



UNIVERSIDAD DE SEVILLA

**ANÁLISIS Y CARACTERIZACIÓN DE METEOROIDES
MEDIANTE EL ESTUDIO DE SUS IMPACTOS
EN EL SISTEMA TIERRA-LUNA**

TESIS DOCTORAL PRESENTADA POR
JOSÉ MARÍA MADIEDO GIL

SEVILLA, 2015

**ANÁLISIS Y CARACTERIZACIÓN DE METEOROIDES MEDIANTE EL
ESTUDIO DE SUS IMPACTOS EN EL SISTEMA TIERRA-LUNA**

Directores de la tesis:

Dr. D José Luís Ortiz Moreno.

Investigador Científico del Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC) adscrito al Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA).

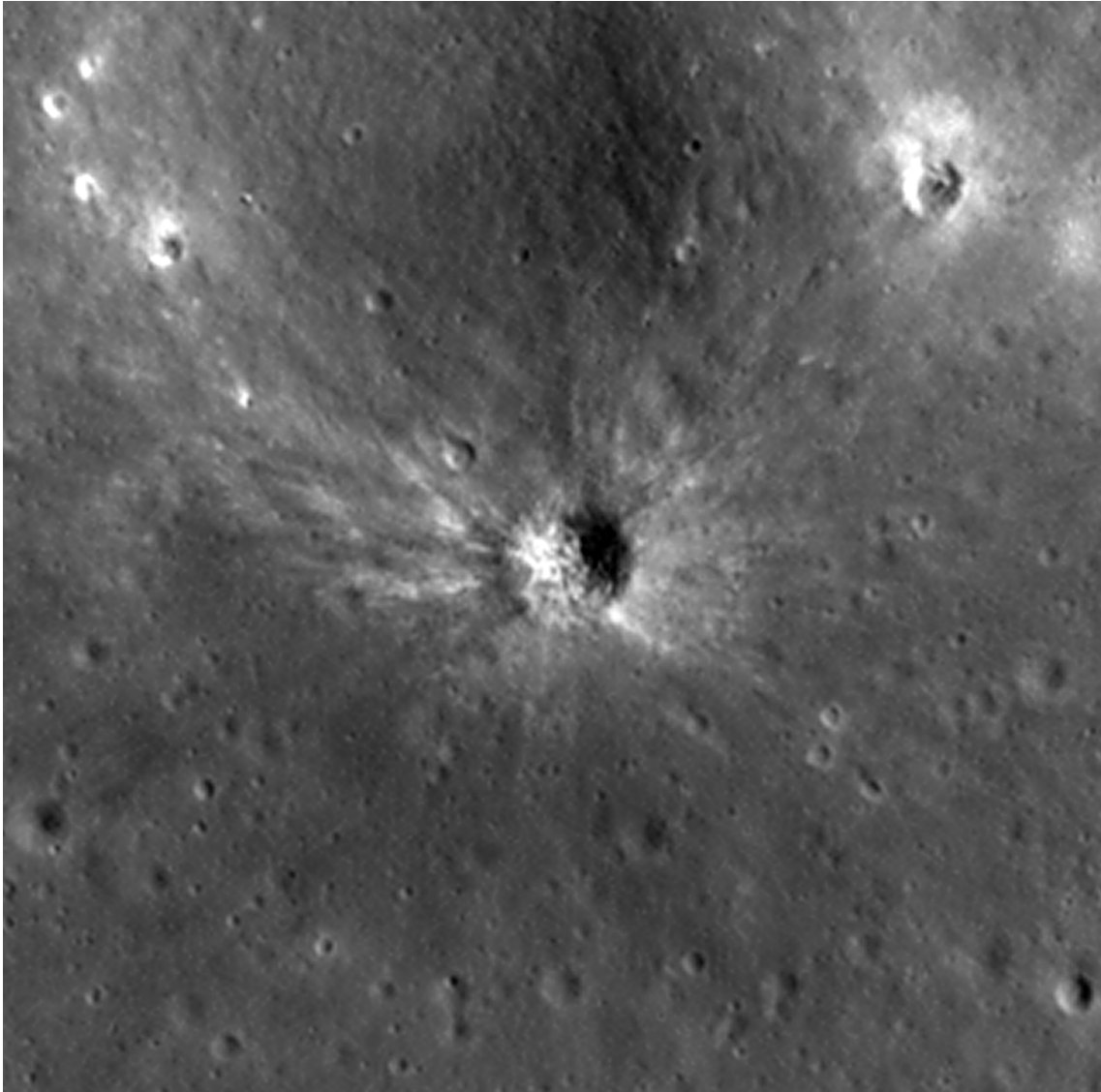
Dr. D. Jesús Cabrera Caño

Profesor Titular del área de Astronomía y Astrofísica del Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad de Sevilla.

Memoria presentada para optar al grado de Doctor en Física.

Sevilla, noviembre de 2015

Fdo.: José María Madieto Gil



"Ad astra per aspera (A las estrellas a través de las dificultades)"

-Séneca

Agradecimientos

Quiero dar las gracias en primer lugar a los directores de este trabajo, el Dr. José Luis Ortiz Moreno y el Dr. Jesús Cabrera Caño, quienes han hecho posible la realización de esta tesis doctoral. También al Dr. Manuel Lozano Leyva por su labor como tutor.

Buena parte del equipamiento necesario para llevar a cabo la detección de destellos de impactos en la Luna fueron aportados por el Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA-CSIC), haciendo así posible la instalación del observatorio de Sevilla. Para el montaje de este observatorio pude contar con la gran y desinteresada ayuda de mi amigo Salvador Salvador Fernández. También quiero mostrar mi agradecimiento a todas aquellas instituciones y observatorios astronómicos con los que he podido contar a la hora de ubicar parte de los equipos necesarios para el registro de datos. Así, la estación de detección de meteoros del Observatorio de Sierra Nevada debe su existencia al apoyo de los Doctores José Luis Ortiz Moreno y Alberto Castro-Tirado, del Instituto de Astrofísica de Andalucía. Este último investigador, además, facilitó también en su día la instalación de dos estaciones más en el Observatorio de El Arenosillo, gestionado por el INTA, y en el Observatorio de La Pedriza, gestionado por el Ayuntamiento de Alcalá La Real. La estación de Calar Alto, implantada con el apoyo del Centro Astronómico Hispano-Alemán (CAHA) y del IAA, permitió mejorar muy significativamente la cobertura de la actividad meteórica en la zona sureste de la Península Ibérica, al igual que la estación ubicada en el Observatorio de La Sagra, que debe su existencia, de nuevo, al Dr. José Luis Ortiz. Y especialmente importante para mi han sido la ayuda y la colaboración prestadas por la Fundación AstroHita. A esta institución, y en particular a Faustino Organero, Leonor Ana Hernández y Fernando Fonseca, deben su existencia tanto la estación de meteoros como el sistema de detección de destellos de impactos en la Luna del Complejo Astronómico de La Hita, que está basado en un telescopio aportado por el IAA. También quiero mencionar aquí a mi amigo Francisco Moreno Franco, por orientarme y animarme a hacer esta tesis.

Índice

1. Introducción	1
1.1. Objetivos del trabajo.....	3
2. Fundamentos teóricos	4
2.1. Cráteres de impacto.....	4
2.1.1. Morfología	5
2.1.1.1. Cráteres simples.....	6
2.1.1.2. Cráteres complejos.....	7
2.1.1.3. Cuencas multianulares.....	7
2.1.2. Tamaño del cráter.....	9
2.2. Impactos de meteoroides contra la superficie de la Luna.....	10
2.2.1. Energía del impacto	11
2.2.2. Determinación de la geometría de impacto.....	12
2.3. Interacción de los meteoroides con la atmósfera terrestre.....	15
2.3.1. Determinación de la trayectoria atmosférica y el radiante.....	17
2.3.2. Determinación de la órbita del meteoroides.....	22
2.3.3. Determinación del enjambre: asociación orbital.....	26
3. Dispositivo experimental	29
3.1. Sistema para la detección de destellos de impactos en la Luna	29
3.2. Sistemas para el análisis de meteoros en la atmósfera terrestre	37
4. Desarrollo de software	40
4.1. Software para la detección y el análisis de destellos de impactos de meteoroides en la luna	40
4.1.1. Pre-procesado de vídeo.....	41
4.1.2. Definición de máscaras	45
4.1.3. Calibración del disco lunar	46
4.1.4. Identificación de candidatos a destellos de impacto	48

4.1.5. Base de datos de candidatos a destellos de impacto	50
4.1.6. Fotometría.....	51
4.1.7. Validación del software MIDAS: simulador de destellos de impacto	52
4.2. Software para la detección y el análisis de meteoros en la atmósfera terrestre.	53
4.2.1. Software para el control automático de las estaciones de detección de meteoros	53
4.2.2. Software para el análisis de bólidos y meteoros	55
4.2.2.1. Astrometría.....	55
4.2.2.2. Cálculo de trayectoria atmosférica y parámetros orbitales.....	57
4.2.2.3. Análisis fotométrico.....	58
4.2.2.4. Validación del software AMALTHEA	59

5. Resultados y discusión.....60

5.1. Relación duración-magnitud.....	63
5.2. Determinación del origen de los meteoroides.....	65
5.2.1. Comportamiento del parámetro de probabilidad.....	75
5.2.2. Limitaciones para llevar a cabo la asociación de destellos de impacto a enjambres de meteoroides.....	78
5.2.3. Enjambres meteóricos asociados a los destellos identificados.....	88
5.2.3.1. Destellos de impacto producidos por Gemínidas.....	92
5.2.3.2. Destello de impacto asociado a las α -Capricornidas	98
5.2.3.3. Destellos de impacto producidos por Perseidas.....	100
5.2.3.4. Destellos de impacto producidos por Líridas.....	104
5.2.3.5. Destellos de impacto producidos por Táuridas.....	107
5.2.3.6. Destellos de impacto de origen esporádico.....	108
5.2.3.6.1. Destellos producidos durante el periodo de actividad de lluvias mayores de meteoros.....	109
5.2.3.6.2. Destellos producidos durante el periodo de actividad de lluvias menores de meteoros.....	116

5.3. Cálculo de la eficiencia lumínica.....	119
5.3.1. Eficiencia lumínica de las Gemínidas.....	120
5.3.2. Eficiencia lumínica de las α -Capricórnidas.....	124
5.3.3. Eficiencia lumínica de las Perseidas.....	124
5.3.4. Eficiencia lumínica de las Líridas.....	127
5.3.5. Eficiencia lumínica de las Táuridas.....	128
5.3.6. Comparación de las eficiencias obtenidas.....	129
5.4. Masa del proyectil.....	131
5.5. Tamaño del cráter.....	133
5.6. El impacto del 11 de septiembre de 2013.....	134
5.7. Implicaciones para la frecuencia de impactos contra la Tierra.....	139
6. Conclusiones	142
Bibliografía	146
Publicaciones y contribuciones a congresos relacionadas con esta tesis doctoral.....	154
Anexo I. Imágenes de los destellos de impacto analizados en el marco de esta tesis.....	156

1. Introducción

Los meteoroides se definen como objetos sólidos que se mueven en el espacio interplanetario con un tamaño inferior a 10 m y superior a 100 μm (Beech y Steel 1995). Estas partículas proceden de la fragmentación y la degradación de distintos cuerpos celestes, en su mayor parte cometas y asteroides, aunque algunos de los meteoritos recuperados y analizados en nuestro planeta han puesto de manifiesto que parte de éstos proceden también de Marte y de la Luna (Rubin y Grossman 2010). Estimaciones independientes han permitido establecer que cada año llegan a la Tierra entre 40.000 y 80.000 toneladas de materia interplanetaria (Williams y Murad 2002).

La mayoría de los meteoroides, una vez desprendidos de sus cuerpos progenitores, inician su movimiento en el Sistema Solar en órbitas muy similares a las de los objetos de los que proceden. Posteriormente estas órbitas se van modificando paulatinamente debido a la influencia gravitatoria de los planetas (sobre todo de Júpiter) y a fuerzas derivadas de la radiación que incide sobre estas partículas (Burns et al. 1979). Las partículas que pertenecen a corrientes de meteoroides mantienen órbitas similares, y por lo general se desprendieron de sus progenitores hace menos de varios miles de años. Por el contrario, los meteoroides de tipo esporádico se separaron de sus objetos progenitores hace decenas de miles de años, e incluso más, por lo que su órbita se ha modificado muy significativamente respecto de la del cuerpo en el que se originaron (Jenniskens 2006).

Tanto la Tierra como la Luna interceptan la trayectoria de meteoroides constantemente, si bien los procesos que tienen lugar cuando estas partículas colisionan con uno u otro objeto celeste son totalmente diferentes. Así, en el caso de nuestro planeta la atmósfera no permite que la mayoría de los meteoroides lleguen a la superficie terrestre. Los meteoroides que proceden de objetos de nuestro Sistema Solar impactan contra la atmósfera a velocidades comprendidas entre los 11.2 y los 72.8 km/s (Jenniskens 2006), por lo que las partículas sufren un brusco choque con las moléculas de la estratosfera y se produce el fenómeno denominado ablación. En éste, en pocas décimas de segundo la superficie del meteoroides se calienta por encima de los 2000 $^{\circ}\text{C}$ y la partícula pierde masa en forma de fragmentos sólidos y materia fluida caliente. Una parte de la energía

cinética del meteoroides se transforma entonces en luz y calor, produciendo el fenómeno luminoso conocido como meteorito. Cuando estos meteoritos superan el brillo del planeta Venus (magnitud estelar -4), reciben el nombre de bólidos o bolas de fuego. Es precisamente el análisis de su interacción con las moléculas del aire el que nos ha permitido reunir la mayor parte de la información que se conoce sobre estas partículas. En ese sentido la atmósfera puede considerarse como un gran sensor que nos proporciona datos sobre el flujo y las propiedades de los meteoroides que impactan contra ella. Así, por ejemplo, el flujo de meteoroides con diámetros comprendidos entre 0.1 y 1 m ha sido estimado por diversos investigadores utilizando estaciones de detección de meteoritos basadas en dispositivos fotográficos o CCD (véase, por ejemplo, Ceplecha 1988, Halliday et al. 1996, Madieto et al. 2014a). En el intervalo de diámetros que va de 1 a 10 m este flujo se ha podido obtener mediante la combinación de observaciones realizadas por satélites militares y detectores de infrasonidos (Brown et al. 2002).

Más recientemente se han desarrollado técnicas que permiten obtener información sobre el entorno meteórico del sistema Tierra-Luna basadas en el análisis de los destellos de impacto producidos cuando estos meteoroides chocan contra la superficie lunar (Ortiz et al. 1999, 2006). Al carecer la Luna de atmósfera, los meteoroides impactan a alta velocidad directamente contra su superficie, por lo que estas partículas se destruyen completamente durante estas colisiones dando lugar a breves destellos que pueden ser registrados desde la Tierra mediante telescopios. De esta forma, acoplado dispositivos CCD a estos telescopios, se han conseguido detectar destellos originados por meteoroides de tipo esporádico, así como eventos producidos durante el período de actividad de diferentes lluvias de meteoritos (Dunham et al. 1999; Ortiz et al. 2000, 2005; Yanagisawa y Kisaichi 2002; Cudnik et al. 2002; Yanagisawa et al. 2006; Cooke et al. 2006; Suggs et al. 2014). No obstante, los resultados obtenidos dependen en gran medida del valor de un parámetro que aún no se conoce con suficiente precisión y que se denomina eficiencia lumínica. Esta eficiencia, que según algunos estudios sería diferente para cada corriente de meteoroides (Swift et al. 2011), representa la fracción de energía cinética del proyectil que se convierte en luz durante el impacto. Pero, además, tampoco existe una técnica que permita cuantificar la asociación de los destellos de impacto detectados con una corriente de meteoroides determinada. Y esto

constituye una fuente importante de incertidumbre a la hora de determinar tanto esta eficiencia lumínica como otros parámetros relacionados con modelos de impacto.

1.1. Objetivos del trabajo

Este trabajo tiene como objetivo detectar, estudiar y analizar impactos de meteoroides contra la Luna, con el fin de obtener información sobre diferentes parámetros que juegan un papel fundamental en los modelos de impactos y determinar distintas propiedades de los meteoroides que intervienen en estas colisiones.

Así, en el marco de esta tesis doctoral se inició un proyecto denominado MIDAS (acrónimo de *Moon Impacts Detection and Analysis System*). El propósito de MIDAS es registrar y estudiar los destellos producidos por la colisión de meteoroides contra la superficie lunar mediante pequeños telescopios (con un diámetro igual o inferior a 40 cm) y cámaras CCD de alta sensibilidad en modo vídeo. Se pretende desarrollar un método que permita establecer el origen de los meteoroides que dan lugar a los destellos observados. Para ello se utiliza también una red de estaciones de detección de meteoros que proporcionará información sobre la actividad meteórica en la atmósfera terrestre. Estableciendo y aprovechando las sinergias que ofrecen ambas técnicas de observación, se determinarán parámetros tales como la masa de los meteoroides, su velocidad de impacto contra el suelo lunar, el ángulo de colisión y el tamaño de los cráteres producidos.

Por otra parte, se analiza también la posible dependencia de la eficiencia lumínica asociada a los impactos en la Luna con la velocidad de los proyectiles. Asimismo, se obtiene información sobre el flujo de impactos de objetos contra la Tierra a partir del flujo observado de impactos contra la Luna.

Para poder llevar a cabo esta investigación se desarrollan diversas herramientas software. El objeto de éstas es la automatización de algunos de los sistemas utilizados, la identificación de destellos de impacto y el análisis de los datos obtenidos.

2. Fundamentos teóricos

En este trabajo se utilizan definiciones y técnicas más o menos estándares y algunas otras nuevas. En este capítulo se describen de forma somera algunos de estos conceptos y algunas técnicas, sin pretender ser un exhaustivo trabajo recopilatorio sino tan solo como guía para una mejor comprensión de los capítulos posteriores. Un exhaustivo trabajo recopilatorio sobre física de impactos y física de meteoros requeriría un enorme espacio así como un enorme esfuerzo, y todo esto se saldría de los objetivos principales de esta tesis. A su vez, en la actualidad existen grandes y buenos textos monográficos sobre física de impactos y sobre meteoros (véase, por ejemplo, Öpik 1958, Bronhsten 1981, Melosh 1989, Jenniskens 2006, Osinski y Pierazzo 2013).

2.1. Cráteres de impacto

El proceso de formación de cráteres de impacto afecta a todos los objetos planetarios que poseen una superficie sólida (véase, por ejemplo, Melosh 1989; Osinski y Pierazzo 2013). En el caso de los objetos con atmósfera, ésta tiende a decelerar e incluso a destruir a los proyectiles. De esta forma, la posibilidad de que finalmente se produzca o no un impacto contra el suelo y las condiciones en las que dicho impacto tendría lugar vienen condicionadas por diversos factores. Entre éstos se encuentran la velocidad y geometría de entrada en la atmósfera, la naturaleza y resistencia del proyectil, y su tamaño. En la Tierra, por ejemplo, para que un proyectil cósmico impacte contra el suelo sin apenas decelerarse (a más de 11 km s^{-1}), éste debe tener un diámetro típico mínimo de unos 50 m en caso de ser de tipo rocoso, o de unos 20 m en caso de estar hecho de metal (French 1998). Si, por el contrario, la colisión tiene lugar contra un objeto sin atmósfera, el proyectil impactará directamente contra el suelo. Y en el caso de que se trate de un impacto en régimen de hipervelocidad (es decir, a velocidades superiores a varios kilómetros por segundo), dicho proyectil se destruirá durante la colisión (Melosh 1989).

Se pueden distinguir tres fases durante la formación de un cráter de impacto (Gault et al. 1968): contacto y compresión, excavación, y modificación. La fase de contacto y compresión representa la primera etapa en un evento de impacto, y en ella el proyectil contacta la superficie del blanco. Los resultados obtenidos al modelizar esta fase indican que el proyectil no consigue penetrar en el suelo más de una o dos veces su diámetro (Kieffer y Simonds 1980), superando la presión en el punto de impacto los 100 GPa (Shoemaker 1960). La energía cinética del proyectil se transfiere al blanco en forma de ondas de choque que se producen en la interfase entre la zona comprimida y la zona no comprimida del blanco y se propagan a mayor velocidad que el sonido. Estas ondas se propagan también en el proyectil, y dan lugar a que éste se funda y/o vaporice completamente (Gault et al. 1968, Melosh 1989). En la siguiente fase, la de excavación, es cuando se produce el cráter como consecuencia de complejas interacciones entre la onda de choque que se expande y la superficie del blanco. La onda de choque provoca que el material se mueva produciendo la denominada cavidad transitoria (Dence 1968, Grieve y Cintala 1981). El material situado en la zona superior es eyectado fuera de esta cavidad transitoria (Oberbeck 1975). Finalmente, los efectos que tienen lugar durante la fase de modificación vienen condicionados por el tamaño de la cavidad transitoria y por las propiedades de las rocas que forman el blanco. En la Tierra, por ejemplo, si el diámetro de la cavidad es inferior a los 3-6 km, ésta sólo sufre pequeñas modificaciones resultando del proceso un cráter simple con forma de cuenco. Para tamaños superiores, por el contrario, la cavidad transitoria es inestable y sufre modificaciones como consecuencia de la fuerza gravitatoria, resultando lo que se conoce como cráter complejo (véase, por ejemplo, Melosh e Ivanov 1999). Ambos tipos de cráteres se describen más abajo.

2.1.1. Morfología

La forma final que adquiere un cráter depende de varios factores: el tamaño de la cavidad transitoria, el material del que está constituido el blanco, la aceleración de la gravedad y el tiempo (Melosh 1989). De acuerdo con esta morfología se pueden distinguir tres tipos de cráteres: cráteres simples, cráteres complejos y cuencas multianulares.

2.1.1.1. Cráteres simples

Se caracterizan por tener forma de cuenco (Figura 2.1). Poseen un borde elevado sobre el nivel inicial del terreno y su parte inferior está cubierta de materiales que proceden de las paredes de la cavidad transitoria. Esto último da como resultado que la profundidad aparente del cráter d_A difiera de la profundidad verdadera d_T (Figura 2.2). A la hora de medir su diámetro es necesario distinguir entre el llamado diámetro aparente D_A , que es el que se mide en el plano del terreno antes del impacto, y el denominado diámetro de pico a pico o diámetro final D , que es el que se mide en la parte superior de las laderas del borde del cráter. Este tipo de cráter es común para diámetros inferiores a 15 km en la Luna y entre 3 y 6 km en la Tierra, dependiendo del tipo de roca que forme el sustrato (Melosh 1989). A este grupo pertenecen los cráteres que se analizarán en el marco de este trabajo.



Figura 2.1. El cráter Moltke, con un diámetro de 7 km, es un ejemplo de cráter simple situado en la superficie de la Luna. Crédito: NASA (Apollo 10 photograph AS10-29-4324).

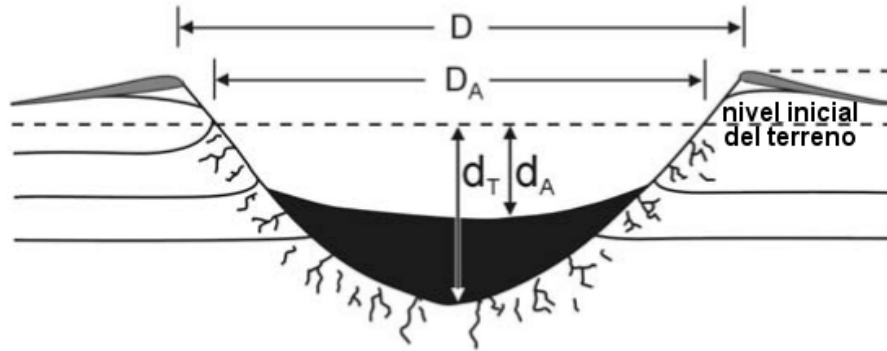


Figura 2.2. Esquema que muestra una sección de un cráter simple. D_A : diámetro aparente; D : diámetro final (de pico a pico); d_T : profundidad verdadera; d_A : profundidad aparente.

2.1.1.2. Cráteres complejos

Estos cráteres poseen picos centrales y paredes con terrazas (Figura 2.3). Los de mayor tamaño pueden presentar fondos planos o anillos interiores en lugar de picos centrales. Se cree que este tipo de cráter se forma por el derrumbamiento de un cráter transitorio cuya forma inicial es de cuenco. El valor del diámetro que marca la transición entre un cráter simple y uno complejo es función de la aceleración de la gravedad g sobre la superficie del objeto en el que se forman estas estructuras. Y esta dependencia es por lo general de la forma g^{-1} (Melosh 1989). La elevación central está formada por materiales que han sido empujados hacia arriba desde los niveles más profundos del terreno excavados por el cráter (Osinski y Pierazzo 2013).

2.1.1.3. Cuencas multianulares

Las estructuras de impacto de mayor tamaño se caracterizan por tener unas estructuras escarpadas concéntricas y reciben el nombre de cuencas multianulares. Una de las más conocidas de estas cuencas es el Mare Orientale, que se encuentra en la Luna y tiene un diámetro de 930 km (Figura 2.4). Se han propuesto diversos mecanismos para explicar la formación de este tipo de estructuras, algunos de los cuales dan un papel predominante al espesor de la litosfera a la hora de determinar la presencia de estos

anillos concéntricos (Melosh 1989). No obstante, a fecha de hoy no existe un consenso en la comunidad científica sobre esta cuestión (Osinski y Pierazzo 2013).

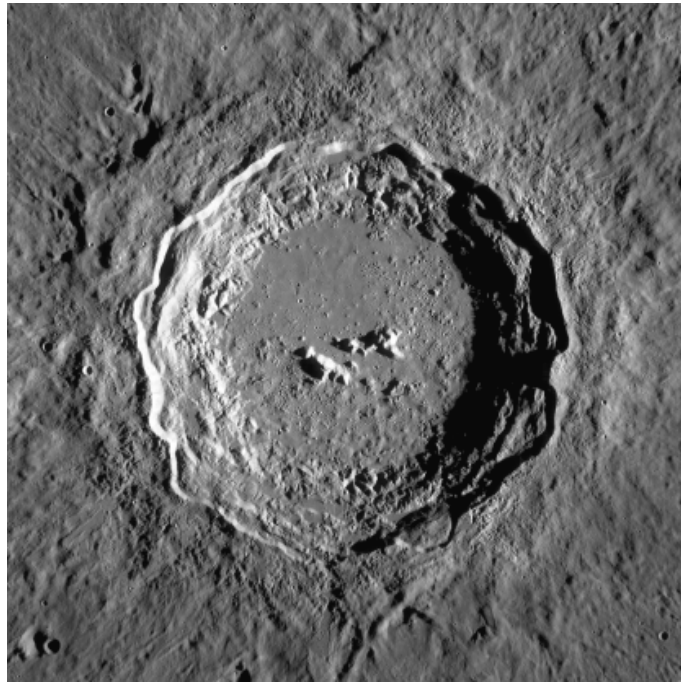


Figura 2.3. Con sus 93 km de diámetro el cráter Copérnico es un ejemplo de cráter lunar complejo. Crédito: NASA/GSFC/Arizona State University.

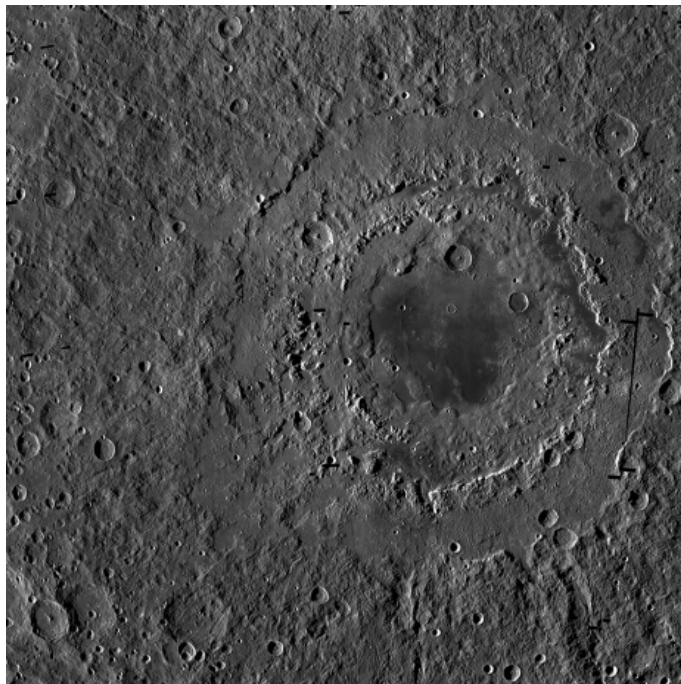


Figura 2.4. Mare Orientale.

2.1.2. Tamaño del cráter

En los impactos que se producen a alta velocidad (del orden de varios kilómetros por segundo o más), el tamaño final del cráter es generalmente muy superior al tamaño del proyectil (Melosh 1989, Holsapple y Housen 2007). Los modelos teóricos utilizados para describir la formación de cráteres de impacto establecen que magnitudes tales como la velocidad de crecimiento del cráter, su tamaño final y la velocidad a la que salen eyectados los escombros producidos, pueden calcularse mediante potencias de diferentes parámetros que describen al proyectil y al blanco. Dichas magnitudes, además, dependen de un factor que viene definido por la expresión $aU^\mu \rho_p^v$, siendo a el radio del proyectil, ρ_p su densidad y U la componente normal de la velocidad de impacto (Holsapple y Schmidt 1987, Holsapple 1993, Housen y Holsapple 2011). Los exponentes que aparecen en estas leyes de potencias vienen determinados por los valores que toman los exponentes μ y v . Para el caso de impactos producidos contra la superficie lunar se tiene que $\mu=0.4$ y $v=0.333$, viniendo dado el diámetro aparente D_A del cráter mediante la siguiente relación (Holsapple 1993):

$$D_A = 2K_r \left[\frac{\pi_v m}{\rho_t} \right]^{1/3} \quad (2.1)$$

El parámetro adimensional π_v se calcula de la siguiente manera:

$$\pi_v = K_1 \left[\left(\frac{g a}{(V \sin(\theta))^2} \right) \left(\frac{\rho_t}{\rho_p} \right)^{\frac{6v-2-\mu}{3\mu}} + \left[K_2 \left(\frac{Y}{\rho_t (V \sin(\theta))^2} \right) \left(\frac{\rho_t}{\rho_p} \right)^{\frac{6v-2}{3\mu}} \right]^{\frac{2+\mu}{2}} \right]^{\frac{-3\mu}{2+\mu}} \quad (2.2)$$

En estas expresiones las magnitudes vienen expresadas en el sistema de unidades mks, con $K_1=0.2$, $K_2=0.75$ y $K_r=1.1$. V es la velocidad del proyectil, m su masa, g la aceleración de la gravedad en la superficie lunar, ρ_p y ρ_t la densidad del proyectil y la del blanco, respectivamente, y θ es el ángulo de impacto respecto a la horizontal. En esta expresión las magnitudes vienen expresadas en el sistema de unidades mks. El

diámetro pico a pico D se obtiene multiplicando el valor del diámetro aparente D_A por un factor de 1.3 (Housen et al. 1983).

Una ecuación alternativa que ha sido utilizada por algunos investigadores (Bouley et al. 2012, Suggs et al. 2014) para determinar el tamaño de los cráteres de impacto producidos en la Luna es la propuesta por Gault (Gault 1974, Melosh 1989):

$$D = 0.25\rho_p^{1/6}\rho_t^{-0.5}E^{0.29}(\sin\theta)^{1/3} \quad (2.3)$$

donde E es la energía cinética del proyectil y las magnitudes se expresan en el sistema de unidades mks.

2.2. Impactos de meteoroides contra la superficie de la Luna

Una de las técnicas que permiten llevar a cabo el estudio del flujo de materia interplanetaria que impacta contra la Tierra se basa en el análisis de los destellos producidos por el impacto de meteoroides contra la parte nocturna de la superficie de la Luna (Ortiz et al. 2006). Los primeros intentos sistemáticos que se llevaron a cabo para identificar destellos de impactos debidos a la colisión contra la superficie lunar de meteoroides de gran tamaño empleando telescopios provistos de cámaras CCD se remontan al año 1997 (Ortiz et al. 1999). Desde entonces, mediante esta técnica se han detectado de forma inequívoca destellos de impacto durante el período de máxima actividad de varias lluvias mayores de meteoros (véase, por ejemplo, Ortiz et al. 2000, Yanagisawa y Kisaichi 2002, Cudnik et al. 2002; Ortiz et al. 2002, Yanagisawa et al. 2006, Cooke et al. 2006, Suggs et al. 2014, Madiedo et al. 2015a,b), habiéndose identificado también destellos de origen esporádico (Ortiz et al. 2006, Suggs et al. 2008, Madiedo et al. 2014b, 2015a). Este método de observación de destellos de impactos en la Luna tiene la ventaja de que el área monitorizada por un único instrumento es mucho mayor a la abarcada desde una estación de observación de meteoros. La técnica, que se basa en monitorizar de forma sistemática el lado nocturno de la Luna, puede utilizarse

cuando la fracción iluminada del disco lunar está comprendida entre, aproximadamente, el 5 y el 60 %. Es decir, durante las fases de cuarto creciente y cuarto menguante. Es necesario utilizar al menos dos telescopios observando simultáneamente la misma región del suelo lunar con el fin de descartar falsos positivos producidos por otros fenómenos, tales como por ejemplo el ruido eléctrico y el efecto de rayos cósmicos sobre el sensor CCD. Además, hay que tener en cuenta que los destellos causados por el reflejo de la luz del Sol en satélites artificiales y en la basura espacial pueden confundirse con estos destellos de impacto.

2.2.1. Energía del impacto

El brillo observado para un destello de impacto permite obtener la potencia radiada P , en wattios/m^2 , mediante la siguiente ecuación (Bessel et al. 1998):

$$P = 3.63 \cdot 10^{-8} \cdot 10^{-M/2.5} \Delta\lambda \quad (2.4)$$

donde M es la magnitud del destello y $\Delta\lambda$, en μm , es el ancho de banda utilizado (unos $0.6 \mu\text{m}$ en el caso del dispositivo experimental empleado en el marco de este trabajo).

Integrando con respecto al tiempo el valor de P en el intervalo correspondiente a la duración del destello se obtiene el valor del flujo integrado de energía observado desde la Tierra, E_d en el citado intervalo espectral. Este flujo permite determinar la energía emitida en forma de luz sobre la superficie lunar, E_r , mediante la relación

$$E_r = E_d \pi f R^2 \quad (2.5)$$

donde R es la distancia Tierra-Luna en el momento en el que se registra el evento y el factor f describe el grado de anisotropía de la emisión de luz. Para aquellos destellos en los que esta emisión se produce de forma isotrópica desde la superficie de la Luna f toma el valor 2, mientras que $f=4$ si la emisión se produce desde gran altitud sobre el suelo lunar (Bellot Rubio et al. 2000a,b). La energía cinética del proyectil, E , se puede obtener entonces de la siguiente manera:

$$E=E_r/\eta \quad (2.6)$$

En esta ecuación el parámetro η es la eficiencia lumínica, y representa la fracción de energía cinética que se transforma en energía lumínica en el intervalo espectral definido anteriormente.

Una vez conocida la energía cinética se puede obtener la masa m del proyectil:

$$m=2EV^{-2} \quad (2.7)$$

donde V es la velocidad de impacto del meteoróide.

2.2.2. Determinación de la geometría de impacto

Es necesario tener en cuenta que si el meteoróide es de origen esporádico el ángulo de impacto será desconocido. En ese caso, puede utilizarse para este parámetro el valor del ángulo más probable: 45° (véase, por ejemplo, Ortiz et al. 2006). Por el contrario, para proyectiles que estén asociados a un enjambre de meteoroides determinado el ángulo de impacto respecto a la vertical puede determinarse a partir de la posición del subradiante (la proyección del radiante sobre la superficie lunar) y de la posición medida para el destello, ya que dicho ángulo es precisamente la distancia angular φ entre ambos puntos (Bellot Rubio et al. 2000a,b). Por otro lado, es obvio que el ángulo de impacto respecto a la horizontal local, denotado por θ , viene dado por:

$$\theta=90^\circ-\varphi \quad (2.8)$$

La posición del subradiante (Φ , Λ) puede calcularse a partir de la posición del radiante (α , δ) de la lluvia de meteoros considerada, de la posición de la Tierra en su órbita alrededor del Sol (a través de la longitud solar λ) y de la posición de la Luna respecto a nuestro planeta (Bellot Rubio et al. 2000b). Dado que la inclinación media del ecuador lunar respecto a la eclíptica es de unos 1.5° , para simplificar los cálculos se considerará

que la inclinación de la órbita lunar respecto a la eclíptica es cero, y que el eje de rotación de la Luna está dirigido exactamente hacia el punto norte eclíptico. En primer lugar, se transforman las coordenadas ecuatoriales del radiante en coordenadas eclípticas (l , b), que definen la dirección de la trayectoria de los meteoroides en el entorno de la Tierra. Las coordenadas eclípticas de la Tierra son $l_E = \lambda + 180^\circ$ y $b_E = 0^\circ$. La posición de la Luna respecto a la Tierra viene dada por el ángulo de fase lunar χ , que toma un valor cero para la Luna nueva, 90° para el primer cuarto y así sucesivamente. Como puede verse en la Figura 2.5, que representa la geometría de estos eventos, la longitud selenográfica Φ del subradiante viene dada por $\Phi = l - l_E - \chi$, mientras que la latitud selenográfica Λ coincide con la latitud eclíptica del radiante b . Es preciso tener en cuenta que las longitudes selenográficas se miden desde el meridiano central y en el sentido contrario al que marcan las agujas del reloj según se vería desde el polo norte lunar.

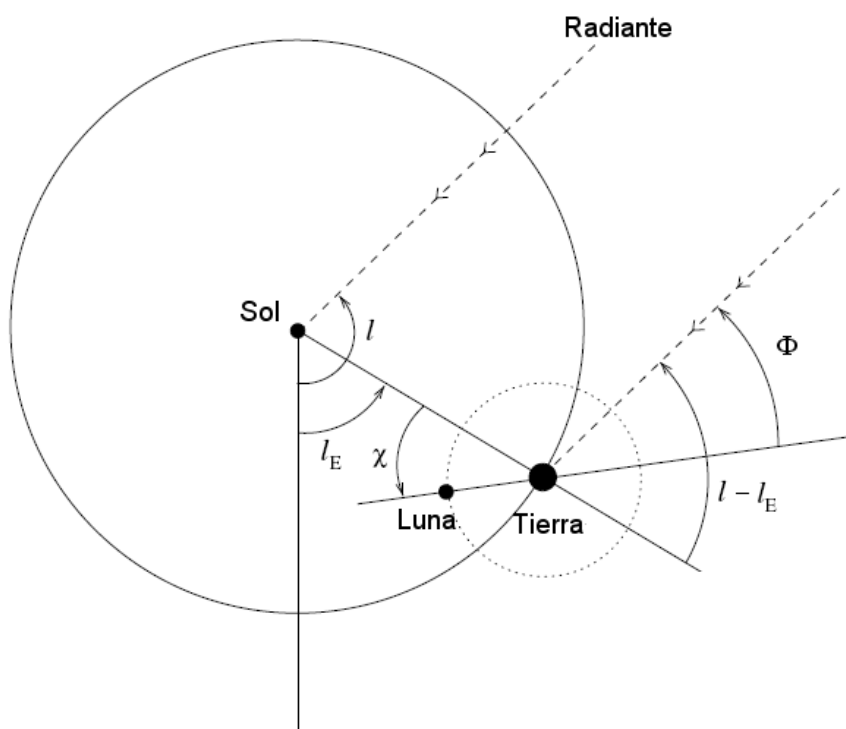


Figura 2.5. Geometría para el cálculo de las coordenadas selenográficas del radiante.

Para mayor claridad, se ha exagerado la distancia Tierra-Luna. La dirección del meteoroide se indica mediante líneas discontinuas.

El área total de la zona nocturna de la Luna perpendicular a la dirección de los meteoroides y visible desde la Tierra, A_{\perp} , es una medida de la eficiencia a la hora de detectar impactos. Este área depende de la posición del subradiante y de la fase lunar y puede computarse utilizando técnicas de Monte Carlo (Bellot Rubio et al. 2000b). Para ello se toma un sistema de referencia xyz con origen en el centro de la Luna, orientando el eje x hacia la Tierra y el eje z hacia el polo norte eclíptico. Este sistema define las coordenadas selenográficas de cualquier punto situado sobre la superficie lunar. Los meteoroides asociados al enjambre considerado impactan la Luna siguiendo una distribución homogénea en planos perpendiculares a la dirección del radiante. Se define entonces un sistema auxiliar de coordenadas XYZ que se obtiene rotando el sistema xyz hasta que el eje z apunta hacia el radiante. Esto (Figura 2.5) equivale a una rotación de un ángulo Φ alrededor del eje z y a una rotación de un ángulo $\Theta = \pi/2 - \Lambda$ alrededor del eje y. En este sistema de coordenadas se genera un número suficientemente largo de partículas distribuidas de forma uniforme en el plano XY de manera que sus coordenadas cumplan la condición

$$X^2 + Y^2 \leq 1 \quad (2.9)$$

A continuación, las coordenadas Z (positivas) correspondientes se obtienen mediante la ecuación de una esfera. El conjunto de coordenadas XYZ representa así la posición de las partículas que impactan contra la Luna. Para computar A_{\perp} es necesario determinar cuántas de estas partículas son visibles desde la Tierra. Para ello se transforman de nuevo las coordenadas XYZ al sistema xyz y se calculan las correspondientes coordenadas selenográficas. Sólo se tienen en cuenta las partículas que se sitúan en la zona nocturna de la Luna (es decir, aquellas cuyas longitudes se encuentran entre la posición del terminador y la del limbo no iluminado). El número de estas partículas dividido entre el número total de partículas y multiplicado por πR_L^2 , siendo R_L el radio de la Luna, da como resultado el área de la zona nocturna lunar perpendicular a la dirección del radiante.

2.3. Interacción de los meteoroides con la atmósfera terrestre

Los meteoros producidos como consecuencia de la interacción de los meteoroides con la atmósfera terrestre se han registrado tradicionalmente mediante diversas técnicas, entre las que se encuentran la observación visual y adquisición de imágenes de la bóveda celeste. Como se indica en el capítulo 3 de esta memoria, en el marco de este trabajo se han utilizado cámaras CCD en modo vídeo para registrar estos eventos y obtener diferentes parámetros que permiten caracterizar la actividad de lluvias de meteoros y sus implicaciones para las observaciones de impactos en la Luna.

Para caracterizar la distribución de meteoros de una determinada lluvia se define el índice poblacional r mediante la siguiente relación (McKinley 1961):

$$r = \frac{N(M+1)}{N(M)} \quad (2.10)$$

donde $N(M)$ denota el número de meteoros cuya magnitud es igual o inferior a M . Otro parámetro que juega un papel fundamental a la hora de caracterizar la actividad meteórica es la tasa horaria cenital (denotada por ZHR). Ésta representa el número de meteoros por hora asociados a una determinada lluvia que se observarían estando situado el radiante en el cenit y con una magnitud estelar límite de 6.5. La ZHR se calcula de la siguiente manera (Jenniskens 1994):

$$ZHR = \frac{N}{T} r^{6.5-L_m} \text{sen}(h_r)^{-1} \quad (2.11)$$

En esta ecuación N es el número de meteoros pertenecientes a la lluvia considerada observados en un tiempo T , r es el índice poblacional de dicha lluvia, L_m la magnitud estelar límite durante la observación y h_r la altitud del radiante.

El flujo $F(m)$ se define como el número de meteoroides con una masa superior a una masa dada m que pasan por una unidad de área en una unidad de tiempo. Si denotamos por m_0 la masa de los meteoroides que producen meteoros de magnitud 6.5 en la atmósfera terrestre, $F(m_0)$ representa el flujo de partículas que producen meteoros de un brillo igual o superior al correspondiente a una magnitud de 6.5, y puede calcularse a partir de la tasa horaria cenital de la siguiente manera (Koschack y Rendtel 1988; Koschack y Rendtel 1990a,b; Brown y Rendtel 1996):

$$F(m_0) = \frac{ZHR}{A_{\text{eff}}} \quad (2.12)$$

donde el área efectiva A_{eff} abarcada por la cámara en el nivel meteórico puede obtenerse siguiendo la técnica descrita en (Bellot Rubio 1994). Ésta se basa en dividir el área abarcada por el equipo en pequeñas porciones de área A_i situadas a una distancia d_i de la cámara y con una extinción atmosférica ϵ_i , de manera que

$$A_{\text{eff}} = \sum_i A_i r^{5 \cdot \log\left(\frac{100 \text{ km}}{d_i} - \epsilon_i\right)} \quad (2.13)$$

Cuando un meteoro se registra desde al menos dos ubicaciones diferentes, a partir de su trayectoria aparente y mediante triangulación puede obtenerse su trayectoria atmosférica, así como el radiante, siendo éste el punto en el que la prolongación hacia atrás de la trayectoria del meteoro corta a la bóveda celeste. Para realizar estos cálculos puede seguirse el denominado método de la intersección de planos (Ceplecha 1987), que se describe más abajo. Si, además, se conoce la velocidad con la que el meteoroides impactó contra la atmósfera (también denominada velocidad preatmosférica o inicial, V_∞), puede llevarse a cabo el cálculo de la órbita en el Sistema Solar del meteoroides progenitor. A continuación se describen las técnicas de cálculo que permiten realizar estos análisis.

