propiedades físicas, térmicas y químicas del núcleo (como por ejemplo la orientación del eje y el período de rotación, la forma del núcleo, la composición del material y su inercia térmica, la fracción de área activa, la relación hielo/polvo, y el albedo). Dichos modelos, los cuales han sido también aplicados a otros cometas objetivos de misiones espaciales como el Borrelly (Davidsson y Gutiérrez 2004), el Churyumov-Gerasimenko (Davidsson y Gutiérrez 2005), y el Wild 2 (Davidsson y Gutiérrez 2006), buscan reproducir no solamente el efecto no-gravitacional observado en el período de traslación (ΔP), sino también en la longitud del perihelio ($\Delta\omega$), y la curva empírica de producción gaseosa de agua, obtenida mediante un ajuste a datos observacionales de Q_{H_2O} .

Resulta importante destacar en este caso la concordancia con los resultados obtenidos por otros autores, los cuales aplican métodos independientes de la curva de luz visual (como el de Davidsson y Gutiérrez), e independientes también del efecto no-gravitacional (como el de Richardson y Melosh).

5.2.5. Cometa 10P/Tempel 2

En la tabla siguiente indicamos el valor obtenido para la masa del cometa, de acuerdo a nuestro modelo nominal (donde hemos utilizado la curva de luz combinada correspondiente a las apariciones de 1983 y de 1988), así como el valor derivado para su densidad media, según los valores que han sido determinados para el radio efectivo nuclear (tabla 2.4). También mostramos los valores obtenidos para las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional, tal como fueron definidas en la ecuación 2.10.

Tabla 5.7a: Resultados del modelo nominal para el cometa 10P/Tempel 2: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA ⁻¹)	I_t (moléc. UA ⁻¹)	M (Kg)	ρ (g cm ⁻³)	
4.04E34	3.30E34	3.63E14	0.582 ^{0,521} _{0,890}	($R_N=5.3^{+0,2}_{-0,7}$ km)
			1.333 ^{0,518} _{3,023}	($R_N=4.02^{5,51}_{3,06}$ km)

Para la curva de luz de 1999, se obtuvieron los resultados indicados en la tabla 5.7b.

Tabla 5.7b: Resultados para el cometa 10P/Tempel 2 en base a la curva de luz de 1999: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA ⁻¹)	I_t (moléc. UA ⁻¹)	M (Kg)	ρ (g cm ⁻³)	
7.41E33	1.22E34	1.25E14	0.201	($R_N=5.3$ km)
			0.460	($R_N=4.02$ km)

Observamos que al contrario de lo que ocurre con la masa estimada en base a la curva de luz nominal, en el caso de la masa calculada en base a la curva de luz de 1999 domina la componente transversa. Esta última masa resulta un 65 % menor respecto al valor nominal. Como señalábamos en el capítulo 4 (sección 4.5), este cometa muestra en su curva de luz de 1999 una disminución de su actividad gaseosa, la cual se puede asociar a la disminución observada del efecto no-gravitacional. No obstante, dado que ambos efectos (la curva de luz y el efecto no-gravitacional) estarían correlacionados, de forma que la masa debería permanecer aproximadamente constante, dicha variación del 65 % obtenida en la masa la atribuimos entonces a la incertidumbre en la determinación de la curva de luz.

Fuentes de incertidumbre

Curva de luz: De acuerdo a los parámetros de calidad introducidos en la sección 5.1.1 (cuyos valores se indican en la tabla 5.1), este cometa tendría una curva de luz (nominal) de muy buena calidad, comparable a la de los cometas Borrelly y Kopff.

Efecto no-gravitacional: Este cometa, al igual que el Tempel 1, muestra el efecto no-gravitacional más pequeño entre los cometas de la muestra. Por esta razón su masa también se verá más afectada por los errores intrínsecos en la determinación de ΔP , y en consecuencia el error relativo en la masa también será más grande, que en los demás cometas estudiados. Supondremos entonces un error relativo del 25 % en la masa del Tempel 2 debido a la incertidumbre en el efecto no-gravitacional.

Parámetros del modelo nominal: La incertidumbre en la masa derivada de estos parámetros podría estimarse *a grosso modo* en $\sim 20\%$, tal como se determinó en la sección 5.1.3.

Tamaño del núcleo: Jewitt y Luu (1989) estiman un radio efectivo $R_N = 5.3_{-0.7}^{+0.2}$ km, a partir de la curva de luz rotacional, y aplicando un valor empírico para el albedo. Tancredi *et al* (2006) estiman un radio menor para este cometa, a partir de la magnitud absoluta nuclear, y aplicando también un valor empírico para el albedo: $R_N = 4.02_{3.06}^{5.51}$ km. De acuerdo a las consideraciones hechas sobre los distintos métodos de determinación de tamaños (sección 5.2.2), adoptamos el valor de Jewitt y Luu como valor nominal, lo cual coincide con otros autores (p.e. Rickman *et al.* 1991) que concuerdan en señalar que el núcleo del cometa Tempel 2 sería muy semejante al de Halley, en tamaño y masa.

Comparación con otros autores

Rickman *et al.* (1991) estiman para este cometa una masa de $(1.6 \pm 0.5) \times 10^{14}$ kg. La estimación de estos autores respresenta un $\sim 50\%$ de nuestro valor nominal. Las posibles causas de esta discrepancia se analizan en el capítulo 6. También encontramos un límite inferior para la densidad, dado por Jewitt y Luu (1989): $\rho > 0.3 \text{ g cm}^{-3}$, lo cual concuerda con nuestro resultado.

Destacamos la concordancia con otros autores, en que tanto éste cometa como el cometa Halley se contarían entre los cometas periódicos de mayor masa conocidos (ambos cometas resultan ser notoriamente más masivos que el resto de los cometas de la muestra).

5.2.6. Cometa 19P/Borrelly

En la tabla siguiente indicamos el valor obtenido para la masa del cometa, de acuerdo a nuestro modelo nominal, así como el valor derivado para su densidad media, según los valores que han sido determinados para el radio efectivo nuclear (tabla 2.4). También mostramos los valores obtenidos para las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional, tal como fueron definidas en la ecuación 2.10.

Tabla 5.8: Resultados del modelo nominal para el cometa 19P/Borrelly: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA ⁻¹)	I_t (moléc. UA ⁻¹)	M (Kg)	ρ (g cm ⁻³)
2.43E34	-3.19E34	1.48E12	0.026 $_{0.034}^{0.020}$ ($R_N=2.4_{2.2}^{2.6}$ km)

Fuentes de incertidumbre

Curva de luz: De acuerdo a los parámetros de calidad introducidos en la sección 5.1.1 (cuyos valores se indican en la tabla 5.1), este cometa tendría una

curva de luz de muy buena calidad, comparable a la de los cometas Tempel 2 y Kopff.

Efecto no-gravitacional: Davidsson y Gutiérrez (2004) obtuvieron para este cometa, aplicando el formalismo de Yeomans y Chodas (1989), $\Delta P = -0.053 \pm 0.004$ d (unos 76 ± 6 min), lo cual concuerda con el valor empleado en este trabajo. Adoptando el mismo margen de incertidumbre que estos autores, tendríamos un error relativo de un 8% en la masa calculada para este cometa.

Parámetros del modelo nominal: La incertidumbre en la masa derivada de estos parámetros podría estimarse *a grosso modo* en $\sim 90\%$, tal como se determinó en la sección 5.1.3.

Tamaño del núcleo: El núcleo fue observado mediante la cámara planetaria del *Hubble Space Telescope* (HST) de la NASA/ESA, cuando el cometa se encontraba a 0.62 UA de la Tierra y a 1.40 UA del Sol (Lamy *et al.* 1998). La alta resolución espacial de las imágenes del HST permitió separar claramente la señal de la coma de la del núcleo. Asumiendo un núcleo prolato con un albedo geométrico del 4% Lamy *et al.* obtienen para los semiejes del elipsoide los valores: $a = 4.4 \pm 0.3$ km, y $b = c = 1.8 \pm 0.15$ km (a partir de estos valores obtuvimos el radio efectivo indicado en la tabla 2.4). Los resultados obtenidos por Lamy *et al.* (1998) serían luego confirmados en imágenes *in situ* tomadas por la sonda espacial *Deep Space 1* (Soderblom *et al.* 2002).

Comparación con otros autores

Davidsson y Gutiérrez (2004) estiman para este cometa una masa $M = (8.0 - 24) \times 10^{12}$ kg, y una densidad $\rho = (0.10 - 0.30)$ g cm⁻³. Estos resultados difieren del obtenido en este trabajo por un factor ~ 4 .

Davidsson (2001) determina, por otro método distinto al anterior (basado en la estabilidad gravitacional de un cuerpo rotante, sección 1.4), un límite inferior para la densidad del cometa: $\rho \geq 0.04$ g cm⁻³, lo cual concuerda aproximadamente con nuestro valor nominal.

También encontramos una estimación del límite superior para la masa, dada por Rickman *et al.* (1987): $M < 8.4 \times 10^{12}$ kg, lo cual concuerda con nuestro valor nominal.

Destacamos la concordancia con otros autores, en que la densidad de este cometa sería efectivamente muy baja.

5.2.7. Cometa 22P/Kopff

En la tabla siguiente indicamos el valor obtenido para la masa del cometa, de acuerdo a nuestro modelo nominal, así como el valor derivado para su densidad media, según los valores que han sido determinados para el radio efectivo

nuclear (tabla 2.4). También mostramos los valores obtenidos para las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional, tal como fueron definidas en la ecuación 2.10.

Tabla 5.9: Resultados del modelo nominal para el cometa 22P/Kopff: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA ⁻¹)	I_t (moléc. UA ⁻¹)	M (Kg)	ρ (g cm ⁻³)
-1.68E34	-3.44E34	5.09E12	0.215 ^{0,143} _{0,313} ($R_N=1.78^{2,04}$ _{1,57} km)

Fuentes de incertidumbre

Curva de luz: De acuerdo a los parámetros de calidad introducidos en la sección 5.1.1 (cuyos valores se indican en la tabla 5.1), este cometa tendría una curva de luz de muy buena calidad, comparable a la de los cometas Tempel 2 y Borrelly.

Efecto no-gravitacional: De acuerdo a los valores calculados en este trabajo, este cometa habría variado su efecto no-gravitacional en apenas 0.6 min, durante el intervalo de tiempo abarcado por las apariciones estudiadas (1983 - 1996). Adoptando tal variación como una estimación del margen de error, tendríamos un error relativo propagado muy bajo (0.4%), lo cual sería despreciable frente a las demás fuentes de incertidumbre.

Parámetros del modelo nominal: La incertidumbre en la masa derivada de estos parámetros podría estimarse *a grosso modo* en $\sim 30\%$, tal como se determinó en la sección 5.1.3.

Tamaño del núcleo: Tancredi *et al* (2006) han determinado un valor para el radio efectivo derivado de la magnitud absoluta nuclear, aplicando un valor empírico para el albedo ($p_V = 0.042$). Obtienen $R_N=1.78^{2,04}$ _{1,57} km, con una incertidumbre estimada inferior al 6%.

Comparación con otros autores

Para este cometa solamente encontramos una estimación del límite superior para la masa: Rickman *et al.* (1987) estiman $M < 2.9 \times 10^{13}$ kg, lo cual concuerda con nuestro valor nominal.

5.2.8. Cometa 45P/Honda-Mkros-Pajdusakova

En la tabla siguiente indicamos el valor obtenido para la masa del cometa, de acuerdo a nuestro modelo nominal, así como el valor derivado para su densidad media, según los valores que han sido determinados para el radio efectivo nuclear (tabla 2.4). También mostramos los valores obtenidos para las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional, tal como fueron definidas

en la ecuación 2.10.

Tabla 5.10: Resultados del modelo nominal para el cometa 45P/Honda-Mkros-Pajdusakova: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA ⁻¹)	I_t (moléc. UA ⁻¹)	M (Kg)	ρ (g cm ⁻³)
3.71E34	-3.15E34	-1.17E11	... ($R_N=0.33_{0,26}^{0,40}$ km)

Este es el único caso, entre los cometas de la muestra, donde obtuvimos un valor para la masa físicamente absurdo, posiblemente debido a la incertidumbre en la curva de luz.

Observamos que la componente radial predomina ligeramente sobre la transversa en valor absoluto, siendo ésta última de signo opuesto a la radial e igual por definición al signo del efecto no-gravitacional. Esta indeterminación posiblemente se origine en la incertidumbre derivada de la curva de luz. Respecto a la calidad de dicha curva, si bien la misma muestra un buen valor en el parámetro Δmag (3.7 mag), la cobertura orbital/temporal es relativamente baja (89 días), y el ajuste en la rama post-perihelio ofrece una mayor incertidumbre por la dispersión, tal como vimos en la sección 4.8 (los parámetros que definen la calidad de la curva de luz se explican en la sección 5.2.1).

Tamaño del núcleo: Tancredi *et al* (2006) han determinado un valor para el radio efectivo derivado de la magnitud absoluta nuclear, aplicando un valor estándar para el albedo. Obtienen $R_N=0.33_{0,26}^{0,40}$ km, con una incertidumbre estimada entre el 12 y el 20%.

Comparación con otros autores

Rickman *et al.* (1987) estiman para este cometa un masa relativamente baja (comparable al valor obtenido para el Wirtanen en este trabajo), con valores comprendidos en el intervalo $(1.5 - 5.4) \times 10^{11}$ kg.