2.3.1. Determinación de la trayectoria atmosférica y el radiante

Sobre las imágenes registradas pueden medirse directamente las coordenadas rectangulares (x, y) para las distintas posiciones del meteoro a lo largo de su trayectoria aparente. Estas coordenadas reciben el nombre de coordenadas de placa (Ceplecha 1987). En el caso de registros llevados a cabo mediante cámaras CCD en modo vídeo, estas mediciones se realizan fotograma a fotograma (véase, por ejemplo, Madiedo y Trigo-Rodríguez 2008, Madiedo et al. 2013a). Sobre estas mismas imágenes pueden medirse también las coordenadas de placa de estrellas de referencia, cuyas coordenadas ecuatoriales conocidas permiten llevar a cabo una calibración de estas imágenes (véase, por ejemplo, Ceplecha 1987, Jenniskens et al. 2011). Gracias a esta calibración, las coordenadas de placa (x, y) del meteoro pueden transformarse en las correspondientes coordenadas ecuatoriales (α , δ). Una vez efectuada esta transformación, se puede conocer la trayectoria atmosférica del meteoro aplicando el método de intersección de planos que se detalla a continuación (Ceplecha 1987).

Los cálculos que siguen se llevan a cabo en coordenadas geocéntricas. La conversión de la latitud geográfica (φ) en la latitud geocéntrica (φ') y el cálculo del radio geocéntrico R se realizan, respectivamente, mediante las siguientes ecuaciones (Ceplecha 1987):

$$\varphi' = \varphi - 0.1924240867\text{sen}(2\varphi) + 0.000323122\text{sen}(4\varphi) - 0.0000007235\text{sen}(6\varphi) \quad (2.14)$$

$$R = \left(40680669.86 \frac{1 - 0.0133439554\text{sen}^2(\varphi)}{1 - 0.006694385096\text{sen}^2(\varphi)} \right)^{1/2} \quad (2.15)$$

El sistema de coordenadas rectangulares geocéntricas quedaría definido entonces de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} X &= (R + h)\cos(\varphi')\cos(\theta) \\ Y &= (R + h)\cos(\varphi')\text{sen}(\theta) \\ Z &= (R + h)\text{sen}(\varphi') \end{aligned} \quad (2.16)$$

y cualquier vector unitario en la dirección α , δ podría describirse usando el mismo sistema de coordenadas como sigue:

$$\begin{aligned}\xi &= \cos(\delta)\cos(\alpha) \\ \eta &= \cos(\delta)\sin(\alpha) \\ \zeta &= \sin(\delta)\end{aligned}\tag{2.17}$$

Cada uno de los puntos (α_i, δ_i) medidos para la determinación de la trayectoria del meteoro pueden representarse según la ecuación (2.17) mediante ξ_i, η_i, ζ_i , donde $i=1, \dots, k$, siendo k el número total de dichos puntos. Si denotamos por (a, b, c) a un vector unitario perpendicular al plano promedio que contiene a la trayectoria promedio del meteoro, se tendrá que

$$a\xi_i + b\eta_i + c\zeta_i = \Delta_i\tag{2.18}$$

donde $\Delta_i=0$ correspondería al caso ideal en el que todos los puntos medidos estuviesen contenidos en el mismo círculo máximo (es decir, si todos los vectores (ξ_i, η_i, ζ_i) fuesen perpendiculares al vector (a, b, c)). Sin embargo, los valores Δ_i son valores pequeños que deben minimizarse eligiendo adecuadamente al vector (a, b, c) . De esta forma, imponiendo la condición

$$\sum_{i=1}^k \Delta_i^2 = \text{mínimo}\tag{2.19}$$

podremos obtener las coordenadas del vector (a, b, c) a partir de las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned}a' &= \sum_{i=1}^k \xi_i \eta_i \sum_{i=1}^k \zeta_i \eta_i - \sum_{i=1}^k \eta_i^2 \sum_{i=1}^k \xi_i \zeta_i \\ b' &= \sum_{i=1}^k \xi_i \eta_i \sum_{i=1}^k \zeta_i \xi_i - \sum_{i=1}^k \xi_i^2 \sum_{i=1}^k \eta_i \zeta_i \\ c' &= \sum_{i=1}^k \xi_i^2 \sum_{i=1}^k \eta_i^2 - \left(\sum_{i=1}^k \xi_i \eta_i \right)^2 \\ d' &= (a'^2 + b'^2 + c'^2)^{1/2}\end{aligned}\tag{2.20}$$

$$a = a'/d'$$

$$b = b'/d'$$

$$c = c'/d'$$

Si escribimos la ecuación (2.16) para la estación de detección A y sustituimos (a, b, c), se obtiene la posición geocéntrica del plano que contiene a dicha estación y a la trayectoria:

$$a_A \xi + b_A \eta + c_A \zeta + d_A = 0 \quad (2.21)$$

donde

$$d_A = -(a_A X_A + b_A Y_A + c_A Z_A) \quad (2.22)$$

es la distancia desde el centro de la Tierra hasta dicho plano.

Si el meteoro se ha registrado desde N estaciones (siendo $N \geq 2$), cada pareja de estaciones definirá dos planos, cada uno de los cuales contiene a la trayectoria de dicho meteoro. La intersección entre ambos planos proporcionará esta trayectoria. De esta forma, si una de esas estaciones es la estación A y a la otra estación la denotamos como estación B, la intersección entre ambos planos según la ecuación (2.21) vendrá dada por:

$$\begin{aligned} \xi_R &= (b_A c_B - b_B c_A) / d \\ \eta_R &= (a_B c_A - a_A c_B) / d \\ \zeta_R &= (a_A b_B - a_B b_A) / d \end{aligned} \quad (2.23)$$

donde

$$d = \left[(b_A c_B - b_B c_A)^2 + (a_B c_A - a_A c_B)^2 + (a_A b_B - a_B b_A)^2 \right]^{1/2} \quad (2.24)$$

La ecuación (2.17) permite llevar a cabo la conversión entre las coordenadas (ξ_R, η_R, ζ_R) y las coordenadas ecuatoriales del radiante del meteoro (α_R, δ_R) . Si dicho punto

estuviese bajo el horizonte, lo que habremos obtenido serán las coordenadas del antirradiante, y el cálculo del radiante se haría de la misma manera, pero cambiando el signo del vector (ξ_R, η_R, ζ_R) .

Por otro lado es preciso tener en cuenta que, debido a los errores de medida, los puntos que definen la trayectoria del meteoro desde la estación A no se encuentran contenidos exactamente en el plano que definen la posición de dicha estación y la trayectoria del meteoro. Cada punto diferirá en un pequeño ángulo ψ_i que puede calcularse a partir de la ecuación (2.18), teniéndose que

$$\text{sen}(\psi_i) = \Delta_i \quad (2.25)$$

Si se denota con el subíndice n a cualquiera de los puntos medidos, entonces (ξ_n, η_n, ζ_n) y la posición geocéntrica de la estación A definen una línea recta que se desviará ligeramente del mencionado plano. Definimos entonces un plano perpendicular a este otro que contenga dicha línea recta. La intersección de este nuevo plano con la trayectoria del bólido definirá un punto que será el más próximo al punto medido que se encuentra sobre la trayectoria promedio calculada desde ambas estaciones. La ecuación del nuevo plano puede escribirse de la siguiente manera:

$$a_n \xi + b_n \eta + c_n \zeta + d_n = 0 \quad (2.26)$$

donde el vector (a_n, b_n, c_n) y d_n pueden calcularse a partir de las expresiones

$$\begin{aligned} a_n &= (\eta_n c_A - \zeta_n b_A) \\ b_n &= (\zeta_n a_A - \xi_n c_A) \\ c_n &= (\xi_n b_A - \eta_n a_A) \\ d_n &= a_n X_A - b_n Y_A - c_n Z_A \end{aligned} \quad (2.27)$$

La intersección X_n, Y_n, Z_n vendrá dada entonces por los tres planos que deben contener a este punto:

$$\begin{aligned}
a_A \xi + b_A \eta + c_A \zeta + d_A &= 0 \\
a_B \xi + b_B \eta + c_B \zeta + d_B &= 0 \\
a_n \xi + b_n \eta + c_n \zeta + d_n &= 0
\end{aligned} \tag{2.28}$$

y la distancia entre ese punto y la estación A es:

$$r_n = \left[(X_n - X_A)^2 + (Y_n - Y_A)^2 + (Z_n - Z_A)^2 \right]^{1/2} \tag{2.29}$$

La proyección de este punto sobre la superficie terrestre puede obtenerse resolviendo la ecuación (2.16), que proporciona los valores de φ'_n , θ_n y $R+h_n$. Puesto que esta proyección del punto (X_n, Y_n, Z_n) no es una proyección vertical sino que está en la dirección del radio vector, es necesario efectuar la siguiente corrección:

$$\varphi_n = \varphi_{nc} + h_n \frac{\varphi'_n - \varphi_{nc}}{R + h_n} \tag{2.30}$$

donde φ_{nc} es φ'_n corregida mediante la expresión (2.14). De esta manera quedaría determinada la trayectoria del meteoro, pues así se podrían conocer para cada punto los valores de latitud, longitud (definida a partir del tiempo sidéreo local θ_n) y altitud. Para obtener velocidades y deceleraciones a lo largo de esta trayectoria, se pueden determinar las distancias l_n entre cada punto n y, por ejemplo, el primer punto medido X_1, Y_1, Z_1 :

$$l_n = \left[(X_n - X_1)^2 + (Y_n - Y_1)^2 + (Z_n - Z_1)^2 \right]^{1/2} \tag{2.31}$$

Las velocidades se obtendrían entonces dividiendo estas distancias entre los correspondientes incrementos de tiempo. De forma análoga, a partir de estas velocidades se pueden obtener las deceleraciones a lo largo de la trayectoria atmosférica. En particular tienen especial relevancia la denominada velocidad media v , que es la que se obtiene en el punto medio de la trayectoria, y la velocidad inicial (denominada también preatmosférica) V_∞ , ya que estas son fundamentales para obtener los parámetros orbitales del meteoróide como se describe a continuación.

2.3.2. Determinación de la órbita del meteoroido

Una vez determinados el radiante y la trayectoria atmosférica es posible calcular la órbita heliocéntrica del meteoroido. Para ello puede seguirse el procedimiento descrito por Ceplecha (1987), que se describe a continuación.

Se parte de los valores calculados para la velocidad preatmosférica V_∞ del meteoroido, de la velocidad media del meteoro \bar{v} y de la posición del radiante (α_R, δ_R). En primer lugar es necesario corregir los valores de \bar{v} , α_R y δ_R por el efecto de la rotación de la Tierra. La velocidad de rotación de la Tierra (V_T), en km/s, viene dada por:

$$v_T = \frac{2\pi(\bar{R}_n + \bar{h}_n)\cos(\varphi'_n)}{86164.09} \quad (2.32)$$

siendo $\bar{R}_n + \bar{h}_n$ el módulo del vector de posición del punto medio de la trayectoria (correspondiente al valor medio de la velocidad v) y φ'_n la latitud geocéntrica de dicho punto. Si las coordenadas geocéntricas del radiante vienen dadas por la ecuación (2.17), se tiene entonces que el vector velocidad corregida $\bar{v}_c (v_{cx}, v_{cy}, v_{cz})$ puede obtenerse a partir del vector velocidad media $\bar{v} (v_x, v_y, v_z)$ aplicando la relación

$$\begin{aligned} v_{xc} &= v_x - v_T \cos(\alpha_E) \\ v_{yc} &= v_y - v_T \sin(\alpha_E) \\ v_{zc} &= v_z \end{aligned} \quad (2.33)$$

siendo α_E la ascensión recta del punto cardinal Este correspondiente a las coordenadas de latitud y longitud del punto medio de la trayectoria del meteoro ($\bar{\varphi}_n$ y $\bar{\lambda}_n$, respectivamente). El valor preatmosférico $\bar{v}_{\infty c}$ de la velocidad corregida \bar{v}_c es entonces

$$\bar{v}_{\infty c} = \bar{v}_c + \bar{V}_\infty - \bar{v} \quad (2.34)$$

De esta forma, el módulo del vector velocidad geocéntrica, \bar{V}_G , viene dado (en km/s) por:

$$v_G = \sqrt{\frac{v_{\infty}^2 - 797201.0}{R_n + \bar{h}_n}} \quad (2.35)$$

Por otra parte, las coordenadas del vector \vec{v}_c pueden transformarse de acuerdo con la expresión (2.17) en las coordenadas de ascensión recta y declinación del radiante corregido (α_c, δ_c) teniendo en cuenta la rotación de la Tierra. De esta forma, la distancia cenital del radiante geocéntrico, z_G , puede obtenerse a partir de la siguiente relación:

$$z_G = z_c + \Delta z_c \quad (2.36)$$

calculándose Δz_c y z_c mediante las expresiones

$$\cos(z_c) = \sin(\delta_c) \sin(\bar{\varphi}_n') + \cos(\delta_c) \cos(\bar{\varphi}_n') \cos(\theta_n - \alpha_c) \quad (2.37)$$

y

$$\Delta z_c = 2 \arctan \left(\frac{(v_{\infty} - v_G) \tan\left(\frac{z_c}{2}\right)}{v_{\infty} + v_G} \right) \quad (2.38)$$

siendo $\bar{\varphi}_n'$ la latitud geocéntrica del punto medio de la trayectoria.

El acimut de este radiante geocéntrico, a_G , no cambia respecto del acimut a_c definido por el radiante corregido (α_c, δ_c), por lo que se tiene que

$$a_G = a_c \quad (2.39)$$

Los valores de a_G y z_G pueden transformarse entonces en las coordenadas del radiante geocéntrico (α_G, δ_G). Y a partir de \vec{v}_G , α_G y δ_G pueden obtenerse el vector velocidad heliocéntrica del meteoróide \vec{v}_H y las correspondientes coordenadas de longitud y

latitud eclíptica L_H y B_H . Para ello se define de la siguiente manera un sistema heliocéntrico eclíptico de coordenadas rectangulares:

$$\begin{aligned} X &= r \cdot \cos(L) \cos(B) \\ Y &= r \cdot \sin(L) \cos(B) \\ Z &= r \cdot \sin(B) \end{aligned} \quad (2.40)$$

donde r es la distancia al Sol. La posición de la Tierra en este sistema puede obtenerse a partir de la longitud solar L_{SOL} y del radio vector de la Tierra. La velocidad de la Tierra expresada en unidades astronómicas por día solar, V_{AP} , puede calcularse a partir de la variación con el tiempo de la longitud solar L_{SOL} y del radio vector r aplicando la fórmula

$$V_{AP} = \sqrt{\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \left(r \frac{dL_{sol}}{dt}\right)^2} \quad (2.41)$$

donde el tiempo t viene expresado en días solares. La dirección de V_{AP} viene dada por la longitud eclíptica del ápex de la Tierra, L_{AP} :

$$L_{AP} = L_{sol} - \frac{\pi}{2} - \frac{\left(\frac{dr}{dt}\right)}{\left(r \frac{dL_{sol}}{dt}\right)} \quad (2.42)$$

Las coordenadas rectangulares de la velocidad heliocéntrica del meteoróide, \vec{v}_H , pueden obtenerse de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} v_{Hx} &= -v_H \cos(L_G) \cos(B_G) + V_{AP} \cos(L_{AP}) \\ v_{Hy} &= -v_G \sin(L_G) \cos(B_G) + V_{AP} \sin(L_{AP}) \\ v_{Hz} &= -v_G \sin(B_G) \end{aligned} \quad (2.43)$$

Por otra parte, como las componentes de la velocidad heliocéntrica pueden escribirse también de acuerdo con (2.40), se tiene que

$$\begin{aligned}
v_{Hx} &= v_H \cos(L_H) \cos(B_H) \\
v_{Hy} &= v_H \sin(L_H) \cos(B_H) \\
v_{Hz} &= v_H \sin(B_H)
\end{aligned}
\tag{2.44}$$

lo cual permite calcular tanto las coordenadas heliocéntricas del radiante (L_H , B_H) como el módulo de la velocidad heliocéntrica V_H . Una vez conocido el valor de v_H se puede obtener el semieje mayor de la órbita aplicando la siguiente ecuación:

$$a = \frac{k^2 \cdot r}{2k^2 - r \cdot v_H^2} \tag{2.45}$$

En esta expresión k es la constante gravitatoria de Gauss ($k = 0.01720209895 \text{ AU}^{3/2} \text{ día}^{-1} M_{\text{sol}}^{-1/2}$, siendo M_{sol} la masa del Sol). El valor de la longitud del nodo ascendente (Ω) viene dado en función del signo de B_H :

$$\begin{aligned}
\text{si } B_H > 0 &\Rightarrow \Omega = L_{\text{sol}} \\
\text{si } B_H < 0 &\Rightarrow \Omega = L_{\text{sol}} - \pi
\end{aligned}
\tag{2.46}$$

La inclinación orbital puede obtenerse a partir de las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned}
\sqrt{p} \cdot \cos(i) &= \frac{r \cdot v_{Hx} \sin(L_{\text{sol}}) - r \cdot v_{Hy} \cos(L_{\text{sol}})}{k} \\
\sqrt{p} \cdot \sin(i) &= \frac{-r \cdot v_{Hz} \sin(L_{\text{sol}})}{k \cdot \sin(\Omega)} \\
\sqrt{p} \cdot \sin(i) &= \frac{-r \cdot v_{Hz} \cos(L_{\text{sol}})}{k \cdot \cos(\Omega)}
\end{aligned}
\tag{2.47}$$

De igual manera, la excentricidad y la anomalía verdadera se obtienen resolviendo el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{aligned}
e \cdot \sin(v) &= \frac{-\sqrt{p(v_{Hx} \cos(L_{\text{sol}}) + v_{Hy} \sin(L_{\text{sol}}))}}{k} \\
e \cdot \cos(v) &= \frac{p}{r} - 1
\end{aligned}
\tag{2.48}$$

donde el valor de p se ha obtenido previamente, resolviendo las ecuaciones (2.47). El argumento del perihelio depende del signo de B_H :

$$\begin{aligned} \text{si } B_H > 0 &\Rightarrow \omega = \pi - \nu \\ \text{si } B_H < 0 &\Rightarrow \omega = -\nu \end{aligned} \quad (2.49)$$

En el caso de órbitas elípticas, la distancia al perihelio (q) y la distancia al afelio (Q) pueden obtenerse aplicando las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} q &= a(1 - e) \\ Q &= a(1 + e) \end{aligned} \quad (2.50)$$

2.3.3. Determinación del enjambre: asociación orbital

Desde que Schiaparelli (1867) identificase al cometa 109P/Swift-Tuttle como objeto progenitor de las Perseidas, la similitud orbital ha sido utilizada como una herramienta fundamental para establecer la conexión entre meteoros y enjambres de meteoroides, así como entre dichos enjambres y sus posibles cuerpos progenitores (Williams 2011, Madiedo et al. 2013b, Madiedo 2015).

Varios investigadores han desarrollado diferentes criterios que permiten cuantificar la diferencia existente entre dos órbitas (Jenniskens 2008). El primero de ellos, y también el más ampliamente utilizado, es el propuesto por Southworth y Hawkins (1963). Para dos órbitas A y B, estos investigadores definieron la función de disimilitud D_{SH} mediante la ecuación

$$D_{SH}^2 = (e_B - e_A)^2 + (q_B - q_A)^2 + \left(2\text{sen} \frac{I_{BA}}{2}\right)^2 + \left(\frac{e_A + e_B}{2}\right)^2 \left(2\text{sen} \frac{\pi_{BA}}{2}\right)^2 \quad (2.51)$$

donde e y q son, respectivamente, la excentricidad orbital y la distancia al perihelio expresada en unidades astronómicas. I_{BA} es el ángulo que forman los dos planos

orbitales, definido a partir de la inclinación de la órbita i y de la longitud del nodo ascendente Ω mediante la ecuación

$$\left(2\text{sen}\frac{I_{BA}}{2}\right)^2 = \left(2\text{sen}\frac{i_A - i_B}{2}\right)^2 + \text{sen}(i_A)\text{sen}(i_B)\left(2\text{sen}\frac{\Omega_A - \Omega_B}{2}\right)^2 \quad (2.52)$$

Por último, el parámetro π_{BA} engloba la diferencia entre los argumentos en el perihelio ω , y se calcula de la siguiente manera:

$$\pi_{AB} = \omega_A - \omega_B + 2\text{arcsen}\left[\cos\left(\frac{i_A + i_B}{2}\right)\text{sen}\left(\frac{\Omega_A - \Omega_B}{2}\right)\text{sec}\left(\frac{I_{AB}}{2}\right)\right] \quad (2.53)$$

Valores pequeños de D_{SH} implican pequeñas diferencias entre ambas órbitas, por lo que en ese caso éstas pueden considerarse similares. Habitualmente se toma como valor de corte para establecer dicha similitud la condición $D_{SH} < 0.15$ (Lindblad 1971a y 1971b).

Posteriormente fueron propuestos otros criterios de disimilitud alternativos, entre los que destacan los de Drummond (1981), Jopek (1993), y Jenniskens (2008). El criterio de Drummond viene definido por (Drummond 1981)

$$D_D^2 = \left(\frac{e_B - e_A}{e_B + e_A}\right)^2 + \left(\frac{q_B - q_A}{q_B + q_A}\right)^2 + \left(\frac{I_{BA}}{180^\circ}\right)^2 + \left(\frac{e_A + e_B}{2}\right)^2 \left(\frac{\Theta_{BA}}{180^\circ}\right)^2 \quad (2.54)$$

donde

$$\Theta_{BA} = \arccos[\text{sen}(\beta_A)\text{sen}(\beta_B) + \cos(\beta_A)\cos(\beta_B)\cos(\lambda_A - \lambda_B)] \quad (2.55)$$

siendo β y λ la latitud y la longitud eclípticas, respectivamente.

La función de disimilitud propuesta por Jopek, D_H , combina los criterios de Drummond y de Southworth y Hawkins (Jopek 1993, Jenniskens 2008):

$$D_H^2 = (e_B - e_A)^2 + \left(\frac{q_B - q_A}{q_B + q_A}\right)^2 + \left(2\text{sen}\frac{I_{BA}}{2}\right)^2 + \left(\frac{e_A - e_B}{2}\right)^2 \left(2\text{sen}\frac{\pi_{BA}}{2}\right)^2 \quad (2.56)$$

El último criterio que ha sido propuesto es el de Jenniskens, cuya función de disimilitud se calcula de acuerdo con la siguiente relación (Jenniskens 2008):

$$D_J^2 = \left(\frac{C_{A1} - C_{B1}}{0.13}\right)^2 + \left(\frac{C_{A2} - C_{B2}}{0.06}\right)^2 + \left(\frac{C_{A3} - C_{B3}}{14.2^\circ}\right)^2 \quad (2.57)$$

donde los parámetros C_1 , C_2 y C_3 se definen de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} C_1 &= (1 - e)^2 \cdot \cos^2 i \\ C_2 &= e^2 \cdot (0.4 - \text{sen}^2 i \cdot \text{sen}^2 \omega) \\ C_3 &= \omega + \Omega \end{aligned} \quad (2.58)$$

Para la función de disimilitud D_J , Rudawska et al. (2012) han propuesto un valor de corte de 0.879 para establecer que dos órbitas pueden considerarse similares.

3. Dispositivo experimental

A continuación se describen el equipamiento y las técnicas utilizadas para abordar los objetivos de este trabajo.

3.1. Sistema para la detección de destellos de impactos en la Luna

Con el fin de detectar los destellos producidos por la colisión de meteoroides contra la superficie lunar se han utilizado varios telescopios de pequeño diámetro (inferior o igual a 40 cm) provistos de cámaras CCD de alta sensibilidad en modo vídeo analógico. Su ubicación se indica en la Tabla 3.1. Así, desde Sevilla se han operado dos telescopios idénticos tipo Schmidt-Cassegrain (SC) de 36 cm de diámetro a f/11 (modelo Celestron C14) junto con un telescopio, también del tipo Schmidt-Cassegrain y a f/10, de 28 cm de diámetro (modelo Celestron C11). Cada uno de ellos utiliza una montura ecuatorial modelo CGE de Celestron. Uno de los telescopios de 36 cm de diámetro (Figura 3.1) se encuentra de manera permanente en una cúpula tipo "clamshell" de 2.15 m de diámetro fabricada por Astro Haven Enterprises (Figura 3.2). Esta cúpula posee un sistema de apertura y cierre motorizados y automatizados para su uso vía remota. Los otros dos telescopios no disponen de ubicación permanente, por lo que éstos se montan, junto con el restante equipamiento necesario para llevar a cabo la monitorización del disco lunar, cada vez que debe realizarse una observación y se desmontan una vez que ésta concluye.

Observatorio	Longitud (W)	Latitud (N)	Altitud (m)	Telescopios
Sevilla	5° 58' 50"	37° 20' 46"	28	2 C14 + C11
La Hita	3° 11' 00"	39° 34' 06"	674	40 cm Newton

Tabla 3.1. Coordenadas geográficas de los lugares desde donde se han operado los sistemas de detección de destellos de impactos en la Luna.

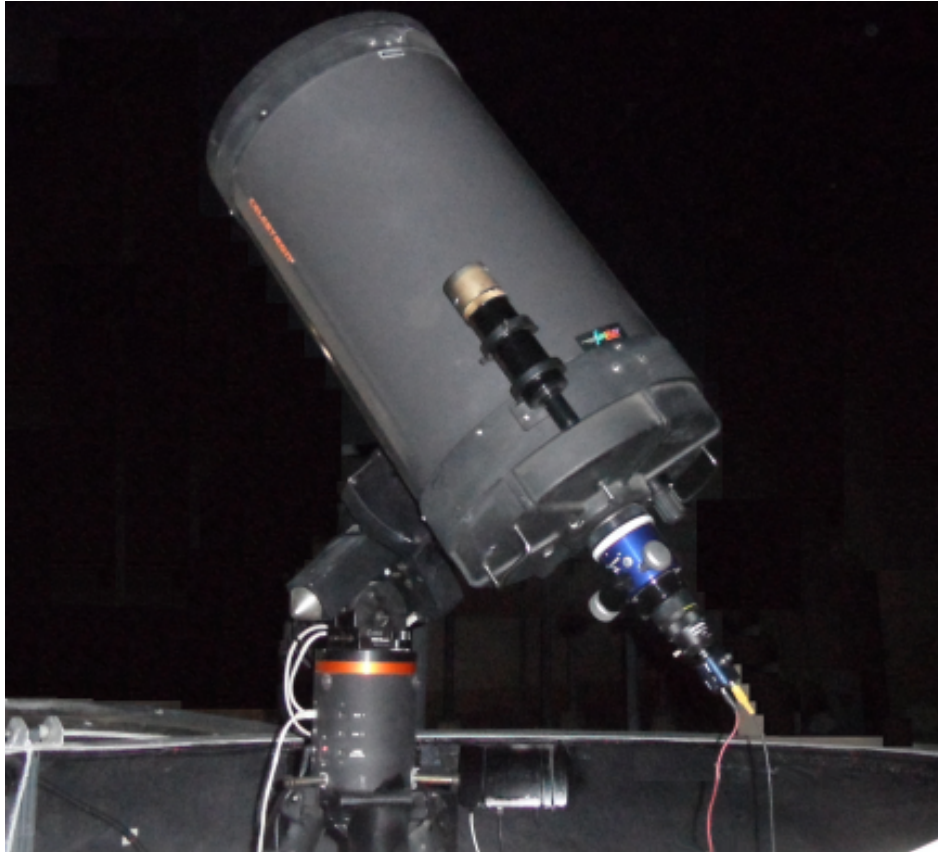


Figura 3.1. Imagen de uno de los telescopios C14 ubicados en Sevilla.



Figura 3.2. Cúpula tipo "clamshell" en la que se ubica uno de los telescopios C14 operados desde Sevilla.

Desde el Observatorio Astronómico de La Hita se ha utilizado un telescopio newtoniano de 40 cm de diámetro con un corrector de coma a f/3 (Figura 3.3) fabricado por el Instituto de Astrofísica de Andalucía. Este telescopio utiliza una montura ecuatorial fabricada por el propio observatorio de La Hita y se ubica en una cúpula específica de 4 m de diámetro (Figura 3.4).

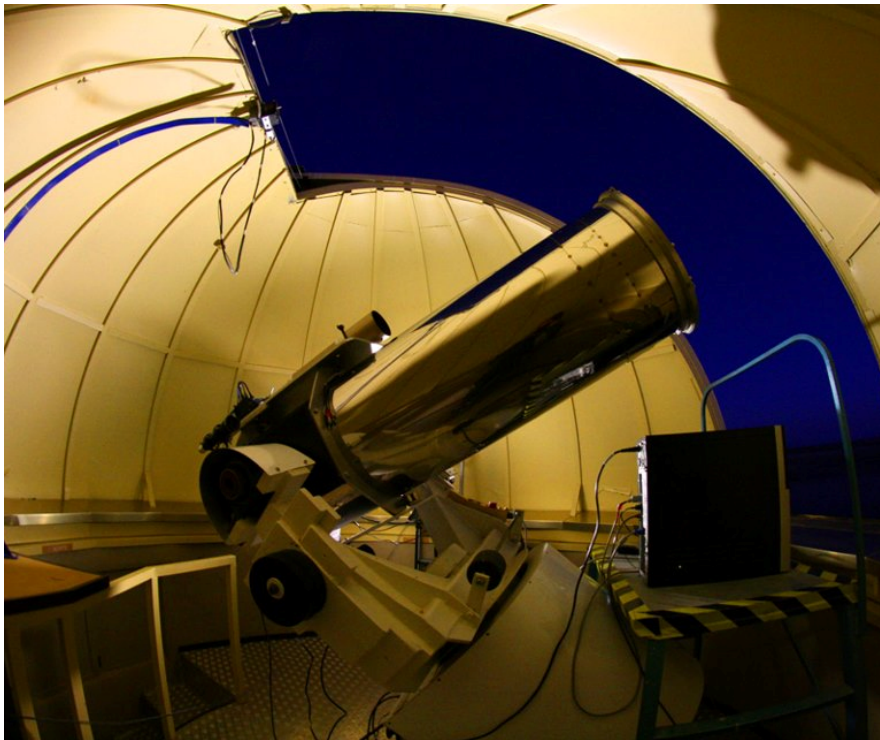


Figura 3.3. Telescopio de 40 cm de diámetro operado desde el Observatorio Astronómico de La Hita.

Tanto las monturas CGE que operan desde Sevilla como la montura instalada en el Observatorio Astronómico de La Hita están computerizadas y se controlan mediante un ordenador gracias a un software específico: el programa TheSky 5.0, desarrollado por la compañía Software Bisque. Este programa permite apuntar el telescopio a las coordenadas establecidas y establecer una velocidad de seguimiento lunar. Cada montura posee su propio ordenador de control. Pero todos estos ordenadores, que se encuentran a pie de telescopio, pueden a su vez controlarse mediante un ordenador central que se comunica con éstos estableciendo una conexión remota gracias al software Remote Administrator, desarrollado por Famatech Corporation. Para que el sistema pueda ser activado y controlado a distancia, los ordenadores de control y las monturas pueden encenderse y apagarse de forma remota mediante un ip-power switch.



Figura 3.4. Cúpula que aloja al telescopio de 40 cm de diámetro operado desde el Observatorio Astronómico de La Hita.



Figura 3.5. Cámara Watec 902H2 Ultimate

Cada telescopio lleva acoplada una cámara CCD modelo Watec 902H2 Ultimate (Figura 3.5). Se trata de un dispositivo de alta sensibilidad que toma imágenes en blanco y negro y que utiliza el sensor ICX439ALL de Sony, cuyo tamaño es de 1/2". La cámara funciona en modo vídeo según el sistema PAL, proporcionando 25 imágenes

entrelazadas por segundo. Con el fin de establecer con precisión el instante al que corresponde cada una de las imágenes, la señal de vídeo analógico procedente de cada cámara se introduce en un insertador de tiempo modelo GPSBOXSPRITE, fabricado por The Black Box Camera Company (Figura 3.6a). Este dispositivo obtiene la información necesaria sobre la fecha y hora gracias a una antena GPS modelo Garmin 25 HVS (Figura 3.6b), y la estampa sobre cada fotograma con una precisión de 0.01 s. El insertador de tiempo genera una salida de vídeo analógico con el mismo formato que la señal de entrada. Esta señal se digitaliza mediante una tarjeta de adquisición de vídeo y se almacena en el disco duro de un ordenador en archivos con formato AVI. En estos archivos, que tienen una resolución de 720x576 píxeles, cada píxel está representado por 8 bits, lo que equivale a 256 tonalidades de grises.



Figura 3.6. Insertador de tiempo GPSBOXSPRITE (a) y antena GPS Garmin 25 HVS (b).

El insertador, dependiendo de su configuración, también puede añadir información referente a la posición del telescopio (latitud, longitud y altitud sobre el nivel del mar). Al empezar la observación el dispositivo se configura de manera que sólo se estampen los datos relativos a la fecha y la hora. El equipo proporcionado por el fabricante obliga a que esta configuración se establezca de manera manual, manteniendo accionado un pulsador hasta que aparece sobre las imágenes la información deseada. Con el fin de que esta configuración pueda hacerse también a distancia, para el desarrollo de esta investigación se han modificado estos insertadores de tiempo acoplándoles un relé que puede ser accionado a través del ordenador de control y que permite cerrar el mismo circuito que acciona el mencionado botón. Para permitir la operación remota, el

encendido y apagado de las cámaras, de los insertadores de tiempo y de sus antenas GPS puede llevarse a cabo también desde cada ordenador de control.

El campo de visión que abarca cada cámara en los telescopios Schmidt-Cassegrain se ha aumentado gracias a reductores de focal a $f/3.3$ fabricados por Meade. Las observaciones se han llevado a cabo sin ningún tipo de filtro para obtener la máxima sensibilidad posible. La eficiencia cuántica de las cámaras utilizadas se muestra en la Figura 3.7. Con una eficiencia cuántica máxima del 68 %, la cámara Watec 902H2 Ultimate es bastante más sensible que las cámaras CCD Watec 100N utilizadas para la detección de destellos de impactos en la Luna en Ortiz et al. (2002) y Ortiz et al. (2006), cuya eficiencia cuántica máxima es del 50 %.

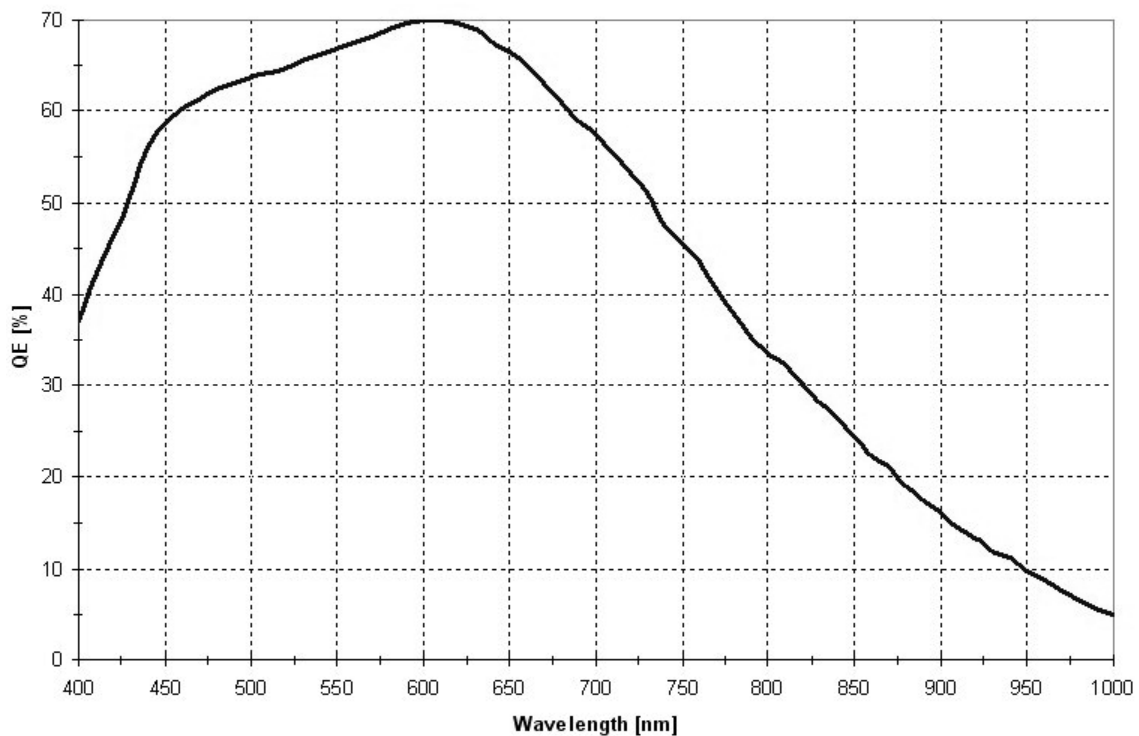


Figura 3.7. Eficiencia cuántica del sensor CCD utilizado por las cámaras Watec 902H2 Ultimate.

Para maximizar el área monitorizada sobre la superficie Lunar, las cámaras acopladas a los telescopios ubicados en Sevilla se orientan manualmente de manera que el ecuador Lunar se sitúe perpendicular al lado mayor del sensor CCD (Figura 3.8). En el caso del telescopio ubicado en el Observatorio Astronómico de La Hita, el propio observatorio ha desarrollado un rotador de campo (Figura 3.9) que permite llevar a cabo la

orientación de la cámaras de forma motorizada, de manera que en este caso esta operación puede realizarse también a distancia al estar conectado el rotador de campo al ordenador de control.



Figura 3.8. Orientación del campo de visión de la cámara (rectángulo rojo) respecto al terminador lunar.

Cuando la observación se realiza en periodos en los que no se encuentran activas lluvias mayores de meteoros, los telescopios se orientan hacia una región arbitraria de la parte nocturna del disco lunar, de manera que todos ellos apunten a la misma zona en la Luna. Por el contrario, cuando se encuentran activas lluvias mayores de meteoros, los telescopios apuntan a la región de la parte nocturna del disco lunar en la que la probabilidad de detección de destellos de impactos asociados a dichas lluvias sea máxima. En este caso, dicha región se determina mediante la técnica que se explica en el apartado 2.2.2 de esta tesis. Es importante evitar que el terminador aparezca en el campo de visión, pues el exceso de luz que esto conlleva puede interferir de manera negativa en la detección de los destellos de impactos. No obstante, es importante tener en cuenta que las cámaras CCD utilizadas se caracterizan por regular la ganancia de forma automática. Esto facilita el análisis de las imágenes, ya que cuando el terminador

entra accidentalmente en el campo de visión no se ve comprometido el rango dinámico bajo. Lo mismo sucede cuando las nubes cubren parte del disco lunar o si se produce un destello de impacto muy brillante. Aunque la ganancia automática implica posibles dificultades en las calibraciones absolutas de la energía de impacto, esto se soluciona usando la propia luz cenicienta como calibrador de flujo.

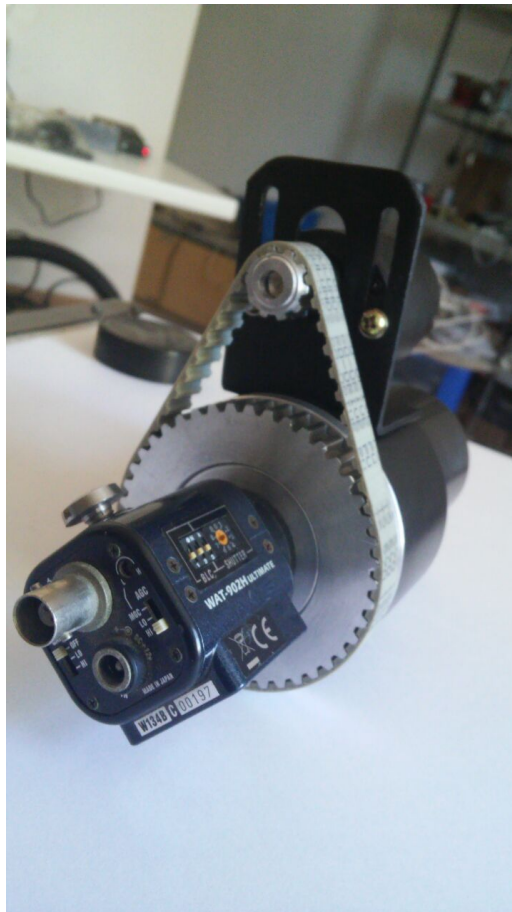


Figura 3.9. Rotador de campo desarrollado por el Observatorio de La Hita para el telescopio de 40 cm.

A pesar de que las monturas sobre las que están los telescopios están configuradas para realizar un seguimiento a velocidad lunar, cada cierto tiempo es necesario corregir de manera manual la posición a la que éstos apuntan. Esto es debido a que la velocidad de seguimiento lunar no es lo suficientemente precisa con el equipamiento utilizado. Una vez terminada la observación, las imágenes obtenidas por cada telescopio son analizadas mediante un software desarrollado para este fin en el marco de esta tesis doctoral, y cuyo funcionamiento se detalla en el capítulo 4.1.

3.2. Sistemas para el análisis de meteoros en la atmósfera terrestre

Para analizar el comportamiento de los meteoroides que impactan contra la atmósfera terrestre se ha utilizado una red de estaciones de detección de meteoros. Las coordenadas geográficas de estas estaciones se especifican en la Tabla 3.2. Su ubicación se indica en la Figura 3.10.

Nombre	Longitud (W)	Latitud (N)	Altitud (m)
Sevilla	5° 58' 50"	37° 20' 46"	28
Cerro Negro	6° 19' 35"	37° 40' 19"	470
La Hita	3° 11' 00"	39° 34' 06"	674
Huelva	6° 56' 11"	37° 15' 10"	25
El Arenosillo	6° 43' 58"	37° 06' 16"	40
Sierra Nevada (OSN)	3° 23' 05"	37° 03' 51"	2896
Calar Alto (CAHA)	2° 32' 46"	37° 13' 25"	2168
La Pedriza	3° 57' 12"	37° 24' 53"	1030
La Sagra	2° 33' 56"	37° 58' 58"	1520

Tabla 3.2. Coordenadas geográficas de las estaciones de detección de meteoros implantadas en el marco de esta investigación.

Estas estaciones están basadas también en cámaras CCD de alta sensibilidad en modo vídeo analógico. Se han utilizado los modelos Watec 902H (Figura 3.11) y Watec 902H2 Ultimate (Figura 3.5), que emplean los sensores CCD de Sony de 1/2" ICX429AL e ICX439ALL, respectivamente. Al igual que ocurre con la cámara 902H2 Ultimate, la 902H también obtiene imágenes entrelazadas en blanco y negro. Las estaciones de detección operan de manera autónoma gracias al software MetControl (Madiedo 2014), que ha sido desarrollado en el marco de esta tesis doctoral y cuyo funcionamiento se explica en el capítulo 4.2.1.



Figura 3.10. Ubicación de las estaciones de detección de meteoros implantadas en el marco de esta investigación.



Figura 3.11. Cámara Watec 902H

Cada estación utiliza entre 4 y 12 cámaras. Éstas están provistas de ópticas fabricadas por la compañía Computar con una relación focal comprendida entre $f/1.0$ y $f/1.4$ y cuya longitud focal varía entre 6 y 25 mm. De esta forma, cada dispositivo cubre una zona de cielo comprendida entre 62×50 y 14×11 grados. Las cámaras se ubican en el interior de carcasas estancas (Figura 3.12). Cada carcasa está provista de un sistema automático de calefacción que impide la condensación de humedad en su ventana.



Figura 3.12. Imágenes de la estación de detección de meteoros del Observatorio de Sierra Nevada. Las cámaras se ubican en carcasas estancas calefactadas.

Las cámaras se encuentran orientadas de manera que se maximiza el volumen atmosférico común cubierto por las diferentes estaciones. Estos dispositivos generan una señal de vídeo analógica según el sistema PAL. De esta forma, proporcionan 25 imágenes entrelazadas por segundo. La secuencia de imágenes procedentes de cada cámara se lleva a un ordenador PC, en el que esta señal analógica se digitaliza con una profundidad de 8 bits (256 niveles de gris) gracias a una tarjeta de adquisición de vídeo con una resolución de 720x576 píxeles. Cada cámara posee su propio ordenador de control. Estas imágenes son procesadas en tiempo real mediante el software UFOCapture, desarrollado por SonotaCo (www.sonotaco.com). Cuando el programa detecta que un meteorito está presente en el campo de visión de la cámara, graba una secuencia de vídeo en el disco duro en formato AVI. Dicha secuencia contiene tanto al meteorito como a los fotogramas grabados durante el segundo inmediatamente anterior y posterior al paso del mismo. UFOCapture estampa en cada fotograma la información correspondiente a la fecha y la hora, información que toma directamente del ordenador en el que el software está funcionando. No es necesario, por tanto, utilizar ningún sistema específico de inserción de tiempo. Sin embargo, es fundamental que los ordenadores de control estén sincronizados, para lo cual se conectan a un servidor de tiempo que utiliza una antena GPS (modelo Garmin 25 HVS). De esta forma puede conocerse a qué instante de tiempo corresponde cada fotograma con una resolución de, al menos, 0,1 s (Madiedo y Trigo-Rodríguez 2008). Los archivos de vídeo que contienen a los meteoritos detectados por estos sistemas se han analizado con el software Amalthea, también desarrollado en el marco de esta tesis y cuyo funcionamiento se aborda en la sección 4.2.2.

4. Desarrollo de software

Para poder abarcar los objetivos de este trabajo ha sido necesario desarrollar diversas aplicaciones informáticas que se describen a continuación. Éstas han permitido llevar a cabo tareas relacionadas con la reducción de los datos obtenidos, pero también con el control de algunos de los equipos utilizados.

4.1. Software para la detección y el análisis de destellos de impactos de meteoroides en la luna

Dado que, por lo general, los destellos producidos por impactos de meteoroides contra la Luna tienen una duración muy corta (del orden de 0.01 s) y, además, son poco luminosos (su brillo suele oscilar en torno a las magnitudes 10 y 7), el registro de estos destellos no puede llevarse a cabo de forma visual. Es, por tanto, necesario disponer de un software adecuado para identificar estos destellos. Con este fin se ha desarrollado el software MIDAS (que en este contexto se corresponde con el acrónimo de *Moon Impacts Detection and Analysis Software*). La aplicación ha sido desarrollada en lenguaje C++ y diseñada para entorno MS-Windows (Madiedo et al. 2010, 2015a,b).

MIDAS puede llevar a cabo la identificación de destellos de impacto en tiempo real, procesando directamente las imágenes registradas por las cámaras durante la monitorización del disco lunar. No obstante, como se explica a continuación, por lo general es conveniente llevar a cabo algún tipo de pre-tratamiento en estas imágenes antes de proceder a identificar estos destellos (Figura 4.1). Por este motivo, el software también ha sido diseñado para identificar destellos de impacto una vez concluida la sesión de monitorización del disco lunar, a partir de los ficheros de vídeo generados al digitalizar las imágenes obtenidas por las cámaras CCD. El formato de vídeo que utiliza MIDAS es el formato AVI.

Tal y como se indica en las secciones siguientes, la mayor parte de los cálculos necesarios para el desarrollo de este trabajo se han realizado con el software MIDAS. El

programa hace uso de los algoritmos desarrollados en Meeus (1998) para obtener distintos parámetros relacionados con las efemérides lunares, tales como, por ejemplo, la fase lunar, la posición de la Luna y la distancia Tierra-Luna. A continuación se describen los principales módulos de tratamiento y análisis de datos implementados en este software.

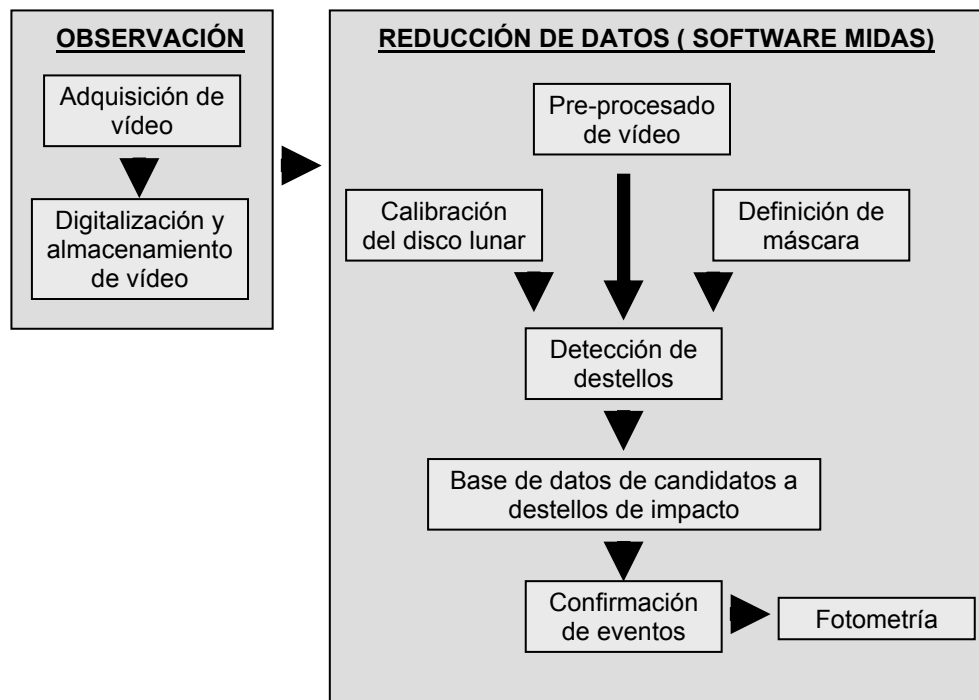


Figura 4.1. Esquema del proceso seguido para llevar a cabo la detección y el análisis de los destellos de impactos.

4.1.1. Pre-procesado de vídeo

Para detectar destellos de impacto, MIDAS analiza los archivos de vídeo obtenidos durante la fase de monitorización lunar y busca en ellos cambios súbitos de brillo en grupos de píxeles, siguiendo la técnica que se detalla en la sección 4.1.4. Pero, por lo general (Figura 4.1), estos archivos de vídeo necesitan ser tratados antes de llevar a cabo el proceso de identificación de estos destellos. Así, por ejemplo, puesto que las cámaras CCD utilizadas para este estudio generan vídeo entrelazado resulta conveniente desentrelazar estas imágenes. De esta manera se eliminan algunos efectos no deseados relacionados con el proceso de entrelazado. El más común de éstos es el denominado

efecto peine. Este efecto aparece cuando la cámara recoge movimientos o cambios bruscos, de manera que los dos campos que componen la imagen entrelazada, y que se han obtenido en instantes de tiempo distintos, no se correlacionan de manera adecuada (Figura 4.2). El desentrelazamiento de los vídeos es además particularmente útil de cara al análisis fotométrico de los destellos de impacto, pues de esta forma se duplica la tasa de imágenes (que pasa de 25 a 50 fotogramas por segundo) y, por tanto, también se duplica la resolución temporal.



Figura 4.2. Izquierda: imagen de un destello de impacto que muestra el efecto peine que surge como consecuencia del proceso de entrelazamiento de vídeo. Derecha: imagen desentrelazada, en la que se ha eliminado este efecto.

Para llevar a cabo el proceso de desentrelazamiento de imágenes el software MIDAS extrae los dos campos que componen cada imagen entrelazada y a continuación realiza una interpolación lineal entre las líneas que componen cada campo. De esta forma se genera un nuevo fichero de vídeo AVI en el que estos campos se incluyen como fotogramas independientes y consecutivos.

El pre-procesado de los vídeos permite solucionar algunos problemas que pueden interferir con el proceso de detección de destellos de impacto, sobre todo en el caso de los destellos más tenues. Así, por ejemplo, el ruido presente en las imágenes puede dar

lugar a un gran número de falsos positivos. En MIDAS se han implementado varios métodos que permiten abordar este inconveniente. Por ejemplo, MIDAS puede llevar a cabo un suavizado de las imágenes consistente en aplicar a cada fotograma de vídeo una transformación que asigna a cada píxel el brillo promedio de los píxeles que se encuentran dentro de un entorno de un radio determinado. Si bien esto reduce significativamente el número de falsos positivos, el inconveniente de esta técnica es que produce imágenes con menor nitidez que las imágenes de partida en las que es más difícil detectar los destellos más tenues: los pequeños grupos de píxeles que abarcan los destellos menos brillantes ven significativamente reducido su brillo cuando su luminosidad se promedia con la de los píxeles circundantes.

Otra técnica implementada en MIDAS y que ha demostrado proporcionar buenos resultados a la hora de disminuir el ruido en las imágenes es la denominada "reducción de vídeo 2:1" (Cudnik 2009). Este método consiste en reducir a la mitad el ancho y el alto de cada fotograma. La intensidad de cada píxel en las imágenes resultantes se calcula haciendo una interpolación, mediante un spline cúbico, del brillo de los 16 píxeles más próximos en la imagen original (Keys 1981). La principal ventaja de esta técnica es, aparte de la ya mencionada reducción del ruido, que el tiempo de procesamiento de los vídeos se ve reducido significativamente: el número total de píxeles en los vídeos obtenidos al aplicar esta transformación se reduce a la cuarta parte del número total de píxeles en las imágenes originales, por lo que el tiempo de procesamiento se divide también por cuatro. Es importante tener en cuenta que, puesto que los destellos de impacto abarcan grupos de varios píxeles, estos destellos no desaparecen al aplicar esta técnica de reducción de tamaño y, por tanto, pueden ser identificados en el vídeo resultante.

No obstante, el llamado "suavizado temporal" es la técnica que ha permitido obtener mejores resultados a la hora de reducir el número de falsos positivos. Este método proporciona imágenes mucho más nítidas que la técnica basada en suavizar imágenes asignando a cada píxel el brillo promedio de los píxeles que lo rodean. En este caso se aplica una transformación a los ficheros de vídeo, de manera que cada fotograma se sustituye por un promedio ponderado de los m fotogramas más próximos. Concretamente, la técnica de suavizado temporal implementada en MIDAS se basa en aplicar a cada píxel en un determinado fotograma n la siguiente ecuación:

$$I_n^{\text{out}}(x, y) = \frac{\sum_{i=n-m}^{n+m} I_i^{\text{in}}(x, y) \cdot W(i)}{\sum_{i=n-m}^{n+m} W(i)}, \quad (4.1)$$

donde $I_n(x, y)$ es la intensidad del píxel situado en la posición (x, y) en el fotograma n .

La función de peso W viene dada por

$$W(i) = \max \left\{ 0, \alpha - \frac{|I_i^{\text{in}}(x, y) - I_n^{\text{in}}(x, y)|}{2^\beta} \right\} \quad (4.2)$$

En la ecuación (4.2), α y β son, junto con el parámetro m que aparece en la ecuación (4.1), los parámetros que el operador del software puede especificar libremente a la hora de definir esta transformación de suavizado temporal. El tamaño de la ventana situada alrededor de cada fotograma (es decir, el número de fotogramas que se utilizan para calcular el promedio de cada fotograma) viene definido por el parámetro m . La ecuación (4.2) asigna mayor peso al fotograma n , que es el fotograma central en esta ventana, y menor peso a los adyacentes. Pero cuanto mayor es el valor del parámetro β mayor es la contribución de los fotogramas adyacentes con respecto al central. Otra consecuencia de la ecuación (4.2) es que si, para un píxel determinado, la diferencia de luminosidad entre cualquier fotograma adyacente y el central es demasiado grande (de manera que se obtendría un valor negativo para $W(i)$), la contribución de dicho fotograma adyacente al brillo de ese píxel en la imagen resultante sería nula, pues en ese caso la ecuación (4.2) establece que $W(i)$ debe valer cero. Dicho esto, puede verse entonces que el parámetro α está relacionado con la máxima diferencia de brillo permitida entre estos fotogramas. Por defecto, MIDAS asigna a este parámetro el valor medio del ruido presente en las imágenes. De esta forma, las diferencias entre fotogramas próximos debidas a dicho ruido se ven suavizadas, pero aquellas diferencias que guarden relación con la aparición súbita de un destello de impacto aparecen resaltadas. Es precisamente esto lo que hace que esta técnica sea más eficaz a la hora de detectar destellos más tenues.

4.1.2. Definición de máscaras

Durante el proceso de identificación de destellos de impacto es necesario ignorar algunas áreas de las imágenes contenidas en los ficheros de vídeo AVI. Esto se debe a que, como se describe más abajo, el algoritmo utilizado por el software MIDAS para identificar estos destellos se basa en la comparación de fotogramas consecutivos con el fin de identificar cambios significativos en el brillo de grupos de píxeles. Pero esto implica que otros fenómenos, tales como por ejemplo el centelleo de las estrellas que aparecen en las imágenes, pueden dar lugar a falsos positivos. También la zona de las imágenes en la que el insertador de tiempo estampa la información sobre la fecha y la hora a la que corresponde cada fotograma puede dar lugar a estos falsos positivos. El software MIDAS resuelve este problema gracias a una imagen que recibe el nombre de máscara. En este contexto, la máscara es una imagen con idénticas dimensiones (ancho y alto) que las imágenes contenidas en el fichero AVI que va a analizarse y en la que se indica, mediante un código de color, qué áreas serán tenidas en cuenta durante el proceso de identificación de destellos y cuáles serán ignoradas. Concretamente, MIDAS marca las zonas que serán ignoradas mediante color rojo, mientras que las zonas que serán tenidas en cuenta durante la identificación de destellos de impacto aparecen en la máscara con color negro (Figura 4.3).

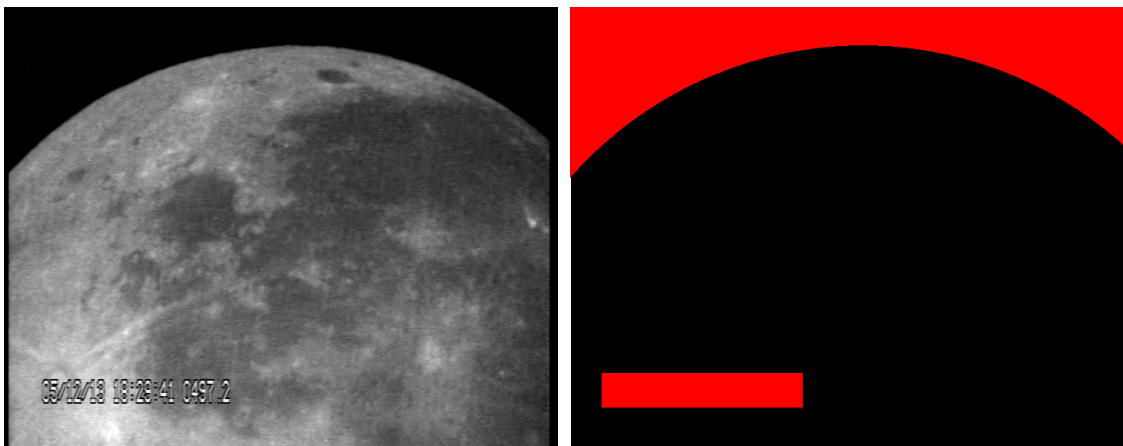


Figura 4.3. Derecha: máscara creada a partir de la imagen de la izquierda, y en la que se marca en rojo las zonas que no serán tenidas en cuenta durante el proceso de identificación de destellos.

Para definir la máscara, el software extrae uno de los fotogramas del vídeo que va a analizarse y, sobre dicho fotograma, se marcan con ayuda del ratón las zonas que deberán ignorarse durante el proceso de identificación de candidatos a destellos de impacto (Figura 4.4).

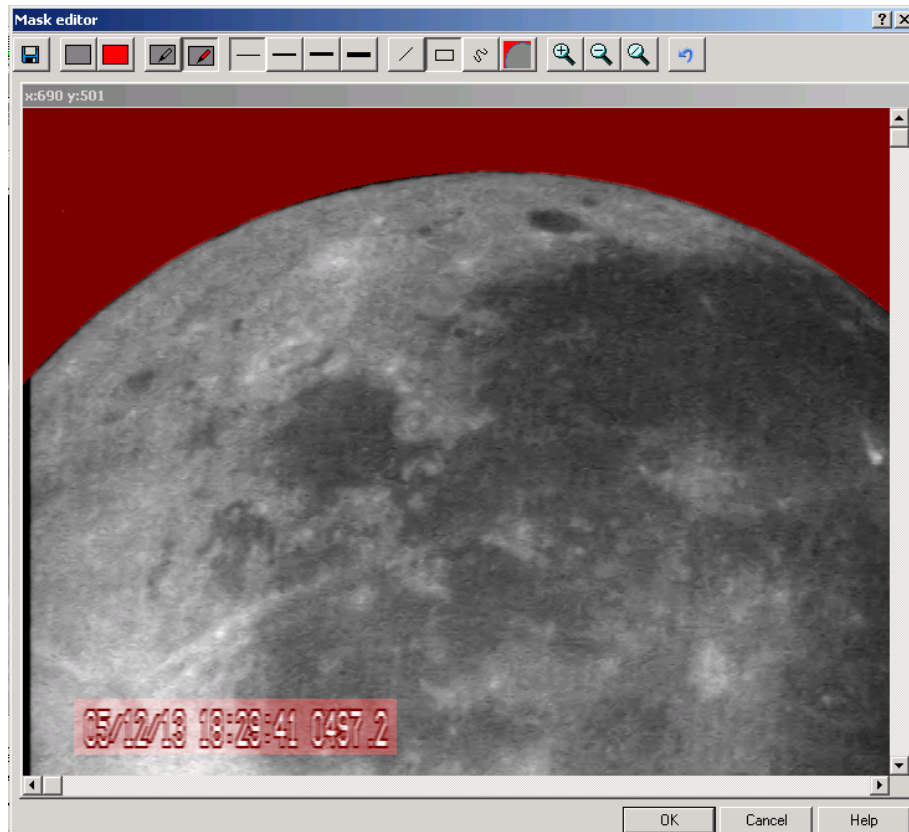


Figura 4.4. Imagen del editor de máscaras implementado en el software MIDAS.

4.1.3. Calibración del disco lunar

Por lo general, la alta sensibilidad de las cámaras utilizadas para este estudio permite identificar fácilmente detalles en la zona no iluminada del disco lunar. Éstos pueden ser utilizados para llevar a cabo una calibración del disco lunar, puesto que sus coordenadas selenográficas (latitud y longitud) son conocidas. Gracias a esta calibración es posible conocer las coordenadas de latitud y longitud en la superficie lunar correspondientes a un determinado destello a partir de las coordenadas (x, y) del mismo medidas sobre las imágenes tomadas por las cámaras. Dado que el achatamiento lunar es pequeño, siendo su valor 0.0012 (Williams 2006), se ha considerado que la Luna puede describirse

mediante una esfera perfecta. La relación entre las coordenadas (x, y) y las coordenadas de latitud y longitud (lat, lon) viene dada por (Kopal 1962)

$$\begin{aligned} x &= R \cos(\text{lat}) \sin(\text{lon} - \text{lonP}) \\ y &= R [(\cos(\text{latP}) \sin(\text{lat})) - (\sin(\text{latP}) \cos(\text{lat}) \cos(\text{lon} - \text{lonP}))] \end{aligned} \quad (4.3)$$

donde R es el radio de la Luna, cuya forma se aproxima aquí a una esfera (R=1737.4 km). En la ecuación (4.3) se considera que las coordenadas de latitud y longitud correspondientes al punto central del disco lunar en las imágenes viene dado por (latP, lonP).

La transformación inversa viene definida por

$$\begin{aligned} \text{lat} &= \arcsen[\cos(C) \sin(\text{latP}) + y \sin(C) \cos(\text{latP}) / P] \\ \text{lon} &= \text{lonP} + \arctan[(x \cos(C)) / ((P \cos(\text{lat}) \cos(C)) - (y \sin(\text{latP}) \sin(C)))] \end{aligned} \quad (4.4)$$

donde

$$P = (x^2 + y^2)^{1/2} \quad (4.5)$$

y

$$C = \arcsen(P / R) \quad (4.6)$$

Los valores de latP y lonP se obtienen a partir de los datos conocidos de latitud y longitud y de las correspondientes coordenadas (x, y) medidas sobre las imágenes de los accidentes lunares seleccionados por el operador para efectuar la calibración.

Una vez calibrado el disco lunar, el software proporciona para los destellos detectados tanto sus coordenadas (x, y) como sus coordenadas selenográficas. El proceso de calibración es opcional. Si el operador no la lleva a cabo el software únicamente proporciona las coordenadas (x, y) de los destellos.

4.1.4. Identificación de candidatos a destellos de impacto

Las rutinas de identificación de destellos constituyen el módulo principal del software MIDAS. Como se mencionó anteriormente, si bien este software puede analizar imágenes en vivo (mientras está teniendo lugar la monitorización del disco lunar) es preferible llevar a cabo este proceso una vez finalizada la sesión de observación.

Para llevar a cabo la identificación de posibles destellos de impacto es necesario fijar una serie de parámetros que se mencionan más abajo y que condicionan el comportamiento de las rutinas de detección implementadas en MIDAS. Estos parámetros deben seleccionarse de manera que este proceso de identificación tenga lugar de manera óptima, aunque a priori el valor que se les debe asignar no es conocido. Estos valores dependen del equipamiento utilizado y de su configuración, pero también de las condiciones en las que se ha llevado a cabo la observación (fundamentalmente, de la fase lunar y de la transparencia y turbulencia atmosféricas). En la práctica es necesario llevar a cabo un proceso de ensayo y error para fijarlos.

Con el fin de identificar un candidato a destello de impacto, el software compara fotogramas de vídeo consecutivos y detecta grupos de píxeles que muestren incrementos de brillo que superen un determinado valor umbral. Este proceso se resume en el diagrama de flujo de la Figura 4.5. Este valor umbral se define como un múltiplo del valor medio del ruido presente en las imágenes, y dicho múltiplo es uno de los parámetros que deben ser especificados por el operador. Por defecto, MIDAS asigna a este valor umbral el triple del valor medio de dicho ruido. El valor medio del ruido no se determina en un único fotograma, sino en una secuencia formada por varios fotogramas consecutivos. El número k de fotogramas en esta secuencia es otro parámetro que especifica el operador. Por defecto, MIDAS toma $k=10$. Puesto que el ruido en las imágenes ha podido variar a lo largo de la observación, durante el proceso de identificación de destellos de impacto el software calcula de manera periódica el valor medio de este ruido. El ruido se obtiene como la desviación estándar media de las imágenes restadas y, en función del resultado obtenido, el programa ajusta el umbral de detección. El umbral de detección, por tanto, posee un valor dinámico que puede ir variando a lo largo del proceso de análisis. Por defecto MIDAS determina el umbral de

detección cada 30 segundos, si bien este tiempo también es un parámetro que puede ser fijado por el operador.

El operador debe especificar también el tamaño mínimo que debe tener un grupo de píxeles para que el software considere que se ha producido un posible destello de impacto en caso de que su diferencia de brillo en fotogramas consecutivos supere el umbral fijado.

Cuando se identifica un posible destello de impacto, el software genera un vídeo en formato AVI en el que quedan registrados los fotogramas en los que aparece dicho destello, así como los n fotogramas inmediatamente anteriores y posteriores a éstos. El valor del parámetro n (y, por tanto, la duración del vídeo) es especificado por el operador. Por defecto, el software establece n=10. Los vídeos generados de esta manera son incluidos por el software en una base de datos, tal y como se explica a continuación.

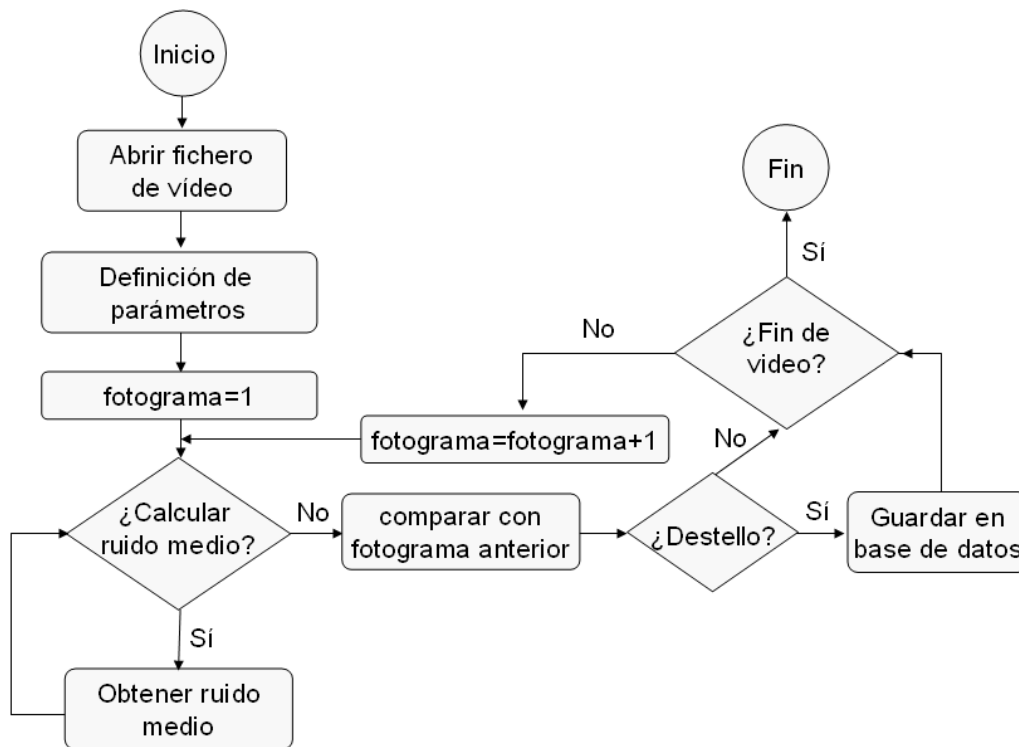


Figura 4.5. Diagrama de flujo correspondiente al proceso de identificación de destellos de impacto implementado en el software MIDAS.

4.1.5. Base de datos de candidatos a destellos de impacto

Para cada uno de los telescopios utilizados, el software MIDAS genera una base de datos que contiene aquellos eventos que han sido identificados como candidatos a destellos de impacto. Esta base de datos incluye información sobre la posición y el instante en el que aparece cada evento, así como un pequeño vídeo en formato AVI en el que se aísla cada evento y en el que el destello se delimita mediante un rectángulo rojo para facilitar su localización por parte del operador (Figura 4.6). No obstante, puesto que diversos fenómenos pueden dar lugar a falsos positivos, es necesario comparar entre sí las bases de datos generadas para cada telescopio. De esta forma se descartan aquellos eventos registrados por un único tubo óptico y que casi con total seguridad corresponden a falsos positivos. Se genera así un listado que sólo contiene aquellos destellos que han sido identificados en la misma posición del disco lunar y en el mismo instante por, al menos, dos telescopios. A los eventos que aparecen en este listado se les realiza un análisis fotométrico, tal y como se describe a continuación, con el fin de obtener información sobre los impactos que los han producido.



Figura 4.6. Al identificar un destello, MIDAS lo marca mediante un rectángulo rojo para facilitar su localización por parte del operador.

4.1.6. Fotometría

El análisis de la evolución con el tiempo del brillo de un destello de impacto tiene una importancia fundamental, ya que proporciona la energía cinética del proyectil (Ortiz et al. 2006, Madiedo et al. 2014b). Como se describe en la sección 2.1.2, esta energía, a su vez, permite calcular el diámetro del cráter producido como consecuencia del impacto, así como estimar la frecuencia de estos impactos en la Luna y en la Tierra (Ortiz et al. 2006). También se puede determinar la masa del proyectil si se conoce su velocidad de colisión (este valor se sabe para meteoroides de las corrientes meteóricas conocidas).

MIDAS permite obtener y analizar la curva de luz de los destellos de impacto. Por lo general, para este análisis se utilizan los ficheros de vídeo en formato AVI generados por MIDAS durante el proceso de identificación de destellos (sección 4.1.4). No obstante, también pueden utilizarse los ficheros de vídeo sin procesar obtenidos durante la monitorización del disco lunar.

En un primer paso, el software obtiene el brillo del impacto en función del tiempo, expresando este brillo como la suma, en unidades de dispositivo, de la luminosidad de los píxeles abarcados por el destello. Para cada píxel esta luminosidad puede variar entre 0 y 255 que la digitalización de la señal es a 8 bits. El programa también determina esta luminosidad para una serie de estrellas de referencia, que sirven como estrellas de calibración dado que su magnitud es conocida. Así, en un segundo paso, el programa utiliza esta calibración para expresar la curva de luz del destello de impacto en forma de datos de magnitud en función del tiempo. Como se comentó anteriormente, los ficheros de vídeo que se analizan con MIDAS se someten a un proceso de desentrelazado, lo cual dobla la resolución temporal de los datos. Esto supone una gran ventaja a la hora de analizar las curvas de luz, dado que por lo general la duración de los destellos es muy pequeña.

4.1.7. Validación del software MIDAS: simulador de destellos de impacto

Las rutinas de identificación de destellos de impacto implementadas en el software MIDAS han sido testadas y validadas de diferentes maneras. Una de estas pruebas ha consistido en repetir con el software MIDAS el análisis de las imágenes obtenidas por Ortiz et al. (2005) durante la monitorización de destellos de impactos producidos por las Leónidas en 2004. Como resultado de estas pruebas se comprobó que MIDAS pudo identificar también todos los destellos de impacto identificados mediante el software utilizado en la investigación llevada a cabo por Ortiz et al. (2005).

Pero, además, se han realizado pruebas adicionales utilizando otro software desarrollado en el marco de esta tesis doctoral y denominado *Impact Flash Simulator*. La finalidad de este software es simular destellos de duración y brillo arbitrarios. Este software simulador inserta estos destellos artificiales en ficheros de vídeo que contienen imágenes reales obtenidas durante la monitorización de la parte nocturna del disco lunar. De esta forma, el simulador genera un nuevo archivo de vídeo en formato AVI en el que los destellos se han insertado en la posición indicada por el operador. Este tipo de ficheros han sido analizados a continuación con el software MIDAS con el fin de determinar el valor óptimo de los parámetros que el operador debe especificar durante el proceso de identificación de destellos de impacto, así como la magnitud límite de los destellos detectables con el dispositivo experimental utilizado para este trabajo. Estos ensayos determinaron que dicha magnitud límite está en torno a 10 en la banda V.

4.2. Software para la detección y el análisis de meteoros en la atmósfera terrestre.

4.2.1. Software para el control automático de las estaciones de detección de meteoros

Dado el número y la dispersión geográfica de la red de estaciones de detección de meteoros utilizadas en este trabajo, se hizo necesario desarrollar técnicas que permitiesen la operación autónoma de estos sistemas. Con esa finalidad se desarrolló el software MetControl, que funciona en entorno MS-Windows. Este programa puede operar o bien en modo de adquisición de datos o bien en modo de procesamiento de datos. En el modo de adquisición de datos (Figura 4.7) MetControl opera de la siguiente manera. En primer lugar, mediante una configuración apropiada de la BIOS, cada uno de los ordenadores que controlan las cámaras CCD integradas en las estaciones de detección se enciende unos 10 minutos antes de que deba iniciarse la sesión de observación. Cuando un determinado ordenador se inicia, el sistema operativo ejecuta automáticamente el programa MetControl. La primera tarea que lleva a cabo este software es iniciar a su vez el programa de adquisición de datos, el cual permite monitorizar el cielo nocturno y graba una secuencia de vídeo cada vez que un meteoro aparece en el campo de visión de la cámara. Durante la sesión de observación, MetControl comprueba de manera periódica si se ha grabado una nueva secuencia de vídeo. Esta comprobación se lleva a cabo por lo general cada 30 segundos, aunque la duración de este intervalo de tiempo es un parámetro ajustable por el usuario. Los bólidos muy brillantes (magnitud -12 o inferior) merecen una atención especial, pues estos eventos pueden dar lugar, en condiciones apropiadas, a caídas de meteoritos. Por este motivo cada vez que se graba una nueva secuencia de vídeo MetControl analiza el archivo correspondiente y comprueba si en las imágenes se ha registrado algún meteoro que supere este brillo. En caso positivo, el programa envía en ese preciso instante un correo electrónico al operador, incluyendo como adjunto una imagen del evento registrado.

Una vez que la sesión de observación finaliza, MetControl comprime automáticamente todos los vídeos registrados y los transfiere a un servidor FTP, en el que se almacenan los datos obtenidos desde cada estación de detección. Cuando esta transferencia finaliza, MetControl apaga el ordenador, que permanecerá en ese estado hasta que deba llevarse a cabo la siguiente observación. El servidor FTP se encuentra ubicado en la estación de observación de meteoros ubicada en Sevilla. En este servidor se encuentra permanentemente en ejecución otra instancia del programa MetControl, cuyo cometido en este caso es identificar aquellos meteoros que han sido registrados de manera simultánea desde, al menos, dos estaciones diferentes. El software, que opera aquí en el modo de procesamiento de datos (Figura 4.8), envía al operador un correo electrónico automático con un listado que incluye estos eventos multi-estación. Estos, mediante triangulación y siguiendo las técnicas descritas en el apartado 2.3.1, permiten caracterizar la trayectoria atmosférica de los meteoroides, determinar su radiante y obtener la órbita en el Sistema Solar de estas partículas.

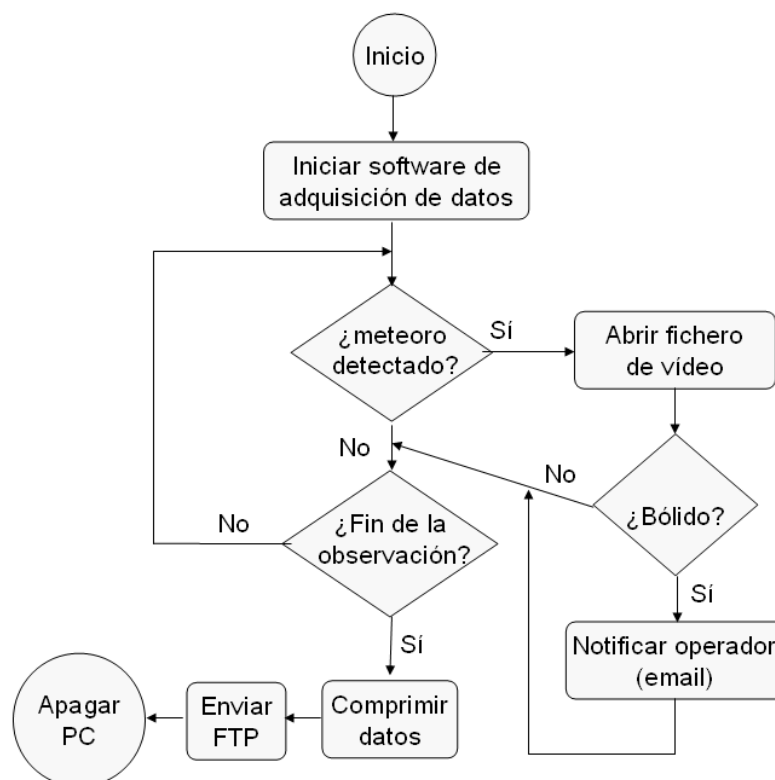


Figura 4.7. Diagrama de flujo del software MetControl en modo de adquisición de datos.

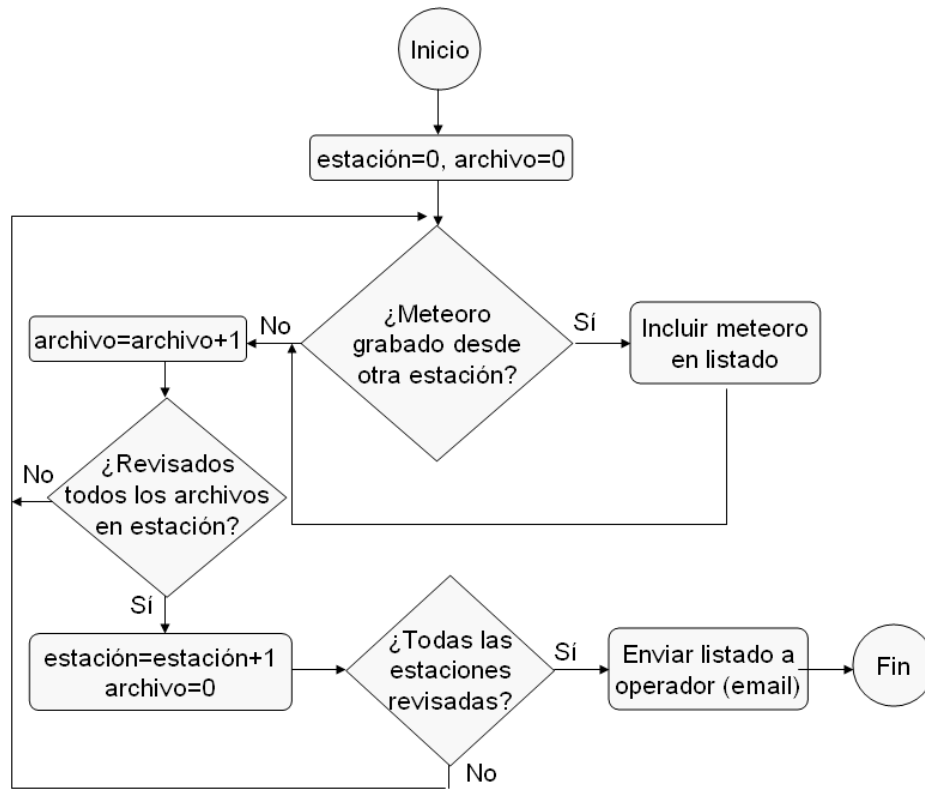


Figura 4.8. Diagrama de flujo del software MetControl en modo de procesamiento de datos.

4.2.2. Software para el análisis de bólidos y meteoros

Para llevar a cabo el análisis de los datos obtenidos por las estaciones de detección de meteoros descritas en el apartado 3.2 se ha desarrollado un software denominado AMALTHEA. Esta aplicación, programada en lenguaje C++, funciona en entorno MS-Windows. Los principales módulos de análisis de datos implementados en este software se describen a continuación.

4.2.2.1. Astrometría

Para poder determinar la trayectoria atmosférica del meteoro y la órbita del meteoróide progenitor es necesario obtener previamente las coordenadas ecuatoriales del meteoro a lo largo de su trayectoria aparente desde, al menos, dos estaciones de detección

diferentes (sección 2.3.1). El procedimiento llevado a cabo por AMALTHEA para realizar esta operación se resume en el diagrama de flujo de la Figura 4.9. El cálculo de estas coordenadas ecuatoriales implica, en primer lugar, obtener las coordenadas rectangulares (x, y) del meteoro a lo largo de esa trayectoria aparente. Estas coordenadas, denominadas coordenadas de placa, se miden directamente sobre las imágenes grabadas por las cámaras. Y, a continuación, es necesario hacer una calibración astrométrica de estas imágenes que permita transformar las coordenadas de placa en coordenadas ecuatoriales. Para ello el operador marca con ayuda del ratón la posición de las estrellas de referencia que permitirán hacer esta calibración. Por lo general se utilizan, como mínimo, del orden de 30 estrellas. La calibración de las imágenes se consigue realizando un ajuste polinómico entre las posiciones marcadas por el operador y las coordenadas ecuatoriales conocidas de estas estrellas. El grado del polinomio de ajuste puede ser seleccionado por el operador, aunque por defecto se utiliza un polinomio cúbico.

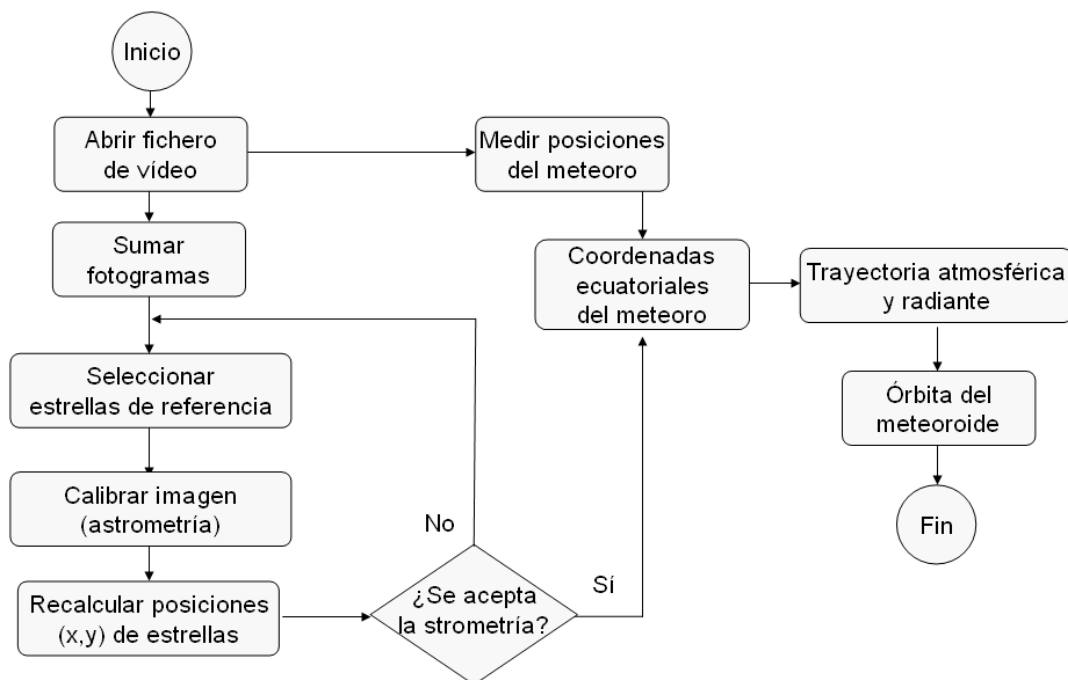


Figura 4.9. Diagrama de flujo que resume el proceso llevado a cabo por el programa AMALTHEA para obtener las coordenadas ecuatoriales del meteoro a lo largo de su trayectoria aparente para cada estación de registro, así como para calcular la trayectoria atmosférica, el radiante y los parámetros orbitales del meteoróide.

Dependiendo de las condiciones de observación y de la zona del cielo monitorizada por la cámara, en ocasiones el número de estrellas que aparecen en los fotogramas es demasiado bajo como para poder hacer la calibración de las imágenes. Para evitar este problema el software suma los fotogramas contenidos en el vídeo, ya que el número de estrellas que aparecen en la imagen resultante de esta operación se incrementa significativamente. Por otro lado, puesto que las cámaras apuntan siempre a la misma altitud y acimut, en caso de ser necesario pueden usarse para el proceso de calibración estrellas que aparezcan en imágenes grabadas en otro instante.

Como se comentó anteriormente, las cámaras utilizadas obtienen vídeo entrelazado. Es importante desentrelazar estos vídeos antes de llevar a cabo el análisis astrométrico. De esta forma se evitan problemas derivados de la aparición del denominado "efecto peine" (sección 4.1.1) a la hora de medir sobre las imágenes la posición del meteoro a lo largo de su trayectoria aparente.

4.2.2.2. Cálculo de trayectoria atmosférica y parámetros orbitales

AMALTHEA guarda en una base de datos la posición geográfica de las estaciones de detección de meteoros que aparecen en la Tabla 3.2. Para aquellos meteoros que se registran desde al menos dos de estas estaciones, el software puede calcular su trayectoria atmosférica y la posición del radiante aplicando el método de intersección de planos (Ceplecha 1987) descrito en la sección 2.3.1. La velocidad preatmosférica del meteoroides V_{∞} se obtiene ajustando los valores obtenidos de velocidad V en función del tiempo t a la siguiente ecuación (Whipple y Jacchia 1957):

$$V = V_{\infty} - Ae^{Bt}, \quad (4.7)$$

en la que A y B son parámetros de ajuste. En cuanto a los parámetros orbitales del meteoroides, éstos se obtienen aplicando el método desarrollado por Ceplecha (1987) y que fue descrito en la sección 2.3.2. Una vez calculados estos parámetros, el software utiliza los criterios de disimilitud orbital descritos en la sección 2.3.3 para determinar a qué enjambre meteoroides pertenece la partícula.

4.2.2.3. Análisis fotométrico

La obtención de la curva de luz de un meteoro se lleva a cabo con AMALTHEA determinando el brillo de dicho meteoro en cada fotograma. Calibrando este brillo con el de estrellas de referencia de magnitud conocida se obtiene la evolución de la magnitud aparente del meteoro en función del tiempo. Esta determinación puede hacerse de manera automática o de forma manual. En el modo automático es el propio programa el que detecta la posición del meteoro en cada fotograma y mide el brillo del conjunto de píxeles en el que éste se encuentra. En el modo manual es el operador el que marca para fotograma con ayuda del ratón la posición que ocupa este conjunto de píxeles, y entonces el programa suma la contribución de los píxeles implicados. Puesto que esta operación se hace con archivos de vídeo en formato AVI en los que cada píxel está representado mediante 8 bits en escala de grises, el brillo de cada píxel puede variar entre 0 y 255.

La magnitud absoluta de un meteoro se define como la magnitud que éste tendría si estuviese situado a una distancia de 100 km en el cénit del observador. Esta magnitud absoluta M puede calcularse a partir de la magnitud aparente m aplicando la siguiente ecuación (Jenniskens 2006):

$$M = m - 5 \log(D/100), \quad (4.8)$$

donde D es la distancia al meteoro, en km.

Las curvas de luz permiten obtener la masa del meteoro de acuerdo con la siguiente ecuación (Ceplecha y McCrosky 1976):

$$m_p = 2 \int_{t_b}^{t_e} I / (\tau V^2) dt \quad (4.9)$$

donde m_p es la denominada masa fotométrica, siendo t_b y t_e los instantes de tiempo correspondientes al inicio y fin de la traza luminosa. La luminosidad del meteoro viene definida por I , que se relaciona con la magnitud absoluta M mediante la ecuación

$$I=10^{-0.4M} \quad (4.10)$$

El parámetro τ en la ecuación (4.9) es la eficiencia lumínica, que depende de la velocidad V y puede obtenerse a partir de las ecuaciones desarrolladas por Ceplecha y McCrosky (1976):

$$\begin{aligned}
 \log(\tau) &= -12.75 & V \leq 9.3 \text{ km/s} \\
 \log(\tau) &= -15.60 + 2.92 \log(v) & 9.3 < V < 12.5 \text{ km/s} \\
 \log(\tau) &= -13.24 + 0.77 \log(v) & 12.5 \leq V < 17.0 \text{ km/s} \\
 \log(\tau) &= -12.50 + 0.17 \log(v) & 17.0 \leq V < 27.0 \text{ km/s} \\
 \log(\tau) &= -13.69 + \log(v) & 27.0 \leq V < 72.0 \text{ km/s}
 \end{aligned} \quad (4.11)$$

Esta masa, junto con el valor de la velocidad preatmosférica obtenido al calcular la trayectoria atmosférica (sección 4.2.2.2) permite estimar la energía cinética con la que el meteoróide impacta contra la atmósfera.