5.2.9. Cometa 46P/Wirtanen

En la tabla siguiente indicamos el valor obtenido para la masa del cometa, de acuerdo a nuestro modelo nominal (donde hemos utilizado la curva de luz correspondiente a la aparición de 1991), así como el valor derivado para su densidad media, según los valores que han sido determinados para el radio efectivo nuclear (tabla 2.4). También mostramos los valores obtenidos para las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional, tal como fueron definidas en la ecuación 2.10.

Tabla 5.11a: Resultados del modelo nominal para el cometa 46P/Wirtanen: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA ⁻¹)	I_t (moléc. UA ⁻¹)	M (Kg)	ρ (g cm ⁻³)	
4.60E33	-1.79E34	2.88E11	0.352 _{0,413} ^{0,303}	($R_N=0.58_{0,55}^{0,61}$ km)

La tabla 5.11a muestra los resultados obtenidos en base a la curva de luz de 1991. A continuación mostramos los resultados obtenidos para otros ajustes a la curva de luz: el ajuste a las observaciones de 1997, y el ajuste a la curva de luz combinada de 1991 y 1997:

Tabla 5.11b: Resultados para el cometa 46P/Wirtanen en base a la curva de luz de 1997: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA ⁻¹)	I_t (moléc. UA ⁻¹)	M (Kg)	ρ (g cm ⁻³)	
9.87E33	-1.89E34	1.89E11	0.231	($R_N=0.58$ km)

Tabla 5.11c: Resultados para el cometa 46P/Wirtanen en base a la curva de luz combinada de 1991 y 1997: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA ⁻¹)	I_t (moléc. UA ⁻¹)	M (Kg)	ρ (g cm ⁻³)	
9.31E33	-2.23E34	2.76E11	0.338	($R_N=0.58$ km)

Obtenemos que la diferencia relativa entre la masa calculada con la curva de luz de 1997 y el valor nominal es del 35 %, mientras que para la curva de luz combinada, dicha diferencia es apenas un 4 % .

Dado que no apreciamos variaciones significativas ni en el efecto ΔP , ni en los elementos orbitales entre ambas apariciones, las diferencias mencionadas las atribuimos a la incertidumbre derivada de la curva de luz.

Fuentes de incertidumbre

Curva de luz: De acuerdo a los parámetros de calidad introducidos en la sección 5.1.1 (cuyos valores se indican en la tabla 5.1), este cometa tendría una curva de luz de calidad inferior a la de los cometas Halley, Churyumov-Gerasimenko o Encke, y más semejante a la calidad del cometa d'Arrest.

Efecto no-gravitacional: Luego del cometa Halley, éste presenta el mayor efecto no-gravitacional entre los cometas de la muestra (-6.96 h). La variación observada (de acuerdo a los valores calculados en este trabajo) durante el período abarcado por las apariciones estudiadas (unos 7 años), fue de unos 7 min. Adoptando esta variación como una estimación de la incertidumbre en la determinación de ΔP , tendríamos un error relativo propagado a la masa inferior

al 2 %, despreciable frente a las demás fuentes de incertidumbre.

Parámetros del modelo nominal: La incertidumbre en la masa derivada de estos parámetros podría estimarse *a grosso modo* en $\sim 50\%$, tal como se determinó en la sección 5.1.3.

Tamaño del núcleo: Este cometa, junto al 45P/H-M-P, serían los cometas más pequeños entre los cometas de la muestra. Tancredi *et al* (2006) han determinado un valor para el radio efectivo derivado de la magnitud absoluta nuclear, aplicando un valor estándar para el albedo. Obtienen $R_N=0.58_{0,55}^{0,61}$ km, con una incertidumbre estimada inferior al 6 %.

Comparación con otros autores

Para este cometa no encontramos ninguna estimación de masa o de densidad publicadas.

5.2.10. Cometa 67P/Churyumov-Gerasimenko

En la tabla siguiente indicamos el valor obtenido para la masa del cometa, de acuerdo a nuestro modelo nominal, así como el valor derivado para su densidad media, según los valores que han sido determinados para el radio efectivo nuclear (tabla 2.4). También mostramos los valores obtenidos para las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional, tal como fueron definidas en la ecuación 2.10.

Tabla 5.12: Resultados del modelo nominal para el cometa 67P/Churyumov-Gerasimenko: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA ⁻¹)	I_t (moléc. UA ⁻¹)	M (Kg)	ρ (g cm ⁻³)	
1.75E34	7.51E33	1.63E13	0.502 $_{0,518}^{0,487}$	($R_N=1.98_{1,96}^{2,00}$ km)

Fuentes de incertidumbre

Curva de luz: De acuerdo a los parámetros de calidad introducidos en la sección 5.1.1 (cuyos valores se indican en la tabla 5.1), este cometa tendría una curva de luz de buena calidad, comparable a la de los cometas Encke y Halley.

Efecto no-gravitacional: Davidsson y Gutiérrez (2005) han analizado diferentes determinaciones de ΔP para este cometa (las cuales comprenden varias apariciones y distintos modelos), concluyendo que los valores estimados son muy consistentes entre sí. Dichos autores adoptan el valor $\Delta P = 0.014 \pm 0.003$ d (unos 20 ± 4 min), valor que concuerda con el utilizado en este trabajo. Respecto al margen de error, el valor adoptado por dichos autores parece excesivo, de acuerdo a la figura 1 del artículo referido, donde observamos que las

diferentes estimaciones (unas ocho en total) no se desvían en más de 1 o 2 minutos del valor nominal. Luego, adoptando un error en la determinación de ΔP de 2 min, tendríamos un error relativo propagado a la masa de un 10 %.

Parámetros del modelo nominal: La incertidumbre en la masa derivada de estos parámetros podría estimarse *a grosso modo* en $\sim 20\%$, tal como se determinó en la sección 5.1.3.

Tamaño del núcleo: Al igual que en el caso del cometa Borrelly, el núcleo fue observado mediante una de las cámaras planetarias del *Hubble Space Telescope* (HST) de la NASA/ESA (Lamy *et al.* 2006). Las observaciones se realizaron en marzo de 2003, cuando el cometa se encontraba a 1.5 UA de la Tierra y a 2.5 UA del Sol, y a un ángulo de fase pequeño. La alta resolución espacial de las imágenes del HST permitió separar claramente la señal de la coma de la del núcleo. Asumiendo un elipsoide prolato con un albedo geométrico del 4 %, y un coeficiente de fase de 0.04 mag/grado, Lamy *et al.* obtienen un radio efectivo $R_N = (1.98 \pm 0.02)$ km.

Comparación con otros autores

Davidsson y Gutiérrez (2005) estiman para este cometa $M = (0.35 - 2.1) \times 10^{13}$ kg, y $\rho = (0.10 - 0.60)$ g cm $^{-3}$, lo cual concuerda con nuestro resultado.

5.2.11. Cometa 81P/Wild 2

En la tabla siguiente indicamos el valor obtenido para la masa del cometa, de acuerdo a nuestro modelo nominal, así como el valor derivado para su densidad media, según los valores que han sido determinados para el radio efectivo nuclear (tabla 2.4). También mostramos los valores obtenidos para las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional, tal como fueron definidas en la ecuación 2.10.

Tabla 5.13: Resultados del modelo nominal para el cometa 81P/Wild 2: componentes radial (I_r) y transversa (I_t), masa (M) y densidad (ρ)

I_r (moléc. UA $^{-1}$)	I_t (moléc. UA $^{-1}$)	M (Kg)	ρ (g cm $^{-3}$)	
-1.01E34	2.44E34	8.38E12	0.219 $_{0,239}^{0,204}$	($R_N=2.09_{2,03}^{2,14}$ km)

Fuentes de incertidumbre

Curva de luz: De acuerdo a los parámetros de calidad introducidos en la sección 5.1.1 (cuyos valores se indican en la tabla 5.1), este cometa tendría la curva de luz de mejor calidad.

Parámetros del modelo nominal: La incertidumbre en la masa derivada de estos parámetros podría estimarse *a grosso modo* en $\sim 50\%$, tal como se determinó en la sección 5.1.3.

Efecto no-gravitacional: Davidsson y Gutiérrez (2006) analizaron varias estimaciones de ΔP (basadas en diferentes *sets* de parámetros no-gravitacionales), adoptando como valor nominal $\Delta P = 0.0076 \pm 0.0045$ d (unos 11 ± 6 min). Este valor difiere significativamente del utilizado en este trabajo (unos 23 min). De acuerdo a las estimaciones mostradas por Davidsson y Gutiérrez (figura 1 del artículo referido), este cometa habría sufrido una notoria disminución del efecto no-gravitacional, desde $\Delta P \sim 23$ min, hasta $\Delta P \sim 11$ min. Tal reducción se debería a un cambio en los parámetros no-gravitacionales que habría tenido lugar aproximadamente por 1990, según Sekanina (2003). Sin embargo, según Marsden y Williams (2005), los parámetros no-gravitacionales se habrían mantenido invariantes desde 1978 (época de la primera estimación publicada en el catálogo referido). Por otro lado, no hemos notado una variación significativa de los elementos orbitales ente 1990 y 2003 ($\Delta q/q < 1\%$, $\Delta e/e < 1\%$), aunque sí entre 1984 y 1990: q aumentó en un 6%, y e disminuyó en un 3%. Hemos calculado el efecto no-gravitacional para la aparición de 1984 en unos 26 min. Luego el efecto no-gravitacional habría efectivamente disminuído entre 1984 y 1990 (debido a la variación observada en el semieje mayor de la órbita), aunque tal variación sería solamente de unos 3 minutos.

Luego, este cometa tendría la mayor incertidumbre en la determinación del efecto no-gravitacional, por la inconsistencia encontrada entre las diferentes estimaciones. Adoptando un error de 12 min en nuestro valor nominal de ΔP (o sea tomando como límite inferior el valor nominal adoptado por Davidsson y Gutiérrez), tendríamos para este cometa el mayor error relativo en la masa proveniente de la incertidumbre en el efecto no-gravitacional, entre los cometas estudiados: $\sim 50\%$.

Tamaño del núcleo: Para este cometa se dispone de un valor medido *in situ*: de acuerdo a Brownlee *et al.* (2004), los semiejes del elipsoide triaxial tendrían los valores $\{a, b, c\} = \{2.75, 2.00, 1.65\} \pm 0.05$ km, resultando en un radio efectivo $R_N = 2.09_{2,03}^{2,14}$ km.

Comparación con otros autores

Davidsson y Gutiérrez (2006) han estimado un límite superior para la masa y la densidad de este cometa: $M \leq 2.3 \times 10^{13}$ kg, y $\rho \leq 0.60$ g cm $^{-3}$, lo cual concuerda con nuestro resultado.

5.3. Resumen

En la tabla 5.14 presentamos un resumen de los resultados obtenidos (expresados con una única cifra significativa), junto a los resultados de otros autores. Para aquellos cometas donde disponíamos de más de una estimación del tamaño, optamos por el valor que encontramos más confiable, de acuerdo al análisis realizado en las secciones 5.2.1 a 5.2.11.

Tabla 5.14: Resultados del modelo nominal: masa (M) y densidad (ρ) estimadas para los cometas de la muestra, y comparación con otros trabajos.

Cometa	M (Kg)	ρ (g cm^{-3})	Otros trabajos Referencias
1P/Halley	3E14	0.6	$M = (1.3 - 3.1)\text{E}14$ <i>Rickman (1989)</i>
			$M = 3\text{E}14, \rho = 0.6$ <i>Sagdeev et al. (1987)</i>
2P/Encke	6E13	0.4	$M = (2.4 - 3.2)\text{E}13$ <i>Rickman et al. (1987)</i>
6P/d'Arrest	3E12	0.2	$M = 7.0\text{E}12, \rho = (0.34 - 0.49)$ <i>Szutowicz y Rickman (2006)</i>
9P/Tempel 1	4E13	0.4	$M = 5.0\text{E}13, \rho = 0.400 \pm 0.300$ <i>Richardson y Melosh (2006)</i>
			$M = (5.8 \pm 1.6)\text{E}13, \rho = 0.450 \pm 0.250$ <i>Davidsson et al. (2007)</i>
10P/Tempel 2	4E14	0.6	$M = (1.6 \pm 0.5)\text{E}14$ <i>Rickman (1991)</i>
			$\rho \geq 0.300$ <i>Jewitt y Luu (1989)</i>
19P/Borrelly	2E12	0.03	$M = (8.0 - 24)\text{E}12, \rho = (0.10 - 0.30)$ <i>Davidsson y Gutiérrez (2004)</i>
			$M < 8.4\text{E}12$ <i>Rickman (1987)</i>
			$\rho \geq 0.04$ <i>Davidsson (2001)</i>
22P/Kopff	5E12	0.2	$M < 2.9\text{E}13$ <i>Rickman (1987) et al.</i>
46P/Wirtanen	3E11	0.4	
67P/C-G	2E13	0.5	$M = (0.35 - 2.1)\text{E}13, \rho = (0.10 - 0.60)$ <i>Davidsson y Gutiérrez (2005)</i>
81P/Wild 2	8E12	0.2	$M \leq 2.3\text{E}13, \rho \leq 0.60$ <i>Davidsson y Gutiérrez (2006)</i>
			$\rho \geq 0.10$ <i>Davidsson (2001)</i>

De acuerdo a nuestros resultados, la densidad de masa media para los cometas periódicos sería $\approx 0.4 \text{ g cm}^{-3}$.

Capítulo 6

Análisis y Discusión

6.1. Masas y densidades en el Sistema Solar

En esta sección analizamos los resultados obtenidos en este trabajo en el contexto de las propiedades físicas (masa y densidad) de las diversas clases de cuerpos que pertenecen al Sistema Solar.