4.2.2.4. Validación del software AMALTHEA

Las rutinas de cálculo de parámetros orbitales implementadas en AMALTHEA se han contrastado de manera satisfactoria con el software de cálculo de órbitas de meteoroides desarrollado por la Dutch Meteor Society (DMS) (Langbroek 2004) y con el software MORB desarrollado en el Observatorio de Ondrejov (Ceplecha et al. 2000). En el caso del software de la DMS se da la circunstancia de que este programa no facilita ningún parámetro de error para los datos orbitales. No obstante, se ha encontrado que las diferencias entre los parámetros orbitales calculados con este software y los obtenidos con AMALTHEA son muy pequeñas y se encuentran siempre dentro de las barras de error proporcionadas por AMALTHEA.

5. Resultados y discusión

Los destellos de impacto cuyo análisis se aborda a continuación aparecen recogidos en la Tabla 5.1, así como en las imágenes que se incluyen en el Anexo I. Todos ellos fueron registrados por, al menos, dos telescopios. La duración (t) de estos eventos se ha obtenido multiplicando el número de cuadros de vídeo (n) en los que aparecen los destellos por la velocidad de cuadro correspondiente a las cámaras utilizadas (fps):

$$t = n \cdot \text{fps} \quad (5.1)$$

La velocidad de cuadro es $\text{fps}=50$ cuadros por segundo, una vez desentrelazadas las imágenes siguiendo el procedimiento descrito en la sección 4.1.1. Como se mencionó en la sección 3.1, en este estudio se han utilizado telescopios de distinto diámetro y diferentes configuraciones ópticas, y, por tanto, con umbrales de detectabilidad diferentes. Como consecuencia de esto, se ha encontrado que para un mismo destello el valor de n podía variar según el sistema óptico considerado. Así, respecto a los telescopios Celestron C14, se han obtenido valores de n inferiores en una o dos unidades tanto para el telescopio Celestron C11 como para el telescopio de 40 cm operado desde el Observatorio Astronómico de La Hita. En el caso del telescopio de 40 cm esto es debido a que ese telescopio ha proporcionado imágenes con menor contraste y mayor ruido. Y en el caso del C11, a su menor diámetro. Por tanto, a la hora de calcular la duración de los destellos de acuerdo con la ecuación (5.1) se han tenido en cuenta los valores de n obtenidos a partir de las imágenes tomadas por los telescopios Celestron C14.

Las secuencias de vídeo en las que fueron identificados los destellos de impacto que aparecen en la Tabla 5.1 se han obtenido durante las campañas de monitorización de la zona nocturna del disco lunar llevadas a cabo en el marco de esta investigación, a excepción de los cuatro destellos identificados el 14 de diciembre de 2007. Éstos fueron registrados en imágenes obtenidas durante una campaña llevada a cabo en el Observatorio Astronómico de La Sagra (latitud: $37^\circ 58' 58''$ °N, longitud: $2^\circ 33' 56''$ °W, altitud: 1520 m) mediante dos telescopios idénticos tipo Schmidt-Cassegrain de 36 cm de diámetro a $f/10$ (modelo Celestron C14). Estos dos telescopios fueron configurados

de la misma manera que los dos telescopios C14 instalados en Sevilla y descritos en la sección 3.1. No obstante, tanto las imágenes obtenidas desde La Sagra en diciembre de 2007 como las obtenidas en las diferentes campañas organizadas en el marco de esta tesis fueron procesadas y analizadas mediante el software MIDAS, siguiendo el procedimiento descrito en la sección 4.1. Este análisis ha permitido obtener las coordenadas selenográficas de los 47 destellos que figuran en la Tabla 5.1, así como su duración y su magnitud aparente en banda V.

Núm. de destello	Fecha y hora (UT) ± 0.01s	Coordenadas selenográficas	Duración (s)	Magnitud aparente
1	14 Diciembre 2007 19h 18m 06.00s	Latitud: 7.4±0.2 °S Longitud: 51.2±0.2 °W	0.02	9.2±0.2
2	14 Diciembre 2007 19h 28m 48.12s	Latitud: 17.6±0.3 °N Longitud: 58.2±0.3 °W	0.10	8.2±0.2
3	14 Diciembre 2007 19h 50m 57.36s	Latitud: 5.5±0.2 °S Longitud: 4.4±0.9 °W	0.02	9.3±0.2
4	14 Diciembre 2007 20h 42m 57.71s	Latitud: 25.3±0.5 °N Longitud: 38.2±0.5 °W	0.04	7.2±0.2
5	9 Abril 2011 20h 38m 08.35s	Latitud: 24.4±0.2 °N Longitud: 64.2±0.5 °W	0.08	8.0±0.1
6	9 Abril 2011 20h 52m 44.65s	Latitud: 26.7±0.2 °S Longitud: 45.0±0.3 °W	0.04	8.5±0.1
7	11 Abril 2011 0h 05m 06.28s	Latitud: 12.4±0.2 °S Longitud: 55.9±0.4 °W	0.04	8.2±0.1
8	7 Junio 2011 21h 23m 27.42s	Latitud: 31.3±0.2 °N Longitud: 63.4±0.5 °W	0.08	7.9±0.2
9	30 Diciembre 2011 21h 00m 30.20s	Latitud: 12.9±0.2 °N Longitud: 27.6±0.2 °W	0.04	8.5±0.2
10	30 Enero 2012 22h 56m 37.49s	Latitud: 40.1±0.6 °S Longitud: 61.4±0.7 °W	0.04	8.0±0.2
11	26 Febrero 2012 21h 40m 10.32s	Latitud: 23.3±0.2 °S Longitud: 28.6±0.2 °W	0.04	8.8±0.1
12	28 Febrero 2012 23h 05m 16.72s	Latitud: 31.6±0.2 °N Longitud: 35.3±0.2 °W	0.04	8.1±0.1
13	27 Marzo 2012 20h 47m 16.28s	Latitud: 24.4±0.2 °S Longitud: 69.6±0.4 °W	0.06	9.8±0.1
14	26 Julio 2012 21h 35m 04.56s	Latitud: 7.8±0.2 °S Longitud: 68.6±0.4 °W	0.16	8.7±0.1
15	13 Agosto 2012 3h 55m 07.95s	Latitud: 25.2±0.2 °N Longitud: 83.4±0.9 °E	0.04	8.2±0.1
16	20 Octubre 2012 20h 05m 03.39s	Latitud: 14.4±0.2 °N Longitud: 77.4±0.5 °W	0.04	8.0±0.1

Tabla 5.1. Fecha, coordenadas sobre la superficie lunar, magnitud aparente y duración de los destellos de impacto analizados en el marco de este trabajo.

Núm. de destello	Fecha y hora (UT) ± 0.01s	Coordenadas selenográficas	Duración (s)	Magnitud aparente
17	20 Octubre 2012 20h 48m 28.77s	Latitud: 4.5±0.2 °N Longitud: 21.3±0.2 °W	0.08	8.6±0.1
18	14 Abril 2013 22h 08m 14.43s	Latitud: 11.3±0.3 °N Longitud: 49.2±0.4 °W	0.04	7.4±0.2
19	16 Abril 2013 20h 35m 41.95s	Latitud: 36.8±0.3 °N Longitud: 31.2±0.3 °W	0,02	9.1±0.2
20	17 Abril 2013 21h 38m 02.72s	Latitud: 30.3±0.4 °S Longitud: 27.5±0.3 °W	0,10	8.7±0.1
21	17 Abril 2013 22h 12m 25.60s	Latitud: 4.8±0.3 °S Longitud: 36.4±0.3 °W	0,04	8.7±0.2
22	17 Abril 2013 22h 39m 00.28s	Latitud: 1.4±0.3 °N Longitud: 74.2±0.5 °W	0,02	9.1±0.2
23	18 Abril 2013 22h 25m 50.25s	Latitud: 2.2±0.4 °N Longitud: 53.7±0.5 °W	0,04	8.3±0.3
24	11 Agosto 2013 20h 16m 33.05s	Latitud: 8.5±0.3 °N Longitud: 28.7±0.3 °W	0.04	8.1±0.1
25	11 Agosto 2013 20h 43m 19.96s	Latitud: 39.4±0.2 °N Longitud: 49.2±0.2 °W	0.02	9.1±0.1
26	11 Agosto 2013 21h 08m 14.75s	Latitud: 34.3±0.3 °N Longitud: 14.2±0.3 °W	0.04	7.8±0.1
27	12 Agosto 2013 19h 49m 57.92s	Latitud: 17.0±0.2 °N Longitud: 14.6±0.2 °W	0.16	6.6±0.1
28	12 Agosto 2013 20h 08m 29.49s	Latitud: 45.2±0.5 °N Longitud: 0.5±0.5 °W	0.08	7.5±0.1
29	12 Agosto 2013 20h 14m 55.35s	Latitud: 33.4±0.3 °N Longitud: 28.7±0.3 °W	0.04	8.8±0.1
30	13 Agosto 2013 20h 18m 29.33s	Latitud: 19.9±0.2 °N Longitud: 53.5±0.2 °W	0.02	9.2±0.1
31	13 Agosto 2013 20h 39m 01.13s	Latitud: 50.6±0.2 °N Longitud: 53.6±0.2 °W	0.02	9.3±0.1
32	13 Agosto 2013 21h 08m 52.96s	Latitud: 58.6±0.2 °N Longitud: 34.4±0.2 °W	0.04	7.6±0.1
33	13 Agosto 2013 21h 12m 47.68s	Latitud: 11.3±0.3 °N Longitud: 32.9±0.3 °W	0.02	8.5±0.1
34	13 Agosto 2013 21h 14m 53.28s	Latitud: 17.2±0.2 °N Longitud: 34.2±0.2 °W	0.02	9.2±0.1
35	13 Agosto 2013 22h 03m 48.94s	Latitud: 63.3±0.5 °N Longitud: 64.6±0.9 °W	0.10	7.1±0.1
36	11 Septiembre 2013 20h 07m 28.68s	Latitud: 17.2±0.2 °S Longitud: 20.5±0.2 °W	8.30	2.9±0.2
37	6 Noviembre 2013 18h 17m 28.02s	Latitud: 16.3±0.2 °S Longitud: 36.4±0.2 °W	0.02	9.9±0.2
38	7 Noviembre 2013 19h 19m 11.31s	Latitud: 9.6±0.2 °N Longitud: 44.5±0.2 °W	0.04	9.1±0.2
39	5 Diciembre 2013 18h 29m 41.83s	Latitud: 2.3±0.2 °S Longitud: 11.4±0.2 °W	0.06	8.1±0.2

Tabla 5.1. (Continuación).

Núm. de destello	Fecha y hora (UT) ± 0.01s	Coordenadas selenográficas	Duración (s)	p
40	5 Diciembre 2013 19h 00m 06.86s	Latitud: 9.2±0.2 °S Longitud: 50.2±0.2 °W	0.06	8.8±0.2
41	5 Diciembre 2013 19h 03m 14.29s	Latitud: 12.0±0.2 °S Longitud: 38.3±0.2 °W	0.10	7.5±0.2
42	6 Diciembre 2013 18h 56m 13.92s	Latitud: 24.2±0.2 °S Longitud: 31.6±0.2 °W	0.04	8.6±0.2
43	7 Diciembre 2013 19h 31m 06.66s	Latitud: 14.6±0.2 °S Longitud: 10.6±0.2 °W	0.12	7.1±0.2
44	7 Abril 2014 21h 46m 28.74s	Latitud: 5.6±0.2 °N Longitud: 55.4±0.2 °W	0.02	9.4±0.2
45	3 Julio 2014 21h 09m 06.01s	Latitud: 41.5±0.2 °S Longitud: 32.4±0.2 °W	0,04	8.7±0.2
46	26 Diciembre 2014 18h 42m 15.63s	Latitud: 20.5±0.2 °N Longitud: 75.1±0.4 °W	0.04	8.1±0.1
47	26 Diciembre 2014 20h 52m 03.32s	Latitud: 2.4±0.2 °S Longitud: 63.4±0.2 °W	0.12	7.3±0.1

Tabla 5.1. (Continuación).

5.1. Relación duración-magnitud

Tras recopilar en la bibliografía científica 45 destellos de impacto registrados en la superficie de la Luna con una magnitud aparente comprendida entre 4 y 10, Bouley et al. (2012) encontraron que entre la duración t de estos eventos (obtenida mediante la ecuación 5.1) y su magnitud aparente M podía establecerse una relación de tipo exponencial. De esta forma estos investigadores obtuvieron la siguiente ecuación:

$$t = 0.18_{-0.09}^{+33} \exp(-0.17 \pm 0.08M) \quad (5.2)$$

No obstante, si bien es cierto que los impactos más brillantes tienden a tener mayor duración, los datos recopilados en ese trabajo mostraban una gran dispersión, como muestra la Figura 5.1. Ese mismo análisis se ha llevado a cabo con los destellos recogidos en la Tabla 5.1, y el resultado se representa también en la gráfica que aparece en la Figura 5.1. Estos datos confirman la tenencia al aumento exponencial de la duración del destello conforme aumenta su brillo, habiéndose encontrado en este caso la siguiente relación:

$$t = (24.3 \pm 7.1) \cdot \exp(-0.71 \pm 0.04M) \quad (5.3)$$

Aunque el factor preexponencial que aparece en esta ecuación es coherente (si se tienen en cuenta las barras de error) con el obtenido por Bouley et al. (2012), el exponente que aparece en la ecuación (5.3) es significativamente menor al correspondiente a la ecuación (5.2), lo que indica que el aumento de la duración con el brillo es superior al obtenido por estos investigadores. Las discrepancias pueden deberse a diferentes factores. Por una parte, se han utilizado diferentes modelos de cámaras CCD para registrar los destellos analizados en Bouley et al. (2012), todas ellas con sensibilidad y nivel de ruido diferente (Bellot Rubio et al. 2000a,b; Dunham et al. 2000; Cudnik et al. 2002, 2003; Cooke et al. 2006, 2007; Ortiz et al. 2000, 2002, 2006; Yanagisawa y Kisaichi 2002; Yanagisawa et al. 2006, 2008). Esas cámaras CCD, además, tienen menor sensibilidad que las cámaras Watec utilizadas en este estudio. Por tanto, parece cuestionable realizar una comparación directa de la duración de los destellos registrados por estos dispositivos, pues cabría esperar que para un mismo destello el número n de fotogramas en los que aparece el evento pueda variar de uno a otro. Esto condiciona el valor calculado de la duración según la ecuación (5.1). Y, por otra parte, en Bouley et al. (2012) se comparan directamente destellos registrados por telescopios con diferentes diámetros (entre 13 y 60 cm) y configuraciones ópticas y, por tanto, con un límite de detectabilidad diferente (Bellot Rubio et al. 2000a,b; Dunham et al. 2000; Cudnik et al. 2002, 2003; Cooke et al. 2006, 2007; Ortiz et al. 2000, 2002, 2006; Yanagisawa y Kisaichi 2002; Yanagisawa et al. 2006, 2008). Esto también introduciría discrepancias en el valor obtenido de n para cada destello. Como se mencionó anteriormente, en este trabajo se ha calculado la duración de los destellos de impacto utilizando los registros llevados a cabo únicamente con los telescopios Celestron C14 (36 cm de diámetro), lo cual garantiza una mayor coherencia en los resultados.

Cabe mencionar que, como también muestra la Figura 5.1., la ecuación (5.3) se ajusta de una forma mucho más satisfactoria que la obtenida en Bouley et al. (2012) a los resultados experimentales obtenidos por NASA para la duración y la magnitud del mayor destello registrado hasta la fecha por esa agencia espacial en el marco de su programa de monitorización de destellos de impacto en la Luna. Dicho destello se produjo el 17 de marzo de 2013 y tuvo una duración de 1 segundo, alcanzando una

magnitud aparente de 4 (Suggs et al. 2014, Robinson et al. 2015). Este evento fue observado con un telescopio Celestron C14, con la misma configuración óptica y el mismo modelo de cámara CCD que los utilizados en este trabajo (Suggs et al. 2014).

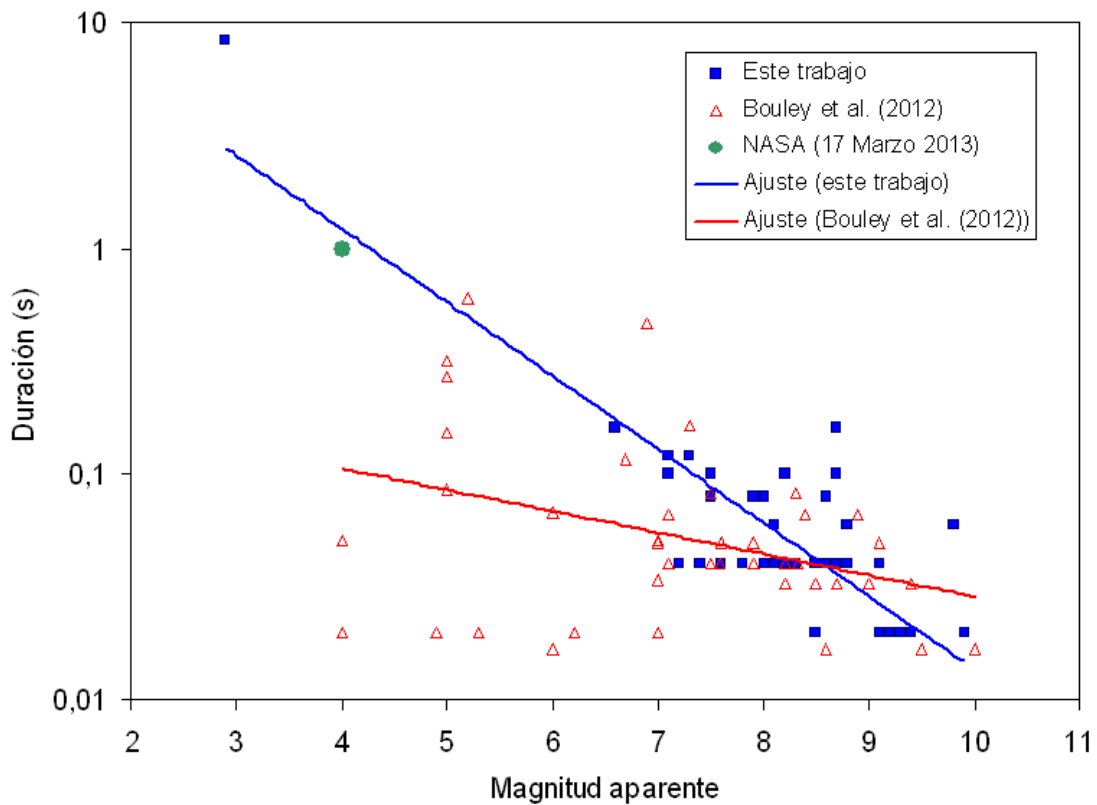


Figura 5.1 Variación con la magnitud aparente de la duración de los destellos de impacto analizados en este trabajo, y de los destellos recopilados en Bouley et al. (2012). El círculo verde muestra los resultados experimentales obtenidos para el destello de impacto registrado por NASA el 17 de marzo de 2013 (Suggs et al. 2014, Robinson et al. 2015).

5.2. Determinación del origen de los meteoroides

En el análisis de los destellos de impacto es fundamental poder establecer cuál es la fuente de los meteoroides que colisionan contra la Luna. Esto permite llevar a cabo una estimación de la velocidad del impacto, así como de la masa de los meteoroides. Asimismo permite obtener la eficiencia lumínica asociada a los meteoroides de un

determinado enjambre y, comparando los resultados obtenidos para enjambres diferentes, estudiar la posible dependencia de dicha eficiencia luminosa con la velocidad del impacto.

Sin embargo, asociar un destello de impacto a un determinado enjambre de meteoroides no es una cuestión trivial. Esto se debe a que la monitorización de estos destellos proporciona datos que permiten obtener el vector de posición del punto en el que se producen estos impactos sobre la superficie lunar, pero no permiten obtener el vector velocidad del proyectil. Y, al no conocerse la velocidad, no pueden determinarse los parámetros orbitales del meteoroides. La situación es totalmente diferente cuando se monitoriza la ablación de meteoroides en la atmósfera terrestre. Así, como se explicó en la sección 2.3.1, si el meteoro que se produce como consecuencia de la interacción entre el meteoroides y la atmósfera es registrado desde, al menos, dos estaciones de monitorización diferentes, puede obtenerse el vector velocidad de la partícula, además del radiante y de los parámetros orbitales del meteoroides (Ceplecha 1987). Una vez que se conocen estos parámetros orbitales, es posible utilizar los denominados criterios de disimilitud orbital (véase, por ejemplo, Williams 2011) para asociar la partícula a un determinado enjambre de meteoroides (sección 2.3.3).

En estudios previos llevados a cabo por otros investigadores sobre destellos de impactos en la Luna, la asignación de una determinada fuente de meteoroides a los destellos detectados se ha realizado bajo la suposición de que aquellos destellos que se producían fuera del periodo de actividad de lluvias mayores de meteoros estaban producidos por meteoroides de tipo esporádico, mientras que aquellos que tenían lugar en torno al máximo de una lluvia mayor de meteoros podían asignarse, siempre que la geometría de impacto fuese compatible, al enjambre que produce dicha lluvia (Ortiz et al. 2000, Yanagisawa y Kisaichi 2002, Cudnik et al. 2002, Ortiz et al. 2002, Yanagisawa et al. 2006, Cooke et al. 2006, Ortiz et al. 2006, Suggs et al. 2008). El inconveniente de usar esta aproximación radica en que no proporciona ningún parámetro cuyo valor permita conocer la calidad de estas potenciales asociaciones entre destellos y fuentes de meteoroides.

Recientemente, en el marco del proyecto de monitorización de destellos de impactos en la Luna desarrollado por la NASA, Suggs et al. (2014) definieron un parámetro, al que

denominaron factor de mérito, con el objetivo de cuantificar la posibilidad de asociar destellos de impactos a enjambres de meteoroides. Este factor viene dado por la ecuación

$$\text{FOM} = \text{ZHR} \cdot \text{FOM}_{\text{time}} \cdot \cos(\varphi), \quad (5.4)$$

donde FOM es el factor de mérito y ZHR la tasa horaria cenital de la lluvia de meteoros. El parámetro φ es la distancia angular entre el subradiante (la proyección del radiante sobre la superficie lunar) y la posición en la que se produce el destello, y coincide con el ángulo de impacto respecto a la vertical como se vio en la sección (2.2.2).

El parámetro FOM_{time} en la ecuación (5.4) viene definido por:

$$\text{FOM}_{\text{time}} = 1 - \frac{\lambda_{\text{max}} - \lambda}{\lambda_{\text{max}} - \lambda_0}, \quad (5.5)$$

si el destello se ha producido antes del máximo de la lluvia de meteoros, y por

$$\text{FOM}_{\text{time}} = 1 - \frac{\lambda - \lambda_{\text{max}}}{\lambda_f - \lambda_{\text{max}}}, \quad (5.6)$$

si dicho destello se ha producido una vez pasado el máximo de la lluvia. En las ecuaciones (5.5) y (5.6) los parámetros λ , λ_{max} , λ_0 y λ_f denotan, respectivamente, la longitud solar correspondientes al instante en el que se produce el destello, al máximo de actividad de la lluvia, al inicio de actividad de la lluvia y al final de dicha actividad. De acuerdo con esta aproximación, un destello de impacto puede asociarse al enjambre que proporcione el valor más alto para el factor de mérito. Esto, sin embargo, presenta varios inconvenientes. En primer lugar, el factor de mérito es un parámetro no acotado superiormente que no proporciona una medida directa del intervalo de confianza de estas asociaciones. Y, por otra parte, la ecuación (5.4) supone implícitamente que todos los meteoroides que pueden producir meteoros en la atmósfera terrestre también pueden producir destellos de impacto en la Luna detectables desde la Tierra. Esta suposición es incorrecta pues, como se demuestra más abajo, es necesario que los meteoroides tengan

una energía cinética por encima de un determinado valor umbral para que la detectabilidad de estos destellos pueda darse.

En el marco de esta tesis doctoral se ha desarrollado un método que hace posible, por primera vez, establecer cuál es la fuente más probable de los destellos de impacto registrados en la Luna. Esto puede llevarse a cabo correlacionando los resultados obtenidos por los sistemas de monitorización de destellos en la Luna con los datos obtenidos por los sistemas que llevan a cabo la monitorización de la actividad meteórica en la atmósfera terrestre. Para esto se define el parámetro de probabilidad p mediante de la relación:

$$p^{ST} = \frac{N^{ST}}{N^{ST} + N^{OTHER}}, \quad (5.7)$$

donde p^{ST} , que varía entre 0 y 1, es la probabilidad de que el destello esté asociado a un determinado enjambre de meteoroides, N^{ST} es el número de impactos en la Luna por unidad de tiempo que pueden producir las partículas de dicho enjambre y N^{OTHER} el número de impactos por unidad de tiempo que pueden producir el resto de fuentes (es decir, los restantes enjambres y la componente esporádica) en la misma región de la superficie lunar. Es evidente que $N^{ST} = 0$ para aquellos destellos que se produzcan en algún punto de la superficie lunar que no esté incluido dentro del área en la que puedan impactar los meteoroides pertenecientes al enjambre considerado.

Por simplicidad, para establecer de qué factores depende el parámetro de probabilidad, partiremos primero de la situación en la que sólo un enjambre de meteoroides puede contribuir de forma significativa al flujo de impactos en la Luna. En ese caso el parámetro N^{OTHER} puede sustituirse por N^{SPO} : el número de impactos por unidad de tiempo producidos en la Luna por la componente esporádica. Realizando esta aproximación se tendría que

$$p^{ST} = \frac{N^{ST}}{N^{ST} + N^{SPO}} \quad (5.8)$$

La probabilidad de que el destello haya sido producido por un meteorioide esporádico es entonces

$$p^{SPO} = 1 - p^{ST} = \frac{N^{SPO}}{N^{SPO} + N^{ST}} \quad (5.9)$$

Comparando los resultados obtenidos mediante las ecuaciones (5.8) y (5.9), el destello podría asignarse a la fuente (enjambre de meteoroides o componente esporádica) que proporcione el valor más alto para el parámetro de probabilidad p .

El parámetro N^{ST} está relacionado con la tasa horaria cenital (ZHR) de los meteoroides de este enjambre que impactan contra la Luna a través de la ecuación

$$N^{ST} = \varepsilon \cdot ZHR_{Moon}^{ST}, \quad (5.10)$$

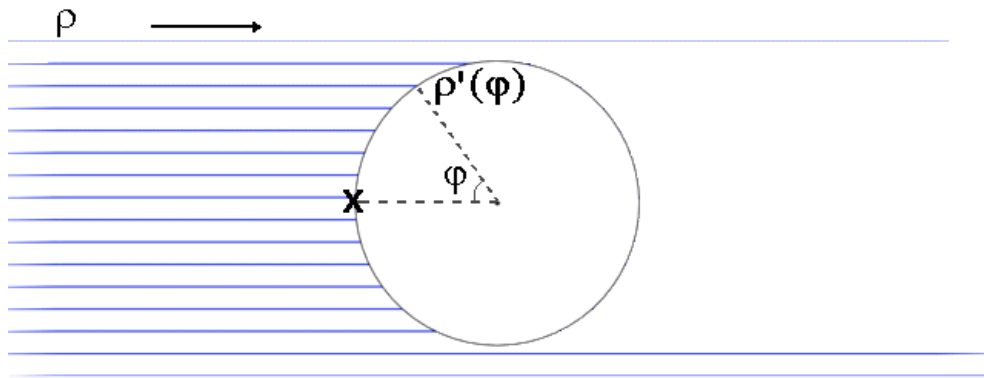


Figura 5.2. Esquema que muestra un tubo meteórico con una densidad de meteoroides homogénea ρ impactando en la superficie lunar. La posición del subradiante está marcada con una X. La curvatura de la superficie lunar da lugar a que la densidad de impactos $\rho'(\varphi)$ sea una función dependiente de la posición.

donde ε es un factor que depende de la geometría del impacto y que tiene en cuenta el hecho de que el número de impactos puede depender de la posición sobre la superficie lunar. El valor de este factor ε puede deducirse analizando cómo se distribuyen en la superficie lunar las partículas que forman parte de un enjambre de meteoroides que

intersecta la Luna. Para hacer este análisis se considerará que este enjambre tiene forma cilíndrica y que la Luna es un objeto esférico de radio R. De esta forma, sin perder generalidad, se puede considerar la situación que tiene lugar a lo largo de un círculo máximo en la Luna que pase por el punto correspondiente al subradiante (Figura 5.2). En este problema bidimensional se puede definir una densidad (lineal) ρ de meteoroides en el enjambre, que para simplificar se supondrá constante en la escala considerada. A partir de estas suposiciones, y mediante consideraciones puramente geométricas, se deduce que la densidad ρ' de meteoroides que impactan en un determinado punto de la superficie lunar situado a una distancia angular φ del subradiante no es constante, pues depende de este ángulo de posición φ de acuerdo con la ecuación

$$\rho' = \rho \cdot \cos(\varphi) \quad (5.11)$$

De esta relación se deduce, como se comentó anteriormente, que el factor geométrico $\varepsilon = \cos(\varphi)$ engloba la dependencia de N^{ST} con la posición sobre la superficie lunar.

En lo que se refiere a la componente esporádica, puesto que estos meteoroides proceden de fuentes difusas pueden impactar en cualquier punto de la superficie lunar. Debido a esto, para los eventos esporádicos es más apropiado utilizar tasas horarias (HR) en lugar de tasas horarias cenitales, ya que la dependencia de la tasa horaria con respecto a la distancia media cenital al radiante es muy débil (Dubietis y Arlt 2010):

$$N^{SPO} = HR_{Moon}^{SPO} \quad (5.12)$$

Por otro lado, para poder relacionar el flujo de meteoroides en la Luna con el flujo de meteoroides en la Tierra es necesario tener en cuenta que el efecto de enfoque gravitatorio para ambos cuerpos es diferente. El factor de enfoque gravitatorio Φ viene dado por

$$\Phi = \left(1 + \frac{V_{esc}^2}{V^2} \right), \quad (5.13)$$

donde V_{esc} es la velocidad de escape respecto al cuerpo central y V la velocidad del meteoróide. La diferente intensidad de este efecto para la Tierra y la Luna viene dada por el cociente γ de los factores de enfoque gravitatorio correspondientes a ambos cuerpos. En el caso de los meteoroides esporádicos, este efecto es mayor para la Tierra en un factor de 1.3 (Ortiz et al. 2006), por lo que $\gamma^{SPO}=0.77$. El valor de γ correspondiente a un enjambre de meteoroides dado, que depende de la velocidad V de las partículas que componen dicho enjambre según se desprende de la ecuación (5.13), se denotará por γ^{ST} . De acuerdo con esto se tiene que

$$HR_{Moon}^{SPO} = \gamma^{SPO} \cdot HR_{Earth}^{SPO} \quad (5.14)$$

$$ZHR_{Moon}^{ST} = \chi \gamma^{ST} \cdot ZHR_{Earth}^{ST} \quad (5.15)$$

Para la tasa horaria media de eventos esporádicos se tiene $HR_{Earth}^{SPO} = 10$ meteoros/hora (Dubietis y Arlt 2010). En la ecuación (5.15) se ha incluido un factor χ que tiene en cuenta que las distancias que separan al filamento meteórico de la Tierra y de la Luna serán, por lo general, diferentes, lo que contribuiría a que la densidad de meteoroides sea diferente en ambos cuerpos. Suponiendo una situación simplificada en la que el filamento meteórico pueda aproximarse mediante un tubo cilíndrico en el que la densidad de meteoroides decrece al aumentar la distancia a su eje, χ podría calcularse a partir de la relación

$$\chi = d_{Earth} / d_{Moon} \quad (5.16)$$

donde d_{Earth} y d_{Moon} representan la distancia que hay entre el eje del tubo meteórico y la Tierra y la Luna, respectivamente.

Por otra parte, la ZHR medida en la Tierra y correspondiente a una longitud solar λ (que a su vez se corresponde con el instante en el que se genera el destello de impacto) puede relacionarse con la ZHR correspondiente al máximo de la lluvia de meteoros mediante la siguiente ecuación (Jenniskens 1994):

$$ZHR_{Earth}^{ST} = ZHR_{Earth}^{ST}(\max) \cdot 10^{-b|\lambda - \lambda_{\max}|} \quad (5.17)$$

donde $ZHR_{\text{Earth}}^{\text{ST}}(\text{max})$ es la tasa horaria cenital medida en la Tierra durante el máximo de la lluvia, instante que se correspondería con la fecha definida por la longitud solar λ_{max} . Los valores de esta tasa horaria cenital máxima para diferentes lluvias de meteoros, así como los valores correspondientes a la longitud solar en la que se produce cada máximo, pueden consultarse por ejemplo en Jenniskens (2006). Para aquellos enjambres de meteoroides que producen perfiles de actividad no simétricos respecto a este máximo o que presentan varios máximos, la ecuación (5.17) debe modificarse según se describe en Jenniskens (1994). Teniendo en cuenta todo esto, la ecuación (5.8) para el cálculo del parámetro de probabilidad puede escribirse de la siguiente manera:

$$p^{\text{ST}} = \frac{\gamma^{\text{ST}} \cos(\varphi) \cdot \chi \cdot ZHR_{\text{Earth}}^{\text{ST}}(\text{max}) 10^{-b|\lambda - \lambda_{\text{max}}|}}{\gamma^{\text{SPO}} HR_{\text{Earth}}^{\text{SPO}} + \gamma^{\text{ST}} \cos(\varphi) \cdot \chi \cdot ZHR_{\text{Earth}}^{\text{ST}}(\text{max}) 10^{-b|\lambda - \lambda_{\text{max}}|}} \quad (5.18)$$

Si bien la ecuación (5.18) proporcionaría, en principio, una forma sencilla de cuantificar la probabilidad de que un destello de impacto esté asociado a un determinado enjambre de meteoroides, su principal inconveniente es que esta ecuación no tiene en cuenta el hecho fundamental de que sólo aquellos meteoroides que puedan producir destellos de impacto detectables desde la Tierra deberían ser considerados en los cálculos. Así, para llevar a cabo un análisis más preciso, en lugar de incluir el número total N de meteoroides por unidad de tiempo sólo deberían considerarse aquellos meteoroides con una energía cinética por encima de un valor umbral E_{min} capaz de producir destellos detectables desde la Tierra. Dicho de otra forma, la distribución de masas y la velocidad de impacto V deben jugar también un papel importante en el cálculo del parámetro de probabilidad p . Por ejemplo, un enjambre de meteoroides con una velocidad baja en el que la mayoría de las partículas tengan masas muy pequeñas produciría un menor número de impactos detectables que un enjambre de meteoroides más rápidos con partículas más masivas, incluso si la ZHR de este segundo enjambre fuese menor. Al utilizar en la ecuación (5.18) únicamente las tasas horarias obtenidas en la Tierra, y que miden el flujo de aquellos meteoros cuyo brillo es superior al correspondiente a la magnitud 6.5, implícitamente se está suponiendo que aquellos meteoroides que pueden dar lugar a estos meteoros en la atmósfera terrestre también pueden producir destellos de impacto detectables en la Luna. Pero esta suposición es incorrecta: para un

determinado enjambre de meteoroides, el valor de la masa m_o de las partículas que producen meteoros de magnitud 6.5 en la atmósfera terrestre puede obtenerse a partir de las siguientes ecuaciones (Hughes 1987):

$$\alpha = 7.7 \cdot 10^{-10} m_o^{0.92} V_g^{3.91} \quad (5.19)$$

$$M = 40 - 2.5 \log(\alpha), \quad (5.20)$$

donde V_g es la velocidad geocéntrica de los meteoroides del enjambre, $M=6.5$ la magnitud del meteoro y α la densidad electrónica en la cola iónica producida en la atmósfera como consecuencia del proceso de ablación. Por ejemplo, esta masa m_o es de $5.0 \cdot 10^{-8}$ kg para las Perseidas ($V_g = 59 \text{ km s}^{-1}$), $2.4 \cdot 10^{-8}$ kg para las Leónidas ($V_g = 70 \text{ km s}^{-1}$) y $5.0 \cdot 10^{-6}$ kg para meteoroides de origen esporádico con una velocidad geocéntrica media de 20 km/s (Brown et al. 2002). Sin embargo, la masa mínima de los meteoroides que producen los destellos de impacto detectados en la Luna es de varios gramos, es decir, de varios órdenes de magnitud superior a estos valores de m_o (ver, por ejemplo, Ortiz et al. 2006, Yanagisawa et al. 2006, Swift et al. 2011). De esto se desprende que la energía cinética mínima E_{\min} que produce destellos de impacto detectables es mucho mayor que la energía cinética que posee buena parte de los meteoroides que se incluyen en el cómputo de la tasa horaria cenital en la Tierra. De acuerdo con la ecuación (2) en Bellot Rubio et al. (2000a), debe incluirse el siguiente factor en las ecuaciones (5.8) y (5.18) para considerar en el cálculo del parámetro de probabilidad sólo aquellos meteoroides cuya energía cinética es superior a E_{\min} :

$$v = \left[\frac{m_o V^2}{2} \right]^{s-1} E_{\min}^{1-s} \quad (5.21)$$

donde V es la velocidad de impacto, m_o la masa de los meteoroides que producen en la atmósfera terrestre meteoros de magnitud 6.5 y s el índice de masas del enjambre de meteoroides, que está relacionado con el índice poblacional r . El índice poblacional es el cociente entre el número de meteoros con una magnitud igual o inferior a $m+1$ y el número de meteoros con una magnitud igual o inferior a m . La relación entre los parámetros r y s es la siguiente (Jenniskens 2006):

$$s=1+2.5 \log(r) \quad (5.22)$$

De acuerdo con la definición de v , este parámetro es diferente para cada enjambre de meteoroides y también, por supuesto, para los meteoroides esporádicos. El valor correspondiente al enjambre considerado se denotará por v^{ST} , y el correspondiente a la componente esporádica por v^{SPO} . Teniendo esto en cuenta la ecuación (5.18) debe modificarse de la siguiente manera:

$$p^{ST} = \frac{v^{ST} \cdot \gamma^{ST} \cos(\varphi) \cdot \chi \cdot ZHR_{Earth}^{ST} (\max) 10^{-b|\lambda-\lambda_{\max}|}}{v^{SPO} \cdot \gamma^{SPO} HR_{Earth}^{SPO} + v^{ST} \cdot \gamma^{ST} \cos(\varphi) \cdot \chi \cdot ZHR_{Earth}^{ST} (\max) 10^{-b|\lambda-\lambda_{\max}|}} \quad (5.23)$$

Si el instante en el que se ha detectado el destello de impacto se corresponde con el periodo de actividad de n enjambres de meteoroides adicionales que puedan tener una contribución significativa al flujo de impactos y una geometría de impacto compatible, el denominador de la ecuación (5.23) debe modificarse de la siguiente forma:

$$p^{ST} = \frac{v^{ST} \gamma^{ST} \cos(\varphi) \cdot \chi \cdot ZHR_{Earth}^{ST} (\max) 10^{-b|\lambda-\lambda_{\max}|}}{v^{SPO} \gamma^{SPO} HR_{Earth}^{SPO} + v^{ST} \gamma^{ST} \cos(\varphi) \cdot \chi \cdot ZHR_{Earth}^{ST} (\max) 10^{-b|\lambda-\lambda_{\max}|} + \kappa}, \quad (5.24)$$

donde el término

$$\kappa = \sum_{i=1}^n v_i^{ST} \gamma_i^{ST} \cos(\varphi_i) \chi_i ZHR_{i, Earth}^{ST} (\max) 10^{-b_i|\lambda-\lambda_{i, \max}|} \quad (5.25)$$

representa la contribución de estos n enjambres adicionales.

La energía cinética mínima E_{\min} definida anteriormente corresponde a la energía radiada mínima $E_{r_{\min}}$ en la Luna detectable mediante observaciones llevadas a cabo en la Tierra, la cual a su vez se corresponde con la magnitud visual máxima de los destellos de impacto detectables (m_{\max}). Y estos valores dependen, entre otros factores, del dispositivo experimental utilizado. La energía cinética del proyectil y la energía radiada se relacionan entre sí a través de la eficiencia lumínica η (ecuación 2.6):

$$E_{r_min} = \eta E_{min} \quad (5.26)$$

Con el dispositivo experimental utilizado en este trabajo la magnitud visual máxima m_{max} de los destellos de impacto detectables es del orden de 10. Con este valor de la magnitud máxima puede calcularse el valor de E_{r_min} obteniendo la potencia radiada correspondiente a dicha magnitud mediante la ecuación (2.4) (sección 2.2.1). Es importante tener en cuenta que esta potencia mínima detectable en la Tierra depende de la distancia R que hay de la Tierra a la Luna. Por consiguiente, puesto que esta distancia es variable, la energía cinética mínima del proyectil capaz de producir un destello de impacto detectable desde la Tierra depende del instante en el que se lleve a cabo la observación y es más alta cuando mayor es el valor de esta distancia R .

5.2.1. Comportamiento del parámetro de probabilidad

Para estudiar cómo influyen en el parámetro de probabilidad las diferentes variables de las que depende esta función, se considerará por simplicidad una situación en la que sólo un enjambre de meteoroides puede contribuir de manera significativa al flujo de impactos en la Luna. En ese caso, el parámetro de probabilidad viene definido por la ecuación (5.23) y su comportamiento puede analizarse mediante las Figuras 5.3 a 5.5. Éstas gráficas se han obtenido considerando $\varphi=45^\circ$ (dado que éste es el valor más probable del ángulo de impacto) y $\chi=1$.

La Figura 5.3 muestra que cuando se mantienen fijos los valores del índice poblacional r del enjambre de meteoroides y de la eficiencia lumínica η , la probabilidad p de que un destello de impacto haya sido producido por una partícula perteneciente a dicho enjambre disminuye conforme aumenta la velocidad geocéntrica V_g de estos meteoroides. Este efecto es más acusado cuanto menor es la tasa horaria cenital asociada al enjambre. El descenso que experimenta p al aumentar V_g se debe a que cuanto mayor es la velocidad del meteoroides menor es m_0 (la masa de los meteoroides que producen meteoros de magnitud 6.5 en la atmósfera terrestre), según se desprende de las ecuaciones (5.19) y (5.20). Y si bien el aumento de V_g tiende a aumentar la

energía cinética de las partículas, el efecto que tiene el descenso de m_0 posee mayor peso, de forma que el resultado neto es una disminución de la energía cinética de los meteoroides que producen meteoros de magnitud 6.5 en la atmósfera. Por consiguiente, para un mismo valor de r , de η y de la tasa horaria cenital, un aumento de V_g provoca un descenso de la frecuencia con la que pueden producirse impactos detectables en la Luna (es decir, impactos producidos por meteoroides con suficiente energía cinética). Y, por tanto, cuanto mayor es V_g más alta debería ser la tasa horaria cenital para compensar este efecto.

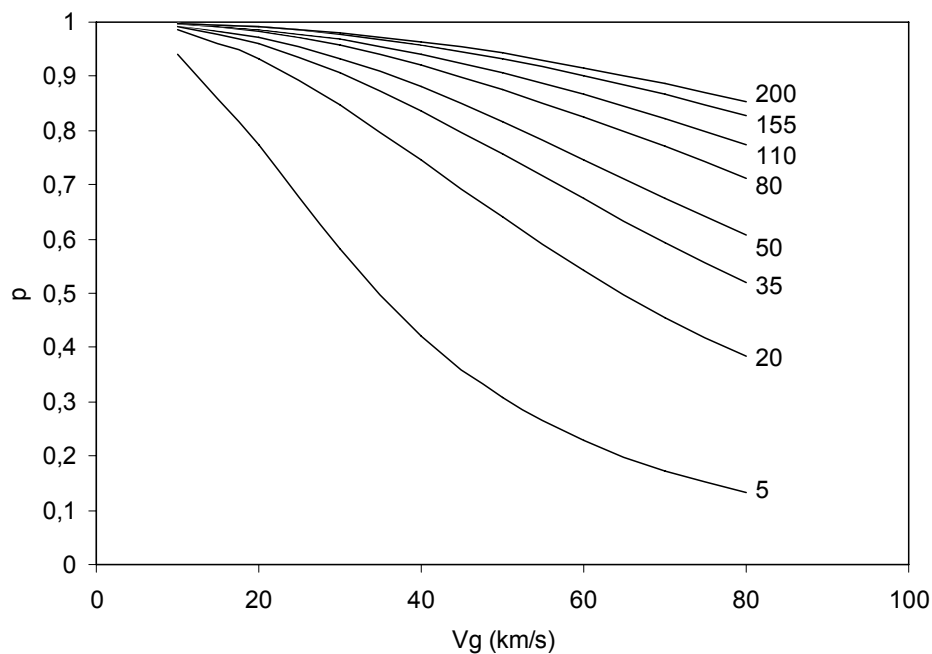


Figura 5.3. Variación del parámetro de probabilidad p definido por la ecuación (5.23) con la velocidad geocéntrica V_g , para distintos valores de la tasa horaria cenital ZHR (en meteoros/h). Los cálculos se han realizado considerando $r = 2.5$, $\phi = 45^\circ$, $\chi = 1$ y $\eta = 2 \cdot 10^{-3}$.

El efecto que tiene el índice poblacional r en el parámetro de probabilidad, para valores fijos de la ZHR del enjambre y de la eficiencia lumínica, se muestra en la Figura 5.4. Como puede verse, un aumento de r provoca un descenso en los valores de p , y este descenso es más acusado cuanto mayor es la velocidad geocéntrica de los meteoroides pertenecientes al enjambre considerado. Este comportamiento era esperable, pues a mayor valor de r mayor es el número de partículas menos masivas en el enjambre. Y, en

consecuencia, la frecuencia con la que pueden darse meteoroides con una energía cinética lo suficientemente grande como para producir destellos detectables desde la Tierra disminuye.