En la figura 6.1 presentamos la densidad en función de la masa para varios objetos del Sistema Solar, representativos de las principales categorías en que se clasifican los llamados *Cuerpos Menores*: asteroides, Centauros, objetos transneptunianos (*TNOs* por sus siglas en inglés), satélites naturales de los planetas (clasificados a su vez en terrestres y jovianos), y cometas. Los asteroides se distinguen a su vez por sus características dinámicas en asteroides pertenecientes al Cinturón Principal (*MBA*s por sus siglas en inglés), asteroides cercanos a la Tierra (*NEA*s por sus siglas en inglés) y en troyanos. Los Centauros se definen como objetos en transición (desde la región transneptuniana hacia el Sistema Solar interior o hacia la Nube de Oort) que se encuentran cruzando las órbitas de los planetas jovianos, mientras los objetos transneptunianos son aquellos que se encuentran más allá de la órbita de Neptuno, respecto al Sol. Para los cometas utilizamos los valores de masa y densidad nominales obtenidos en este trabajo (columnas 2 y 3 de la tabla 5.14, respectivamente). Para el resto de los cuerpos menores utilizamos los datos referidos en la tabla 6.1.

Tabla 6.1: Masas y densidades de cuerpos menores del Sistema Solar

Objeto			
<i>Nombre</i>	<i>M</i> (kg)	ρ (g cm ⁻³)	Referencias
NEAs			
(433) Eros	5.86E19	2.7	Yeomans <i>et al.</i> (2000)
(25143) Itokawa	3.58E10	2.0	Shinsuke <i>et al.</i> (2006)
(66391) 1999 KW ₄	2.330E12	2.6	Merline <i>et al.</i> (2002)
2000 DP ₁₀₇	4.60E11	1.7	Merline <i>et al.</i> (2002)
2000 UG ₁₁	5.1E9	0.8	Merline <i>et al.</i> (2002)
2002 CE ₂₆	1.95E13	0.9	Shepard <i>et al.</i> (2006)
MBAs			
(1) Ceres	9.408E20	2.1 ^(a)	Kovačević y Kuzmanoski (2007)
(2) Pallas	2.33E20	2.9 ^(b)	Goffin (2001)
(3) Vesta	2.598E20	3.3	Viateau y Rapaport (2001)
(10) Hygiea	1.11E20	2.4	Michalak (2001)
(11) Parthenope	5.09E18	2.3	Viateau y Rapaport (2001)
(15) Eunomia	2.51E19	3.2	Michalak (2001)
(16) Psyche	3.2E19	3.3	Lupishko (2006)
(22) Kalliope	7.3E18	2.1	Marchis <i>et al.</i> (2003)
(45) Eugenia	5.8E18	1.1	Marchis <i>et al.</i> (2005b)
(87) Sylvia	1.478E19	1.2	Marchis <i>et al.</i> (2005a)
(90) Antiope	8.2E17	0.6	Descamps <i>et al.</i> (2005)
(107) Camilla	1.08E19	1.9	Marchis <i>et al.</i> (2005b)
(121) Hermione	5.4E18	1.1	Marchis <i>et al.</i> (2005c)
(130) Elektra	1.01E19	3.8	Marchis <i>et al.</i> (2005b)
(243) Ida	4.2E16	2.6	Merline <i>et al.</i> (2002)
(253) Mathilde	9.92E19	1.3	Veverka <i>et al.</i> (1997)
(283) Emma	1.49E18	0.9	Marchis <i>et al.</i> (2005b)
(379) Huenna	4.77E17	1.16	Marchis <i>et al.</i> (2005b)
(762) Pulcova	2.6E18	1.8	Merline <i>et al.</i> (2002)
Trojanos de Júpiter			
(617) Patroclus	1.36E18	0.8	Marchis <i>et al.</i> (2006)
Centauros			
(65489) Ceto-Phorcys	5.42E18	1.4	Grundy <i>et al.</i> (2007)
TNOs			
Plutón/Caronte	1.471E22	1.9	Tholen y Buie (1997)
(47171) 1999 TC ₃₆	1.44E19	0.5	Stansberry <i>et al.</i> (2006)
2003 EL ₆₁	4.200E21	3.0	Rabinowitz <i>et al.</i> (2006)
Satélites terrestres			
Luna	7.35e22	3.3	De Pater y Lissauer (2001)
Fobos	1.09E16	1.9	De Pater y Lissauer (2001)
Deimos	1.79E15	1.8	De Pater y Lissauer (2001)
Satélites jovianos			
Amalthea	2.08E18	0.9	Anderson <i>et al.</i> (2005)
Io	8.94E22	3.5	De Pater y Lissauer (2001)
Europa	4.80E22	3.0	De Pater y Lissauer (2001)
Ganímedes	1.480E23	1.9	De Pater y Lissauer (2001)
Calisto	1.080E23	1.9	De Pater y Lissauer (2001)
Titán	1.345E23	1.9	De Pater y Lissauer (2001)
Titania	3.52e21	1.7	De Pater y Lissauer (2001)
Oberón	3.01E21	1.6	De Pater y Lissauer (2001)
Tritón	2.147E22	2.1	De Pater y Lissauer (2001)
Nereida	2.0E19	1.0	De Pater y Lissauer (2001)

Notas:

(a) Calculada en base al diámetro efectivo determinado por Thomas *et al.* (2005).(b) Calculada en base al diámetro efectivo determinado por Dunham *et al.* (1990).

Cabe acotar que Plutón y Caronte son considerados como los integrantes de un sistema binario, por lo cual el valor indicado en la tabla 6.1 es el promedio entre las densidades medias de cada uno. También son binarios Patroclus, Ceto-Phorcys y 1999 TC₃₆, siendo ésta característica la que permitió estimar la masa de tales objetos mediante la observación del movimiento orbital de los componentes del sistema en torno a su baricentro. En el caso de 2003 EL₆₁ fue la observación del movimiento de un satélite del objeto en torno al mismo lo que permitió estimar su masa.

En el caso de los asteroides también se utilizan métodos dinámicos para estimar masas, ya sea en el caso de asteroides binarios (como 1999 KW₄, 2000 DP₁₀₇, 2000 UG₁₁, Sylvia, Camilla, Elektra, Kalliope, Eugenia, Hermione, Pulcova, Emma, Antiope, Huenna e Ida), o por observación de un encuentro cercano entre un asteroide masivo con otro más pequeño, como en los casos de Ceres, Pallas, Vesta e Hygiea (por tratarse de asteroides masivos causan los efectos gravitacionales más notorios en el movimiento de otros asteroides durante encuentros cercanos). Los casos de Eros y de Itokawa son los únicos hasta la fecha con una determinación *in situ* por una misión espacial (*NEAR-Shoemaker* y *Hayabusa*, respectivamente).

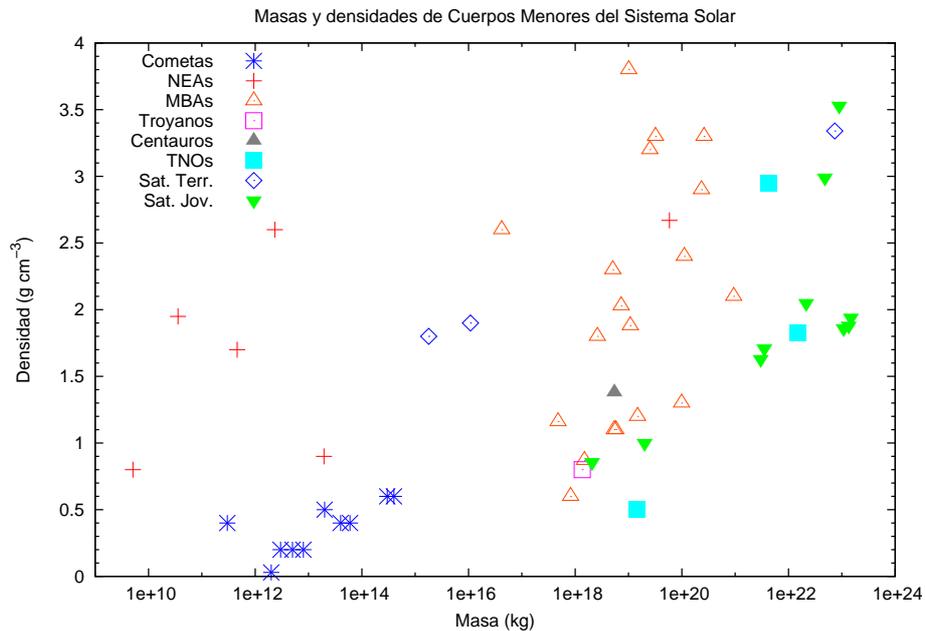


Figura 6.1: Densidad en función de la masa para los grupos principales de cuerpos menores del Sistema Solar. Los datos utilizados en la confección de la gráfica se indican en las tablas 5.14 (para los cometas) y 6.1 (para el resto de los cuerpos menores).

La figura 6.1 nos muestra que en este espacio de parámetros los cometas forman un grupo mucho más compacto que los otros grupos de cuerpos menores, y que presentan las densidades más bajas ($\rho \leq 0.6 \text{ g cm}^{-3}$). También presentan las masas menores, característica que comparten con la mayoría de los NEAs

(siempre refiriéndonos a los pocos casos donde se cuenta con determinaciones de masa y de densidad), aunque se diferencian en que éstos últimos presentan en su mayoría densidades $> 1 \text{ g cm}^{-3}$ (con la excepción de 2000 UG₁₁ y de 2002 CE₂₆, los cuales por otro lado serían de todas formas algo más densos que los cometas). También debemos señalar que las determinaciones de masas y densidades de cuerpos menores tienen en general un gran margen de incertidumbre (más en el caso de las densidades, pues se suma la incertidumbre en el tamaño a la incertidumbre en la masa), por lo cual ese "solapamiento" que vemos entre las regiones de los cometas y de los NEAs (e.e. $\rho < 1 \text{ g cm}^{-3}$) podría no ser significativo (hemos omitido las barras de error en la gráfica de la figura 6.1 en favor de una mayor claridad en la visualización de las distintas regiones). Por otro lado tal superposición podría ser real, lo cual sería consistente con la hipótesis de que algunos objetos catalogados como NEAs podrían ser cometas *extintos* (es decir núcleos cometarios que por alguna razón hubieran cesado total o casi totalmente en su actividad, por ejemplo debido a la formación de una costra de polvo cubriendo todo el núcleo). Fernández, Gallardo y Brunini (2002) analizaron la evolución dinámica de JFCs y de NEAs con distancias afélicas $> 3.5 \text{ UA}$, encontrando que un cometa de la Familia de Júpiter podría permanecer en una órbita tipo NEA como un cuerpo inactivo durante una fracción significativa de su vida (los autores estiman un valor promedio máximo para tal fracción de tiempo en un 40 % del tiempo transcurrido como cometa activo, aunque también remarcan que el límite inferior para dicho tiempo promedio podría llegar a ser cero).

Además de los dos NEAs mencionados, los otros objetos no catalogados como cometas y que tendrían una densidad inferior a 1 g cm^{-3} serían: Patroclus (troyano de Júpiter), Amalthea (satélite de Júpiter), 1999 TC₃₆ (TNO), Antiope y Emma (MBAs). En el caso de Patroclus se sospecha que sea un cuerpo muy poroso o que esté compuesto mayoritariamente por hielo de agua, lo cual sugeriría que, al igual que los cometas, se habría formado en la parte externa del Sistema Solar (Marchis *et al.* 2006). En lo que respecta a 1999 TC₃₆, su densidad sería baja comparada con la de los materiales que se consideran más abundantes en los cuerpos sólidos de la región transneptuniana, por lo cual se especula con que el componente primario del sistema podría ser en sí mismo otro binario, con una porosidad en el rango 15 % - 70 % (Stansberry *et al.* 2006). Todos estos objetos mencionados serían mucho más masivos que los cometas estudiados (por lo menos en ~ 4 órdenes de magnitud).

La figura 6.1 también nos muestra una tendencia general de los cometas a aumentar la densidad con la masa, aunque sería conveniente aumentar el tamaño de la muestra para hacer una afirmación en tal sentido. Los asteroides por su lado muestran una mayor dispersión de densidades, lo cual está en acuerdo con que dichos objetos pueden llegar a ser mucho más masivos que los cometas, y en consecuencia sufrirían una compactación por autocompresión gravitacional que daría lugar a las mayores densidades observadas. En el caso de los cometas, dado el rango de masas y tamaños involucrados, la densidad no aumentaría por autocompresión, por lo cual serían objetos esponjosos, de bajas densidades. En efecto, según explica Fernández (2005), suponiendo una densidad de 0.5 g cm^{-3} , un cuerpo requeriría un tamaño en el rango 10 - 100 km para alcanzar una presión central suficientemente grande como para compactar su material,

mientras los cometesimales de 1 km de tamaño no habrían alcanzado una presión central suficiente para alterar su estructura esponjosa, y por ello habrían preservado sus bajas densidades primordiales.

6.2. Densidades mínimas

Estimamos un límite inferior para la densidad de los cometas de la muestra a partir del período de rotación (P_{rot}) y de la razón axial (a/b) conocidas (ecuación 1.3). Dicha aproximación (ver la sección 1.4) es válida suponiendo que el núcleo cometario tiene baja cohesión interna, como efectivamente lo han demostrado la fragmentación del Shoemaker-Levy 9 bajo la influencia gravitacional de Júpiter (Asphaug y Benz 1996), y los resultados de *Deep Impact* para el Tempel 1 (A'Hearn *et al.* 2005). En la tabla 6.2 se indican los valores utilizados como datos y las densidades mínimas obtenidas.

Tabla 6.2: Razón axial, período de rotación y densidad mínima para los cometas de la muestra

Cometa	a/b Referencias	P_{rot} (hs)	ρ_{min} (g cm^{-3})
1P/Halley	2.5 <i>Jewitt et al. (2003)</i>	52.8 "	0.01
2P/Encke	1.79 <i>Jewitt et al. (2003)</i>	15.08 "	0.09
6P/d'Arrest	1.078 <i>Gutiérrez et al. (2003)</i>	6.67 "	0.26
9P/Tempel	1.55 <i>A'Hearn et al. (2005)</i>	40.7 <i>Belton et al. (2006)</i>	0.01
10P/Tempel	1.92 <i>Jewitt et al. (2003)</i>	8.95 "	0.26
19P/Borrelly	2.5 <i>Jewitt et al. (2003)</i>	25.0 "	0.04
22P/Kopff	1.51 <i>Jewitt et al. (2003)</i>	12.91 "	0.10
46P/Wirtanen	1.205 <i>Jewitt et al. (2003)</i>	6.0 "	0.36
67P/C-G	1.32 <i>Lamy et al. (2003)</i>	12.3 "	0.10
81P/Wild	1.302 <i>Howington-Kraus et al. (2005)</i>	12 ^(a) <i>Sekanina et al. (2004)</i>	0.10

Notas:

(a) Tomamos el valor mínimo del rango dado por Sekanina *et al.* (12 hs - 24 hs), que daría la mayor densidad mínima. Con el período de 24 hs se obtendría $\rho_{min} = 0.02 \text{ g cm}^{-3}$.

Las densidades estimadas en este trabajo concuerdan con los respectivos valores para los límites inferiores calculados de esta forma, salvo en el caso de los cometas d'Arrest y Borrelly. En este sentido hay que señalar las limitaciones de este modelo (hipótesis tal vez demasiado simplificadoras para un cometa particular), aunque cabe señalar también que en el caso del Borrelly la densidad mínima es relativamente baja (al compararla con los demás valores de la tabla 6.2), lo cual es consistente con el bajo valor hallado para la densidad nominal (teniendo en cuenta también su incertidumbre) estimada para este cometa. Lo mismo puede decirse en el caso de d'Arrest, donde la densidad mínima es apenas una décima superior a la densidad nominal, lo cual concuerda con el margen de incertidumbre estimado. Por otro lado, los valores de ρ_{min} calculados para los cometas Borrelly y Wild 2 concuerdan con los encontrados por Davidsson (2001), aplicando un modelo más complejo, lo cual convalida la aproximación utilizada en este trabajo. También hay concordancia con la densidad mínima hallada por Jewitt y Luu (1989) para el Tempel 2 (ver la tabla 5.14).

Snodgrass *et al.* (2006) estudiaron la relación entre el período rotacional y la razón axial a/b para una veintena de cometas pertenecientes a la familia de Júpiter (JFCs) asumiendo también la aproximación dada por la ecuación 1.3. Estos autores encontraron que habría un *valor de corte* para las densidades cometarias en 0.6 g cm^{-3} (es decir, que no observaron densidades cometarias mínimas con valores superiores a 0.6 g cm^{-3}). Este valor de corte también coincide con

las densidades mínimas estimadas para los cometas estudiados en este trabajo. Lowry y Weissman (2003) han sugerido que dicho valor de corte para los cometas sería equivalente al valor de corte de $\sim 3 \text{ g cm}^{-3}$ mostrado por los asteroides con radios $> 75 \text{ m}$ (de acuerdo a Pravec *et al.* 2002), donde el valor inferior para los cometas sería el reflejo de que éstos cuerpos son menos densos, debido al alto contenido de volátiles y/o a una estructura más porosa que aquellos.

Snodgrass *et al.* también comparan la relación observada entre el período de rotación y la razón axial a/b para una quincena de TNOs (la supuesta población progenitora de los JFCs) encontrando que la distribución en dicho espacio de parámetros de la población de TNOs es muy similar a la de la población de JFCs, a pesar de que los TNOs muestran una tendencia hacia menores razones axiales (debida probablemente a su mayor tamaño).

Luego algunos TNOs (como el 1999 TC₃₆ - ver la tabla 6.1) podrían tener densidades similares a los JFCs, en acuerdo con las teorías acerca del origen de dicha población de cometas (Fernández 1980, Ip y Fernández 1997).

6.3. El efecto no-gravitacional y la curva de luz

En esta sección analizamos la existencia de una correlación entre la asimetría de la curva de luz respecto al perihelio y el efecto no-gravitacional. Excluimos del análisis al cometa 45P/H-M-P por la indeterminación surgida en el cálculo de su masa, derivada probablemente de la incertidumbre en su curva de luz. La existencia de una tal correlación ha sido estudiada por Festou *et al.* (1990) y Rickman *et al.* (1991b).

Siguiendo un criterio similar a Festou *et al.* (1990) y a Rickman *et al.* (1991) consideraremos que la *asimetría respecto al perihelio* de la curva de producción gaseosa está dada por:

$$A = Q_m^{-1} \int_0^P Q(t) \sin(f(t)) dt \quad (6.1)$$

donde t es el tiempo medido respecto al pasaje por el perihelio, P es el período orbital y Q_m es un factor de normalización elegido arbitrariamente como el máximo de la tasa de producción gaseosa. Siempre suponiendo que la curva de producción gaseosa de agua $Q(t)$ está correlacionada con la curva de luz visual, hemos calculado Q_m mediante la ecuación 2.12, con los valores nominales para los parámetros a y b de la calibración empírica (tabla 2.1), y donde hemos utilizado para $m_h(t)$ el valor correspondiente al máximo observado de la curva de luz (valor dado por mh_{MIN} en la tabla 5.12). Hacemos notar que el parámetro A tiene las mismas dimensiones que el efecto no-gravitacional ΔP .

La elección de A como parámetro de asimetría de la curva obedece a que al tratarse de una cantidad directamente proporcional al factor $Q \sin(f)$, su valor será cero cuando la curva de producción gaseosa sea simétrica respecto al

perihelio, y distinto de cero en caso contrario. A resulta entonces proporcional a la componente radial de la fuerza no-gravitacional, la cual si bien causa una disminución del período orbital antes del perihelio y un aumento del mismo luego del perihelio (tal como puede deducirse de la ecuación 1.1), su efecto neto dependerá de la simetría de $Q(t)$.

Los valores de A obtenidos para cada cometa de la muestra se indican en la tabla 6.3. También indicamos en dicha tabla el instante (T) correspondiente al máximo de la curva de luz (medido en días respecto al perihelio). Los valores calculados de A concuerdan bien con la asimetría observada en las curvas de luz (secciones 4.1 a 4.11): por ejemplo el cometa con la mayor asimetría en su curva de luz sería el Churyumov-Gerasimenko, seguido en orden decreciente por los cometas d'Arrest, Tempel 2, Borrelly, Wild 2, Kopff, Halley y Encke, mientras los cometas Tempel 1 y Wirtanen presentarían las curvas más simétricas.

Tabla 6.3: Asimetría de la curva de luz para los cometas de la muestra

Cometa	A (d)	T (d)
1P/Halley	+15	+6
2P/Encke	-10	-3
6P/d'Arrest	+47	+42
9P/Tempel 1	-2	-7
10P/Tempel 2	+38	+14
19P/Borrelly	+23	+6
22P/Kopff	-19	-26
46P/Wirtanen	+4	-3
67P/C-G	+57	+54
81P/Wild 2	-23	-20

Encontramos que el parámetro de asimetría parece correlacionarse en forma lineal con el instante correspondiente al máximo de la curva de luz, tal como lo ilustra la figura 6.2.

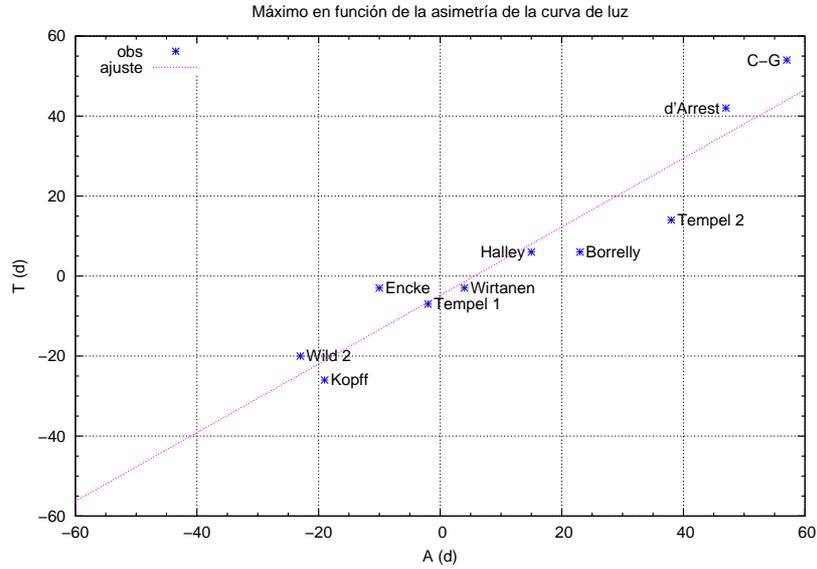


Figura 6.2: Instante del máximo de la curva de luz visual (T) en función de la asimetría respecto al perihelio (A). Se muestra un ajuste lineal por mínimos cuadrados a los datos.

Es interesante destacar que ambos parámetros (A y T) presentan el mismo rango de valores. De acuerdo a lo visto, T también podría considerarse un parámetro de asimetría de la curva de luz, aunque en ese sentido preferimos el parámetro A dada la incertidumbre en la determinación de T (ver el capítulo 4), la cual hace a éste parámetro más sensible a la incertidumbre asociada con la curva de luz. Por ejemplo la inconsistencia entre los signos de T y de A para el cometa Wirtanen podría explicarse por esta causa (pues la incertidumbre en T puede ser de algunos días, con lo cual en el caso del Wirtanen podríamos tener en T un error relativo $\sim 100\%$).

En la tabla 6.4 mostramos el valor absoluto de la relación cociente ($|I_r/I_t|$) entre las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional (tal como fueron definidas en la ecuación 2.10). Dicha tabla también resume los valores de I_r y de I_t indicados anteriormente (secciones 5.2.1 a 5.2.11). La figura 6.3 muestra $|I_r/I_t|$ en función de la asimetría respecto al perihelio para los cometas estudiados.

Tabla 6.4: Componentes del efecto no-gravitacional para los cometas de la muestra

Cometa	$I_r/10^{34}$ (moléc. UA ⁻¹)	$I_t/10^{34}$ (moléc. UA ⁻¹)	$ I_r/I_t $
1P/Halley	+191	+145	1.32
2P/Encke	-9.94	-7.38	1.35
6P/d'Arrest	+3.05	+1.24	2.46
9P/Tempel 1	-0.0732	+0.904	0.0810
10P/Tempel 2	+4.04	+3.30	1.22
19P/Borrelly	+2.43	-3.19	0.762
22P/Kopff	-1.68	-3.44	0.488
46P/Wirtanen	+0.460	-1.79	0.257
67P/C-G	+1.75	+0.751	2.33
81P/Wild 2	-1.01	+2.44	0.414

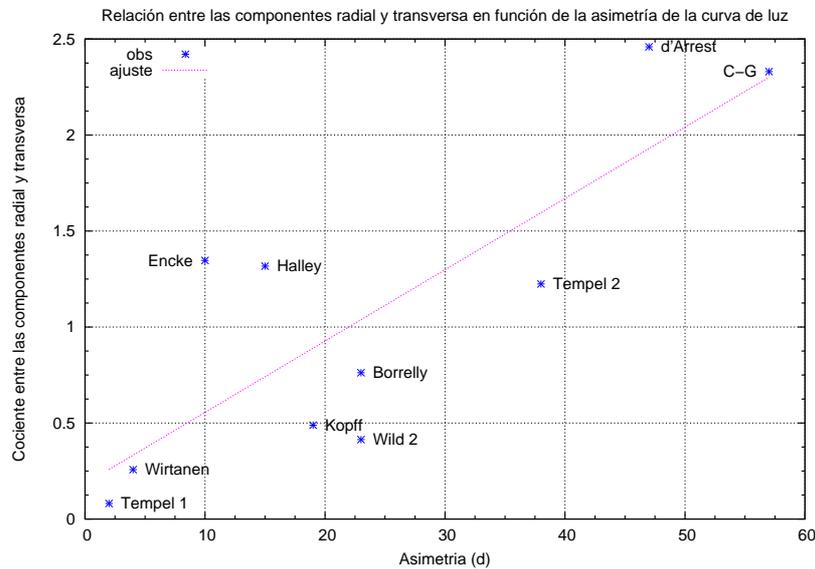


Figura 6.3: Valor absoluto de la razón entre las componentes radial y transversa del efecto no-gravitacional ($|I_r/I_t|$) en función del valor absoluto de la asimetría de la curva de producción gaseosa ($|A|$). Se muestra un ajuste lineal por mínimos cuadrados a los datos.

Vemos que los cometas en los cuales se apreció un claro incremento post-perihelio de la actividad gaseosa (derivado de sus respectivas curvas de luz) muestran todos una componente radial positiva: son los cometas Halley, d'Arrest, Tempel 2, Churyumov-Gerasimenko y Borrelly. Además presentan (con la única excepción del Borrelly) una componente radial claramente dominante.