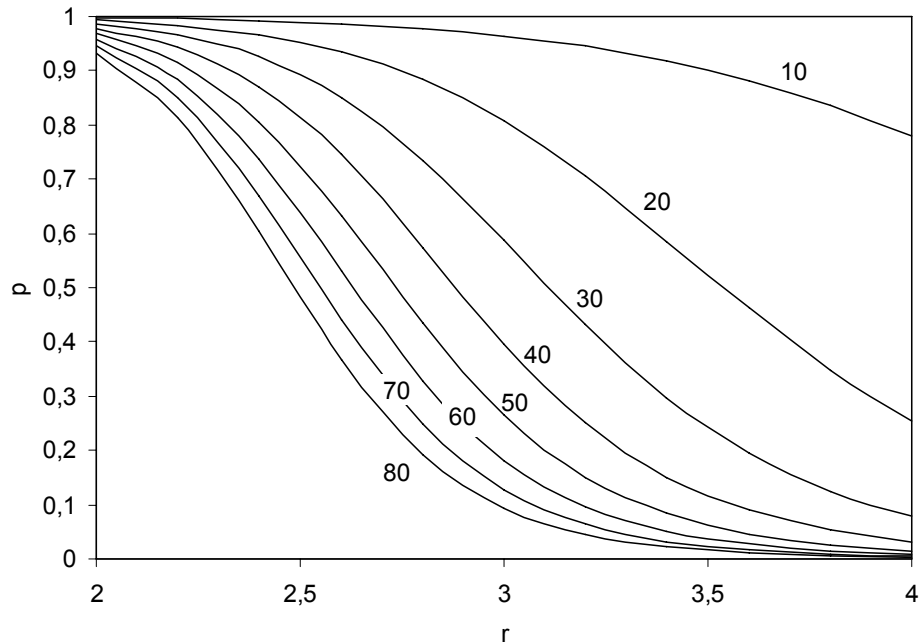


Figura 5.4. Variación con el índice poblacional r , para distintos valores de la velocidad geocéntrica V_g (en km/s), del parámetro de probabilidad p definido por la ecuación (5.23). Los cálculos se han realizado considerando $ZHR = 30$, $\varphi = 45^\circ$, $\chi = 1$ y $\eta = 2 \cdot 10^{-3}$.

Por último, la Figura 5.5 muestra el efecto que tiene la eficiencia lumínica η en el parámetro de probabilidad para un valor fijo de la velocidad geocéntrica y de la tasa horaria cenital del enjambre. Por definición, cuanto mayor es η mayor es la fracción de energía del proyectil que se convierte en luz durante el impacto. Por tanto, al aumentar la eficiencia lumínica la energía cinética necesaria para producir un destello detectable desde la Tierra sería menor. Como muestra la Figura 5.5, esto implica que para enjambres cuyo índice poblacional es menor que el índice poblacional considerado para la componente esporádica ($r=3.0$) los valores de p son más altos. Esto se debe a que en ese caso el enjambre estaría poblado por meteoroides de mayor masa y, por consiguiente, aumentaría la frecuencia con la que pueden darse meteoroides cuya energía cinética supere el umbral necesario. Por el contrario, para enjambres con $r > 3$

se da la situación inversa, ya que en este caso el enjambre contendría meteoroides de menor masa.

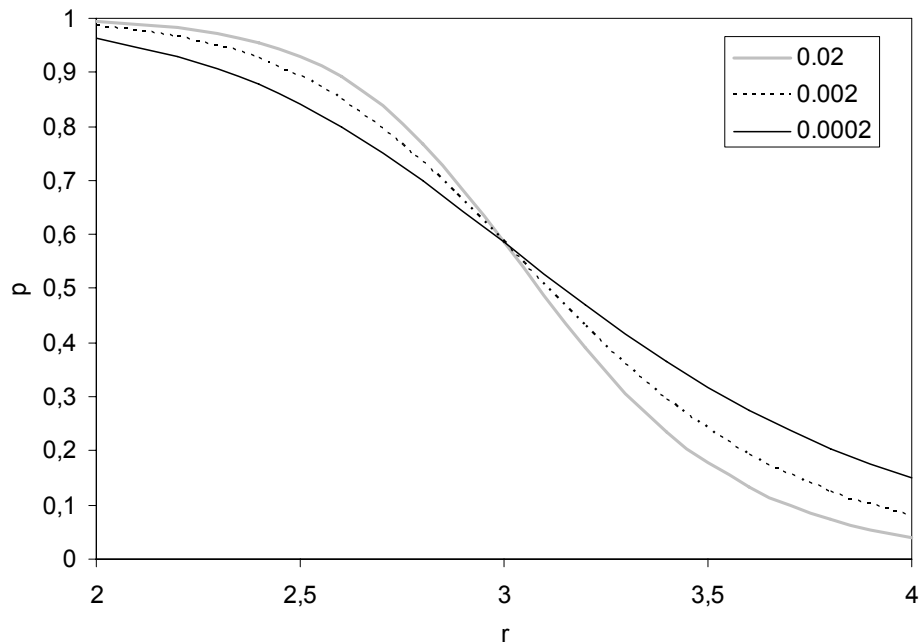


Figura 5.5. Variación del impacto de probabilidad p definido por la ecuación (5.23) con el índice poblacional r para distintos valores de la eficiencia lumínica η . Los cálculos se han realizado considerando $ZHR = 30$, $V_g = 30 \text{ km s}^{-1}$, $\varphi = 45^\circ$ y $\chi = 1$.

5.2.2. Limitaciones para llevar a cabo la asociación de destellos de impacto a enjambres de meteoroides

Como se comentó anteriormente, para establecer la probabilidad de que un destello esté asociado a una determinada fuente de meteoroides es necesario disponer de diferentes parámetros que caractericen al enjambre en cuestión. Así, por ejemplo, es preciso conocer la tasa horaria cenital máxima y el índice poblacional. Estos parámetros pueden obtenerse a partir de la bibliografía (ver, por ejemplo, Jenniskens 2006), o bien consultarse en bases de datos, como por ejemplo la base de datos de lluvias de meteoros desarrollada por la Unión Astronómica Internacional (IAU) (<http://www.astro.amu.edu.pl/~jopek/MDC2007/>). Sin embargo, estos parámetros pueden variar de año a año, lo que hace conveniente estimarlos en base a observaciones de la actividad de meteoros en la atmósfera llevadas a cabo en paralelo con la

monitorización de impactos en la Luna. Esto es fundamental, por ejemplo, en aquellos casos en los que se producen estallidos de la actividad asociada a un determinado enjambre de meteoroides. Las observaciones de meteoros en la atmósfera terrestre llevadas a cabo durante el máximo de actividad de la lluvia producida por el enjambre permiten obtener el valor de $ZHR_{\text{Earth}}^{\text{ST}}(\text{max})$. Y, de forma general, las observaciones realizadas en una fecha correspondiente a una longitud solar λ permiten obtener el valor de $ZHR_{\text{Earth}}^{\text{ST}}$ definido por la ecuación (5.17). Además, también cabe la posibilidad de que el índice poblacional de una lluvia de meteoros varíe a lo largo de su periodo de actividad, efecto que ha sido observado en el caso de las Gemínidas (Rendtel 2004, Arlt y Rendtel 2006). Por tanto, dado el importante efecto que este parámetro tiene sobre el factor de probabilidad p (sección 5.2.1), también es fundamental poder determinar estas posibles variaciones de r . De todo esto se deduce que existe una importante sinergia entre los sistemas de monitorización de impactos de meteoroides en la Luna y los sistemas utilizados para la monitorización de meteoros en la atmósfera.

Según consta en la base de datos de lluvias de meteoros desarrollada por la Unión Astronómica Internacional, hasta la fecha se han identificado del orden de 680 enjambres de meteoroides que producen lluvias de meteoros en la Tierra (<http://www.astro.amu.edu.pl/~jopek/MDC2007/>). No obstante, la mayoría de estos dan lugar a lluvias cuya actividad es muy baja, lo que se traduce en valores muy pequeños de la tasa horaria cenital máxima (en muchos casos, inferior a 1 meteoros/h). De hecho, para la inmensa mayoría no se dispone aún de suficientes datos que permitan caracterizar el periodo de actividad de estas lluvias menores y conocer los valores de su tasa horaria cenital e índice poblacional (Jenniskens 2006). Nuevamente aquí se hace patente el importante papel que pueden jugar los sistemas de monitorización de la actividad meteórica en la atmósfera (ver, por ejemplo, Madiedo 2015). No obstante, según lo tratado en la sección 5.2.1, cabe esperar que la mayor parte de los destellos de impacto que puedan asociarse a enjambres de meteoroides guarden relación con aquellos enjambres que producen lluvias mayores de meteoros, cuya actividad destaca de forma significativa sobre actividad de la componente esporádica.

Con el fin de estimar a qué enjambres de meteoroides sería posible asociar destellos de impacto registrados en la Luna, a partir de la ecuación (5.23) se puede estimar cuál es la

tasa horaria cenital mínima que debe tener una lluvia de meteoros en la Tierra para que la probabilidad de asociación de un destello de impacto a dicho enjambre sea de, al menos, el 50 %. La variación de esta tasa horaria cenital mínima con la velocidad geocéntrica se muestra en la Figura 5.6. La gráfica se ha obtenido para diferentes valores de la eficiencia lumínica (desde $2 \cdot 10^{-4}$ hasta $2 \cdot 10^{-2}$) y para un índice poblacional $r = 2.5$. Los cálculos se han realizado considerando $\chi=1$, $\varphi=45^\circ$ (el valor más probable para el ángulo de impacto), y una distancia R Tierra-Luna de 384.000 km. Los valores de mínimos de ZHR necesarios para que el factor de probabilidad p sea del 68, 95 y 99.7 % se muestran, respectivamente, en las Figuras 5.7, 5.8 y 5.9.

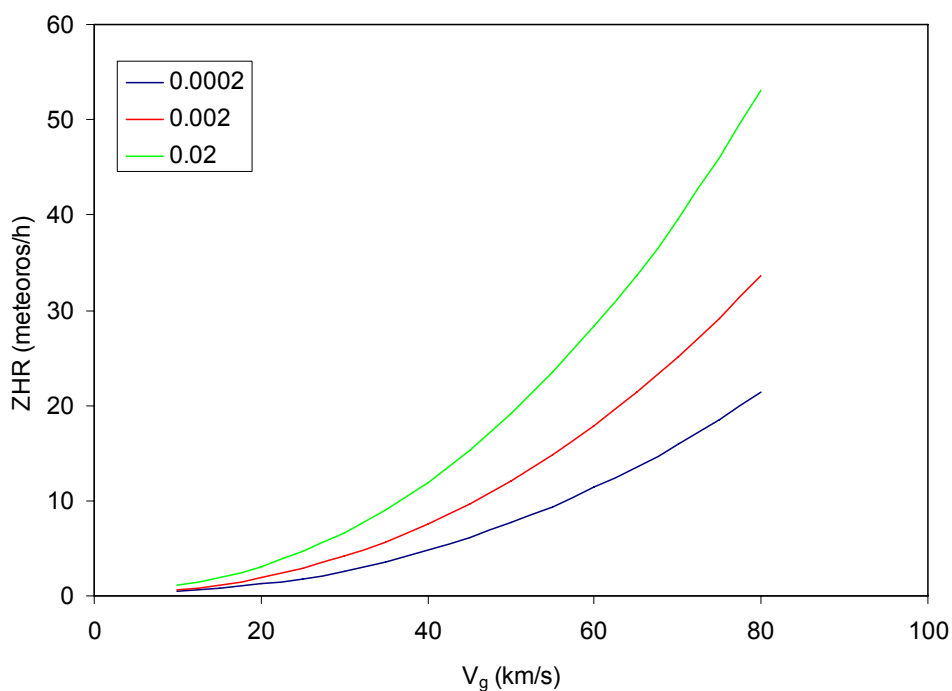


Figura 5.6. Variación con la velocidad geocéntrica V_g de la tasa horaria cenital (ZHR) que permite obtener una probabilidad p del 50 % en la ecuación (5.23), utilizando un índice poblacional $r = 2.5$. Los cálculos se han realizado para eficiencias lumínicas de $2 \cdot 10^{-2}$, $2 \cdot 10^{-3}$, y $2 \cdot 10^{-4}$.

Como puede verse en la Figura 5.6, la tasa horaria cenital mínima necesaria para poder vincular un destello con un enjambre de meteoroides (es decir, para obtener $p=50\%$) aumenta conforme se incrementa la velocidad geocéntrica de estos meteoroides. Además, para un mismo valor de la velocidad geocéntrica, esta tasa mínima aumenta conforme se incrementa la eficiencia lumínica.

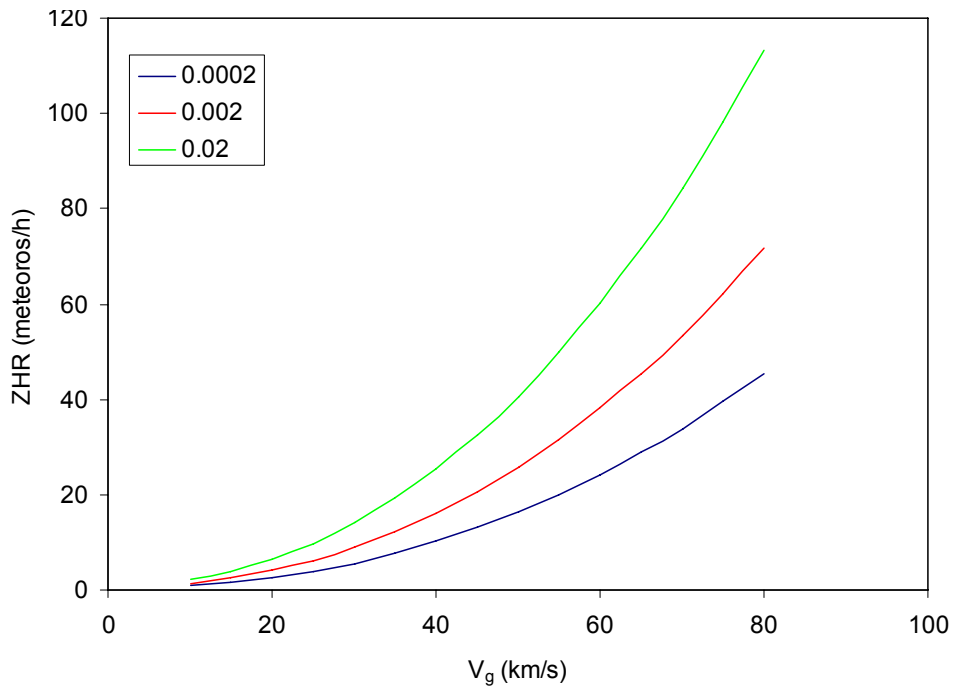


Figura 5.7. Variación con la velocidad geocéntrica V_g de la tasa horaria cenital (ZHR) que permite obtener una probabilidad p del 68 % en la ecuación (5.23). Los cálculos se han realizado para $r = 2.5$ y eficiencias lumínicas de $2 \cdot 10^{-2}$, $2 \cdot 10^{-3}$, y $2 \cdot 10^{-4}$.

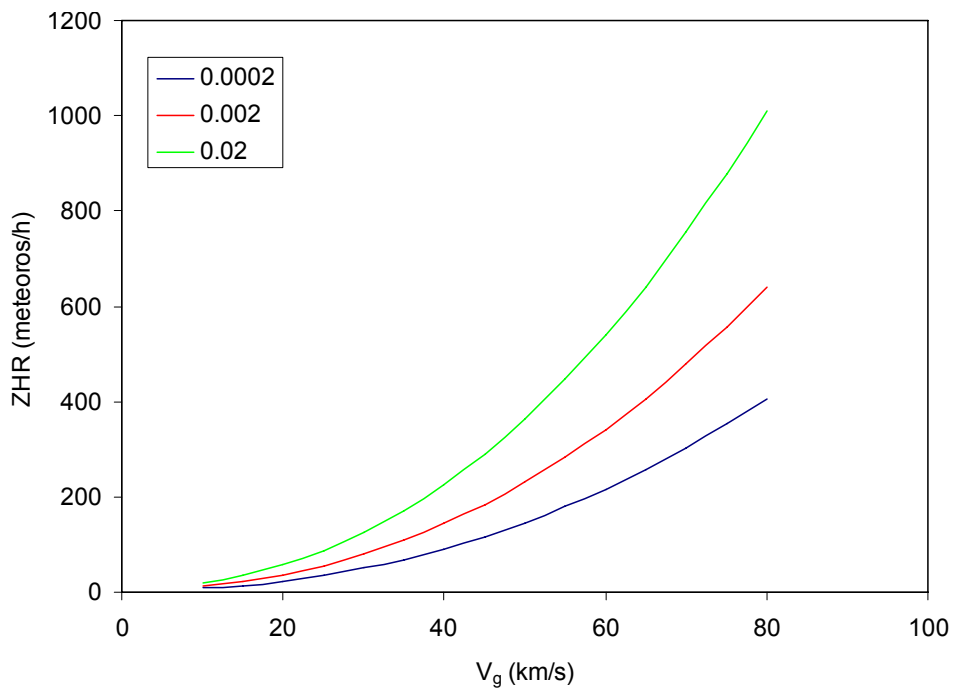


Figura 5.8. Variación con la velocidad geocéntrica V_g de la tasa horaria cenital (ZHR) que permite obtener una probabilidad p del 95 % en la ecuación (5.23). Los cálculos se han realizado para $r = 2.5$ y eficiencias lumínicas de $2 \cdot 10^{-2}$, $2 \cdot 10^{-3}$, y $2 \cdot 10^{-4}$.

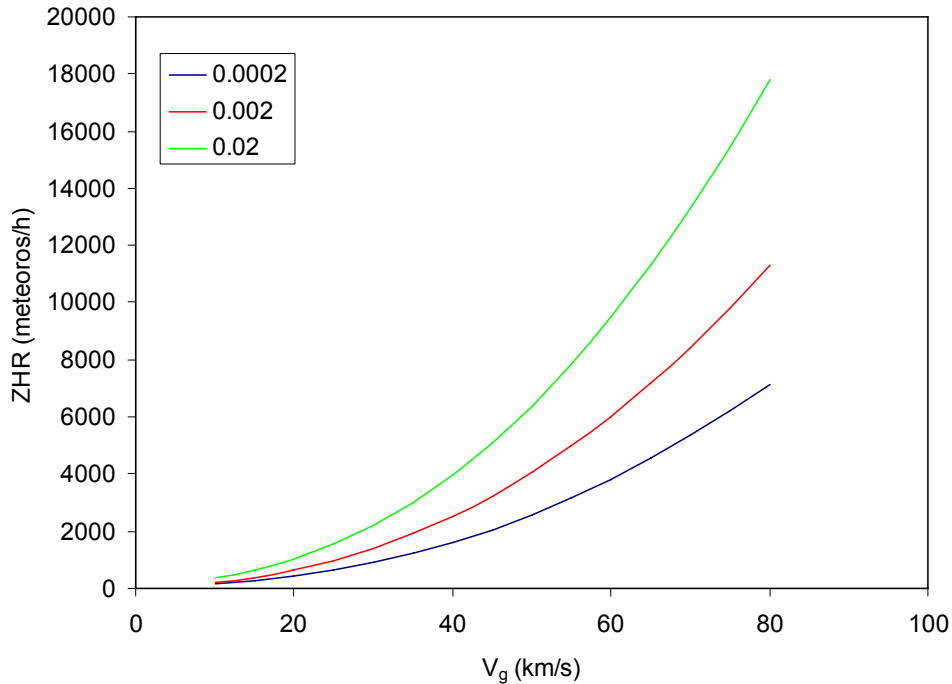


Figura 5.9. Variación con la velocidad geocéntrica V_g de la tasa horaria cenital (ZHR) que permite obtener una probabilidad p del 99.7 % en la ecuación (5.23). Los cálculos se han realizado para $r = 2.5$ y eficiencias lumínicas de $2 \cdot 10^{-2}$, $2 \cdot 10^{-3}$, y $2 \cdot 10^{-4}$.

Las Figuras 5.7 a 5.9 muestran que esta misma tendencia se mantiene para una probabilidad del 68 % (nivel de confianza $1-\sigma$), 95 % ($2-\sigma$) y 99.7 % ($3-\sigma$), si bien los valores correspondientes de la tasa horaria cenital son mayores conforme se impone un nivel de confianza más elevado. Dado que, como se ha mencionado anteriormente, el parámetro de probabilidad p muestra una marcada dependencia con respecto al índice poblacional, conviene analizar qué sucede cuando se varía r . La Figura 5.10 representa, para una eficiencia lumínica de $2 \cdot 10^{-3}$ y diferentes valores del índice poblacional, la variación con la velocidad geocéntrica de la tasa horaria cenital mínima que permite obtener un valor del parámetro de probabilidad del 50 %. Como puede verse, para un mismo valor de V_g la tasa horaria cenital mínima se incrementa notablemente al aumentar r . Esas diferencias son de casi un orden de magnitud cuando r pasa de 2.0 a 2.5, y de 2.5 a 3.0. Si el nivel de confianza exigido se incrementa hasta el 60, 95 y 99.7 % (Figuras 5.11, 5.12 y 5.13, respectivamente), nuevamente se observa que los valores correspondientes de la tasa horaria cenital mínima aumentan considerablemente.

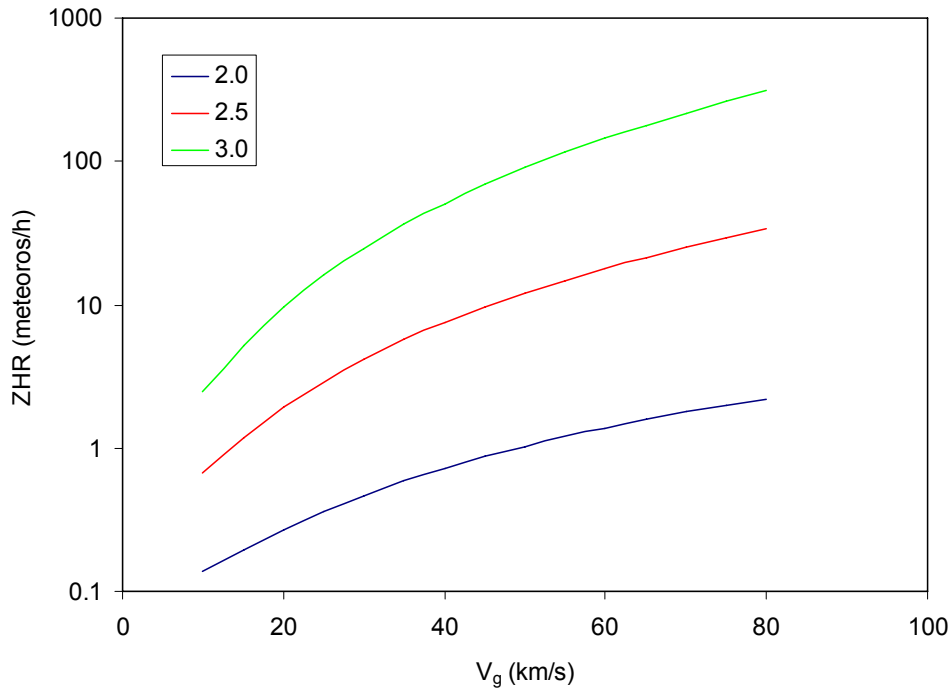


Figura 5.10. Variación con la velocidad geocéntrica V_g de la tasa horaria cenital (ZHR) que permite obtener una probabilidad p del 50 % en la ecuación (5.23). Los cálculos se han realizado para valores de r de 2.0, 2.5 y 3.0, considerando $\eta = 2 \cdot 10^{-3}$.

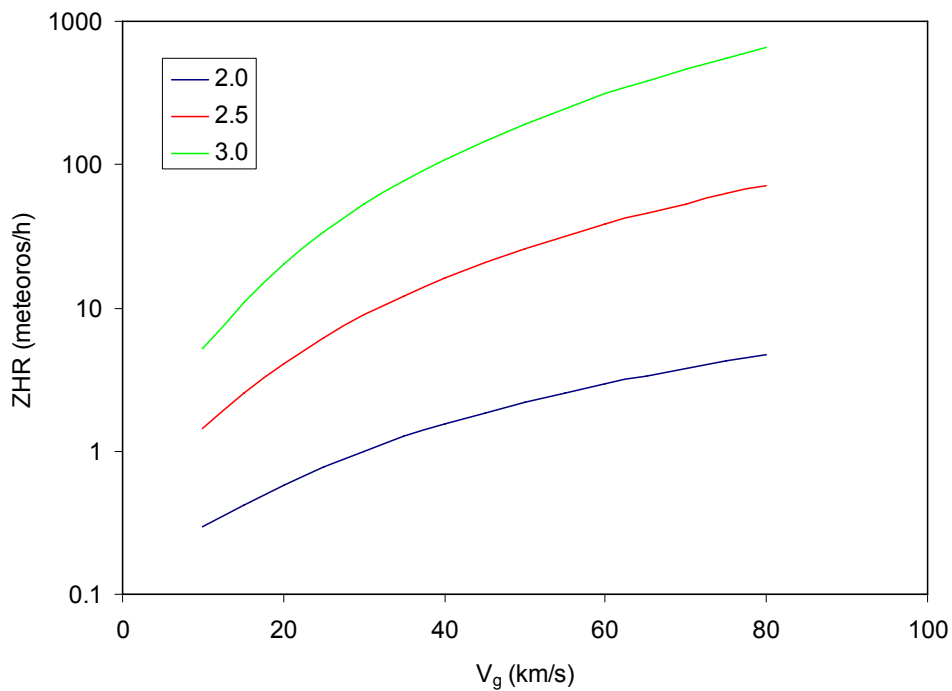


Figura 5.11. Variación con la velocidad geocéntrica V_g de la tasa horaria cenital (ZHR) que permite obtener una probabilidad p del 68 % en la ecuación (5.23). Los cálculos se han realizado para valores de r de 2.0, 2.5 y 3.0, considerando $\eta = 2 \cdot 10^{-3}$.

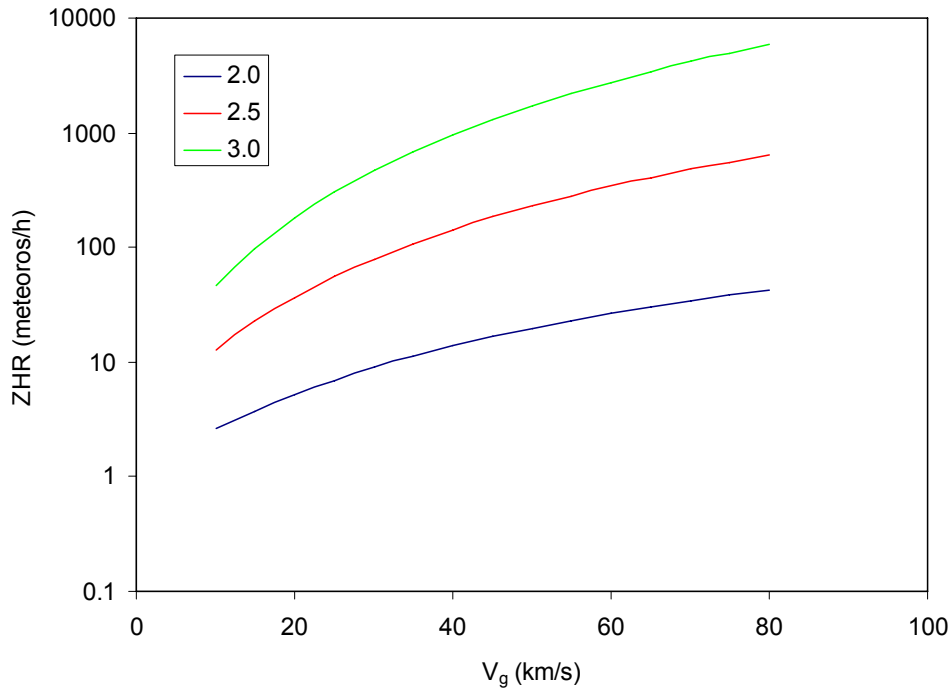


Figura 5.12. Variación con la velocidad geocéntrica V_g de la tasa horaria cenital (ZHR) que permite obtener una probabilidad p del 95 % en la ecuación (5.23). Los cálculos se han realizado para valores de r de 2.0, 2.5 y 3.0, considerando $\eta = 2 \cdot 10^{-3}$.

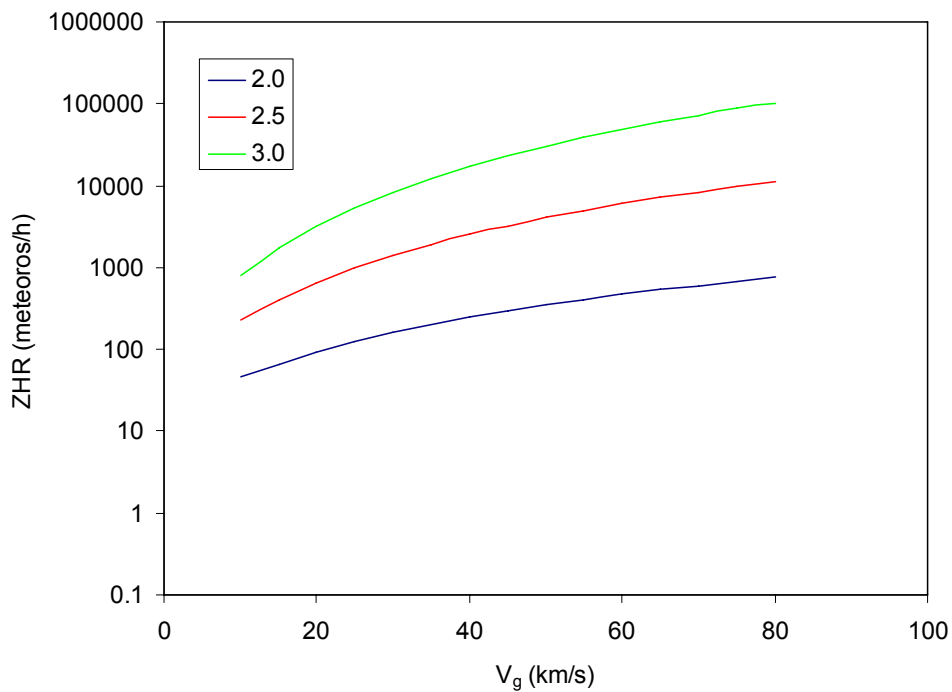


Figura 5.13. Variación con la velocidad geocéntrica V_g de la tasa horaria cenital (ZHR) que permite obtener una probabilidad p del 99.7 % en la ecuación (5.23). Los cálculos se han realizado para valores de r de 2.0, 2.5 y 3.0, considerando $\eta = 2 \cdot 10^{-3}$.

Enjambre (abreviatura)	Actividad	λ_{\max} (°)	ZHR _{max} (meteoros/h)	V _g (km/s)	r	ZHR (meteoros/h)			
						50	68	95	99.7
Cuadrántidas (QUA)	28 Dic.-12 Ene.	283.3 (4 Ene.)	120	41	2.1	1.3	2.7	24	425
Líridas (LYR)	16 Abr.-25 Abr.	32.4 (22 Abr.)	18	49	2.1	1.7	3.6	33	576
η -Acuáridas (ETA)	19 Abr.-28 Mayo	46.9 (6 Mayo)	40	66	2.4	14	29	263	4597
S. δ -Acuáridas (SDA)	12 Jul.-23 Ago.	127.0 (30 Jul.)	18	41	3.2	107	227	2034	35570
α -Capricórnidas (CAP)	3 Jul.-15 Ago.	127.0 (30 Jul.)	5	25	2.5	2.9	6.2	56	976
Perseidas (PER)	17 Jul.-24 Ago.	140.2 (13 Ago.)	100	59	2.0	1.3	2.9	26	456
Oriónidas (ORI)	2 Oct.-7 Nov.	208.6 (21 Oct.)	15	67	2.9	130	278	2486	43486
S. Táuridas (STA)	16 Sep.-29 Dic.	224.0 (5 Nov.)	8	27	2.3	1.5	3.2	29	513
N. Táuridas (NTA)	25 Sep.-19 Dic.	224.0 (5 Nov.)	4	29	2.3	1.7	3.7	33	583
Leónidas (LEO)	6 Nov.-30 Nov.	235.1 (18 Nov.)	15	71	2.5	26	55	496	8685
Gemínidas (GEM)	4 Dic.-17 Dic.	262.1 (14 Dic.)	120	35	2.5	5.7	12	109	1911
Úrsidas (URS)	17 Dic.-26 Dic.	270.7 (23 Dic.)	10	33	3.0	31	67	597	10445

Tabla 5.2. Tasa horaria cenital necesaria para poder vincular, con una probabilidad del 50, 68, 95 y 99.7 %, un destello de impacto con enjambres de meteoroides productores de lluvias mayores de meteoros. ZHR denota el valor de esta tasa horaria cenital. Los datos referentes al período de actividad del enjambre, su índice poblacional r, longitud solar correspondiente al máximo λ_{\max} (J2000.0), tasa horaria cenital máxima ZHR_{max} y velocidad geocéntrica V_g han sido obtenidos de Jenniskens (2006).

Como aplicación de las implicaciones que se derivan de los datos representados en las figuras 5.6 a 5.13, la Tabla 5.2 recoge, para las lluvias mayores de meteoros, el valor de la tasa horaria cenital que permite asignar un destello de impacto en la Luna con el correspondiente enjambre para probabilidades que oscilan entre el 50 y el 99.7 %. Se ha supuesto en estos cálculos un valor de la eficiencia lumínica de $2 \cdot 10^{-3}$. Asimismo, para cada enjambre se ha considerado que el índice poblacional correspondiente a los meteoroides que producen destellos de impacto detectables en la Luna coincide con el índice poblacional determinado a partir de las observaciones de la actividad meteórica en la atmósfera terrestre. La conclusión que permite extraer la Tabla 5.2 es que,

utilizando los valores nominales del índice poblacional y de la tasa horaria cenital máxima, hay determinados enjambres que tienen un pico de actividad demasiado baja como para que sea posible asociarles con una probabilidad igual o superior al 50 % un destello de impacto. Esto ocurre, por ejemplo, en el caso de las Úrsidas y las S. δ -Acuáridas. También sucede esto mismo con las Oriónidas, suponiendo un índice poblacional $r=2.9$. No obstante, durante los períodos en los que las Oriónidas han dado lugar a estallidos de la actividad meteórica diversos autores han obtenido para este enjambre valores de r significativamente más bajos, del orden de 2.0 (Jenniskens 1995) e incluso de 1.4 (Trigo-Rodríguez et al. 2007). Estos valores de r bajarían la tasa horaria mínima para lograr una probabilidad de asociación del 50 % a ~ 2 meteoros/h (para $r=2.0$) y ~ 1 meteoros/h (para $r=1.7$). De igual manera, con un valor de $r=2.5$ y una tasa horaria cenital máxima del orden de 15 meteoros/h, las Leónidas necesitarían una ZHR del orden de 26 meteoros/h para que la probabilidad de asociación alcance el 50 %, valor que supera con creces la ZHR nominal de 15 meteoros/h correspondiente al pico de esta lluvia. Sin embargo, las Leónidas se caracterizan por sus frecuentes estallidos de actividad (véase la Tabla 4a en Jenniskens 2006), en los que se han medido índices poblacionales del orden de 1.3 y la tasa horaria cenital puede llegar a ser del orden de varios cientos de meteoros/h, e incluso ha llegado a alcanzar valores comprendidos entre los 13.000 y los 35.000 meteoros/h.

La Tabla 5.3 se centra en las lluvias menores de meteoros más representativas. Como puede observarse, la situación es más desfavorable para los enjambres que dan lugar a estas lluvias. Así, como cabía esperar a partir de los resultados discutidos anteriormente, la tasa horaria mínima necesaria para poder asociar con una probabilidad del 50 % un destello de impacto a uno de estos enjambres supera en la mayoría de los casos el valor de la tasa horaria cenital correspondiente al pico de actividad. La excepción la constituyen las α -Centáuridas y las Bootidas de Junio, que poseen un índice poblacional de 2.0 y 2.2, respectivamente. En el caso de las restantes lluvias que aparecen en este tabla, solamente en caso de que se produzca un estallido de actividad podrían alcanzarse valores del parámetro de actividad lo suficientemente altos como para poder establecer esta asociación con un nivel de confianza aceptable.

Todo esto vuelve a poner de manifiesto la necesidad fundamental de llevar a cabo una

monitorización sistemática de la actividad meteórica en la atmósfera terrestre con el fin de obtener los niveles de actividad y estimar el índice poblacional. De esta forma puede alcanzarse una importante sinergia entre los sistemas de registro de meteoros y los de detección de destellos de impacto en la Luna.

Enjambre (abreviatura)	Actividad	λ_{\max} (°)	ZHR _{max} (meteoros/h)	V _g (km/s)	r	ZHR (meteoros/h)			
						50	68	95	99.7
δ -Leónidas (DLE)	21 Ene.-12 Mar.	334.7 (23 Feb.)	1	20	3.0	10	20	182	3180
α -Centáuridas (ACE)	28 Ene.-21 Feb.	319.2 (8 Feb.)	6	56	2.0	1.2	3	24	126
Virgínidas (VIR)	18 Feb.-25 Mar.	354.0 (14 Mar.)	5	30	3.0	25	56	472	2456
γ -Nórmidas (GNO)	25 Feb.-28 Mar.	354.5 (15 Mar.)	6	56	2.4	10	21	188	978
η -Líridas (ELY)	3 Mayo-14 Mayo	48.0 (9 Mayo)	3	43	3.0	61	130	1166	6077
Bootidas de Junio (JBO)	22 Jun.- 2 Jul.	95.7 (27 Jun.)	1	18	2.2	0.5	1.1	10	54
κ -Cígnidas (KCG)	3 Ago.-24 Ago.	145.0 (18 Ago.)	3	25	3.0	16	34	304	1585
Aurígidas (AUR)	25 Ago.-8 Sep.	158.6 (1 Sep.)	6	66	2.5	22	47	425	2213
Sept. ϵ -Perseidas (SPE)	5 Sep.-21 Sep.	166.7 (9 Sep.)	5	64	3.0	173	366	3278	17080
Dracónidas (DRA)	6 Oct.-10 Oct.	195.4 (9 Oct.)	1	20	2.6	3	6	52	271
δ -Aurígidas (DAU)	10 Oct.-18 Oct.	198.0 (11 Oct.)	2	64	3.0	173	366	3278	17080
ϵ -Geminidas (EGE)	14 Oct.-27 Oct.	205.0 (18 Oct.)	3	70	3.0	218	464	4150	21622
Andromédidas (AND)	8 Oct.-22 Nov.	232.0 (14 Nov.)	2	16	3.0	6	12	112	585
Monocerótidas (MON)	27 Nov.-17 Dic.	257.0 (9 Dec.)	2	42	3.0	58	133	1098	5720
σ -Hídridas (HYD)	3 Dic.-15 Dic.	260.0 (12 Dic.)	3	58	3.0	133	283	2532	13195
Coma Berenícidas (COM)	12 Dic.-23 Dic.	264.0 (16 Dic.)	3	65	3.0	180	382	3414	17790

Tabla 5.3. Tasa horaria cenital necesaria para poder vincular, con una probabilidad del 50, 68, 95 y 99.7 %, un destello de impacto con enjambres de meteoroides productores de lluvias menores de meteoros. ZHR denota el valor de esta tasa horaria cenital. Los datos referentes al período de actividad del enjambre, su índice poblacional r, longitud solar correspondiente al máximo λ_{\max} (J2000.0), tasa horaria cenital máxima ZHR_{max} y velocidad geocéntrica V_g han sido obtenidos de Jenniskens (2006).

5.2.3. Enjambres meteóricos asociados a los destellos identificados

Mediante las ecuaciones (5.23) y (5.24), que permiten calcular el parámetro de probabilidad definido anteriormente, se ha identificado la fuente más probable de los destellos que aparecen en la Tabla 5.1. Para ello ha sido necesario determinar previamente, mediante las observaciones realizadas por las estaciones de meteoros descritas en el capítulo 3, tanto la tasa horaria cenital como el índice poblacional de las lluvias de meteoros activas durante los periodos de monitorización lunar en los que estos destellos fueron observados. Solamente se han tenido en cuenta aquellas lluvias producidas por enjambres de meteoroides cuya geometría de impacto, determinada con el software MIDAS (sección 4.1), era compatible con la posición de estos destellos. Para comprobar esta compatibilidad, para cada enjambre de meteoroides este programa ha calculado la zona del disco lunar en la que pueden impactar estas partículas siguiendo el procedimiento descrito en la sección 2.2.2 (Bellot Rubio et al. 2000a). A continuación el programa ha comprobado si el destello de impacto se encontraba dentro de esa zona, descartando de esta manera aquellos enjambres para los que no se cumplía esta condición.

Durante las noches correspondientes a las diferentes campañas de monitorización lunar, los registros realizados desde las distintas estaciones de detección de meteoros se han utilizado para determinar con el software AMALTHEA (descrito en la sección 4.2.2) la magnitud absoluta, la trayectoria atmosférica, la posición del radiante y la órbita de los eventos capturados en múltiple estación. A continuación, con los parámetros orbitales calculados y aplicando el criterio de disimilitud orbital de Southworth y Hawkins definido en la sección 2.3.3, se ha podido establecer también a qué lluvia pertenecen estos meteoros. Con esta información, para cada lluvia de meteoros se han obtenido el índice poblacional (ecuación 2.10), la tasa horaria cenital (ecuación 2.11) y el flujo de meteoroides (ecuación 2.12).

El resultado del cálculo del parámetro de probabilidad p para cada destello de impacto se resume en la Tabla 5.4. En ella se indica también cuál es la fuente más probable para los meteoroides que dieron lugar a estos eventos. Como puede verse, de los 47 destellos considerados en este trabajo 18 eventos tendrían un origen esporádico, mientras que 9

estarían asociados al enjambre de meteoroides de las Gemínidas, 13 a las Perseidas, 4 a las Líridas, 2 a las Táuridas y 1 a las α -Capricórnidas. Estos resultados se detallan y justifican a continuación.

Núm. de destello	Fecha y hora (UT) $\pm 0.01s$	Corriente de meteoroides	p
1	14 Dic. 2007 - 19h 18m 06.00s	Gemínidas	0.96
2	14 Dic. 2007 - 19h 28m 48.12s	Gemínidas	0.95
3	14 Dic. 2007 - 19h 50m 57.36s	Gemínidas	0.95
4	14 Dic. 2007 - 20h 42m 57.71s	Gemínidas	0.96
5	9 Abr. 2011 - 20h 38m 08.35s	Esporádico	0.97
6	9 Abr. 2011 - 20h 52m 44.65s	Esporádico	0.98
7	11 Abr. 2011 - 0h 05m 06.28s	Esporádico	0.95
8	7 Jun. 2011 - 21h 23m 27.42s	Esporádico	0.98
9	30 Dic. 2011 - 21h 00m 30.20s	Esporádico	0.98
10	30 Ene. 2012 - 22h 56m 37.49s	Esporádico	0.98
11	26 Feb. 2012 - 21h 40m 10.32s	Esporádico	0.87
12	28 Feb. 2012 - 23h 05m 16.72s	Esporádico	0.88
13	27 Mar. 2012 - 20h 47m 16.28s	Esporádico	0.73
14	26 Jul. 2012 - 21h 35m 04.56s	α -Capricórnidas	0.82
15	13 Ago. 2012 - 3h 55m 07.95s	Perseidas	0.98
16	20 Oct. 2012 - 20h 05m 03.39s	Esporádico	0.81
17	20 Oct. 2012 - 20h 48m 28.77s	Esporádico	0.84
18	14 Abr. 2013 - 22h 08m 14.43s	Esporádico	0.72
19	16 Abr. 2013 - 20h 35m 41.95s	Líridas	0.87
20	17 Abr. 2013 - 21h 38m 02.72s	Esporádico	0.57
21	17 Abr. 2013 - 22h 12m 25.60s	Líridas	0.77
22	17 Abr. 2013 - 22h 39m 00.28s	Líridas	0.86
23	18 Abr. 2013 - 22h 25m 50.25s	Líridas	0.84
24	11 Ago. 2013 - 20h 16m 33.05s	Perseidas	0.96
25	11 Ago. 2013 - 20h 43m 19.96s	Perseidas	0.97
26	11 Ago. 2013 - 21h 08m 14.75s	Perseidas	0.98
27	12 Ago. 2013 - 19h 49m 57.92s	Perseidas	0.98
28	12 Ago. 2013 - 20h 08m 29.49s	Perseidas	0.99
29	12 Ago. 2013 - 20h 14m 55.35s	Perseidas	0.98
30	13 Ago. 2013 - 20h 18m 29.33s	Perseidas	0.97
31	13 Ago. 2013 - 20h 39m 01.13s	Perseidas	0.98
32	13 Ago. 2013 - 21h 08m 52.96s	Perseidas	0.98
33	13 Ago. 2013 - 21h 12m 47.68s	Perseidas	0.98
34	13 Ago. 2013 - 21h 14m 53.28s	Perseidas	0.98
35	13 Ago. 2013 - 22h 03m 48.94s	Perseidas	0.98

Tabla 5.4. Corrientes de meteoroides asociadas a los destellos recogidos en la Tabla 5.1, y valor del parámetro de probabilidad p que cuantifica dicha asociación.