En el caso del Encke, la curva de luz de este cometa indica una mayor actividad antes del perihelio, lo cual se ve reflejado en un valor negativo de I_r . Este cometa también presenta un dominio de la componente radial sobre la transversa. Los cometas Kopff y Wild 2 muestran una componente radial negativa, indicio de que en estos cometas la actividad también sería mayor antes del perihelio, pero al contrario del Encke éstos muestran un dominio de la componente transversa sobre la radial. En el cometa Tempel 1 domina también la transversa,

pero en este caso es debido a una componente radial despreciable relacionada con la poca asimetría de su curva de luz. Los cometas Wirtanen y Borrelly son los únicos que muestran una componente radial positiva dominada por la transversa.

Los cometas con la mayor asimetría son los que presentan también los mayores valores de la componente radial respecto a la transversa, mientras los cometas con las curvas de luz más simétricas presentan los menores valores de I_r/I_t , valores que además indican que en estos cometas predomina la transversa. Sin embargo los cometas Wild 2 y Kopff no cumplen con dicha correlación, al mostrar una fuerte asimetría en sus curvas de luz al mismo tiempo que un claro dominio de la componente no-gravitacional transversa sobre la radial. Tal comportamiento lo asociamos a un máximo de la curva de producción gaseosa notablemente desplazado respecto a $t = 0$ y producido antes del instante de pasaje por el perihelio, junto a una actividad gaseosa posterior al máximo similar o levemente mayor que la producida antes del máximo (tal como lo muestran las curvas de luz de ambos cometas: figuras 4.7 y 4.11 respectivamente, y la tabla 6.3).

Para el análisis de la relación entre el efecto no-gravitacional ΔP y la asimetría de la curva de luz consideraremos, al igual que Festou *et al.* (1990) y Rickman *et al.* (1991b), un efecto no-gravitacional estándar ($\Delta P'$) dado por:

$$\Delta P' = \Delta P \left(\frac{a}{3.5} \right)^{-\frac{5}{2}} \quad (6.2)$$

donde a (UA) es el semieje mayor de la órbita. El efecto no-gravitacional estándar representa el efecto no-gravitacional que el cometa experimentaría si tuviera un semieje mayor estándar de 3.5 UA. Este parámetro mide entonces el efecto no-gravitacional en forma independiente del período orbital del cometa.

Los valores calculados para el efecto no-gravitacional estándar se indican en la tabla 6.5, junto a los respectivos valores del semieje mayor y el efecto no-gravitacional (ΔP). Los valores indicados son los promedios correspondientes a las apariciones estudiadas, en aquellos cometas con curvas de luz compuestas (el valor de ΔP para cada aparición se indica en la tabla 2.3).

Tabla 6.5: Efecto no-gravitacional para los cometas de la muestra

Cometa	a (UA)	ΔP (d)	$\Delta P'$ (d)
1P/Halley	17.9416	+4.1063	+0.0690
2P/Encke	2.2114	-0.0042	-0.0132
6P/d'Arrest	3.4870	+0.1376	+0.1389
9P/Tempel 1	3.1215	+0.0014	+0.0019
10P/Tempel 2	3.0360	+0.0013	+0.0019
19P/Borrelly	3.6136	-0.052	-0.048
22P/Kopff	3.4627	-0.096	-0.099
46P/Wirtanen	3.1151	-0.29	-0.39
67P/C-G	3.5187	+0.014	+0.014
81P/Wild 2	3.4428	+0.016	+0.017

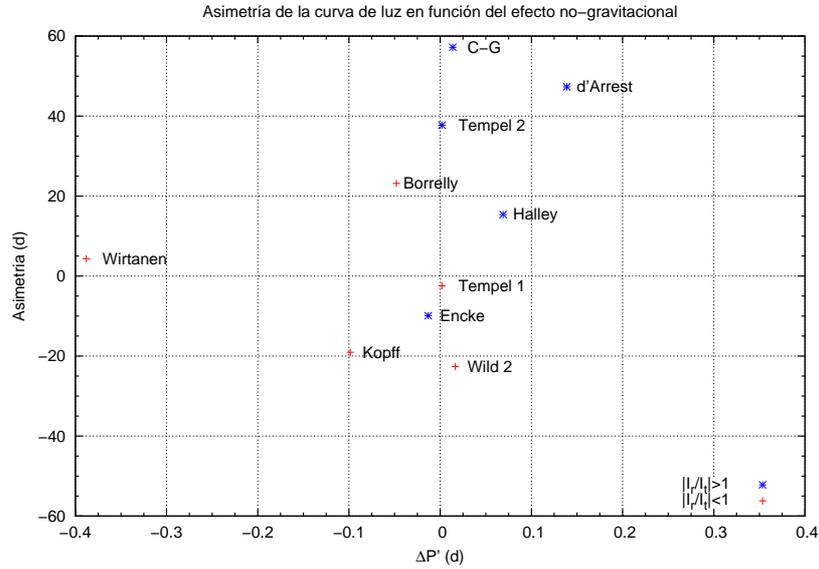


Figura 6.4: Asimetría de la curva de luz (A) en función del efecto no-gravitacional estándar ($\Delta P'$). Se distinguen los cometas donde predomina la componente radial ($|I_r/I_t| > 1$) de aquellos donde domina la transversal ($|I_r/I_t| < 1$).

Tal como lo evidencia la figura 6.4 no encontramos una clara correlación entre la asimetría de la curva de luz y el efecto no-gravitacional, en contraposición a Festou *et al.* (1990) y Rickman *et al.* (1991b). Estos autores encontraron una correlación lineal entre el parámetro de asimetría (el cual definen de forma diferente, pero que sería equivalente al definido en este trabajo) y el efecto no-gravitacional estándar. Dichos autores señalan que una tal correlación sería de esperar si la contribución radial es la dominante en el efecto no-gravitacional, pero no en caso contrario. Sin embargo, tampoco observamos una correlación en el caso de los cometas donde domina la componente radial, tal como lo indica la figura 6.4. No obstante hay que señalar que los trabajos referidos se basan en una muestra de tamaño mayor (unos 17 cometas), mientras en nuestra muestra solamente cinco cometas tendrían una contribución dominante de la fuerza radial.

Observamos no obstante una tendencia general de la asimetría respecto al perihelio y del efecto no-gravitacional a tener el mismo signo: de los diez cometas, solamente tres no presentan una correlación entre los signos de A y de $\Delta P'$: son los cometas Wirtanen, Wild 2 y Tempel 1 (aunque este último caso es menos significativo dado el bajo valor de asimetría). Luego tendríamos una correlación entre los signos del instante correspondiente al máximo de la curva de luz y del efecto no-gravitacional tal como lo muestra la figura 6.5, en la cual podemos apreciar que los signos se corresponden, con las únicas excepciones de los cometas Tempel 1 y Wild 2.

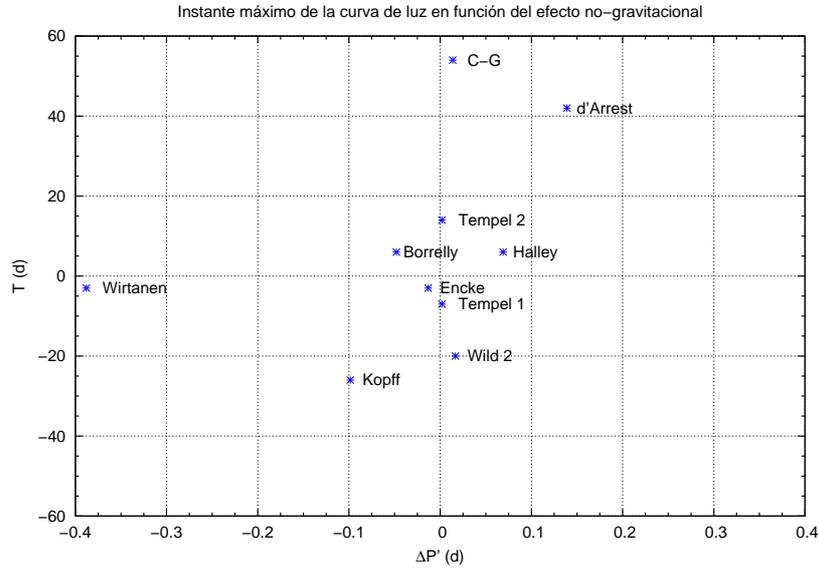


Figura 6.5: Instante del máximo de la curva de luz (T) en función del efecto no-gravitacional estándar ($\Delta P'$).

Quizás sea interesante (para un trabajo futuro) profundizar un poco más en la definición de los parámetros de asimetría. Festou *et al.* (1990) y Rickman *et al.* (1991b) parecen basarse únicamente en los valores de este parámetro para inferir que la principal contribución al efecto no-gravitacional provendría de la componente radial de la fuerza no-gravitacional. En particular, dichos autores explican la asimetría respecto al perihelio del cometa Kopff en relación a una componente radial dominante. Sin embargo en este trabajo encontramos dos cometas (uno de ellos justamente el Kopff, el otro es el Wild 2) que presentan valores relativamente grandes del parámetro de asimetría, y en los cuales, si bien la contribución radial es significativa, la principal contribución al efecto no-gravitacional proviene de la componente transversa.

Nuestro trabajo estaría entonces confirmando que en general la componente radial en el efecto no-gravitacional no es despreciable, e inclusive en algunos casos se vuelve dominante (tal como lo constatamos para los cometas Halley, Encke, d'Arrest, Tempel 2 y C-G, lo cual representa \sim el 50% de los cometas de la muestra). Sin embargo no podemos concluir que la componente radial de la fuerza no-gravitacional sea en general la principal contribución al efecto no-gravitacional, dado que un \sim 50% de los cometas estudiados en este trabajo mostraron una componente transversa dominante (fueron los cometas Tempel 1, Borrelly, Kopff, Wirtanen y Wild 2).

6.4. Comparación con otros trabajos

En el capítulo 5 comparamos los resultados obtenidos en este trabajo con los resultados de otros autores, para cada uno de los cometas estudiados. En esta sección resumimos los resultados de tales comparaciones, deteniéndonos en

aquellos casos donde las diferencias con otros trabajos fueron significativas (tales fueron los casos de los cometas Encke, d'Arrest, Tempel 2 y Borrelly). En el caso del cometa Wirtanen no disponemos de otra estimación para comparar.

En el caso del *cometa Halley* la coincidencia con otros autores fue notable. El resultado obtenido para este cometa lo consideramos uno de los más confiables entre los cometas de la muestra, dada la buena calidad de su curva de luz (con una buena definición de las ramas pre y post-perihelio), el error relativo en el efecto no-gravitacional prácticamente despreciable, y la determinación del tamaño realizada por el método más confiable a tales efectos.

Respecto al *cometa Encke*, la única estimación de masa que encontramos para comparar fue la realizada por Rickman *et al.* (1987), quienes determinan un rango de valores que indicaría un valor de masa $\sim 50\%$ inferior a nuestro valor. Una posible razón para tal discrepancia podría ser la variación de la curva de luz entre el período estudiado por Rickman *et al.* (apariciones anteriores a 1986) y el estudiado en este trabajo (apariciones comprendidas entre 1990 y 2000). De acuerdo al estudio realizado por Kamél (1991b) (ver la sección 4.2), la curva de luz de este cometa habría variado muy poco, aunque encuentra una disminución secular de la asimetría respecto al perihelio, la cual asocia a una disminución secular del efecto no-gravitacional. Teniendo en cuenta ésto último, así como la buena definición de la curva de luz obtenida en este trabajo (por lo cual no esperamos una incertidumbre tan grande asociada a la curva de luz), encontramos que la causa de la diferencia en los resultados con Rickman *et al.* debe encontrarse en otro lado, por ejemplo en el valor utilizado para el efecto no-gravitacional. Rickman *et al.* utilizaron en sus cálculos el valor correspondiente a la aparición de 1980 para el parámetro no-gravitacional ($A_2 = -0.0030 \times 10^{-8} \text{ UA d}^{-2}$, de acuerdo al catálogo de Marsden y Williams 2005), lo cual mediante la ec. 2.5 nos conduce a un valor de ΔP algo más del doble que nuestro valor nominal (-0.0094 d y -0.0042 d, respectivamente). Recordamos que nuestro valor nominal lo obtuvimos como el promedio de los valores correspondientes a las apariciones entre 1990 y 2000 (ver la tabla 2.3). Luego, como la masa es inversamente proporcional a ΔP (ec. 2.9) quedaría explicada la discrepancia entre nuestros resultados y los de los autores referidos.

El *cometa d'Arrest* fue otro de los pocos casos donde encontramos discrepancias con las estimaciones de otros autores. En este caso el valor dado por Szutowicz y Rickman (2006) es $\sim 140\%$ superior al encontrado en este trabajo. En lo que respecta a la curva de luz, sería una de las curvas de menor calidad de las estudiadas en este trabajo, por lo cual cabe esperar un mayor incertidumbre por esta causa. No obstante, nuestra curva de luz concuerda con la realizada por Szutowicz y Rickman (ver la sección 4.3), así como también concuerda el valor utilizado para ΔP . Luego la incertidumbre derivada de estos parámetros no sería suficiente para explicar una diferencia tan grande en los valores de masa. Tal diferencia podría entonces buscarse en los diferentes valores adoptados para algunos parámetros del modelo tales como los ángulos η y ϕ , la velocidad efectiva de eyección gaseosa $\langle u \rangle$, o los coeficientes a y b de la calibración empírica (ver la tabla 2.1), más allá de las diferencias que puedan existir en cuanto al modelo aplicado o a su implementación. Aunque nosotros estimamos la incertidumbre derivada de los parámetros del modelo nominal para este cometa en solamente

un $\sim 20\%$, si dichos autores utilizaron otros valores que caen fuera de los rangos considerados en este trabajo, eso podría explicar diferencias de más de un 100% . En el caso del ángulo η , dichos autores lo calculan empíricamente ajustando un modelo asimétrico a observaciones astrométricas que abarcan apariciones entre 1851 y 2001, obteniendo un valor promedio de $\sim 14^\circ$, lo cual no difiere significativamente de nuestro valor nominal. En cambio encontramos una diferencia significativa en el valor utilizado para $\langle u \rangle$: los autores referidos aplicaron $\langle u \rangle = 0.6 \text{ km s}^{-1}$, es decir un valor superior a nuestro valor nominal (0.25 km s^{-1}) por un factor 2.4. Luego, como la masa es directamente proporcional a $\langle u \rangle$ (ec. 2.9), la diferencia en los valores adoptados para éste parámetro explica ya por sí sola la discrepancia del $\sim 140\%$ en los respectivos resultados para la masa del cometa.

También encontramos diferencias en los valores utilizados para a y b : Szutowicz y Rickman utilizan la calibración dada por Jorda *et al.* (1992) para el valor de a ($=-0.24$), y hacen un ajuste propio para determinar el valor de b ($=30.5$), lo cual marca otra diferencia significativa con nuestros valores nominales. Hemos calculado la masa del cometa sustituyendo los valores nominales de a y de b por los utilizados por Szutowicz y Rickman, obteniendo $M = 2.59 \times 10^{12} \text{ kg}$, lo cual representa un valor inferior a nuestro valor nominal en apenas un 10% . Concluimos en que la combinación de los factores señalados, incluyendo la incertidumbre estimada en nuestro valor nominal para la masa (sección 5.2.3), pero principalmente la diferencia en los valores utilizados para la velocidad efectiva de eyección gaseosa, es la que explica la discrepancia observada con el resultado de Szutowicz y Rickman (2006) para el cometa d'Arrest. Por otro lado, la incertidumbre estimada para nuestro valor nominal de masa (la cual no sería inferior a un $\sim 50\%$) también explica la discrepancia con el valor estimado para la densidad mínima (sección 6.2).

En el caso del *cometa Tempel 1* destacamos la notable concordancia con los resultados de otros autores, especialmente por tratarse de trabajos específicos sobre este cometa donde además aplican métodos distintos al nuestro, ya sea mediante un modelo termofísico sofisticado (Davidsson *et al.* 2007), o mediante una estimación *in situ* del campo gravitacional que permite derivar la masa (Richardson y Melosh 2006). En particular este último método es independiente del efecto no-gravitacional, y ambos son independientes de la curva de luz del cometa (Davidsson y Gutiérrez obtienen la curva de producción gaseosa de agua ajustando directamente los valores observacionales de Q_{H_2O}). Luego, el buen resultado obtenido para este cometa (al igual que el obtenido para el Halley), nos permite de alguna forma *calibrar* nuestro método, aumentando la confianza en los resultados obtenidos al aplicarlo a otros cometas (salvo casos excepcionales como el Borrelly, como se verá más adelante).

El resultado obtenido para el *cometa Tempel 2* concuerda con el límite inferior para la densidad dado por Jewitt y Luu (1989), aunque nuestro valor nominal para la masa resultó prácticamente el doble del valor estimado por Rickman *et al.* (1991). Este cometa presenta una curva de luz de muy buena calidad, por lo que la incertidumbre introducida por dicho factor sería relativamente baja. El error introducido por el efecto no-gravitacional lo estimamos en un $\sim 25\%$, comparable al error asociado con la incertidumbre en los parámetros del modelo nominal ($\sim 20\%$), tal como se estimó en la sección 5.2.5. Luego la

discrepancia señalada podría explicarse en términos de la incertidumbre global en la estimación de M .

Por otro lado, los autores referidos utilizaron valores similares para parámetros como ΔP y $\langle u \rangle$ (para éste último utilizaron el valor 0.3 km s^{-1} lo cual difiere en un 20% de nuestro valor nominal). Ellos estiman un error del 30% en su valor de masa. Concluimos que la discrepancia señalada entre los valores para la masa concuerda perfectamente dentro de los respectivos márgenes de incertidumbre.

El resultado obtenido para el *cometa Borrelly* discrepa cuantitativamente con los resultados de Davidsson y Gutiérrez (2004), aunque concuerda con el límite superior para la masa dado por Rickman *et al.* (1987). En este cometa llama la atención la densidad extremadamente baja obtenida, que estaría incluso ligeramente por debajo del límite inferior dado por la condición de inestabilidad gravitacional (tabla 6.2). Dada la baja incertidumbre en la determinación del radio efectivo nuclear para este cometa, la baja densidad la atribuimos directamente a una masa relativamente baja (aunque se mantiene dentro de un rango de valores físicamente razonables, de acuerdo al análisis realizado en la sección 6.1).

Este cometa presenta una curva de luz de muy buena calidad, y un bajo error relativo estimado para el efecto no-gravitacional, por lo cual debemos analizar otras causas para explicar la discrepancia observada, o para explicar una densidad relativa tan baja.

Si bien Davidsson y Gutiérrez encuentran un rango de valores para la masa del cometa superiores a nuestro valor nominal (ver la sección 5.2.6), ellos coinciden en concluir que Borrelly sería efectivamente un objeto de muy baja densidad, lo cual no sería muy consistente con un núcleo homogéneo pero sí con otros modelos físicos tales como el de *pila de escombros* o el modelo fractal (referidos en la sección 1.2), en los cuales sería despreciable la cohesión interna. De acuerdo a estos autores, no podría entonces descartarse la presencia de espacios vacíos internos en el núcleo, cuya presencia constituiría una pista relevante para entender los procesos que condujeron a la formación de este cometa.

Considerando la simplicidad del modelo aplicado en este trabajo, donde utilizamos valores empíricos para parámetros físicos relevantes (como $\langle u \rangle$, $\langle \cos(\eta) \rangle$, etc ...), además de utilizar promedios de dichas cantidades durante una revolución orbital, en contraposición a la complejidad de un modelo más realista como el modelo termofísico aplicado por Davidsson y Gutiérrez, encontramos que la discrepancia observada en la masa podría provenir en buena parte de la incertidumbre proveniente de los parámetros del modelo, lo cual por otro lado concuerda con el análisis realizado en la sección 5.1.3, donde obteníamos para este cometa la mayor incertidumbre asociada a los parámetros del modelo nominal entre los cometas de la muestra.

Concluimos que el resultado obtenido para este cometa es el menos confiable entre los cometas estudiados en este trabajo, dada la gran discrepancia con los resultados obtenidos por otros autores aplicando un modelo más realista, lo cual indicaría que para este cometa en particular los valores adoptados para los parámetros del modelo nominal podrían diferir bastante de los valores reales.

En el caso del *cometa Kopff* solamente encontramos publicada una estimación dada por Rickman *et al.* (1987) para el límite superior de la masa, la cual

concuera con nuestro resultado. Por otro lado también concuerda nuestro valor nominal con el límite inferior derivado de la condición de estabilidad gravitacional (ver la tabla 6.2). Teniendo en cuenta la muy buena calidad de la curva de luz de este cometa, así como también el error relativo despreciable en el efecto no-gravitacional, y la estimación del error relativo asociado a los parámetros del modelo nominal en un $\sim 30\%$, consideramos el resultado obtenido para este cometa como bastante confiable.

Para el *cometa Churyumov-Gerasimenko* destacamos la concordancia con el rango de valores obtenido en base a un modelo más realista, aplicado específicamente a este cometa en particular (Davidsson y Gutiérrez 2005). Teniendo además en cuenta la buena calidad de la curva de luz, los bajos errores relativos asociados al efecto no-gravitacional y a los parámetros del modelo nominal ($\sim 10\%$ y 20% respectivamente), consideramos al resultado obtenido para este cometa como uno de los más confiables.

Finalmente, para el *cometa Wild 2* el valor obtenido también concuerda con el resultado de un modelo más realista aplicado específicamente a este cometa (Davidsson y Gutiérrez 2006). En este caso los autores dan únicamente un límite superior para la masa. Cabe señalar que para este cometa se tendría una incertidumbre asociada al efecto no-gravitacional relativamente alta ($\sim 50\%$) de acuerdo al análisis efectuado en la sección 5.2.11, y la cual sería del mismo orden que la incertidumbre asociada a los parámetros del modelo nominal. Por otro lado la incertidumbre asociada con la curva de luz sería la mínima de los cometas de la muestra, por la mejor calidad de dicha curva. Notamos que si tenemos en cuenta la incertidumbre en el efecto no-gravitacional, nuestro valor para la masa podría llegar a duplicarse pero igualmente se mantendría por debajo del límite superior dado por Davidsson y Gutiérrez.

En resumen: los resultados obtenidos en este trabajo indican densidades por debajo de 1 g cm^{-3} , concretamente por debajo de 0.7 g cm^{-3} , las cuales sugieren un material muy *esponjoso*, en acuerdo con los modelos actuales de los núcleos cometarios y con resultados de otros autores (ver referencias en los capítulos 1 y 5).

Capítulo 7

Conclusiones y perspectivas futuras

Estimamos las masas de diez cometas periódicos aplicando un modelo de fuerzas no-gravitacionales para explicar la variación del período orbital (principal efecto observable), y la curva de producción gaseosa (modelada a partir de la curva de luz visual del cometa).

Las densidades obtenidas son muy bajas ($\leq 0.6 \text{ gcm}^{-3}$), lo cual concuerda con resultados de otros autores y con los modelos actuales del núcleo cometario que lo describen como un agregado de hielos y polvo de muy baja densidad y de alta porosidad. En particular destacamos la concordancia con los resultados obtenidos para casi todos los cometas objetivos de misiones espaciales. Tales fueron los casos de los cometas Tempel 1 (caso particularmente importante por tratarse de determinaciones realizadas mediante un método independiente del efecto no-gravitacional y/o de la curva de luz: Richardson y Melosh 2006, Davidsson *et al.* 2007), Halley (Saagdev *et al.* 1987), Churyumov-Gerasimenko (Davidsson y Gutiérrez 2005) y Wild 2 (Davidsson y Gutiérrez 2006. En este último caso los autores únicamente dan un límite superior para la masa y la densidad).

En el caso del cometa Borrelly obtuvimos un valor muy bajo de densidad, inferior al estimado por otros autores aplicando un modelo más sofisticado (Davidsson y Gutiérrez 2004). Tal discrepancia podría provenir de que alguno de los parámetros de nuestro modelo se aparte bastante de los valores nominales para este cometa en particular, lo cual es consistente con la estimación que realizamos de la incertidumbre asociada a los parámetros del modelo, en la cual resultó que este cometa presentaba la mayor incertidumbre, muy superior en valor a la de los demás cometas estudiados. Por esta razón creemos que el resultado obtenido para el Borrelly es el menos confiable entre los cometas de la muestra estudiada.

En los casos de los cometas Encke y d'Arrest las diferencias con otros trabajos (Rickman *et al.* 1987 y Szutowicz y Rickman 2006, respectivamente), en los cuales las masas fueron estimadas aplicando un método también basado en el efecto no-gravitacional y en la curva de luz, quedaron explicadas por los distintos valores utilizados para el efecto no-gravitacional y la velocidad efectiva

de eyección gaseosa, respectivamente. No encontramos sin embargo una explicación similar para la discrepancia con Rickman *et al.* (1991a) en el valor de la masa del cometa Tempel 2 (nuestros valores de masa y densidad resultan ser el doble de los valores hallados por dichos autores). No obstante dicha diferencia queda comprendida dentro de la incertidumbre estimada para ambos resultados. Por otro lado nuestra estimación para este cometa sí concuerda con la densidad mínima hallada por Jewitt y Luu (1989), la cual es la mitad de nuestro valor, e igual al valor estimado por Rickman *et al.* (1991a). Creemos que la masa estimada por Rickman *et al.* podría estar subestimada pues la densidad hallada por ellos resulta prácticamente igual al límite inferior, además de que varios autores (entre ellos justamente Rickman *et al.* 1991a) coinciden en afirmar que el cometa Tempel 2 sería muy semejante al cometa Halley, en masa y en tamaño, lo cual concuerda mejor con nuestros resultados.

En el caso del cometa Kopff el valor de masa hallado concuerda con el límite superior dado por Rickman *et al.* (1987), además de concordar con el límite inferior derivado de la condición de estabilidad gravitacional.

En el caso del cometa Wirtanen no conocemos otra estimación de masa. Para este cometa encontramos que la incertidumbre en la masa (derivada principalmente de la curva de luz y de los parámetros del modelo) sería una de las mayores entre los cometas de la muestra. La masa obtenida resultó ser la menor entre los cometas estudiados, seguida por el Borrelly. En lo que respecta al tamaño creemos que la incertidumbre puede ser mucho mayor que la considerada, dado el método empleado para la estimación del radio nuclear. Luego el tamaño podría estar subestimado: si el volumen fuera por ejemplo el doble del estimado, la densidad resultaría la mitad del valor nominal.

Destacamos que para los cometas Wirtanen, Wild 2 y Kopff, nuestras estimaciones del valor medio de la masa nuclear serían las únicas conocidas a la fecha.

Encontramos también que mediante el método aplicado en este trabajo obtenemos valores confinados dentro de un rango físicamente razonable para los núcleos cometarios, cuando los comparamos con las masas y densidades conocidas para otros cuerpos menores del Sistema Solar, y con los valores mínimos de densidad derivados de la condición de estabilidad gravitacional.