Núm. de destello	Fecha y hora (UT) $\pm 0.01s$	Corriente de meteoroides	p
36	11 Sep. 2013 - 20h 07m 28.68s	Esporádico	0.87
37	6 Nov. 2013 - 18h 17m 28.02s	Táuridas	0.88
38	7 Nov. 2013 - 19h 19m 11.31s	Táuridas	0.88
39	5 Dic. 2013 - 18h 29m 41.83s	Gemínidas	0.68
40	5 Dic. 2013 - 19h 00m 06.86s	Gemínidas	0.65
41	5 Dic. 2013 - 19h 03m 14.29s	Gemínidas	0.66
42	6 Dic. 2013 - 18h 56m 13.92s	Gemínidas	0.79
43	7 Dic. 2013 - 19h 31m 06.66s	Gemínidas	0.91
44	7 Abr. 2014 - 21h 46m 28.74s	Esporádico	0.98
45	3 Jul. 2014 - 21h 09m 06.01s	Esporádico	0.75
46	26 Dic. 2014 - 18h 42m 15.63s	Esporádico	0.96
47	26 Dic. 2014 - 20h 52m 03.32s	Esporádico	0.98

Tabla 5.4. (Continuación).

Para los distintos enjambres identificados como potenciales fuentes de estos destellos se ha obtenido el ángulo de impacto respecto a la horizontal local θ mediante el software MIDAS. El programa ha calculado este parámetro restando de 90° la distancia angular φ medida entre la posición del subradiante sobre la superficie lunar y la posición del destello (ecuación 2.8). Para la componente esporádica se ha tomado como ángulo de impacto $\theta=45^\circ$ (el valor más probable para este parámetro). Se ha considerado también que la velocidad media de impacto contra la Luna de los meteoroides de tipo esporádico es de 17 km s^{-1} (Ortiz et al. 1999). La energía cinética del proyectil mínima E_{\min} necesaria para poder detectar destellos producidos por meteoroides procedentes estos enjambres con los telescopios utilizados en este trabajo se ha calculado aplicando las ecuaciones (5.26) y (2.4), suponiendo en todos los casos $f=2$ y una eficiencia lumínica $\eta=2 \cdot 10^{-3}$ (Ortiz et al. 2006). Se ha considerado también a la hora de obtener E_{\min} que el límite de detectabilidad del dispositivo experimental utilizado se correspondería con el brillo de destellos de impacto de magnitud 10, ya que no se han identificado destellos con una magnitud aparente por encima de ese límite. Además, se ha supuesto $\chi \sim 1$ en las ecuaciones (5.23) y (5.24), al considerar que la sección transversal de los enjambres de meteoroides es lo suficientemente grande como para que la densidad media de partículas en la Tierra y en la Luna sea similar (Jenniskens 2006). Por otra parte, para cada enjambre ha sido necesario calcular el valor del parámetro m_0 , siendo éste la masa correspondiente a los meteoroides que producen meteoros de magnitud 6.5 en la atmósfera terrestre (ecuaciones (5.19) y (5.20)). Para este cálculo se ha necesitado el valor de la velocidad geocéntrica V_g de estas partículas, tomándose este dato para cada

corriente de meteoroides de Jenniskens (2006). También ha sido necesario obtener el valor de la velocidad V de impacto contra la Luna de estos meteoroides, con el fin de calcular para cada enjambre el parámetro ν definido por la ecuación (5.21). Esta velocidad de impacto también es necesaria para el cálculo del parámetro γ , que se definió en la sección 5.2 como el cociente de los factores de enfoque gravitatorio (ecuación (5.13)) para la Tierra y para la Luna. El cálculo de V se ha realizado a partir del vector de velocidad geocéntrica \vec{V}_g y del vector de velocidad heliocéntrica de la Tierra \vec{V}_E , obteniéndose este último mediante el generador de efemérides Horizons del Jet Propulsion Laboratory (JPL) (<http://ssd.jpl.nasa.gov/?horizons>). Con ambos vectores se obtiene la velocidad heliocéntrica del meteoroides \vec{V}_h :

$$\vec{V}_h = \vec{V}_g + \vec{V}_E \quad (5.27)$$

También mediante el citado generador de efemérides del JPL se ha obtenido la velocidad heliocéntrica de la Luna \vec{V}_M . La velocidad selenocéntrica del meteoroides \vec{V}_s se calcula entonces a partir de la relación

$$\vec{V}_s = \vec{V}_h - \vec{V}_M \quad (5.28)$$

Y, por último, con el módulo de \vec{V}_s y la velocidad de escape lunar V_{EM} (2.4 km s^{-1}) se obtiene el módulo de la velocidad de impacto V :

$$V^2 = V_s^2 + V_{EM}^2 \quad (5.29)$$

En el caso de la componente esporádica, el valor de m_o se ha calculado considerando una velocidad geocéntrica media de 20 km s^{-1} (Brown et al. 2002), resultando entonces $m_o = 5.0 \cdot 10^{-6} \text{ kg}$.

5.2.3.1. Destellos de impacto producidos por Gemínidas

Según la International Meteor Organization (IMO), el pico de actividad de la lluvia de meteoros de las Gemínidas en 2007 tuvo lugar sobre las 14:37 UT del 14 de diciembre, alcanzando una tasa horaria cenital máxima ZHR de ~ 120 meteoros/h (<http://www.imo.net/live/geminids2007/>). En España este pico de actividad se produjo durante el día, mientras que la campaña de monitorización de destellos de impacto que se llevó a cabo desde el Observatorio Astronómico de La Sagra en esa fecha no se inició hasta las 18:17 UT. No obstante, las Gemínidas se caracterizan por tener un máximo amplio (Jenniskens 2006), como consecuencia de lo cual la ZHR de esta lluvia fue de unos 100 meteoros/h durante la mencionada campaña (<http://www.imo.net/live/geminids2007/>). Este valor de la tasa horaria cenital fue confirmado por las observaciones llevadas a cabo por las estaciones de meteoros descritas en la sección 3.2, como muestra la Figura 5.14.

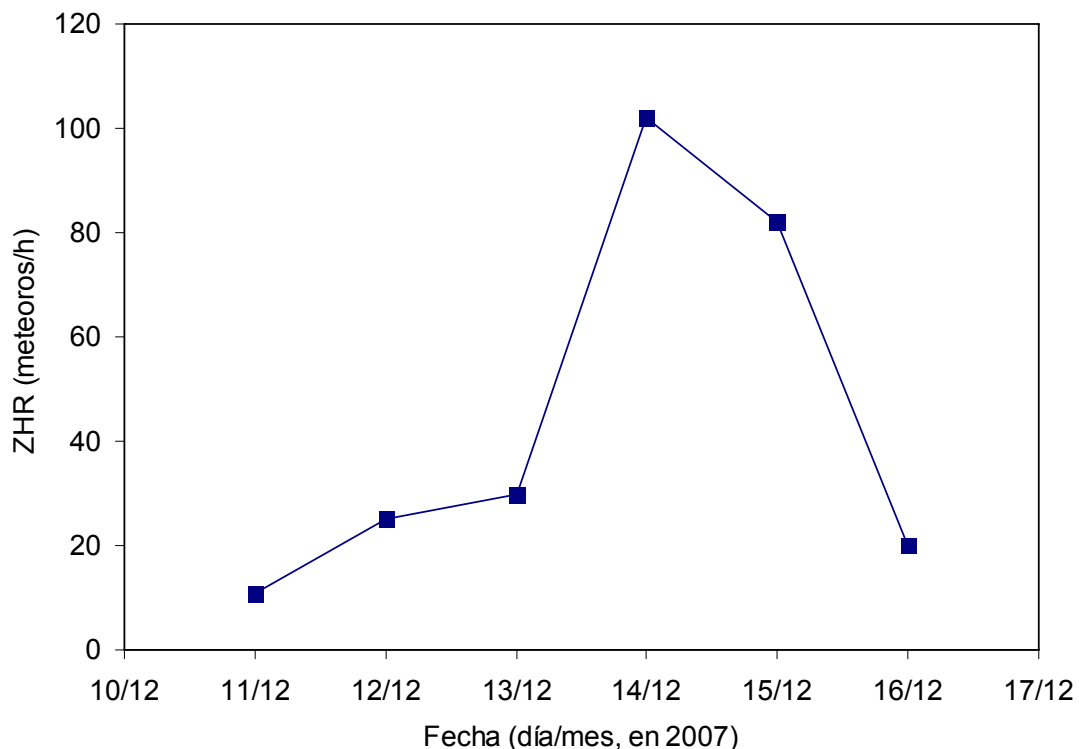


Figura 5.14. Tasa horaria cenital obtenida para las Gemínidas en 2007 a partir de los registros de las observaciones realizadas por las estaciones de meteoros utilizadas en este trabajo.

Por otra parte, como puede verse en la Figura 5.15, la posición de los cuatro destellos registrados como resultado de esta campaña son compatibles con la geometría de impacto para las Gemínidas determinada mediante el programa MIDAS. Y puesto que la ZHR obtenida por las estaciones de detección de meteoros es muy superior al valor mínimo de la tasa horaria cenital necesaria para llevar a cabo una asociación con una probabilidad del 50 % (~ 6 meteoros/h según consta en la Tabla 5.2), parece razonable suponer que estos cuatro destellos fueron producidos por meteoroides de este enjambre.

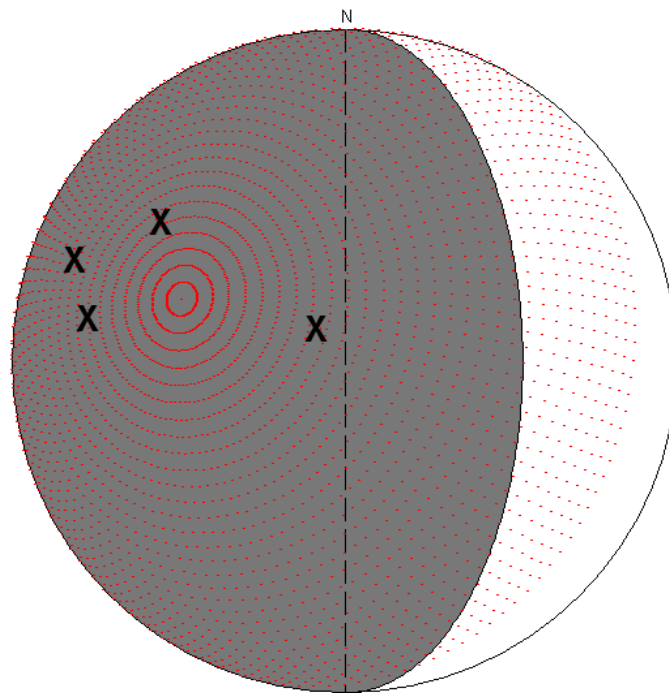


Figura 5.15. Esquema del disco lunar visto desde la Tierra el 14 de diciembre de 2007, a las 19:00 UT. La región de color blanco representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las Gemínidas. Se ha marcado con una X la posición de los 4 destellos de impacto registrados en esa fecha.

Para cuantificar la probabilidad de esta asociación se ha considerado que los destellos de impacto registrados durante esta campaña de observación podrían estar producidos o bien por Gemínidas o bien por la componente esporádica. Se ha utilizado la ecuación (5.23) para obtener el valor de $p^{ST} \equiv p^{GEM}$, suponiendo para la componente esporádica una tasa horaria $HR_{Earth}^{SPO} = 10$ meteoros/h (Dubietis y Arlt 2010) y un índice poblacional

$r=3.0$ (Dubietis y Arlt 2010, Rendtel 2006). Para el índice poblacional de las Gemínidas se obtuvo el valor $r=2.5$ a partir de las observaciones realizadas con las estaciones de meteoros. Este valor es coherente con las observaciones llevadas a cabo por otros investigadores (Rendtel 2004, Arlt y Rendtel 2006), cuyos estudios han mostrado que el valor típico de r para esta lluvia oscila entre 1.7 y 2.5 en torno al máximo de actividad. La velocidad de impacto V para los meteoroides de las Gemínidas se ha obtenido a partir de la velocidad geocéntrica V_g de estas partículas, que es de 35 km s^{-1} (Jenniskens 2006). En este caso, no obstante, los valores calculados para V difieren de V_g en menos de 0.3 km s^{-1} , lo cual queda por debajo de la precisión de $\pm 1 \text{ km s}^{-1}$ con la que se ha determinado la velocidad geocéntrica tomada de Jenniskens (2006). Por tanto, para el cálculo del parámetro de probabilidad se ha considerado que $V=35 \text{ km s}^{-1}$. El resultado del cálculo de p^{GEM} para los 4 destellos se muestra en la Tabla 5.5, donde también se incluyen los valores de los parámetros $v^{\text{ST}} \equiv v^{\text{GEM}}$ y v^{SPO} definidos por la ecuación (5.21), el ángulo de impacto respecto a la horizontal local θ , la energía cinética mínima del meteoroides para producir un destello detectable E_{min} , y la masa m_0 de los meteoroides que producen meteoros de magnitud 6.5 en la atmósfera terrestre. Estos resultados indican que el parámetro de probabilidad varía entre 0.95 y 0.96, de donde se desprende que los destellos registrados en 2007 estarían asociados a las Gemínidas.

Fecha y hora (UT)	θ (°)	$ZHR_{\text{Earth}}^{\text{ST}}$ (meteoros/h)	r	$m_0 \times 10^{-7}$ (kg)	V_g (km s ⁻¹)	V (km s ⁻¹)	$E_{\text{min}} \times 10^6$ (J)	$v^{\text{SPO}} \times 10^{-5}$	$v^{\text{GEM}} \times 10^{-5}$	p^{GEM}	Enjambre
14 Dic. 2007 19h 18m 06s	72	100	2.5	4.5	35	35	3.34	4.1	8.7	0.96	GEM
14 Dic. 2007 19h 28m 48s	64	100	2.5	4.5	35	35	3.34	4.1	8.7	0.95	GEM
14 Dic. 2007 19h 50m 57s	62	100	2.5	4.5	35	35	3.34	4.1	8.7	0.95	GEM
14 Dic. 2007 20h 42m 57s	75	100	2.5	4.5	35	35	3.34	4.1	8.7	0.96	GEM

Tabla 5.5. Valores de los parámetros utilizados para comprobar la asociación de los destellos de impacto registrados en diciembre de 2007 con el enjambre de meteoroides de las Gemínidas (denotadas por GEM).

En cuanto a los destellos registrados en diciembre de 2013, éstos ocurrieron durante el período de actividad de las Gemínidas (que se extiende del 4 al 17 de ese mes según Jenniskens (2006)), y su posición es compatible con la geometría de impacto

determinada para esta corriente de meteoroides (Figura 5.16). Pero tuvieron lugar entre 7 y 9 días antes del máximo de esta lluvia, que se alcanza el 14 de diciembre, lo cual en principio podría llevar a pensar que estos eventos no guardarían relación con este enjambre de meteoroides.

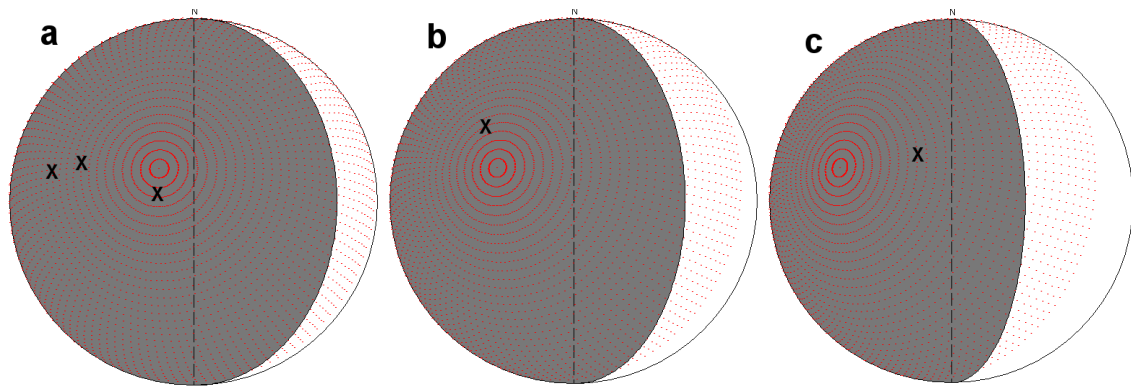


Figura 5.16. Esquema del disco lunar visto desde la Tierra a las 19:00 UT de los días 5 (a), 6 (b) y 7 (c) de diciembre de 2013. La región de color blanco representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las Gemínidas. Se ha marcado con una X la posición de los destellos de impacto registrados en esas fechas.

Sin embargo, los registros llevados a cabo por las estaciones de meteoros mostraron que en 2013 las Gemínidas dieron lugar a meteoros brillantes al comienzo de su periodo de actividad, lo cual se tradujo en un índice poblacional r de ~ 2.0 para los meteoros observados entre el 4 y el 8 de diciembre de ese año (Figura 5.17). Este valor de r es inferior al valor típico de r de 2.5 que muestra esta lluvia durante su máximo (Rendtel 2004, Arlt y Rendtel 2006) Y, según se trató en las secciones 5.2.1 y 5.2.2, un valor menor de r implica que se necesitarían valores inferiores de la tasa horaria cenital para poder asociar los destellos a este enjambre. Así, en lugar de una ZHR mínima de ~ 6 meteoros/h con $r=2.5$ (Tabla 5.2), para $r=2$ se necesitaría una tasa horaria cenital mínima inferior a 1 meteoros/h según los datos contenidos en la Figura 5.11. La ZHR obtenida a partir de las observaciones realizadas con las estaciones de meteoros es superior a este valor mínimo (Figura 5.18).

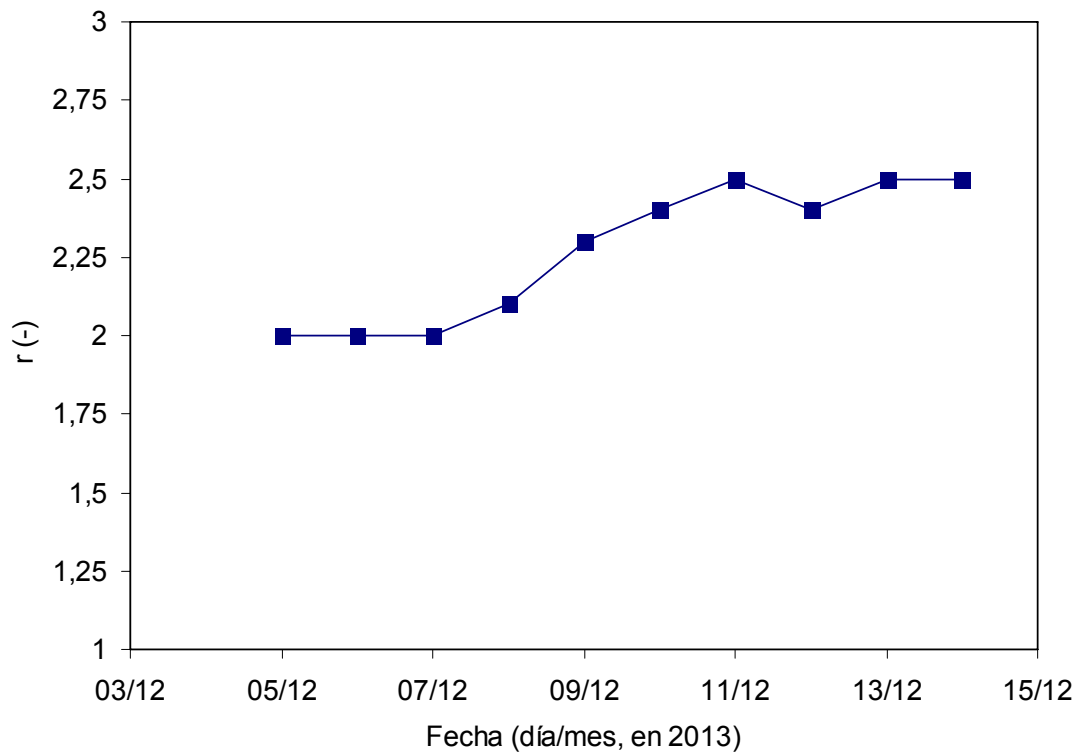


Figura 5.17. Índice poblacional r obtenido para las Gemínidas en 2013 a partir de los registros llevados a cabo por las estaciones de meteoros utilizadas en este trabajo.

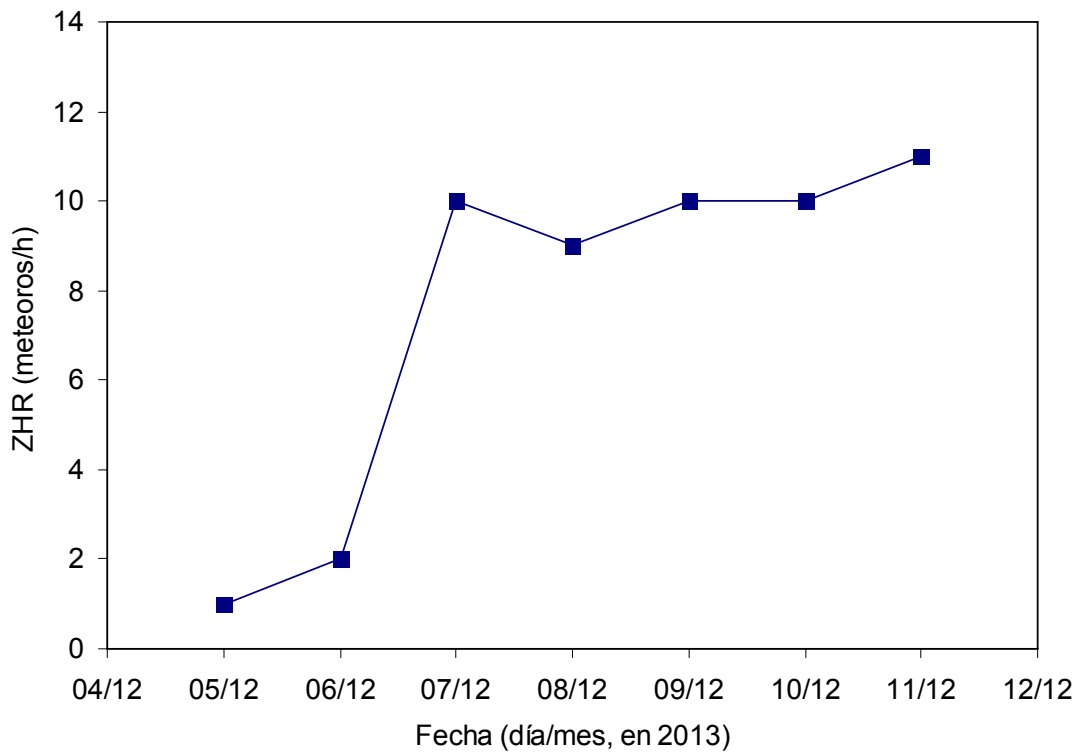


Figura 5.18. Tasa horaria cenital obtenida para las Gemínidas en 2013 a partir de los registros llevados a cabo por las estaciones de meteoros utilizadas en este trabajo.

No obstante, también es necesario tener en cuenta que en 2013 las Andromédidas experimentaron un estallido de su actividad alcanzando una ZHR de unos 20 meteoros/h en torno al 7-8 de diciembre (Green 2013). Con anterioridad a esa fecha los registros de las estaciones de meteoros determinaron que la ZHR estaba por debajo de 1 meteoros/h para esta lluvia. Además, la geometría de impacto para las Andromédidas también era compatible con la posición de los destellos registrados (Figura 5.19).

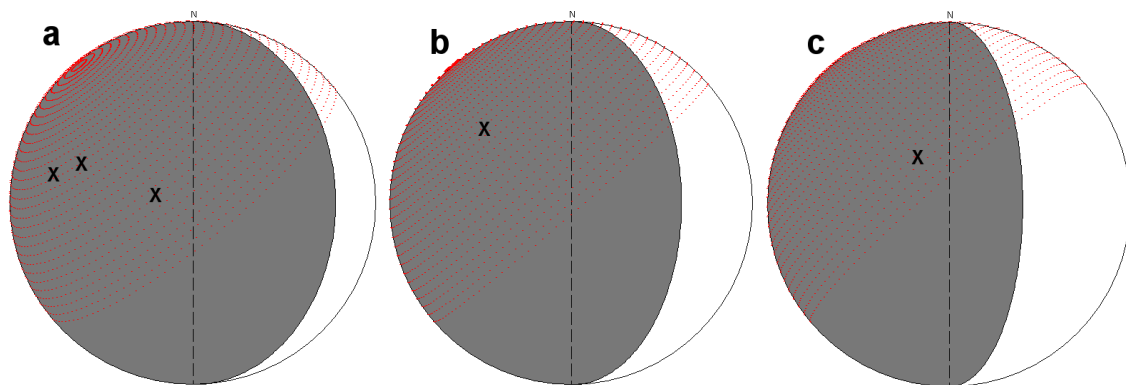


Figura 5.19. Esquema del disco lunar visto desde la Tierra a las 19:00 UT de los días 5 (a), 6 (b) y 7 (c) de diciembre de 2013. La región de color blanco representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las Andromédidas. Se ha marcado con una X la posición de los destellos de impacto registrados en esas fechas.

Por tanto, a la hora de determinar la fuente más probable de los destellos de impacto registrados en 2013 se ha considerado que éstos pudieron estar producidos por Gemínidas, por Andromédidas o por meteoroides de tipo esporádico. El valor de r para las Andromédidas no pudo determinarse de forma fiable a través de los registros de las estaciones de meteoros, por lo que se adoptó para este parámetro el valor $r=3.0$ medido por Wiegert et al. (2013). Las probabilidades, calculadas a partir de la ecuación (5.24), de que los destellos identificados en diciembre de 2013 estuviesen asociados con las Gemínidas o con las Andromédidas se encuentran en la Tabla 5.6. Se han incluido además en dicha tabla los valores de los parámetros v^{ST} y v^{SPO} definidos mediante la ecuación (5.21), el ángulo de impacto respecto a la horizontal θ , la energía cinética

mínima del meteoroides para producir un destello detectable E_{\min} , y la masa m_o de los meteoroides que producen meteoros de magnitud 6.5 en la atmósfera terrestre. Estos resultados indican que el escenario más probable sería que estos eventos hubiesen sido producidos por meteoroides de las Gemínidas, con valores del parámetro de probabilidad p que oscilan entre el 61 y el 91 %. Para las Andromédidas, sin embargo, la probabilidad es mucho más baja, oscilando entre el 2 y el 5 %.

Fecha y hora (UT)	θ (°)	ZHR _{Earth} ST (meteoros/h)	r	$m_o \times 10^{-7}$ (kg)	V_g (km s ⁻¹)	V (km s ⁻¹)	$E_{\min} \times 10^6$ (J)	$v^{SPO} \times 10^{-5}$	$v^{ST} \times 10^{-4}$	p^{ST}	Enjambre
5 Dic. 2013 18h 29m 41s	75	1	2.0	4.5	35	35	3.13	4.5	8.9	0.68	GEM
	15	1	3.0	127	16	16			1.2	0.02	AND
5 Dic. 2013 19h 00m 06s	66	1	2.0	4.5	35	35	3.13	4.5	8.9	0.65	GEM
	42	1	3.0	127	16	16			1.2	0.05	AND
5 Dic. 2013 19h 03m 14s	77	1	2.0	4.5	35	35	3.13	4.5	8.9	0.66	GEM
	39	1	3.0	127	16	16			1.2	0.04	AND
6 Dic. 2013 18h 56m 13s	75	2	2.0	4.5	35	35	3.13	4.5	8.9	0.79	GEM
	45	1	3.0	127	16	16			1.2	0.03	AND
7 Dic. 2013 19h 31m 06s	63	10	2.0	4.5	35	35	3.13	4.5	8.9	0.91	GEM
	14	20	3.0	127	16	16			1.2	0.05	AND

Tabla 5.6. Valores de los parámetros utilizados para comprobar la posible asociación de los destellos de impacto registrados en diciembre de 2013 con las Gemínidas (denotadas por GEM) y las Andromédidas (denotadas por AND).

5.2.3.2. Destello de impacto asociado a las α -Capricórnidas

Como puede observarse en la Figura 5.20, la geometría de impacto calculada para las α -Capricórnidas, cuyo periodo de actividad se extiende del 3 de julio al 15 de agosto (Jenniskens 2006), es compatible con la posición del destello de impacto registrado el 26 de julio de 2012 (evento número 14 en la Tabla 5.1). La velocidad geocéntrica de los meteoroides de este enjambre es de 25 km s⁻¹ (Jenniskens 2006). En la fecha en la que se detectó este evento, los registros llevados a cabo por las estaciones de meteoros dieron como resultado un valor de ~6 meteoros/h para la tasa horaria cenital de esta lluvia, con un índice poblacional de 2.5. Según los cálculos realizados con el software MIDAS, en caso de que el destello hubiese sido producido por el impacto de un meteoroides de las α -Capricórnidas el ángulo de colisión θ habría sido de 30°, y la velocidad de dicho impacto sería de 31 km s⁻¹. El valor calculado de la masa m_o para los meteoroides de este enjambre (ecuaciones (5.19) y (5.20)) es $m_o = 1.9 \cdot 10^{-6}$ kg.

A la hora de obtener el valor del parámetro de probabilidad se ha considerado que el evento pudo haber estado producido también por un meteoróide de origen esporádico. Para la componente esporádica se ha considerado nuevamente una tasa horaria de $HR_{\text{Earth}}^{\text{SPO}} = 10$ meteoros/h (Dubietis y Arlt 2010), y un índice poblacional $r=3.0$ (Dubietis y Arlt 2010, Rendtel 2006).

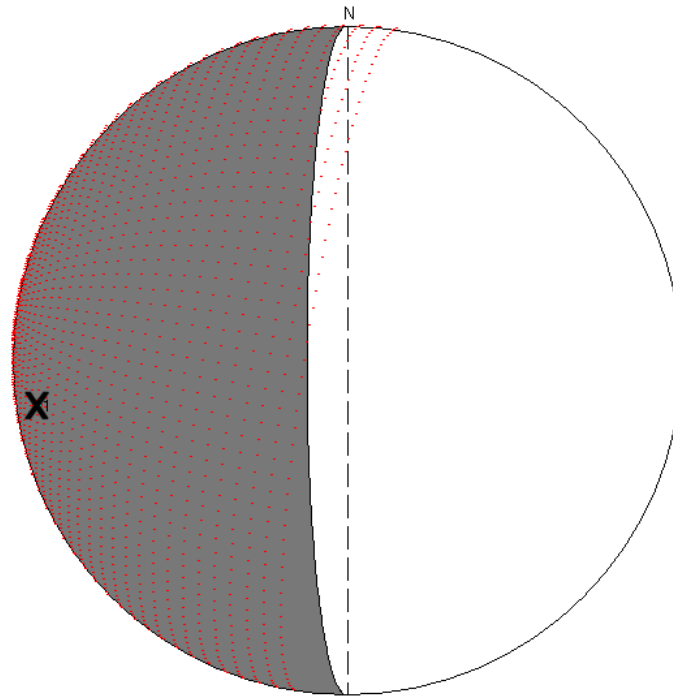


Figura 5.20. Esquema del disco lunar visto desde la Tierra el 26 de julio de 2012, a las 21:30 UT. La región de color blanco representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las α -Capricórnidas. Se ha marcado con una X la posición del destello de impacto registrado en esa fecha.

El resultado del cálculo del parámetro de probabilidad mediante la ecuación (5.23) da como resultado $p^{\text{ST}}=0.82$ para las α -Capricórnidas, como puede verse en la Tabla 5.7, en la que se indican también los valores de los parámetros v^{ST} y v^{SPO} obtenidos a partir de la ecuación (5.21), el ángulo de impacto respecto a la horizontal θ , la energía cinética mínima del meteoróide para producir un destello detectable E_{min} , y la masa m_0 de los meteoroides que producen meteoros de magnitud 6.5 en la atmósfera terrestre.

Fecha y hora (UT)	θ (°)	ZHR _{Earth} ST (meteoros/h)	r	$m_o \times 10^{-6}$ (kg)	V_g (km s ⁻¹)	V (km s ⁻¹)	$E_{min} \times 10^6$ (J)	$v^{SPO} \times 10^{-5}$	$v^{ST} \times 10^{-4}$	p^{ST}	Enjambre
26 Jul.2012 21h35m04s	60	6	2.5	1.9	25	31	3.05	3.4	3.1	0.82	CAP

Tabla 5.7. Valores de los parámetros utilizados para comprobar la posible asociación del destello de impacto registrado el 26 de julio de 2012 con las α -Capricórnidas (denotadas por CAP).

De este análisis se concluye, por tanto, que este destello de impacto puede asociarse a las α -Capricórnidas con una probabilidad del 82 %, mientras que la probabilidad de que este evento tuviese origen esporádico sería de tan sólo el 18 %.

5.2.3.3. Destellos de impacto producidos por Perseidas

En 2012 la geometría de impacto para las Perseidas fue muy desfavorable (Figura 5.21), pues la mayor parte de los meteoroides de este enjambre impactaban contra la región de la Luna que no era visible desde la Tierra. El pico de actividad de las Perseidas ese año tuvo lugar el 12 de agosto entre las 12h00m y las 14h30m UT, alcanzándose una tasa horaria cenital máxima de ~ 100 meteoros/h según IMO (<http://www.imo.net>). Desde España este máximo tuvo lugar durante el día, por lo que no pudo ser cubierto por los sistemas de detección de destellos de impacto utilizados en este trabajo. Pero a pesar de esto se organizó una campaña de detección de destellos de impacto durante las noches del 12, 13 y 14 de agosto, con el fin de identificar eventos producidos por meteoroides de las Perseidas. Como resultado se obtuvo el evento que tuvo lugar el 13 de agosto de 2012 a las 3h 55m 07.95s (destello de impacto número 15 en la Tabla 5.1). Como muestra la Figura 5.21, la posición de este destello era compatible con la geometría de impacto de las Perseidas.

Sin embargo, para las Perseidas de 2013 la situación fue bastante más propicia, dado que la geometría de impacto fue mucho más favorable (Figura 5.22). En esta ocasión se desarrolló una campaña de observación de destellos de impacto durante las noches del 11, 12 y 13 de agosto. Según IMO, el pico de actividad de esta lluvia tuvo lugar entre las 18h15m y las 20h45m UT del 12 de agosto, con una ZHR máxima de ~ 100 meteoros/h (<http://www.imo.net>). El número total de destellos de impacto confirmados

durante esta campaña fue de 12 (eventos 24 a 35 en la Tabla 5.1), y las coordenadas selenográficas de todos ellos fueron compatibles con la geometría de impacto de las Perseidas (Figura 5.22).

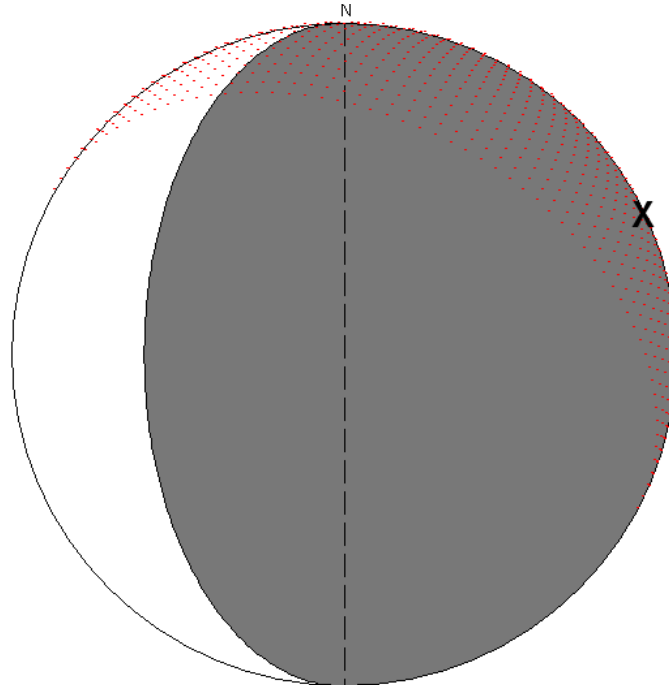


Figura 5.21. Esquema del disco lunar visto desde la Tierra el 13 de agosto de 2012, a las 4:00 UT. La región de color blanco representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las Perseidas. Se ha marcado con una X la posición del destello de impacto registrado en esa fecha.

Para determinar el origen más probable de los meteoroides que produjeron los eventos registrados en estas dos campañas de observación se ha considerado que estos destellos pudieron estar producidos o bien por meteoroides de las Perseidas o bien por meteoroides de tipo esporádico. El parámetro de probabilidad p^{ST} para las Perseidas se ha obtenido aplicando la ecuación (5.23), considerando nuevamente para la componente esporádica $HR_{Earth}^{SPO} = 10$ meteoros/h (Dubietis y Arlt 2010) y $r = 3.0$ (Dubietis y Arlt 2010, Rendtel 2006). La tasa horaria cenital para las Perseidas en 2012 y 2013, determinada gracias a los registros efectuados por las estaciones de meteoros, se representa en la Figura 5.23. En ambos años estos mismos registros dieron como resultado un valor del

índice poblacional $r=2.0$ para esta lluvia, que coincide con el índice poblacional típico determinado para las Perseidas por Brown y Rendtel (1996).

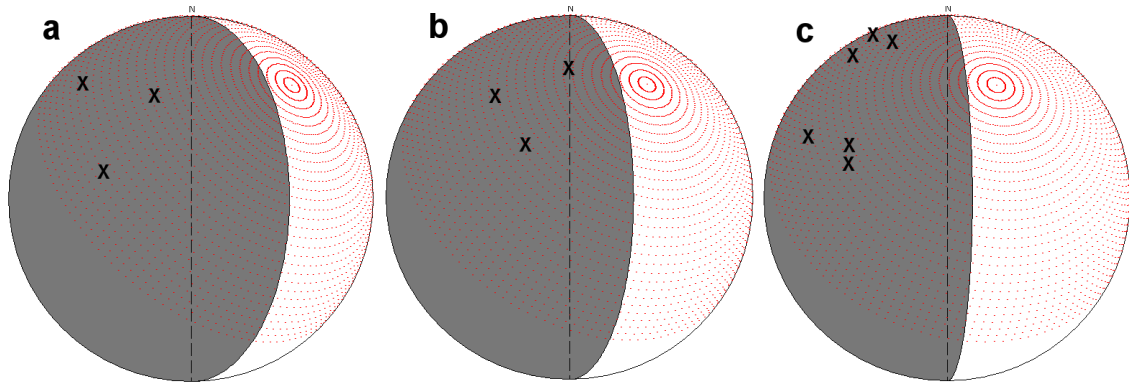


Figura 5.22. El disco lunar visto desde la Tierra a las 20:00 UT de los días 11 (a), 12 (b) y 13 (c) de agosto de 2013. En blanco se representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las Perseidas. Se ha marcado con una X la posición de los destellos de impacto registrados en esas fechas.

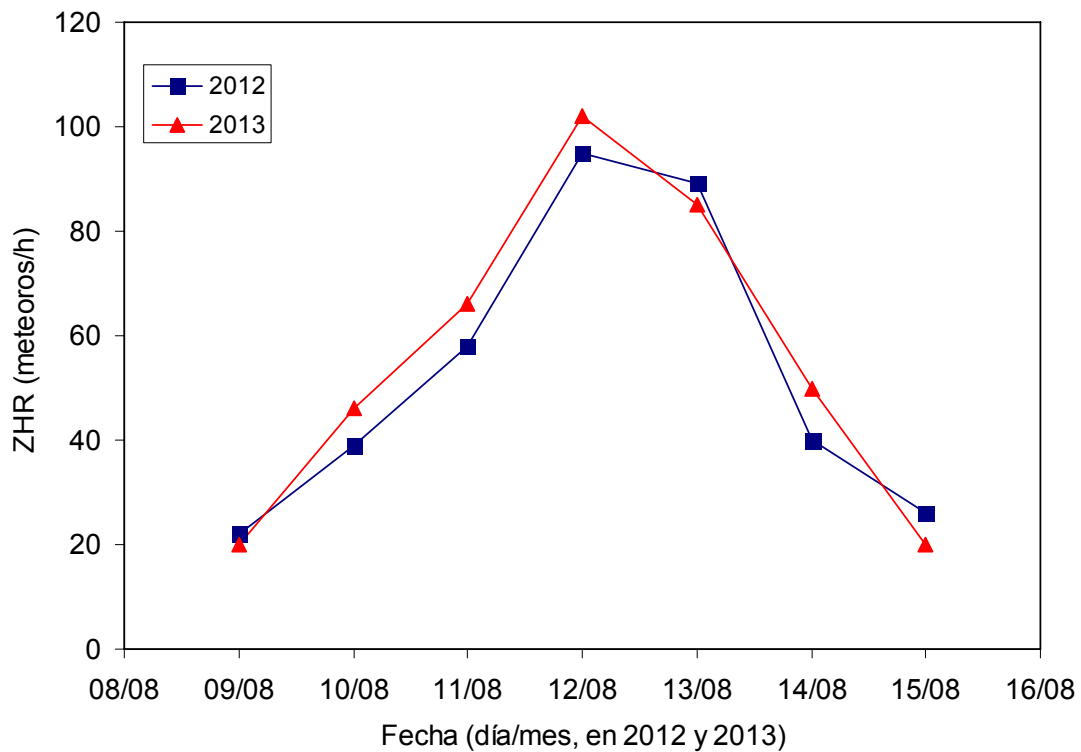


Figura 5.23. Tasa horaria cenital obtenida para las Perseidas en 2012 y 2013 a partir de los registros llevados a cabo por las estaciones de meteoros utilizadas en este trabajo.

La velocidad geocéntrica de las Perseidas es $V_g=59 \text{ km s}^{-1}$ (Jenniskens 2006), y su velocidad V de impacto en la Luna, calculada de acuerdo con el procedimiento descrito al inicio de la sección 5.2.3, difiere de esta velocidad geocéntrica en menos de 0.1 km s^{-1} . Por tanto, al igual que se hizo con los impactos de Gemínidas analizados en la sección 5.2.3.1, se ha considerado que $V=V_g=59 \text{ km s}^{-1}$. El valor calculado de la masa m_0 (ecuaciones (5.19) y (5.20)) para los meteoroides de las Perseidas que producen en la atmósfera terrestre meteoros de magnitud 6.5 es $m_0=5.0 \cdot 10^{-8} \text{ kg}$. La Tabla 5.8 muestra el valor calculado del parámetro de probabilidad, que es en todos los casos igual o superior al 96 %, confirmando así que la corriente de meteoroides de las Perseidas sería el origen más probable para los destellos considerados aquí.

Fecha y hora (UT)	θ (°)	$ZHR_{\text{Earth}}^{\text{ST}}$ (meteoros/h)	r	$m_0 \times 10^{-8}$ (kg)	V_g (km s^{-1})	V (km s^{-1})	$E_{\text{min}} \times 10^6$ (J)	$v^{\text{SPO}} \times 10^{-5}$	$v^{\text{ST}} \times 10^{-4}$	p^{ST}	Enjambre
13 Ago. 2012 3h55m08s	30	90	2.0	5.0	59	59	3.8	2.6	3.2	0.98	PER
11 Ago. 2013 20h16m33s	17	70	2.0	5.0	59	59	3.3	3.1	3.5	0.96	PER
11 Ago. 2013 20h43m19s	21	70	2.0	5.0	59	59	3.3	3.1	3.5	0.97	PER
11 Ago. 2013 21h08m14s	43	70	2.0	5.0	59	59	3.3	3.1	3.5	0.98	PER
12 Ago. 2013 19h49m57s	44	100	2.0	5.0	59	59	3.2	3.2	3.6	0.98	PER
12 Ago. 2013 20h08m29s	65	100	2.0	5.0	59	59	3.2	3.2	3.6	0.99	PER
12 Ago. 2013 20h14m55s	41	100	2.0	5.0	59	59	3.2	3.2	3.6	0.98	PER
13 Ago. 2013 20h18m29s	25	90	2.0	5.0	59	59	3.2	3.2	3.6	0.97	PER
13 Ago. 2013 20h39m01s	39	90	2.0	5.0	59	59	3.2	3.3	3.6	0.98	PER
13 Ago. 2013 21h08m52s	51	90	2.0	5.0	59	59	3.2	3.3	3.6	0.98	PER
13 Ago. 2013 21h12m47s	37	90	2.0	5.0	59	59	3.2	3.3	3.6	0.98	PER
13 Ago. 2013 21h14m53s	39	90	2.0	5.0	59	59	3.2	3.3	3.6	0.98	PER
13 Ago. 2013 22h03m48s	38	90	2.0	5.0	59	59	3.2	3.3	3.6	0.98	PER

Tabla 5.8. Valores de los parámetros utilizados para comprobar la posible asociación de los destellos de impacto registrados en agosto de 2012 y 2013 con las Perseidas (denotadas por PER).

5.2.3.4. Destellos de impacto producidos por Líridas

Los eventos número 19 a 23 de la Tabla 5.1, registrados entre el 16 y el 18 de abril de 2013, tuvieron lugar durante el período de actividad de las Líridas, que abarca aproximadamente del 16 al 25 de abril con un máximo en torno al día 22 de ese mes (Jenniskens 2006). Como muestra la Figura 5.24, la geometría de impacto esperada para los meteoroides de este enjambre es compatible con la posición de estos destellos.

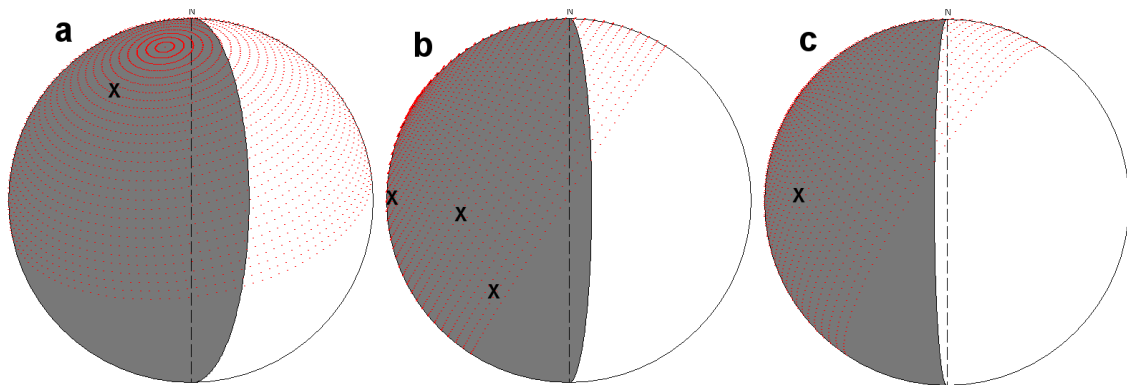


Figura 5.24. El disco lunar visto desde la Tierra a las 21:00 UT de los días 16 (a), 17 (b) y 18 (c) de abril de 2013. En blanco se representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las Líridas. Se ha marcado con una X la posición de los destellos de impacto registrados en esas fechas.

Según los datos que aparecen en la Tabla 5.2, debido al bajo índice poblacional de esta lluvia ($r=2.0$) sólo es necesaria una ZHR de 1.7 meteoros/h para poder relacionar un destello de impacto con el enjambre de las Líridas con una probabilidad del 50 %. El nivel de actividad medido por las estaciones de detección de meteoros superó esa ZHR mínima durante el período en el que fueron observados los cinco destellos (Figura 5.25), lo que apunta a que los meteoroides de este enjambre serían los causantes de estos eventos. Para cuantificar esta posible asociación mediante el parámetro de probabilidad se ha considerado que estos destellos pudieron también haber sido producidos por meteoroides de origen esporádico, tomando para éstos $HR_{\text{Earth}}^{\text{SPO}}=10$ meteoros/h (Dubietis y Arlt 2010) y $r=3.0$ (Dubietis y Arlt 2010, Rendtel 2006).

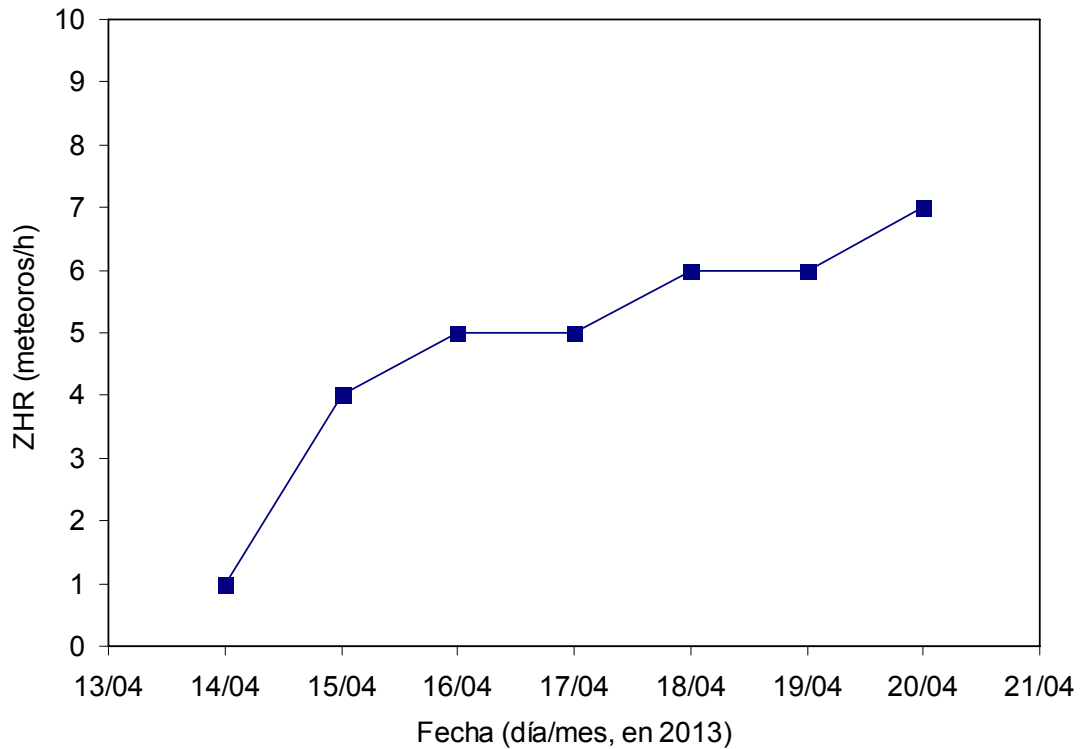


Figura 5.25. Tasa horaria cenital obtenida para las Líridas en 2013 a partir de los registros llevados a cabo por las estaciones de meteoros utilizadas en este trabajo.

Fecha y hora (UT)	θ (°)	ZHR_{Earth}^{ST} (meteoros/h)	r	$m_0 \times 10^{-7}$ (kg)	V_g ($km\ s^{-1}$)	V ($km\ s^{-1}$)	$E_{min} \times 10^6$ (J)	$v^{SPO} \times 10^{-5}$	$v^{ST} \times 10^{-4}$	p^{ST}	Enjambre
16 Abr. 2013 20h35m41s	66	5	2.0	1.1	49	48	3.9	3.5	4.1	0.87	LYR
17 Abr. 2013 21h38m02s	6	5	2.0	1.1	49	48	3.9	3.5	4.2	0.43	LYR
17 Abr. 2013 22h12m25s	27	5	2.0	1.1	49	48	3.9	3.5	4.2	0.77	LYR
17 Abr. 2013 22h39m00s	56	5	2.0	1.1	49	48	3.9	3.5	4.2	0.86	LYR
18 Abr. 2013 22h25m50s	37	6	2.0	1.1	49	48	3.9	3.5	4.2	0.84	LYR

Tabla 5.9. Valores de los parámetros utilizados para comprobar la posible asociación de los destellos de impacto registrados entre el 16 y el 18 de abril de 2013 con las Líridas (denotadas por LYR).

Para las Líridas, cuya velocidad geocéntrica es $V_g=49\ km\ s^{-1}$, las ecuaciones (5.19) y (5.20) dan como resultado un valor $m_0=1.1 \cdot 10^{-7}\ kg$ para la masa de los meteoroides de

este enjambre que producen meteoros de magnitud 6.5 en la atmósfera terrestre. La velocidad de impacto de estos meteoroides contra la superficie lunar, obtenida aplicando las ecuaciones (5.27) a (5.29) es $V=48 \text{ km s}^{-1}$. El valor del parámetro de probabilidad p^{ST} para las Líridas definido por la ecuación (5.23) oscila entre el 77 y el 87 % para cuatro de los cinco destellos considerados aquí, como resume la Tabla 5.9, lo cual confirma que esta corriente de meteoroides sería el origen más probable de estos eventos. Sin embargo, debido al bajo valor del ángulo de impacto (6°), esta probabilidad es de sólo el 43 % para el evento registrado el 17 de abril a las 21h 38 m 02 s, lo que implica que el origen más probable en este caso es la componente esporádica con una probabilidad del 57 %.

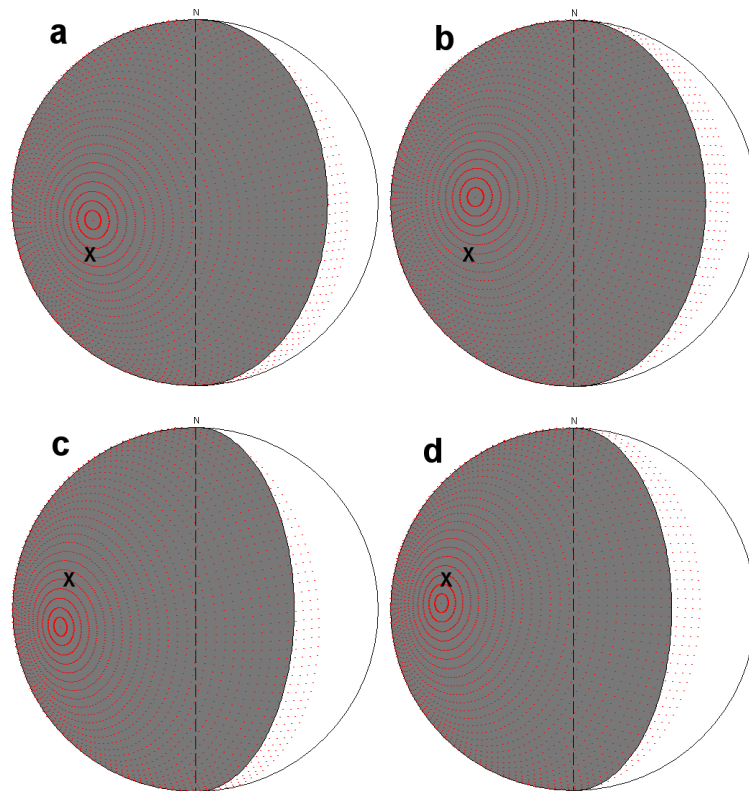


Figura 5.26. El disco lunar visto desde la Tierra a las 19:00 UT de los días 6 (imágenes a y b) y 7 (imágenes c y d) de noviembre de 2013. En blanco se representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las Táuridas Sur (imágenes a y c) y Táuridas Norte (imágenes b y d). Se ha marcado con una X la posición de los destellos de impacto registrados en esas fechas.

5.2.3.5. Destellos de impacto producidos por Táuridas

Los dos destellos identificados el 6 y el 7 de noviembre de 2013 (eventos 37 y 38 en la Tabla 5.1, respectivamente), fueron registrados en las proximidades del máximo de actividad de las lluvias de meteoros de las Táuridas Sur y Táuridas Norte. Dicho pico de actividad tiene lugar el 5 de noviembre (Jenniskens 2006). La geometría de impacto obtenida por el software MIDAS es compatible con la posición de los destellos para ambas corrientes de meteoroides (Figura 5.26).

De acuerdo con la Tabla 5.2, la actividad mínima necesaria para poder asignar un destello de impacto a las Táuridas Sur o a las Táuridas Norte se corresponde con una tasa horaria cenital de 1.5 y 1.7 meteoros/h, respectivamente. La actividad obtenida a partir de los registros llevados a cabo por las estaciones de meteoros utilizadas en este trabajo es superior en ambos casos (5 meteoros/h), como puede verse en la Figura 5.27.

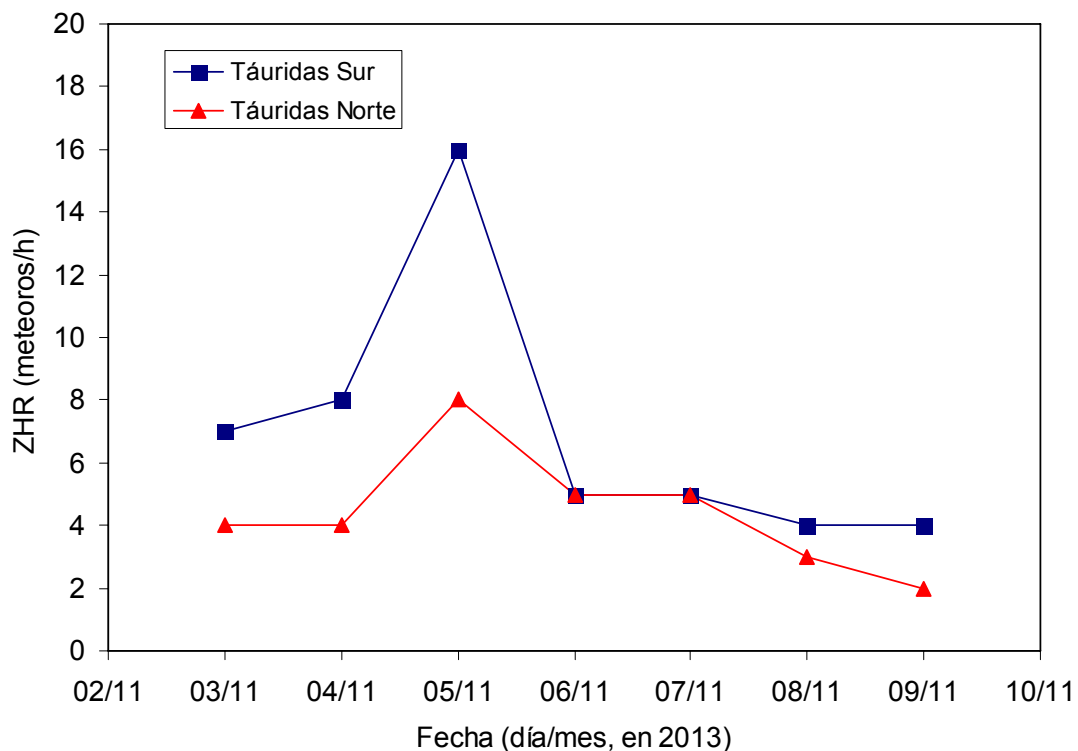


Figura 5.27. Tasa horaria cenital obtenida para las Táuridas Sur y Norte en 2013 a partir de los registros llevados a cabo por las estaciones de meteoros utilizadas en este trabajo.

Con el fin de determinar cuál es el origen más probable de los meteoroides que produjeron estos eventos, se ha considerado que éstos también pudieron tener lugar como consecuencia de la colisión contra la superficie de la Luna de meteoroides de tipo esporádico. Para la componente esporádica se ha tomado $HR_{Earth}^{SPO} = 10$ meteoros/h (Dubietis y Arlt 2010) y $r=3.0$ (Dubietis y Arlt 2010, Rendtel 2006). Para las Táuridas Sur y Táuridas Norte se ha considerado una velocidad geocéntrica de 27 y 29 $km\ s^{-1}$, respectivamente, con un índice poblacional $r=2.3$ para ambas (Jenniskens). Procediendo de la misma manera que en los casos precedentes se han determinado el valor de la velocidad de impacto V , de la masa m_o y del ángulo de impacto respecto a la horizontal. Estos parámetros se listan en la Tabla 5.10, junto con los valores calculados del parámetro de probabilidad p^{ST} para ambas corrientes de meteoroides. Estos valores muestran que de las tres posibles fuentes consideradas (ambas Táuridas y componente esporádica), la componente esporádica sería la menos probable: la suma de los parámetros de probabilidad para las Táuridas Sur y Norte es del 88 % para ambos destellos de impacto, lo que implica que la probabilidad de que el origen fuese esporádico es de tan sólo el 12 %. Además, la probabilidad de que las Táuridas Sur sean las causantes de ambos eventos es ligeramente superior (entre un 6 y un 4 % más, respectivamente) a la probabilidad de que lo sean las Táuridas Norte.

Fecha y hora (UT)	θ (°)	ZHR_{Earth}^{ST} (meteoros/h)	r	$m_o \times 10^{-6}$ (kg)	V_g ($km\ s^{-1}$)	V ($km\ s^{-1}$)	$E_{min} \times 10^6$ (J)	$v^{SPO} \times 10^{-5}$	$v^{ST} \times 10^{-4}$	p^{ST}	Enjambre
6 Nov. 2013 18h17m28s	80	5	2.3	1.3	27	25	3.10	4.6	3.3	0.47	STA
	72	5	2.3	1.0	29	27			2.8	0.41	NTA
7 Nov. 2013 19h19m11s	75	5	2.3	1.3	27	25	3.10	4.6	3.2	0.46	STA
	82	5	2.3	1.0	29	27			2.8	0.42	NTA

Tabla 5.10. Valores de los parámetros utilizados para comprobar la posible asociación de los destellos de impacto registrados en noviembre de 2013 con las Táuridas Sur (denotadas por STA) y las Táuridas Norte (denotadas por NTA).

5.2.3.6. Destellos de impacto de origen esporádico

A la hora de establecer qué destellos fueron producidos por meteoroides de origen esporádico, se han analizado por separado aquellos eventos que tuvieron lugar durante el periodo de actividad de lluvias mayores de meteoros y aquellos otros que fueron registrados en periodos en los que sólo se encontraban activas lluvias menores. Al igual

que se hizo en los análisis precedentes, para la componente esporádica se ha tomado $HR_{\text{Earth}}^{\text{SPO}} = 10$ meteoros/h (Dubietis y Arlt 2010) y $r=3.0$ (Dubietis y Arlt 2010, Rendtel 2006).

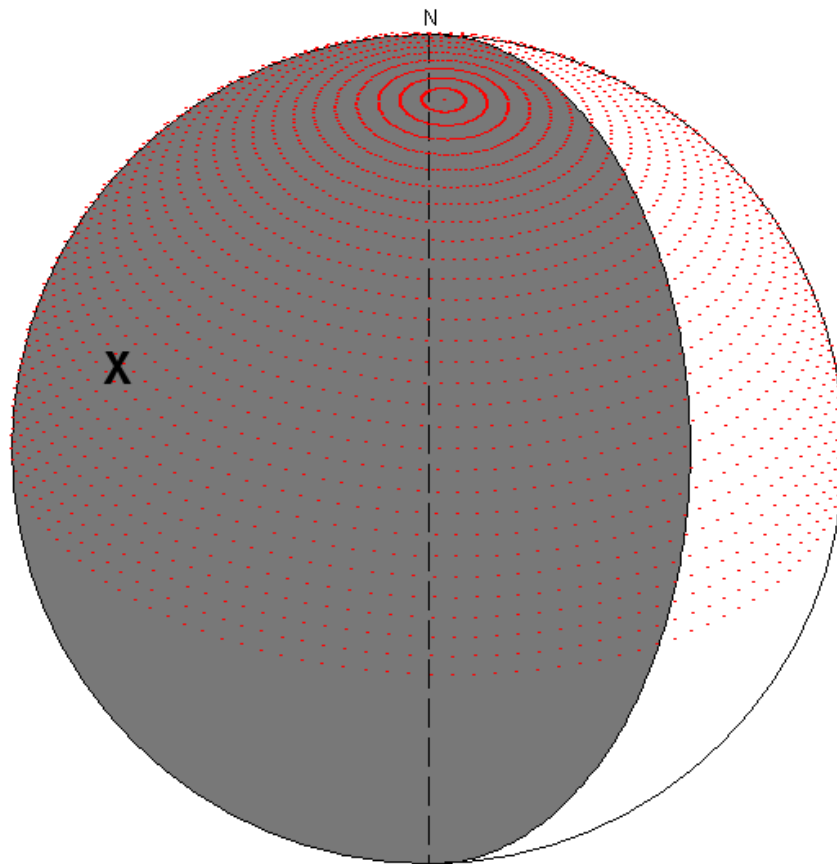


Figura 5.28. Esquema del disco lunar visto desde la Tierra el 14 de abril de 2013, a las 22:00 UT. La región de color blanco representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las Líridas. Se ha marcado con una X la posición del destello de impacto registrado en esa fecha.

5.2.3.6.1. Destellos producidos durante el periodo de actividad de lluvias mayores de meteoros.

En la sección 5.2.3.4 ya se demostró que el evento número 20 de la Tabla 5.1, detectado el 17 de abril de 2013, tenía una probabilidad del 57 % de haber sido producido por un meteoróide de tipo esporádico, a pesar de que el destello fue registrado durante el periodo de actividad de las Líridas. El 14 de abril de ese mismo año, al inicio del

periodo de actividad de esta lluvia, se registró otro destello a las 22h 08m 14s UT (evento número 18 en la Tabla 5.1). Su posición es compatible con la geometría de impacto de las Líridas (Figura 5.28), aunque la actividad medida por las estaciones de meteoros (Figura 5.25) no supera la ZHR mínima de 1.7 meteoros/h que, según figura en la Tabla 5.2, sería necesaria para establecer, con una probabilidad del 50 %, que el origen del evento estuvo en esta corriente de meteoroides. Considerando que el destello pudo ser producido también por un meteoroides esporádico, la ecuación (5.23) da como resultado un valor del parámetro p^{ST} de tan sólo el 28 % en favor de las Líridas, lo que confirma que el origen esporádico es el más probable (72 %). Los parámetros utilizados en este análisis se resumen en a Tabla 5.11, habiéndose utilizado los mismos valores de V_g , V y m_o obtenidos para las Líridas en la sección 5.2.3.4.

Fecha y hora (UT)	θ (°)	ZHR_{Earth}^{ST} (meteoros/h)	r	$m_o \times 10^{-7}$ (kg)	V_g (km s ⁻¹)	V (km s ⁻¹)	$E_{min} \times 10^6$ (J)	$v^{SPO} \times 10^{-5}$	$v^{ST} \times 10^{-4}$	p^{ST}	Enjambre
14 Abr.2013 22h08m14s	28	1	2.1	1.1	49	48	3.8	3.5	2.4	0.28	LYR

Tabla 5.11. Valores de los parámetros utilizados para comprobar la posible asociación del destello de impacto del 14 de abril de 2013 con las Líridas (denotadas por LYR).

De los restantes destellos de impacto listados en la Tabla 5.1 (eventos 5 a 13, 16 a 18, 36, y 44 a 47), sólo los eventos 16 y 17 (registrados el 20 de octubre de 2012) tuvieron lugar en las proximidades del máximo de una lluvia mayor de meteoros: las Oriónidas. Así, el periodo de actividad de esta lluvia está comprendido entre el 2 de octubre y el 7 de noviembre, con un pico de actividad en torno al día 21 de octubre (Jenniskens 2006). Y, como muestra la Figura 5.29, la geometría de impacto de esta corriente de meteoroides es compatible con las coordenadas selenográficas de ambos destellos. Por tanto, si en lugar de aplicarse el criterio definido por el parámetro de probabilidad p^{ST} desarrollado en la primera parte de la sección 5.2 se siguiese el criterio basado en la mera coincidencia de fechas utilizado por otros investigadores en trabajos previos, estos dos destellos habrían sido asociados a las Oriónidas (véase, por ejemplo, Dunham et al. 2000, Yanagisawa y Kisaichi 2002, Cudnik et al. 2002, Yanagisawa et al. 2006, Cooke et al. 2006, Yanagisawa et al. 2008, Swift et al. 2011). Esta asignación, no obstante, sería incorrecta como se desprende del cálculo del parámetro de probabilidad. Así, considerando que los eventos habrían podido ser producidos también por meteoroides

esporádicos, de la ecuación (5.23) se obtienen para las Oriónidas los valores de p^{ST} que aparecen en la Tabla 5.12.

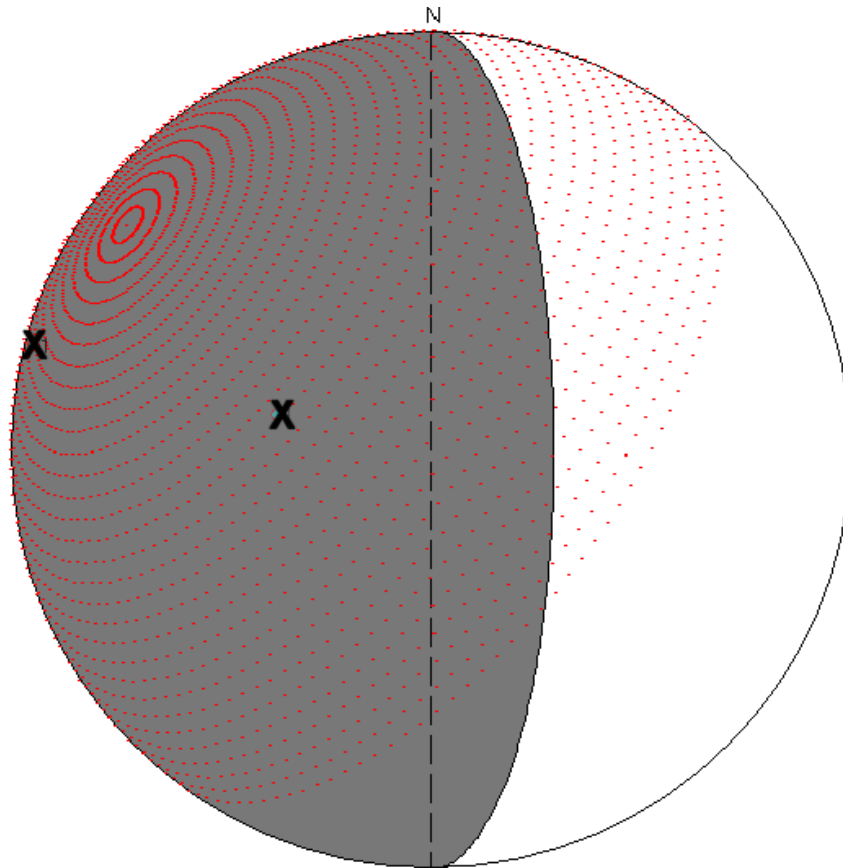


Figura 5.29. Esquema del disco lunar visto desde la Tierra el 20 de octubre de 2012, a las 20:00 UT. La región de color blanco representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las Oriónidas. Se ha marcado con una X la posición de los destellos de impacto registrados en esa fecha.

En este cálculo se ha tenido en cuenta que la velocidad geocéntrica para esta corriente de meteoroides es $V_g=67 \text{ km s}^{-1}$ (Jenniskens 2006), obteniéndose una velocidad de impacto contra la Luna $V=65 \text{ km s}^{-1}$ (ecuaciones (5.27) a (5.29)) y una masa para los meteoroides que producen meteoros de magnitud 6.5 en la atmósfera terrestre $m_0=2.8 \cdot 10^{-9} \text{ kg}$ (ecuaciones (5.19) y (5.20)). Los registros llevados a cabo por las estaciones de detección de meteoros dieron como resultado una tasa horaria cenital de 25 meteoros/h, con un índice poblacional $r=2.9$. Como puede verse en la Tabla 5.12, los

valores de p^{ST} que cuantifican la probabilidad de que los dos destellos se hubiesen producido como resultado de la colisión de meteoroides de las Oriónidas son inferiores al 20 %, lo que implica que el escenario más probable es que ambos eventos sean de origen esporádico.

Fecha y hora (UT)	θ (°)	ZHR_{Earth}^{ST} (meteoros/h)	r	$m_o \times 10^{-9}$ (kg)	V_g (km s ⁻¹)	V (km s ⁻¹)	$E_{min} \times 10^6$ (J)	$v^{SPO} \times 10^{-5}$	$v^{ST} \times 10^{-4}$	p^{ST}	Enjambre
20 Oct.2012 20h05m03s	25	25	2.9	2.8	67	65	3.15	3.3	0.03	0.19	ORI
20 Oct.2012 20h48m28s	45	25	2.9	2.8	67	65	3.15	3.3	0.03	0.16	ORI

Tabla 5.12. Valores de los parámetros utilizados para comprobar la posible asociación de los destellos de impacto registrados el 20 de octubre de 2012 con las Oriónidas (denotadas por ORI).

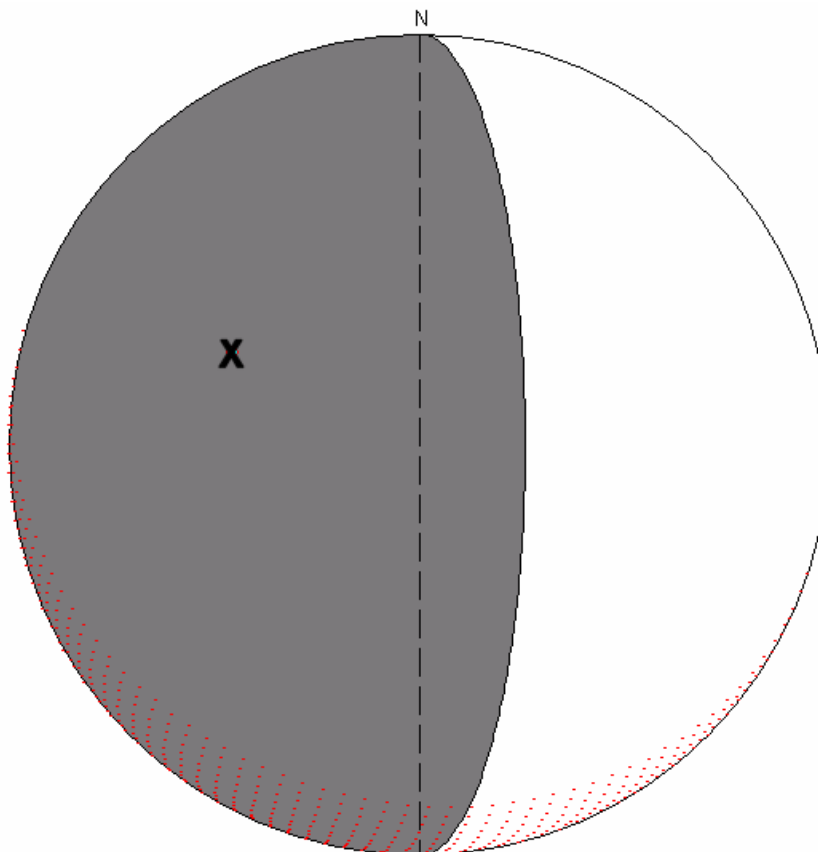


Figura 5.30. Esquema del disco lunar visto desde la Tierra el 30 de diciembre de 2011, a las 21:00 UT. La región de color blanco representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las Cuadrántidas. Se ha marcado con una X la posición del destello de impacto registrado en esa fecha.

Otro destello que tuvo lugar durante el periodo de actividad de una lluvia mayor de meteoros, si bien no en las proximidades de su máximo, fue el registrado el 30 de diciembre de 2011 (destello número 9 en la Tabla 5.1). Este evento se grabó durante el período de actividad de las Cuadrántidas (que está comprendido entre el 28 de diciembre y 12 de enero, según Jenniskens (2006)), pero unos 5 días antes del máximo de esta lluvia (4 de enero). De acuerdo con las observaciones realizadas por las estaciones de meteoros, la ZHR de las Cuadrántidas en torno al 30 de diciembre era de ~ 1 meteoros/h, valor que se ajusta a la tasa horaria cenital mínima necesaria para asociar un destello de impacto a este enjambre (Tabla 5.2). Sin embargo, con el software MIDAS se determinó que la geometría de impacto no era favorable a esta corriente de meteoroides, ya que estos no podían impactar en la zona de la Luna en la que se produjo el destello (Figura 5.30). De todo esto se deduce que el escenario más probable es que el evento tuviese un origen esporádico. Esto lo confirma el cálculo del parámetro de probabilidad, para el que se obtuvo un valor del 98 % en favor de la componente esporádica considerando que la actividad de tipo no esporádico registrada por las estaciones de meteoros en esa fecha fue de menos de 2 meteoros/h (debida a la lluvia de las Coma Berenícidas fundamentalmente).

En cuanto al destello de impacto del 3 de julio de 2014 (evento 45 en la Tabla 5.1), éste se identificó al principio del periodo de actividad de las α -Capricórnidas, que como se mencionó anteriormente está comprendido entre el 3 de julio y 5 de agosto (Jenniskens 2006). Su posición, como puede verse en la Figura 5.31, es compatible con la geometría de impacto determinada mediante el software MIDAS para esta corriente de meteoroides. Sin embargo, la actividad medida en esa fecha por las estaciones de meteoros para esa lluvia fue inferior a 1 meteoros/h, más baja que la ZHR mínima de 2.9 meteoros/h que permitiría asociar el evento a esta corriente de meteoroides con una probabilidad del 50 % (Tabla 5.2). Suponiendo que el origen del destello pudo estar asociado también a la componente esporádica, y teniendo en cuenta que el ángulo de impacto respecto a la horizontal obtenido con el software MIDAS habría sido de 57° en caso de que el meteoróide perteneciese a las α -Capricórnidas, la ecuación (5.23) da como resultado un valor del parámetro p^{ST} de tan sólo 0.25 en favor de esta corriente de meteoroides (Tabla 5.13). Se concluye, por tanto, que el origen más probable es la componente esporádica (probabilidad del 75 %). Se ha considerado en este análisis una

velocidad geocéntrica para las α -Capricórnidas de 25 km s^{-1} , con $r=2.5$ (Jenniskens 2006). La velocidad de impacto correspondiente en la Luna (ecuaciones 5.27 a 5.29) es también $V=25 \text{ km s}^{-1}$, y el valor calculado de la masa m_0 para los meteoroides de este enjambre (ecuaciones (5.19) y (5.20)) es $m_0=1.9 \cdot 10^{-6} \text{ kg}$.

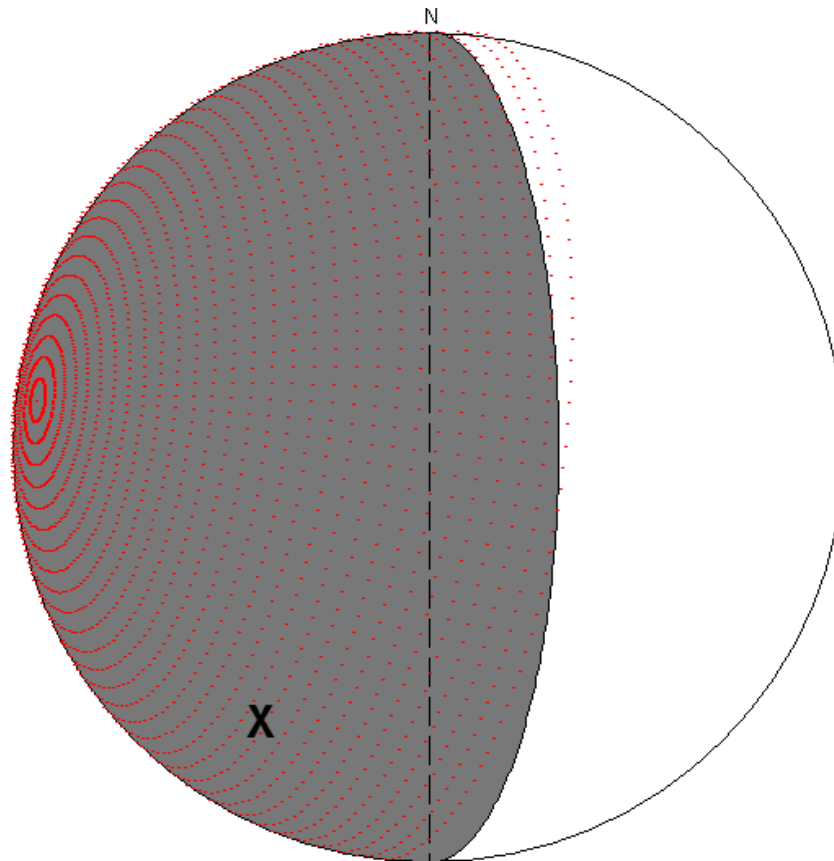


Figura 5.31. Esquema del disco lunar visto desde la Tierra el 3 de julio de 2014, a las 21:00 UT. La región de color blanco representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las α -Capricórnidas. Se ha marcado con una X la posición del destello de impacto registrado en esa fecha.

Fecha y hora (UT)	θ (°)	$ZHR_{\text{Earth}}^{\text{ST}}$ (meteoros/h)	r	$m_0 \times 10^{-6}$ (kg)	V_g (km s^{-1})	V (km s^{-1})	$E_{\text{min}} \times 10^6$ (J)	$v^{\text{SPO}} \times 10^{-5}$	$v^{\text{ST}} \times 10^{-4}$	p^{ST}	Enjambre
3 Jul.2014 21h09m06s	57	0.8	2.5	1.9	25	25	3.7	3.6	1.6	0.25	CAP

Tabla 5.13. Valores de los parámetros utilizados para comprobar la posible asociación del destello del 3 de julio de 2014 con las α -Capricórnidas (denotadas por CAP).

Por último, los dos destellos identificados el 26 de diciembre de 2014 (eventos número 46 y 47 en la Tabla 5.1) tuvieron lugar en una fecha correspondiente al final del periodo de actividad de las Úrsidas, y sus coordenadas selenográficas son compatibles con la geometría de impacto de esta corriente de meteoroides (Figura 5.32).

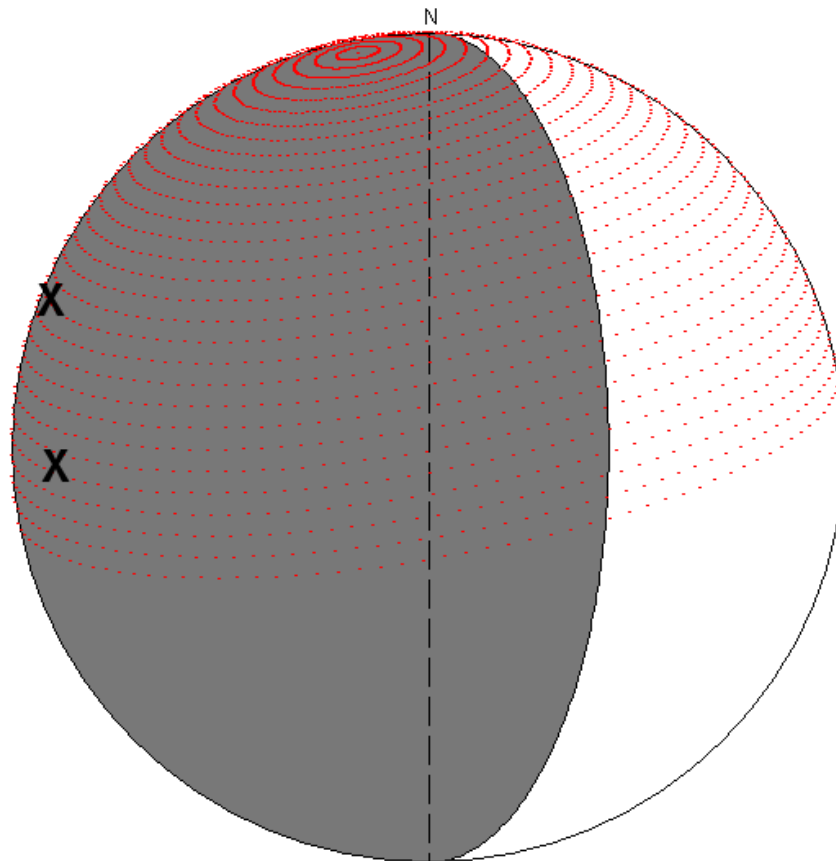


Figura 5.32. Esquema del disco lunar visto desde la Tierra el 16 de diciembre de 2014, a las 21:00 UT. La región de color blanco representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las Úrsidas. Se ha marcado con una X la posición de los destellos de impacto registrados en esa fecha.

El mencionado periodo de actividad se extiende, aproximadamente, entre el 17 y el 26 de diciembre (Jenniskens 2006). Pero con $r=3.0$ y $V_g=33 \text{ km s}^{-1}$ (Jenniskens 2006), la ZHR necesaria para poder asociar un destello de impacto a este enjambre con una probabilidad del 50 % es de ~ 30 meteoros/h (Tabla 5.2). Este valor es muy superior al valor de la tasa horaria cenital correspondiente a esta lluvia durante su máximo (unos 10

meteoros/h, según Jenniskens (2006)). No obstante, es necesario tener en cuenta que las Úrsidas experimentaron un estallido de actividad en 2014, alcanzando una ZHR pico de unos 50 meteoros/h el 23 de diciembre (Brown y Jenniskens 2015). Pero, a pesar de este incremento de actividad, la ZHR medida para esta lluvia por las estaciones de meteoros en torno al 26 de diciembre era de unos 2 meteoros/h. De aquí se deduce que el origen más probable para estos destellos es la componente esporádica. El cálculo del parámetro de probabilidad confirma esto, pues la ecuación (5.23) da como resultado para las Úrsidas los valores de p^{ST} que se incluyen en la Tabla 5.14, que son inferiores al 5 % para ambos destellos. Se ha considerado aquí que la velocidad de impacto contra la Luna de las Úrsidas es $V=33 \text{ km s}^{-1}$ (calculada a partir de las ecuaciones 5.27 a 5.29), con una masa m_0 de los meteoroides de este enjambre que producen meteoros de magnitud 6.5 en la atmósfera terrestre (ecuaciones (5.19) y (5.20)) $m_0=5.8 \cdot 10^{-7} \text{ kg}$.

Fecha y hora (UT)	θ (°)	ZHR_{Earth}^{ST} (meteoros/h)	r	$m_0 \times 10^{-7}$ (kg)	V_g (km s^{-1})	V (km s^{-1})	$E_{min} \times 10^6$ (J)	$v^{SPO} \times 10^{-5}$	$v^{ST} \times 10^{-5}$	p^{ST}	Enjambre
26 Dic.2014 18h42m15s	33	2	3.0	5.8	33	33	3.06	4.6	1.7	0.04	URS
26 Dic.2014 20h52m03s	12	2	3.0	5.8	33	33	3.06	4.6	1.7	0.02	URS

Tabla 5.14. Valores de los parámetros utilizados para comprobar la posible asociación de los destellos de impacto registrados el 26 de diciembre de 2014 con las Úrsidas (denotadas por URS).

5.2.3.6.2. Destellos producidos durante el periodo de actividad de lluvias menores de meteoros.

Los destellos número 5 a 8, 11 a 13, 36 y 44 de la Tabla 5.1 fueron identificados durante el periodo de actividad de lluvias menores de meteoros. Las lluvias menores más representativas, en el sentido de ser las que posee mayor actividad, son las que figura en la Tabla 5.3. Y, de acuerdo con los datos obtenidos por las estaciones de meteoros utilizadas en este trabajo, en ningún caso estas alcanzaron la ZHR mínima que aparece en dicha tabla para poder asociar un destello de impacto a ninguno de los enjambres de meteoroides que producen estas lluvias. De aquí se desprende que todos esos eventos debían tener un origen esporádico, como se ha podido confirmar mediante el cálculo del parámetro de probabilidad. Para cuantificar la probabilidad de esta asociación se ha

seguido el mismo procedimiento empleado en las secciones precedentes, considerado como fuente más probable de cada evento tanto la componente esporádica como los enjambres que han producido meteoros en las fechas correspondientes. El valor resultante del parámetro de probabilidad para la componente esporádica, que oscila entre el 73 y el 98 %, se resume en la Tabla 5.4.

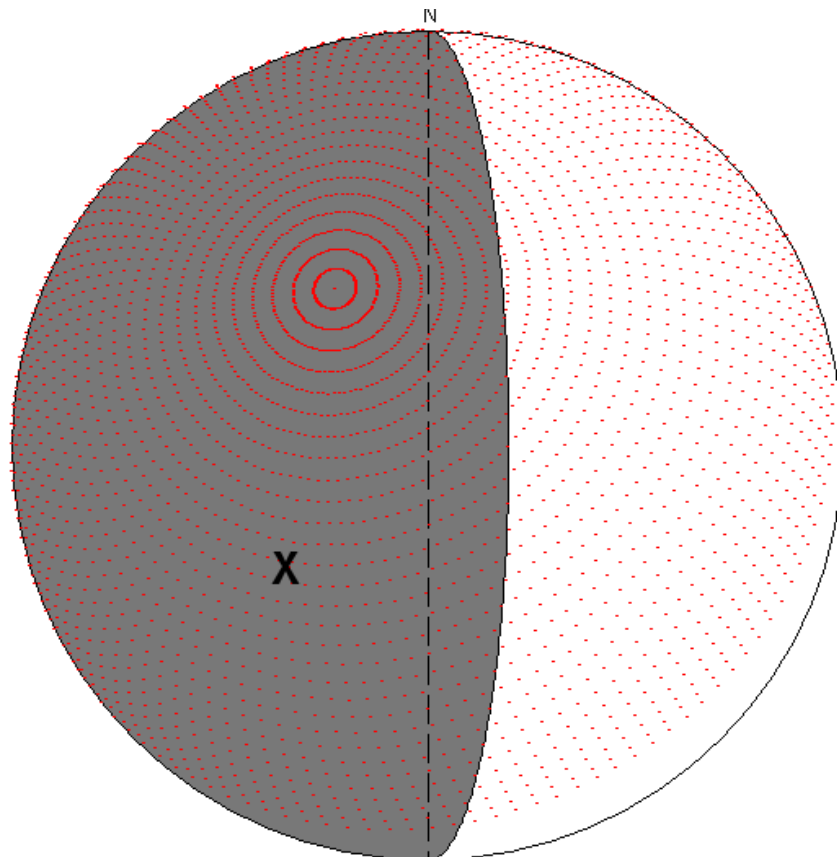


Figura 5.33. Esquema del disco lunar visto desde la Tierra el 11 de septiembre de 2013, a las 20:00 UT. La región de color blanco representa la zona iluminada directamente por el Sol. La zona gris corresponde a la parte nocturna de la Luna. La zona de puntos rojos representa la región en la que pueden impactar las ϵ -Perseidas de Septiembre. Se ha marcado con una X la posición del destello de impacto registrado en esa fecha.