A pesar de su simplicidad (cuando lo comparamos por ejemplo con la complejidad de los modelos termofísicos desarrollados para un cometa específico), encontramos que el modelo aplicado en este trabajo es de gran utilidad para el estudio estadístico de las densidades de la población de cometas de corto período, ya que logra resultados comparables a los modelos físicos más realistas (lo cual de alguna manera nos sirve para *calibrar* nuestro método) y, a diferencia de aquellos métodos más sofisticados que requieren un conocimiento mucho más detallado de las propiedades físicas del núcleo cometario (como por ejemplo la orientación del eje de rotación, la cual se conoce para muy pocos cometas, o la inercia térmica, que aún no ha sido determinada en ningún cometa), nuestro modelo solamente requiere para su aplicación de dos cantidades observables relativamente fáciles de obtener: una buena curva de luz y una buena determinación

del efecto no-gravitacional. Nuestro método puede luego aplicarse para determinar la densidad *media* ($\bar{\rho}$) de los cometas periódicos, obtenida como el promedio de las densidades nominales calculadas para los cometas de la muestra. Si bien las densidades cometarias pueden tener una dispersión real, la determinación de su valor medio puede ser de gran importancia en estudios estadísticos así como en los modelos de formación planetaria. A partir de la muestra considerada en este trabajo obtenemos que la densidad media de los cometas periódicos sería $\bar{\rho} \sim 0.4 \text{ g cm}^{-3}$. Dado que el error estadístico en el promedio varía con el inverso del número de objetos (N) de la muestra ($E_{\bar{\rho}} = \frac{\sigma}{\sqrt{N}}$), en la medida que vayamos incrementando el número de cometas dicho error se irá reduciendo cada vez más.

Para la aplicación del método es fundamental la relación empírica entre magnitudes visuales y tasas de producción gaseosa. Dicha relación nos permite medir la actividad cometaria a partir de la gran base de datos de magnitudes visuales (en este trabajo utilizamos la compilación realizada para el *ICQ* por D. Green, la cual constituye la base de datos fotométricos de cometas más importante disponible actualmente). El gran volumen de dicha base de datos y su fácil acceso se contraponen a las dificultades que enfrenta la determinación de las emisiones de las moléculas gaseosas, tanto del H_2O como del radical OH , que hacen que sean muy limitados los datos observacionales de la producción gaseosa en cometas. Dicha relación empírica, si bien aún no está físicamente bien entendida, ha sido estudiada y confirmada por varios autores (Bockelée-Morvan 1981, Festou 1986, Sekanina 1989, Roettger *et al.* 1990, Jorda *et al.* 1992, Jorda 1995, de Almeida *et al.* 1997, Biver 2001). En particular, para este trabajo utilizamos la calibración realizada por Jorda (1995) pues encontramos que en general daba el mejor ajuste a los datos observacionales de la tasa de producción gaseosa de agua para los cometas estudiados.

Realizamos una primera aproximación al problema de encontrar un fundamento físico para la correlación lineal entre el logaritmo de la tasa de producción gaseosa y la magnitud visual heliocéntrica. Para ello nos basamos en la ecuación del balance térmico y en un modelo físico simple para los núcleos cometarios. Encontramos que la pendiente (a) de dicha correlación sería inversamente proporcional al índice fotométrico de actividad (n), mientras la ordenada en el origen (b) dependería también de n , así como del radio nuclear (R_N) y de la magnitud absoluta (H). Una primera predicción de nuestra aproximación teórica al problema es que el valor de la pendiente debe estar restringido al intervalo $-0.4 \leq a < 0$, lo cual concuerda con los valores empíricos de a encontrados por los autores citados anteriormente (en particular el valor $a = -0.4$ corresponde al índice fotométrico $n = 2$, correspondiente a un cuerpo sólido inactivo).

Confirmamos en este trabajo que en general la contribución de la componente radial de la fuerza no-gravitacional al efecto no-gravitacional ΔP no es despreciable, llegando incluso a ser la dominante en algunos casos, tal como lo comprobamos para el $\sim 50\%$ de los cometas de la muestra (los cometas Halley, Encke, d'Arrest, Tempel 2 y Churyumov-Gerasimenko), y tal como ya fuera señalado por Festou *et al.* (1990) y Rickman *et al.* (1991b). Sin embargo no encontramos una correlación entre una componente radial dominante y la asimetría respecto al perihelio de la curva de luz (la cual se correlaciona con la

curva de producción gaseosa, de acuerdo a una de nuestras hipótesis fundamentales en este trabajo), como han encontrado dichos autores. Esta discrepancia es particularmente notoria en el caso del cometa Kopff, el cual muestra una fuerte asimetría en su curva de luz (lo cual se traduce en una contribución significativa de la componente radial al efecto no-gravitacional), pero sin embargo la componente transversa es claramente la dominante para este cometa. Otro caso análogo lo constituye el cometa Wild 2: presenta una fuerte asimetría respecto al perihelio, y por lo tanto una contribución significativa de la componente radial al efecto no-gravitacional, pero la contribución de la componente transversa a dicho efecto resulta superior (por un factor $\sim 2 - 2.5$, al igual que en el cometa Kopff). El cometa Borrelly también presenta una clara asimetría, al mismo tiempo que un dominio de la componente transversa (aunque en este caso dicho dominio es menos pronunciado que en los dos cometas anteriores). Cabe recordar sin embargo que el cometa Borrelly presentaba por lejos la mayor incertidumbre en la masa derivada de los parámetros del modelo, por lo cual tenemos más reservas sobre la significancia de la asimetría encontrada en este caso.

Tal vez la razón de tal discrepancia con Festou *et al.* (1990) y con Rickman *et al.* (1991b) radique en la interpretación que hacen dichos autores del parámetro que define la asimetría de la curva de luz respecto al perihelio. En este trabajo encontramos que el dominio de la componente transversa en el efecto no-gravitacional, cuando la curva de luz es claramente asimétrica, puede relacionarse con un gran desplazamiento del instante del máximo de la curva de luz respecto al perihelio (del orden de unos 20 a 25 días antes del pasaje por el perihelio), junto a niveles similares o no demasiado diferentes de actividad antes y después del máximo. Además de los cometas Kopff y Wild 2, también mostraron una mayor contribución de la componente transversa al efecto no-gravitacional los cometas Tempel 1 y Wirtanen, aunque en estos casos era de esperar pues sus respectivas curvas de luz resultaron poco asimétricas.

Observamos una tendencia general de la asimetría respecto al perihelio y del efecto no-gravitacional a tener el mismo signo, aunque no encontramos la correlación aparentemente lineal que encuentran Festou y Rickman entre la asimetría y el efecto no-gravitacional (normalizado a un período orbital estándar). Según dichos autores, tal correlación sería esperable si la componente radial fuera la dominante en el efecto no-gravitacional. Sin embargo no pudimos apreciar tal comportamiento en aquellos cometas donde encontramos una componente radial dominante, aunque tampoco podemos descartarlo dado el bajo número absoluto de dicha muestra (solamente cinco cometas). En cambio encontramos una correlación lineal entre la asimetría y el instante correspondiente al máximo de la curva de luz, lo cual por otro lado era de esperar si la definición de dicho parámetro de asimetría era correcta, y si la incertidumbre introducida por la indeterminación en el instante del máximo, así como de la curva de luz en su conjunto, no eran demasiado grandes como para afectar significativamente a los resultados.

Destacamos la importancia de una buena determinación de la curva de luz para la aplicabilidad de este método, dado que las masas cometarias han demostrado ser más sensibles a la elección de los parámetros que definen dicha curva, que a los demás parámetros del modelo cuando los variamos dentro de

un cierto rango de valores. Dados los efectos sistemáticos en la determinación de las magnitudes cometarias, que en general llevan a subestimar dichas magnitudes, optamos por construir la curva de luz de cada cometa mediante un ajuste polinómico a la envolvente de las magnitudes visuales observadas (corregidas por distancia geocéntrica) en función del tiempo. En la medida que podamos mejorar el ajuste, ampliando la cobertura orbital y aumentando en cantidad y en calidad las observaciones fotométricas, la incertidumbre en la masa estimada para un cometa dado por este método podrá ir reduciéndose significativamente.

El modelo implementado en el presente trabajo permite estimar la masa de los cometas periódicos haciendo uso de la gran base de datos fotométricos y astrométricos compilada por el *ICQ* y el *MPC* de la *UAI*, a la cual podríamos incorporar observaciones propias, con lo cual preveemos ir ampliando el tamaño de la muestra y de esa forma ir reduciendo la incertidumbre en la densidad media estimada para los cometas periódicos. Así esperamos contribuir a las teorías de formación del Sistema Solar, imponiendo restricciones a parámetros relevantes que mejorarían la precisión alcanzada actualmente por los modelos numéricos de formación de planetesimales y de acreción planetaria.

Bibliografía

- A'Hearn M.F. (y 32 colegas). 2005. Deep Impact: Excavating Comet Tempel 1. *Science* 258, 258-264.
- Anderson J.D. (y 11 colegas) 2005. Amalthea's Density is Less Than That of the Water. *Science* 308, 5726, 1291-1293.
- Asphaug E. y Benz W. 1996. Size, density, and structure of Comet Shoemaker-Levy 9 inferred from the physics of tidal breakup. *Icarus* 121, 225-248.
- Belton M.J.S., Thomas P.C., Carcich B., Crockett C.J., y *The Deep Impact Science Team*. 2006. The spin state of 9P/Tempel 1. *Lunar Planet. Sci.* XXXVII, 1487.
- Benítez F. y Gallardo T. 2007. The Relativistic Factor in the Orbital Dynamics of Point Masses. Enviado a *Planetary and Space Science*.
- Biver N. 2001. Correlation Between Visual Magnitudes and the Outgassing Rate of CO in Comets Beyond 3 AU. *Int. Comet Quat.* 83, 85-93.
- Bobrovnikoff N.T. 1941. Investigations of the brightness of comets. *Contrib. Perkins Obs.* Nos. 15 y 16.
- Bockelée-Morvan D., Crovisier J., Gérard E. y Kazès I. 1981. Observations of the OH radical in comets at 18 cm wavelength. *Icarus* 47, 464-469.
- Brownlee, D.E. (y once colegas). 2004. Surface of young Jupiter family comet 81P/Wild 2: View from the Stardust spacecraft. *Science* 304, 1764-1769.
- Chambers J.E. 1997. Why Halley-types resonate but long-period comets don't: A dynamical distinction between short- and long-period comets. *Icarus* 125, 32-38.
- Chambers J.E. 1999. A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 304, 793-799.
- Crovisier J. 2005. The Long-Term Evolution of Cometary Outgassing from the Observations of Amateur and Professional Astronomers. *Int. Comet Quat.* 27, 3-7.
- Crovisier J., Colom P., Gérard E., Bockelée-Morvan D. y Bourgois G. 2002 (a). Observations at Nançay of the OH 18-cm lines in comets: The data base. Observations made from 1982 to 1999. *Astron. Astrophys.* 393, 1053-1064.
- Crovisier J., Colom P., Gérard E., *et al.* 2002 (b). Observations at Nançay of the OH 18-cm lines in comets with the recently upgraded Nançay radio telescope. En *Asteroids Comets Meteors (ACM) 2002* ESA SP-500, 685-688.
- Davidsson B.J.R. 2001. Tidal splitting and rotational breakup of solid biaxial ellipsoids. *Icarus* 149, 375-383.
- Davidsson B.J.R. y Gutiérrez P.J. 2004. Estimating the nucleus density of Comet 19P/Borrelly. *Icarus* 168, 392-408.

- Davidsson B.J.R y Gutiérrez P.J. 2005. Nucleus properties of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko estimated from non-gravitational force modeling. *Icarus* 176, 453-477.
- Davidsson B.J.R y Gutiérrez P.J. 2006. Non-gravitational Force Modeling of Comet 81P/Wild2. I. A Nucleus Bulk Density Estimate. *Icarus* 180, 244-242.
- Davidsson B.J.R, Gutiérrez P.J. y Rickman H. 2007. Nucleus properties of Comet 9P/Tempel 1 estimated from non-gravitational force modeling. *Icarus* 187, 306-320.
- de Almeida, A.A., Singh P.D. y Huebner W.F. 1997. Water release rates, active areas, and minimum nuclear radius derived from visual magnitudes of comets an application to comet 46P/Wirtanen. *Planet. Space Sci.* 45, 681-692.
- De Pater I y Lissauer J.J. 2001. *Planetary Sciences*. Cambridge University Press.
- Delsemme A.H. 1977. The pristine nature of comets. *Comets, Asteroids, Meteorites* (A.H. Delsemme ed.), pp 3.12, Univ. of Toledo, Ohio.
- Descamps P. (y 7 colegas) 2005. *IAU Symp.* 229 Abstract.
- Donn B. 1963. The origin and structure of icy cometary nuclei. *Icarus* 2, 306-42.
- Donn B. 1990. The formation and structure of fluffy cometary nuclei from random accumulation of grains. *Astron. Astrophys.* 235, 441-446.
- Dunham D.W. (y 49 colegas) 1990. The size and shape of (2) Pallas from the 1983 occultation. *Astron. J.* 99, 5, 1636-1662.
- Fernández J.A. 1980. On the existence of a comet belt beyond Neptune. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 192, 481-491.
- Fernández J.A. 2005. COMETS. Nature, Dynamics, Origin, and their Cosmogonical Relevance. Springer.
- Fernández J.A., Gallardo T. y Brunini A. 2002. Are There Many Inactive Jupiter-Family Comets among the Near-Earth Asteroid Population? *Icarus* 159, 358-368.
- Ferrín I. 2005. Secular light curve of Comet 28P/Neujmin 1 and of spacecraft target Comets 1P/Halley, 9P/Tempel 1, 19P/Borrelly, 21P/Giacobinini-Zinner, 26P/Grigg-Skjellerup, 67P/Churyumov-Gerasimenko, and 81P/Wild 2. *Icarus* 178, 493-516.
- Ferrín I. 2007. Secular light curve of Comet 9P/Tempel 1. *Icarus* 187, 326-331.
- Festou M. 1986. The derivation of OH gas production rates from visual magnitudes of comets. En *Asteroids, Comets, Meteors II* (eds. Lagerkvist C-I, Lindblad B.A., Lundstedt H. y Rickman H.), Uppsala Univ., 299-303.
- Festou M.C. 1997. 18 years of systematic UV studies of comets with IUE. En *Ultraviolet Astrophysics, Beyond the IUE Final Archive*, ESA SP-413, 45-51.
- Festou M., Rickman H. y Kamél L. 1990. Using comet-light curve asymmetries to predict comet returns. *Nature* 345, 235-238.
- Goffin E. 2001. New determination of the mass of Pallas. *Astron. Astrophys.* 365, 627-630.
- Green D. 1996. *ICQ* 18, 186.
- Grundy W.M. (y 8 colegas) 2007. The orbit, mass, size, albedo, and density of (65489) Ceto-Phorcys: A tidally-evolved binary Centaur. *Icarus*, en prensa.
- Gutiérrez P.J., de León J., Jorda L., Licandro J., Lara L.M. y Lamy P. 2003. New spin period determination for comet 6P/d'Arrest. *Astron. Astrophys.*

- 407, L37-L40.
- Harmon J.K y Nolan M.C. 2005. Radar observations of Comet 2P/Encke during the 2003 apparition. *Icarus* 176, 175-183.
- Howington-Kraus E., Kirk R.L., Duxbury T.C., Hörz F., Brownlee D.E., Newburn R.L., Tsou P. y *The Stardust Team*. 2005. Topography of the 81P/Wild 2 nucleus from Stardust stereoisimages. *Asia-Oceania Geosciences Society 2nd Annual Meeting, Singapore*, Poster presentation, 58-PS-A0956.
- Ip W.-H y Fernández J.A. 1997. On dynamical scattering of Kuiper belt objects in 2:3 resonance with Neptune into short-period orbits. *Astron. Astrophys.* 324, 778-784.
- Jewitt D. y Luu J. 1989. A CCD portrait of Comet P/Tempel 2. *Astron. J.* 97, 1766-1790.
- Jewitt D., Sheppard S. y Fernández Y. 2003. 143P/Kowal-Mrkos and the shapes of cometary nuclei. *Astron. J.* 125, pp. 3366-3377.
- Jorda L. 1995. Atmosphères cométaires: interprétation des observations dans le visible et comparaison avec les observations radio. PhD Dissertation. Université Paris VII.
- Jorda L., Crovisier J. y Green D.W.E. 1992. The correlation between water production rates and visual magnitudes in comets. En *Asteroids Comets Meteors (ACM) 1991* 285-288.
- Jorda L. y Rickman H. 1995. Comet P/Wirtanen, summary of observational data. *Planet. Space Scie.* 43, 575-579.
- Kamél L. 1991a. The Comet Light Curve Catalogue/Atlas Part. I. PhD Thesis, Uppsala University.
- Kamél L. 1991b. The Evolution of P/Encke's Light Curve: No Secular Fading, a Vanishing Perihelion Asymmetry. *Icarus*, 93, 226-245.
- Keller H.U. (y veinte colegas). 1987. Comet P/Halley's nucleus and its activity. *Astron. Astrophys.* 187, 807-823.
- Kovačević A. y Kuzmanoski M. 2007. A new determination of the mass of (1) Ceres. *Earth, Moons and Planets* 100, 117-123.
- Kresák L., y Kresáková M. 1989. The absolute magnitudes of periodic comets. *Bull. Astron. Inst. Czech.* 40, 269-284.
- Lamy P.L., Toth I. y Weaver H.A. 1998. Hubble Space Telescope observations of the nucleus and inner coma of comet 19P/1904 Y2 (Borrelly). *Astron. Astrophys.* 337, 945-954.
- Lamy P.L., Toth I., Weaver H.A., Jorda L. y Kaasalainen M. 2003. The nucleus of Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko, the new target of the Rosetta mission. *Bull. Am. Astron. Soc.* 35, 4, 970.
- Lamy P.L., Toth I., Weaver H.A., Jorda L., Kaasalainen M. y Gutiérrez P.J. 2006. Hubble Space Telescope observations of the nucleus and inner coma of comet 67P/Churyumov-Gerasimenko. *Astron. Astrophys.* 458, 669-678.
- Lowry S.C. y Weissman P.R. 2003. *Icarus* 164, 492.
- Lowry S.C. y Weissman P.R. 2007. Rotation and color properties of the nucleus of comet 2P/Encke. *Icarus*, en prensa.
- Lupishko D.F. 2006. On the bulk density of the M-type asteroid 16 Psyche. *Solar System Research* 40, 3, 214-218.
- Luu J. y Jewitt D. 1990. The nucleus of Comet P/Encke. *Icarus* 86, 69-81.
- Lyttleton R.A. 1951. On the structure of comets and the formation of tails. *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* 111, 268-277.
- Marchis F. (y 7 colegas) 2003. *Icarus* 165, 112.

- Marchis F. (y 3 colegas) 2005a. Discovery of the triple asteroidal system Sylvia. *Nature* 436, 7052, 822-824.
- Marchis F. (y 6 colegas) 2005b. *IAU Symp. 229* Abstract.
- Marchis F. (y 5 colegas) 2005c. Mass and density of the Asteroid 121 Hermione from an analysis of its companion orbit. *Icarus* 178, 2, 450-464.
- Marchis F. (y 17 colegas) 2006. A low density of 0.8 g cm^{-3} for the Trojan binary asteroid 617 Patroclus. *Nature* 439, 7076, 565-567.
- Marsden B.G., Sekanina Z. y Yeomans D.K. 1973. Comets and nongravitational forces. *Astron. J.* 78, 211-225.
- Marsden B. y Williams G. 2005. Catalogue of Cometary Orbits 2005. Smithsonian Astrophysical Observatory.
- Merline W.J., Weidenschilling S.J., Durda D.D., Margot J.L., Pravec P. y Storrs A.D. 2002. En *Bottke W.F., Cellino A. Paolicchi P., Binzel R.P., eds, Asteroids III*, University of Arizona Press, p. 289.
- Michalak G. 2001. Determination of asteroid masses II. (6) Hebe, (10) Hygiea, (15) Eunomia, (52) Europa, (88) Thisbe, (444) Gyptis, (511) Davida and (704) Interamnia. *Astron. Astrophys.* 374, 703-711.
- Morris C.S. 1973. On aperture corrections for comet magnitudes estimates. *Astron. Soc. Pacific.* 85, 470-473.
- Morris C.S. y Hanner M. S. 1993. The infrared light curve of periodic comet Halley 1986 III and its relationship to the visual light curve, C_2 , and water production rates. *Astron. J.* 105, 4, 1537-1546.
- Pravec P. y Harris A.W. 2000. Fast and slow rotations of asteroids. *Icarus* 148, 12-20.
- Pravec P., Harris A.W. y Michalowski T. 2002. En *Bottke W.F., Cellino A. Paolicchi P., Binzel R.P., eds, Asteroids III*. University of Arizona Press, pp. 113-122
- Rabinowitz D.L. (y 6 colegas) 2006. Photometric observations constraining the size, shape, and albedo of 2003 EL61, a rapidly rotating, pluto-sized object in the kuiper belt. *Astrophys. J.* 639, 1238-1251.
- Richardson J.E. and Melosh H.J. 2006. Modelling the ballistic behavior of solid ejecta from the Deep Impact cratering event. *Lun. Planet. Sci.* XXXVII, 1836.
- Rickman H. 1986. Masses and Densities of Comets Halley and Kopff. In *The Comet Nucleus Sample Return Mission Proc. Workshop, Canterbury, UK*. ESA SP-249, 195-205.
- Rickman H. 1989. The nucleus of comet Halley: Surface structure, mean density, gas and dust production. *Adv. Space Res.* 9, 59-71.
- Rickman H., Festou M.C., Tancredi G. y Kamél L. 1991 (a). Twentieth century light curves and the nucleus of comet P/Tempel 2. *Asteroids, Comets, Meteors 1991*, 509-512.
- Rickman H., Froeschlé C., Kamél L. y Festou M. C. 1991 (b). Nongravitational effects and the aging of periodic comets. *Astron. J.* 102(4), 1446-1463.
- Rickman H., Kamél L., Festou M. y Froeschlé C. 1987. Estimates of Masses, Volumes, and Densities of short-period comet nuclei. In *Symposium on the Diversity and Similarity of Comets Proc, Brussels*. ESA-SP 278, 471-481.
- Roettger E.E., Feldman P.D., A'Hearn M.F. y Festou M.C. 1990. Comparison of water production rates and visual magnitudes for some recent comets. *Icarus* 86, 100-114.
- Sagdeev R.Z., El'yasberg P.E. y Moroz V.I. 1987. Estimate of the mass and density of the nucleus of comet Halley. *Sov. Astron. Lett.* 13(4), 259-262.

- Sekanina Z. 1989. Nuclei of two earth-grazing comets of fan-shaped appearance. *Astron. J.* 98, 2322-2345, 2377-2382.
- Sekanina, Z. 2003. A model for comet 81P/Wild 2. *J. Geophys. Res.* 108(E10), SRD2-1-SRD2-14.
- Sekanina Z., Brownlee D.E., Economou T.E., Tuzzolino A.J. y Green S.F. 2004. Modeling the nucleus and jets of Comet 81P/Wild 2 based on the Stardust encounter data. *Science* 304, 1769-1774.
- Shepard M.K. (y 12 colegas) 2006. Radar and infrared observations of binary near-Earth Asteroid 2002 CE₂₆. *Icarus* 184, 1, 198-210.
- Shinsuke A. (y 15 colegas) 2006. Mass and local topography measurements of Itokawa by Hayabusa. *Science* 312, 5778, 1344-1347.
- Snodgrass C., Lowry S.C. y Fitzsimmons A. 2006. Photometry of cometary nuclei: Rotation rates, colours and a comparison with Kuiper Belt Objects. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*
- Soderblom L.A. (y 21 colegas). 2002. Observations of comet 19P/Borrelly by the miniature integrated camera and spectrometer aboard Deep Space 1. *Science* 296,1087-1091.
- Solem J.C. 1995. Cometary breakup calculations based on a gravitationally-bound agglomeration model: the density and size of Shoemaker-Levy 9. *Astron. Astrophys.* 302, 596-608.
- Stansberry J.A. (y 6 colegas) 2006. The albedo, size, and density of binary kuiper belt object (47171) 1999 TC₃₆. *Astrophys. J.* 643, 556-566.
- Szutowicz S. y Rickman H. 2006. Orbital linkages of Comet 6P/d'Arrest based on its asymmetric light curve. *Icarus* 185, 223-243.
- Tancredi G., Fernández J.A., Rickman H. y Licandro, J. 2006. Nuclear magnitudes and size distribution of Jupiter family comets. *Icarus* 182, 525-549.
- Thomas P.C. (y 6 colegas) 2005. Differentiation of the asteroid Ceres as revealed by its shape. *Nature* 437, 224-226.
- Tholen D.J. y Buie M.W. 1997. En S.A. Stern y D.J. Tholen (eds.), *Pluto and Charon*, University of Arizona Press, p. 193.
- Veverka (y 16 colegas) 1997. NEAR's Flyby of 253 Mathilde: Images of a C Asteroid. *Science* 278, 5346, 2109-2104.
- Viateau B. y Rapaport M. 2001. Mass and density of asteroids (4) Vesta and (11) Parthenope. *Astron. Astrophys.* 370, 602-609.
- Wallis M.K. y Macpherson A.K. 1981. On the outgassing and jet thrust of snowball comets. *Astron. Astrophys.* 98, 45-49.
- Weaver H.A. (y veinte colegas). 2001. HST and VLT investigations of the fragments of Comet C/1999 S4 (LINEAR). *Science* 292, 1329-1334.
- Weidenschilling S.J. 1980. Dust to planetesimals: settling and coagulation in the solar nebula. *Icarus* 44, 172-189.
- Weidenschilling S.J. 1995. Can gravitational instability form planetesimals?. *Icarus* 116, 433-435.
- Weidenschilling S.J. 1997. The origin of comets in the solar nebula: A unified model. *Icarus* 127, 290-396.
- Whipple F.L. 1950. A comet model. I. The acceleration of comet Encke. *Astrophys. J.* 111, 375-394.
- Weissman P.R. 1986. Are cometary nuclei primordial rubble piles? *Nature* 320, 242-244.
- Yeomans D.K. (y 15 colegas) 2000. Radio science results during the NEAR-

- Shoemaker spacecraft rendezvous with Eros. *Science* 289, 5487, 2085-2088.
- Yeomans D.K. y Chodas P.W. 1989. An asymmetric outgassing model for cometary nongravitational accelerations. *Astron. J.* 98, 1083-1093.
- Yeomans D.K. (y quince colegas). 2000. Radio science results during NEAR-Shoemaker spacecraft rendezvous with Eros. *Science* 289, 2085-2088.