El destello más destacable fue el registrado el 11 de septiembre de 2013 (evento número 36 en la Tabla 5.1), pues se trata del destello de impacto en la Luna más brillante (magnitud 2.9 ± 0.2) y largo (tuvo una duración de 8.3 s) registrado hasta la fecha (Madiedo et al. 2014b). Este evento tuvo lugar en las proximidades del pico de

actividad de las ϵ -Perseidas de Septiembre, una lluvia menor cuya ZHR máxima se alcanza entre el 9 y el 12 de septiembre y está en torno a los 5 meteoros/h (Tabla 5.3), con un índice poblacional $r=3.0$ y con meteoroides se mueven con una velocidad geocéntrica de 64 km s^{-1} (Jenniskens 2006). Las coordenadas selenográficas del destello eran compatibles con la geometría de impacto obtenida para esta corriente de meteoroides (Figura 5.33). El valor mínimo de la ZHR necesario para vincular un destello de impacto a esta corriente de meteoroides con una probabilidad del 50 % es de unos 173 meteoros/h (Tabla 5.3), un valor bastante por encima del citado valor máximo de la tasa horaria cenital. Sin embargo, las ϵ -Perseidas de Septiembre sufrieron un estallido imprevisto de actividad en torno al 9 de septiembre, alcanzando su ZHR valores del orden de los 100 meteoros/h con $r=1.5$ (Jenniskens 2013, Rendtel et al. 2014, Gajdos et al. 2014). Este valor del índice poblacional es notablemente más bajo que el valor típico $r=3.0$ de esta lluvia (Jenniskens 2006). No obstante, esta actividad cayó rápidamente, y entre los días 10 y 12 de septiembre se pudo medir, mediante las estaciones de meteoros, una actividad de unos 5 meteoros/h con un valor de $r=2.5$. Estos valores coinciden con los encontrados por Rendtel et al. (2014). El cálculo del parámetro de probabilidad para las ϵ -Perseidas de Septiembre, considerando que el destello pudo haber sido también producido por un meteoroides de tipo esporádico, da como resultado (ecuación (5.23)) $p^{\text{ST}}=13 \%$. Se desprende por tanto que el origen más probable de este destello de impacto es la componente esporádica, con una probabilidad del 87 %. Este resultado se resume en la Tabla 5.15, junto con el resto de parámetros utilizados en el análisis y cuyos valores han sido obtenidos siguiendo los procedimientos descritos en las secciones precedentes.

Fecha y hora (UT)	θ (°)	ZHR _{Earth} ST (meteoros/h)	r	$m_o \times 10^{-8}$ (kg)	V_g (km s ⁻¹)	V (km s ⁻¹)	$E_{\text{min}} \times 10^6$ (J)	$v^{\text{SPO}} \times 10^{-5}$	$v^{\text{ST}} \times 10^{-5}$	p^{ST}	Enjambre
11 Sep.2013 20h07m28s	39	5	2.5	3.5	64	53	3.1	4.5	1.7	0.13	SEP

Tabla 5.15. Valores de los parámetros utilizados para comprobar la posible asociación del destello del 11 de septiembre de 2014 con las ϵ -Perseidas de Septiembre (denotadas por SEP).

5.3. Cálculo de la eficiencia lumínica

Para poder determinar el origen más probable de los meteoroides que produjeron los destellos de impacto analizados en este trabajo, se supuso anteriormente un valor de la eficiencia lumínica $\eta=2\cdot 10^{-3}$. Este es el valor encontrado por Bellot Rubio et al. (2000a) y Ortiz et al. (2002) a partir del análisis de destellos de impacto producidos por la colisión de meteoroides de las Leónidas contra la Luna. Esta misma eficiencia ha sido utilizada por diversos investigadores para analizar destellos de impacto producidos por meteoroides pertenecientes a diferentes enjambres (véase, por ejemplo, Yanagisawa et al. 2008). Sin embargo, algunos estudios sugieren que la eficiencia lumínica depende de la velocidad de impacto, lo cual a su vez implica que este parámetro sería diferente para cada corriente de meteoroides (Swift et al. 2011). Por este motivo, una vez establecido el origen más probable de los destellos de impacto analizados en este trabajo, se ha realizado una estimación de la eficiencia lumínica para los impactos asociados a cada uno de los enjambres de meteoroides identificados: Gemínidas, Perseidas, α -Capricornidas, Líridas y Táuridas. Y, por último, con la eficiencia lumínica obtenida para cada caso se ha determinado finalmente si los resultados hallados anteriormente son coherentes o no.

Para calcular la eficiencia lumínica se ha seguido el método descrito en (Bellot Rubio et al. 2000a,b), según el cual el número esperado N de destellos de impacto por encima de una determinada energía E_d viene dado por:

$$N(E_d) = \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} F(m_o, t) \left(\frac{2f\pi R^2}{\eta m_o V^2} E_d \right)^{1-s} A dt \quad (5.30)$$

donde t_0 y $t_0 + \Delta t$ definen los instantes inicial y final de la observación, respectivamente, R es la distancia Tierra-Luna, V la velocidad de impacto, E_d el flujo integrado de energía radiada en el visible observado desde la Tierra para el destello, s el índice de masas del enjambre de meteoroides (ecuación (5.22)), $F(m_o, t)$ el flujo de meteoroides en la Luna con masa superior a m_o en el instante de tiempo t , A la proyección perpendicular a la dirección del enjambre de meteoroides del área lunar observada, y f

el factor que describe el grado de anisotropía de la emisión de luz definido en la sección 2.2.1. En los cálculos de eficiencia lumínica que se realizan a continuación se ha considerado $f=2$. El valor de A se ha determinado mediante el software MIDAS, midiendo en las imágenes obtenidas la componente normal a la dirección del enjambre de la porción del área monitorizada en la que pueden impactar los meteoroides de dicha corriente de meteoros. El valor de E_d se ha obtenido a partir de la magnitud del destello, aplicando la ecuación (2.4).

El flujo F viene dado por la ecuación (2.12). En caso de no poder obtenerse para un instante dado t , puede determinarse, en función de la longitud solar λ , a partir del flujo en el instante del máximo de la lluvia de meteoros (Jenniskens 1994):

$$F(m_o, \lambda) = F(m_o, \lambda_{\max}) \cdot 10^{-b|\lambda - \lambda_{\max}|} \quad (5.31)$$

donde $F(m_o, \lambda_{\max})$ es el flujo en dicho máximo, correspondiente a la fecha definida por la longitud solar λ_{\max} . Al igual que λ_{\max} , el valor del parámetro b en la ecuación anterior varía para cada lluvia de meteoros y puede obtenerse de (Jenniskens 1994). En caso de que el flujo F sea constante durante toda la observación o bien se utilice un valor medio para esta magnitud, y dado que el resto de parámetros que aparecen en el integrando de la ecuación (5.30) son fijos o prácticamente constantes, la ecuación (5.30) quedaría de la siguiente manera:

$$N(E_d) = F(m_o) \Delta t \left(\frac{2f\pi R^2}{\eta m_o V^2} E_d \right)^{1-s} A \quad (5.32)$$

donde $F(m_o)$ denota al mencionado valor constante considerado para el flujo de meteoroides en la Luna.

5.3.1. Eficiencia lumínica de las Gemínidas

Como se vio en la sección 5.2.3.1, para las Gemínidas la velocidad de impacto en la Luna y la masa de los meteoroides que producen meteoros de magnitud 6.5 en la

atmósfera terrestre son, respectivamente, $V=35 \text{ km s}^{-1}$ y $m_0=4.5 \cdot 10^{-7} \text{ kg}$. Es preciso también considerar que, como consecuencia de que el efecto de enfoque gravitatorio posee diferente intensidad para Luna y para la Tierra (ecuación (5.13)), el flujo de meteoroides en la Tierra es superior al flujo en la Luna en un factor de 1.10.

Fecha y hora (UT)	Magnitud aparente	Duración (s)	E_d (J m^{-2})
14 Dic.2007 19h18m06s	9.2±0.2	0.02	$(7.7 \pm 2.1) \cdot 10^{-15}$
14 Dic.2007 19h28m48s	8.2±0.2	0.10	$(9.6 \pm 2.3) \cdot 10^{-14}$
14 Dic.2007 19h50m57s	9.3±0.2	0.02	$(7.0 \pm 2.0) \cdot 10^{-15}$
14 Dic.2007 20h42m57s	7.2±0.2	0.04	$(9.7 \pm 2.4) \cdot 10^{-14}$
5 Dic.2013 18h29m41s	8.1±0.2	0.06	$(6.3 \pm 1.5) \cdot 10^{-14}$
5 Dic.2013 19h00m06s	8.8±0.2	0.06	$(3.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-14}$
5 Dic.2013 19h03m14s	7.5±0.2	0.10	$(1.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-13}$
6 Dic.2013 18h56m13s	8.6±0.2	0.04	$(2.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-14}$
7 Dic.2013 19h31m06s	7.1±0.2	0.12	$(3.2 \pm 1.2) \cdot 10^{-13}$

Tabla 5.16. Magnitud aparente, duración y flujo integrado de energía E_d observado desde la Tierra para los destellos de impacto producidos por meteoroides de las Gemínidas listados en la Tabla 5.1.

De la campaña de monitorización de destellos de impacto realizada en diciembre de 2007 se obtuvieron en total $N=4$ eventos con un flujo integrado de energía superior a $E_d=7.0 \cdot 10^{-15} \text{ J m}^{-2}$. Este flujo es el valor correspondiente al evento registrado el 14 de diciembre a las 19h 50m 57s UT, pues es el valor más pequeño de los flujos de energía calculados para estos cuatro destellos (Tabla 5.16). Además, el tiempo total de observación fue $\Delta t = 2.4 \text{ h}$, con un valor de $A=1.3 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ y siendo la distancia Tierra-Luna $R=384.000 \text{ km}$. Para las Gemínidas de 2007, como se vio en la sección 5.2.3.1, se tiene que el índice poblacional es $r=2.5$, por lo que el índice de masas, aplicando la ecuación 5.22, da como resultado $s=2.0$. Por otra parte, a partir de las observaciones llevadas a cabo con las estaciones de meteoros utilizadas en este trabajo, se ha obtenido

que el flujo en la Tierra de los meteoroides del enjambre de las Gemínidas fue de $1.9 \cdot 10^2$ meteoros $\text{km}^{-2} \text{h}^{-1}$. Con estos parámetros, y suponiendo diferentes valores para la eficiencia lumínica, se ha obtenido el valor de N que predice la ecuación (5.30), comparando éste con los datos experimentales. El resultado de este cálculo se muestra en la Figura 5.34, y de este análisis se desprende que el mejor ajuste entre los valores experimentales y los definidos por la ecuación (5.30) se obtiene con $\eta=1.8 \cdot 10^{-3}$.

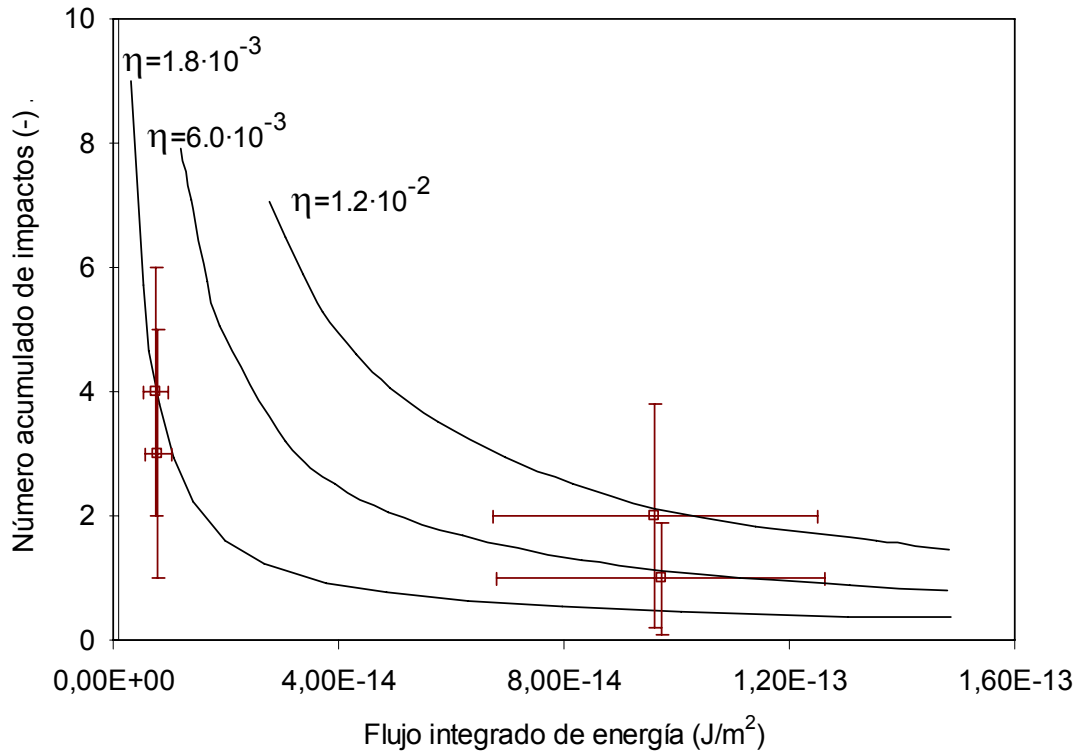


Figura 5.34. Comparación entre los datos experimentales (cuadrados) y los resultados esperados (líneas continuas) con distintos valores de η según la ecuación (5.30) para el número acumulado de destellos de impactos de Gemínidas en el año 2007 en función del flujo integrado de energía E_d medido en la Tierra.

Se ha repetido el mismo procedimiento para los $N=5$ destellos producidos por Gemínidas en 2013 (Tablas 5.1 y 5.16). El valor mínimo del flujo integrado de energía para estos eventos es $E_d = 2.6 \cdot 10^{-14} \text{ J m}^{-2}$ (Tabla 5.16). En este caso, como se comentó en la sección 5.2.3.1, se ha considerado $r=2.0$. El tiempo total de monitorización en este caso fue $\Delta t=10.4 \text{ h}$, con $A=1.3 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ y una distancia Tierra-Luna $R=361.000 \text{ km}$. El flujo promedio de meteoroides de Gemínidas en la Tierra, determinado nuevamente a

partir de las observaciones realizadas con las estaciones de meteoros, fue de $1.0 \cdot 10^{-3}$ meteoros $\text{km}^{-2} \text{h}^{-1}$. Con estos valores, y como se representa en la Figura 5.35, el mejor ajuste entre los datos experimentales y los que proporciona la ecuación (5.30) se obtiene con una eficiencia lumínica de $2.4 \cdot 10^{-3}$.

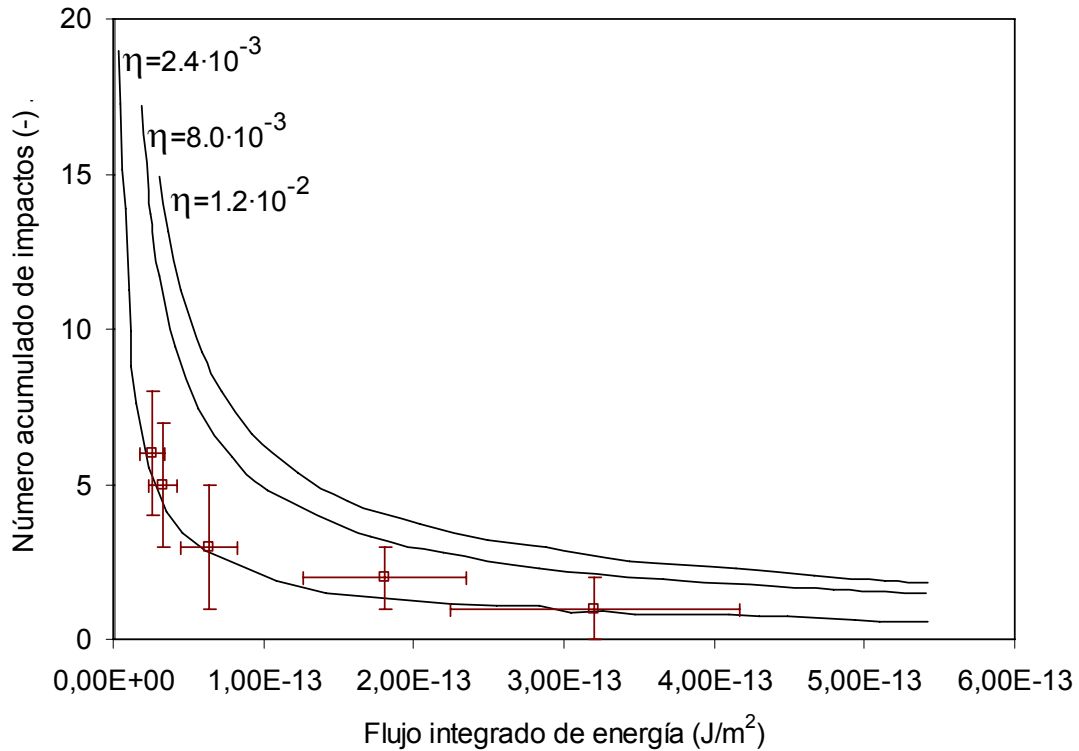


Figura 5.35. Comparación entre los datos experimentales (cuadrados) y los resultados esperados (líneas continuas) con distintos valores de η según la ecuación (5.30) para el número acumulado de destellos de impactos de Gemínidas en el año 2013 en función del flujo integrado de energía E_d medido en la Tierra.

Promediando los valores de la eficiencia lumínica calculados para los destellos identificados en 2007 y 2013 se obtiene $\eta = 2.1 \cdot 10^{-3}$. Este valor es muy próximo al valor de $2 \cdot 10^{-3}$ que se supuso para estimar el parámetro de probabilidad calculado en la sección 5.2.3.1 y que permitió asociar estos eventos al enjambre de las Gemínidas. De hecho, al tomar $\eta = 2.1 \cdot 10^{-3}$ en lugar de $2 \cdot 10^{-3}$ los nuevos valores de p^{ST} no varían respecto a los hallados anteriormente.

5.3.2. Eficiencia lumínica de las α -Capricórnidas

En el marco de este trabajo sólo se ha detectado un destello de impacto que pueda atribuirse a las α -Capricórnidas. Éste fue registrado el 26 de julio de 2012 (evento número 14 en la Tabla 5.1), durante una campaña de observación que tuvo una duración $\Delta t=4.7$ h. Como se vio en la sección 5.2.3.2, para esta corriente de meteoroides se tiene que $m_0=1.9\cdot 10^{-6}$ kg, $V=31$ km s^{-1} y $r=2.5$. Este valor del índice poblacional da como resultado un índice de masas $s=2.0$ según la ecuación (5.22). El flujo medido por las estaciones de meteoros para los meteoroides de este enjambre con masa superior a m_0 fue $F(m_0)=2.5\cdot 10^{-3}$ meteoros $km^{-2} h^{-1}$. Este flujo sería, teniendo en cuenta el efecto de enfoque gravitatorio, superior en la Tierra respecto a la Luna en un factor de 1.12. El área A es de $2.3\cdot 10^6$ km^2 con una distancia Tierra-Luna $R=363.000$ km. El valor del flujo integrado de energía obtenido para este destello es $E_d=9.7\cdot 10^{-14}$ J m^{-2} . Introduciendo estos valores en la ecuación (5.32) se obtiene $N=0.6$ con una eficiencia lumínica $\eta=2\cdot 10^{-3}$. Este valor de N está próximo al valor experimental ($N=1$), aunque no se ajusta a él de forma totalmente satisfactoria. Por tanto, se ha despejado de la ecuación (5.32) el valor de eficiencia lumínica que permitiría hacer $N=1$, obteniéndose $\eta=3.4\cdot 10^{-3}$. Esta eficiencia lumínica es similar a la supuesta anteriormente para calcular el parámetro p^{ST} que permitió asignar este destello a las α -Capricórnidas con una probabilidad del 82 % (Tabla 5.7). Calculando de nuevo este parámetro con el valor obtenido de la eficiencia lumínica ($\eta=3.4\cdot 10^{-3}$) se obtiene una probabilidad del 81 %, muy similar a la anterior. De esta forma se confirma que esta corriente de meteoroides es el origen más probable del destello de impacto registrado el 26 de julio de 2012.

5.3.3. Eficiencia lumínica de las Perseidas

La eficiencia lumínica para impactos de meteoroides asociados a este enjambre se ha calculado a partir de los 12 destellos de impacto registrados en agosto de 2013 (Tabla 5.1). Los valores obtenidos para el flujo integrado de energía E_d de estos destellos se encuentran en la Tabla 5.17. Esta campaña de monitorización tuvo una duración $\Delta t=6.4$ h, con un valor del área A de $1.2\cdot 10^6$ km^2 y una distancia Tierra-Luna $R=374.000$ km. Para las Perseidas se determinó en la sección 5.2.3.3 que la masa de los meteoroides que

producen meteoros de magnitud 6.5 en la atmósfera terrestre es $m_0=5.0 \cdot 10^{-8}$ kg, con un índice poblacional $r=2.0$ y una velocidad de impacto en la Luna de estos meteoroides $V=59 \text{ km s}^{-1}$. El valor del índice de masas obtenido a partir del valor de r aplicando la ecuación (5.22) es $s=1.7$. El flujo de meteoroides en la atmósfera terrestre durante el pico de actividad de esta lluvia, obtenido a partir de los registros efectuados por las estaciones de meteoros, es $F(m_0, \lambda_{\max})=2.0 \cdot 10^{-2} \text{ meteoros km}^{-2} \text{ h}^{-1}$. Para otros instantes de tiempo, correspondientes a valores diferentes de la longitud solar λ , el flujo se ha determinado mediante la ecuación (5.31). El valor del parámetro b en dicha ecuación ($b=0.20$) se ha obtenido de (Jenniskens 1994). Es preciso tener en cuenta que, debido al diferente efecto de enfoque gravitatorio en la Tierra y en la Luna, el flujo de meteoroides en la Tierra es superior al flujo en la Luna en un factor de 1.04.

Fecha y hora (UT)	Magnitud aparente	Duración (s)	E_d (J m^{-2})
11 Agosto 2013 20h 16m 33s	8.1 ± 0.1	0.04	$(4.0 \pm 0.8) \cdot 10^{-14}$
11 Agosto 2013 20h 43m 19s	9.1 ± 0.1	0.02	$(1.0 \pm 0.2) \cdot 10^{-14}$
11 Agosto 2013 21h 08m 14s	7.8 ± 0.1	0.04	$(5.2 \pm 1.0) \cdot 10^{-14}$
12 Agosto 2013 19h 49m 57s	6.6 ± 0.1	0.16	$(6.7 \pm 1.4) \cdot 10^{-13}$
12 Agosto 2013 20h 08m 29s	7.5 ± 0.1	0.08	$(1.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-13}$
12 Agosto 2013 20h 14m 55s	8.8 ± 0.1	0.04	$(1.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-14}$
13 Agosto 2013 20h 18m 29s	9.2 ± 0.1	0.02	$(7.7 \pm 1.6) \cdot 10^{-15}$
13 Agosto 2013 20h 39m 01s	9.3 ± 0.1	0.02	$(7.0 \pm 1.7) \cdot 10^{-15}$
13 Agosto 2013 21h 08m 52s	7.6 ± 0.1	0.04	$(7.8 \pm 1.4) \cdot 10^{-14}$
13 Agosto 2013 21h 12m 47s	8.5 ± 0.1	0.02	$(2.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-14}$
13 Agosto 2013 21h 14m 53s	9.2 ± 0.1	0.02	$(7.7 \pm 1.6) \cdot 10^{-15}$
13 Agosto 2013 22h 03m 48s	7.1 ± 0.1	0.10	$(2.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-13}$

Tabla 5.17. Magnitud aparente, duración y flujo integrado de energía E_d observado desde la Tierra para los destellos de impacto producidos en 2013 por meteoroides de las Perseidas listados en la Tabla 5.1.

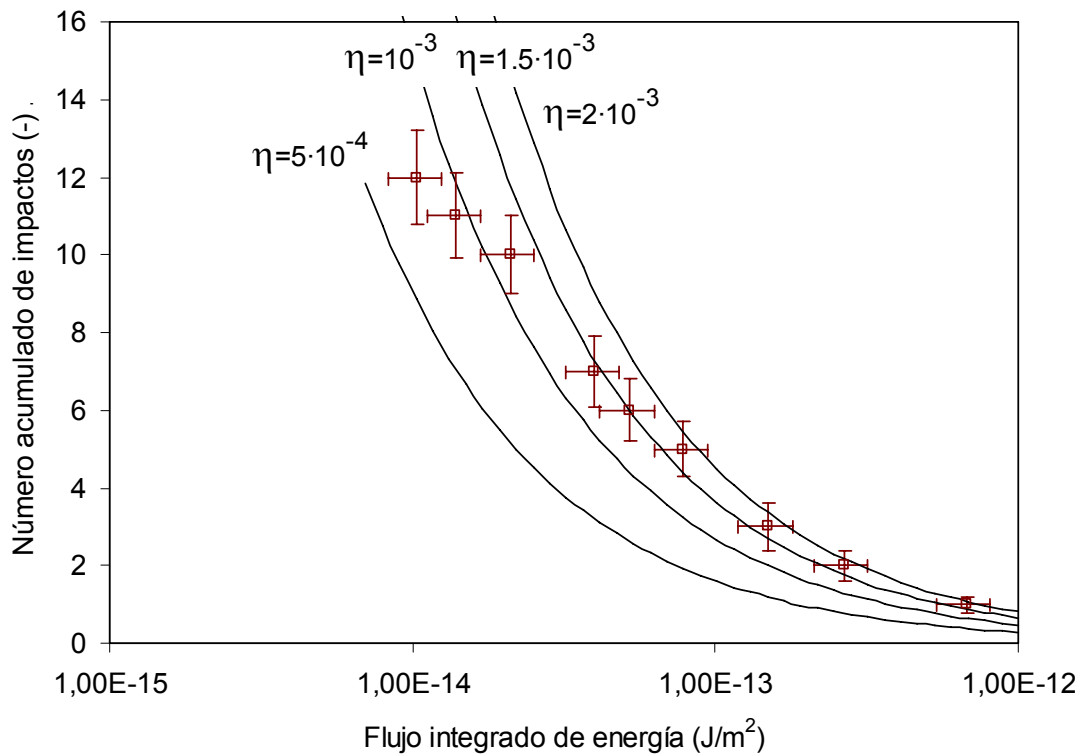


Figura 5.36. Comparación entre los datos experimentales (cuadrados) y los resultados esperados (líneas continuas) con distintos valores de η según la ecuación (5.30) para el número acumulado de destellos de impactos de Perseidas en función del flujo integrado de energía E_d medido en la Tierra.

El valor del número acumulado de impactos N definido por la ecuación (5.30) se ha representado en la Figura 5.36, junto con los datos experimentales obtenidos. Esta representación muestra cómo para los eventos de mayor energía (con valores de E_d comprendidos entre 10^{-13} y 10^{-12} J/m²) el mejor ajuste se consigue tomando para la eficiencia lumínica el valor $\eta=2\cdot 10^{-3}$. Sin embargo, para valores de E_d comprendidos entre $5\cdot 10^{-14}$ y 10^{-13} J/m² se obtiene un mejor ajuste con una eficiencia lumínica de $1.5\cdot 10^{-3}$. Para valores de E_d inferiores a $5\cdot 10^{-14}$ J/m² los datos experimentales empiezan a desviarse de forma muy significativa de la predicción que se obtiene para estas eficiencias lumínicas. Esto puede deberse a que algunos destellos débiles no hayan sido registrados, por lo que los datos correspondientes a energías deben manejarse con precaución. Ignorando estos datos, se llega a la conclusión de que el mejor ajuste se obtiene con una eficiencia lumínica $\eta=1.8\cdot 10^{-3}$, que se encuentra muy próxima al valor de $2\cdot 10^{-3}$ que se consideró previamente para calcular el parámetro de probabilidad p^{ST}

que permitió asociar estos destellos con las Perseidas (Tabla 5.8). Calculando de nuevo este parámetro con $\eta=1.8 \cdot 10^{-3}$, se encuentra que los valores de p^{ST} coinciden con los obtenidos para $\eta=2.0 \cdot 10^{-3}$.

5.3.4. Eficiencia lumínica de las Líridas

En la sección 5.2.3.4 se vio que cuatro de los destellos de impacto identificados entre el 16 y el 18 de abril de 2013 podían asociarse a la corriente de meteoroides de las Líridas con valores del parámetro de probabilidad que oscilaban entre el 77 y el 87 % (Tabla 5.9). Dado que apenas hubo variación en la ZHR observada para las tres noches (Figura 5.25), y por tanto el flujo de meteoroides $F(m_0)$ pudo suponerse prácticamente constante, se ha empleado la ecuación (5.32) para estimar el valor de la eficiencia lumínica. Este cálculos ha realizado despejando de esa expresión el valor de η que hace $N=4$ para un valor de $E_d=5 \cdot 10^{-14} \text{ J/m}^2$ (el menor de los dos flujos integrados de energía que figuran en la Tabla 5.18).

Fecha y hora (UT)	Magnitud aparente	Duración (s)	E_d (J m^{-2})
16 Abr. 2013 20h35m41s	9.1±0.2	0,02	$(5.0 \pm 0.9) \cdot 10^{-14}$
17 Abr. 2013 22h12m25s	8.7±0.2	0,04	$(1.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-13}$
17 Abr. 2013 22h39m00s	9.1±0.2	0,02	$(5.0 \pm 0.9) \cdot 10^{-14}$
18 Abr. 2013 22h25m50s	8.3±0.3	0,04	$(2.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-13}$

Tabla 5.18. Magnitud aparente, duración y flujo integrado de energía E_d observado desde la Tierra para los destellos de impacto producidos por meteoroides de las Líridas listados en la Tabla 5.1.

Como se vio en la sección 5.2.3.4, para las Líridas se tiene que $m_0=1.1 \cdot 10^{-7} \text{ kg}$, $V=48 \text{ km s}^{-1}$ y $r=2.0$. Este valor del índice poblacional da como resultado un índice de masas $s=1.7$, de acuerdo con la ecuación (5.22). La duración total de la campaña de monitorización fue $\Delta t=16.9 \text{ h}$. El flujo medio medido por las estaciones de meteoros

durante dicha campaña fue $F(m_0)=1.1 \cdot 10^{-3}$ meteoros $\text{km}^{-2} \text{h}^{-1}$. Este flujo sería, teniendo en cuenta el efecto de enfoque gravitatorio, superior en la Tierra respecto a la Luna en un factor de 1.05. El área A es de $1.7 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ con una distancia media Tierra-Luna $R=405.000 \text{ km}$. Con estos parámetros resulta $\eta=2.6 \cdot 10^{-3}$, valor muy similar a la eficiencia lumínica de $2 \cdot 10^{-3}$ supuesta en la sección 5.2.3.4 y que produjo como resultado que estos cuatro destellos estaban producidos por meteoroides de las Líridas con probabilidades que oscilaban entre el 77 y el 87 %. Calculando de nuevo esta probabilidad con el valor obtenido para la eficiencia lumínica se ha comprobado que los nuevos valores de p^{ST} no difieren de los incluidos en la Tabla 5.9.

5.3.5. Eficiencia lumínica de las Táuridas

Son dos los destellos de impacto que han podido ser asociados a las Táuridas mediante el cálculo del parámetro de probabilidad p^{ST} . Éstos se registraron el 6 y el 7 de noviembre de 2013 (eventos número 36 y 37 en la Tabla 5.1, respectivamente). El valor del flujo integrado de energía medido en la Tierra, E_d , se muestra en la Tabla 5.19. Dado que la ZHR fue la misma para ambas noches (Figura 5.27), y por tanto el flujo de meteoroides $F(m_0)$ pudo suponerse constante, para estimar el valor de la eficiencia lumínica para impactos en la Luna de meteoroides de las Táuridas se ha utilizado nuevamente la ecuación (5.32). Se ha despejado de esta relación el valor de η que hace $N=2$ para un valor de $E_d=2.4 \cdot 10^{-14} \text{ J/m}^2$ (el menor de los dos flujos integrados de energía que figuran en la Tabla 5.19). A la hora de hacer este cálculo se ha tenido en cuenta que la duración total de la campaña de monitorización fue $\Delta t=6.2 \text{ h}$. El análisis se ha realizado para las Táuridas Sur, ya que el valor del parámetro de probabilidad para esta corriente de meteoroides era más alto que el obtenido para las Táuridas Norte (Tabla 5.10). Como se vio en la sección 5.2.3.5, para esta corriente de meteoroides se tiene que $m_0=1.3 \cdot 10^{-6} \text{ kg}$, $V=25 \text{ km s}^{-1}$ y $r=2.3$. Este valor del índice poblacional da como resultado un índice de masas $s=1.9$ según la ecuación (5.22). El flujo medio obtenido por las estaciones de meteoros para los meteoroides de las Táuridas Sur con masa superior a m_0 fue $F(m_0)=1.2 \cdot 10^{-3}$ meteoros $\text{km}^{-2} \text{h}^{-1}$. Teniendo en cuenta el efecto de enfoque gravitatorio, el flujo en la Tierra es superior al flujo en la Luna en un factor de 1.16. El área A es de $2.1 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ y la distancia Tierra-Luna $R=363.000 \text{ km}$. De esta

forma, se obtiene $\eta=2.2 \cdot 10^{-3}$, un valor muy próximo al de la eficiencia lumínica supuesta anteriormente para calcular el parámetro p^{ST} que permitió asignar los dos destellos considerados aquí a las Táuridas.

Aunque, como se mencionó anteriormente, el parámetro de probabilidad p^{ST} era más alto para las Táuridas Sur, éste difería muy poco del encontrado para las Táuridas Norte (entre un 4 y un 6 % según la Tabla 5.10). Por tanto, se ha repetido el análisis anterior para estimar también el valor de la eficiencia lumínica suponiendo que los meteoroides que produjeron estos destellos pertenecían a las Táuridas Norte. En este caso hay que tener en cuenta que $m_0=1.0 \cdot 10^{-6}$ kg y $V=27$ km s^{-1} (sección 5.2.3.5). El flujo medio de meteoroides con masa superior a m_0 medido por las estaciones de meteoros fue $F(m_0)=1.3 \cdot 10^{-3}$ meteoros $km^{-2} h^{-1}$. Y dicho flujo sería, teniendo en cuenta el efecto de enfoque gravitatorio, superior en la Tierra respecto a la Luna en un factor de 1.14. Despejando de la ecuación (5.32) se obtiene que $\eta=2.5 \cdot 10^{-3}$, también muy parecido al valor de $2 \cdot 10^{-3}$ supuesto anteriormente a la hora de deducir que el escenario más probable era que ambos destellos estuviesen producidos por meteoroides de las Táuridas. Así, se ha comprobado que ni este nuevo valor de η ni el obtenido suponiendo que los destellos estuvieron producidos por las Táuridas Sur modifican los valores del parámetro de probabilidad p^{ST} incluidos en la Tabla 5.10.

Fecha y hora (UT)	Magnitud aparente	Duración (s)	E_d ($J m^{-2}$)
6 Noviembre 2013 18h 17m 28s	9.9±0.2	0.02	$(2.4 \pm 0.9) \cdot 10^{-14}$
7 Noviembre 2013 19h 19m 11s	9.1±0.2	0.04	$(9.9 \pm 1.0) \cdot 10^{-14}$

Tabla 5.19. Magnitud aparente, duración y flujo integrado de energía E_d observado desde la Tierra para los destellos de impacto producidos por meteoroides de las Táuridas listados en la Tabla 5.1.

5.3.6. Comparación de las eficiencias obtenidas

Como se mencionó al principio de la sección 5.3, Swift et al. (2011) sugirieron que la eficiencia lumínica asociada a la colisión de meteoroides contra la superficie lunar

debería de la velocidad del impacto. Puesto que para cada corriente de meteoroides esta velocidad es diferente, esto a su vez implicaría que η podría ser distinta para cada enjambre. De acuerdo con estos investigadores, un aumento de la velocidad daría lugar a un aumento de esta eficiencia. En la Figura 5.37 se han representado, en función de dicha velocidad de impacto, las eficiencias lumínicas obtenidas en este trabajo para los destellos asociados a las Gemínidas, Perseidas, Táuridas y Líridas. El error relativo estimado para estas eficiencias lumínicas está comprendido entre el 20 y el 30 %. Estos valores se comparan con el obtenido por Ortiz et al. (2002) para las Leónidas ($\eta=2\cdot 10^{-3}$), cuya velocidad geocéntrica es de 71 km s^{-1} (Jenniskens 2006). Como puede verse, no existe una variación clara en el intervalo de velocidades considerado aquí, lo cual implicaría que o bien esta variación no se produce, o bien es muy pequeña.

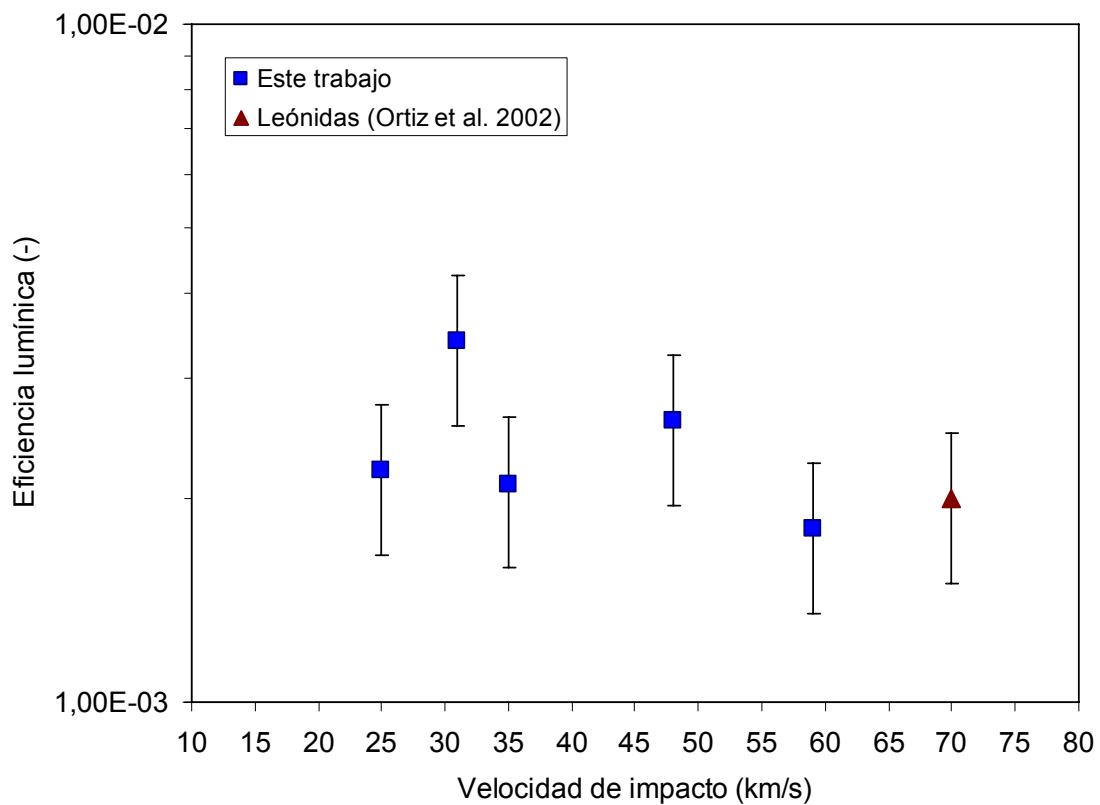


Figura 5.37. Valores obtenidos de la eficiencia lumínica en función de la velocidad de impacto para cada uno de las corrientes de meteoroides asociadas a los destellos de impacto analizados en este trabajo. También se representa el valor de $\eta=2\cdot 10^{-3}$ obtenido para las Leónidas por Ortiz et al. (2002).

Es importante tener en cuenta que la conclusión a la que llegaron Swift et al. (2011) estaba basada en experimentos de laboratorio en los que se hicieron impactar proyectiles contra un material que simulaba el regolito lunar a velocidades comprendidas entre los 2 y los 5 km s⁻¹. Es decir, muy por debajo de las velocidades correspondientes a los enjambres de meteoroides considerados aquí. Para comprobar la hipótesis de esos investigadores, sería necesario identificar destellos de impacto producidos por meteoroides cuyos enjambres tuviesen asociada una velocidad geocéntrica V_g más baja, tales como por ejemplo las Bootidas de Junio ($V_g = 14 \text{ km s}^{-1}$), las τ -Hercúlidas ($V_g = 15 \text{ km s}^{-1}$) o las Andromédidas ($V_g = 18 \text{ km s}^{-1}$) (Jenniskens 2006). No obstante, estas son corrientes de meteoroides que dan lugar a lluvias de meteoros menores, con una actividad muy pequeña, lo que supone una seria limitación a la hora de poder asociar un destello de impacto a estos enjambres con una probabilidad de, al menos, el 50 % (sección 5.2.2).

5.4. Masa del proyectil

Una vez obtenidas las eficiencias lumínicas, se ha estimado la masa de los meteoroides que produjeron los eventos incluidos en la Tabla 5.1. Esta estimación se ha realizado mediante el procedimiento descrito en la sección 2.2.1, calculando primero para cada destello la potencia radiada P mediante la ecuación (2.4). Integrando respecto al tiempo dicha potencia se ha obtenido el valor del flujo integrado de energía observado en la Tierra, E_d , transformándose este flujo mediante las expresiones (2.5) y (2.6) en la energía cinética E del proyectil. Para los meteoroides de origen esporádico se ha tomado, como se hizo previamente, $\eta = 2 \cdot 10^{-3}$ (Ortiz et al. 2006). Y al igual que en las secciones precedentes se ha considerado en este análisis $f=2$. El valor R de la distancia Tierra-Luna que aparece en la ecuación (2.5) se ha calculado para cada evento mediante el software MIDAS.

La obtención de la masa a partir de la energía cinética requiere conocer la velocidad de impacto V (ecuación (2.7)). Para los eventos que han podido ser asociados a corrientes de meteoroides con una probabilidad superior al 50 % se ha utilizado el valor de V obtenido en la sección 5.2. Para los eventos de origen esporádico se ha considerado una

velocidad media de impacto de 17 km s^{-1} (Ortiz et al. 1999). El resultado de estos cálculos se resume en la Tabla 5.20, donde puede verse que las masas obtenidas oscilan entre los 12 g y los 2.2 kg para los proyectiles que produjeron todos los destellos, a excepción del objeto que produjo el evento registrado el 11 de septiembre de 2013, cuya masa sería de unos 450 kg.

Suponiendo que los proyectiles son esféricos se ha estimado su diámetro D_p utilizando para cada corriente de meteoroides el valor apropiado de la densidad de estas partículas (Tabla 5.21). Para los meteoroides de tipo esporádico se ha considerado una densidad media de 1.8 g cm^{-3} (Babadzhanov y Kokhirova 2009). Para las Gemínidas, Perseidas, α -Capricórnidas y Táuridas la densidad se ha tomado también de Babadzhanov y Kokhirova (2009). Para las Líridas se ha utilizado el valor de 0.4 g cm^{-3} encontrado por Verniani (1969). Los valores resultantes oscilan en todos los casos entre los 2.6 y los 13.3 cm, exceptuando el gran destello de impacto del 11 de septiembre de 2013 y para el que se ha obtenido un diámetro de proyectil de unos 78 cm.

Núm. de destello	Fecha y hora (UT)	Corriente de meteoroides	E (J)	m (g)	D_p (cm)	D (m)
1	14 Dic. 2007 - 19h 18m 06s	Gemínidas	$(1.9\pm 0.3)\cdot 10^7$	31±5	2.7±0.1	2.54±0.11
2	14 Dic. 2007 - 19h 28m 48s	Gemínidas	$(7.9\pm 1.7)\cdot 10^7$	157±25	4.7±0.2	3.97±0.17
3	14 Dic. 2007 - 19h 50m 57s	Gemínidas	$(1.7\pm 0.3)\cdot 10^7$	28±4	2.6±0.1	2.41±0.09
4	14 Dic. 2007 - 20h 42m 57s	Gemínidas	$(2.5\pm 0.5)\cdot 10^8$	407±76	6.4±0.3	5.33±0.26
5	9 Abr. 2011 - 20h 38m 08s	Esporádico	$(1.2\pm 0.1)\cdot 10^8$	889±79	9.8±0.3	4.68±0.11
6	9 Abr. 2011 - 20h 52m 44s	Esporádico	$(4.4\pm 0.4)\cdot 10^7$	307±27	6.9±0.2	3.46±0.08
7	11 Abr. 2011 - 0h 05m 06s	Esporádico	$(5.3\pm 0.5)\cdot 10^7$	369±32	7.3±0.2	3.65±0.08
8	7 Jun. 2011 - 21h 23m 27s	Esporádico	$(1.3\pm 0.3)\cdot 10^8$	880±230	9.7±0.8	4.67±0.31
9	30 Dic. 2011 - 21h 00m 30s	Esporádico	$(4.5\pm 0.8)\cdot 10^7$	310±52	6.9±0.4	3.47±0.15
10	30 Ene. 2012 - 22h 56m 37s	Esporádico	$(5.3\pm 0.7)\cdot 10^7$	506±116	8.1±0.6	3.99±0.24
11	26 Feb. 2012 - 21h 40m 10s	Esporádico	$(3.5\pm 0.4)\cdot 10^7$	240±22	6.3±0.2	3.22±0.08
12	28 Feb. 2012 - 23h 05m 16s	Esporádico	$(6.6\pm 0.6)\cdot 10^7$	457±40	7.8±0.2	3.87±0.09
13	27 Mar. 2012 - 20h 47m 16s	Esporádico	$(2.4\pm 0.3)\cdot 10^7$	170±16	5.6±0.2	2.92±0.07
14	26 Jul. 2012 - 21h 35m 04s	α -Capricórnidas	$(7.0\pm 0.5)\cdot 10^7$	146±15	5.1±0.2	3.22±0.09
15	13 Ago. 2012 - 3h 55m 07s	Perseidas	$(6.4\pm 0.5)\cdot 10^7$	37±4	3.9±0.1	2.57±0.07
16	20 Oct. 2012 - 20h 05m 03s	Esporádico	$(6.4\pm 0.6)\cdot 10^7$	445±43	7.8±0.4	3.85±0.10
17	20 Oct. 2012 - 20h 48m 28s	Esporádico	$(1.0\pm 0.8)\cdot 10^8$	701±62	9.1±0.3	4.38±0.10
18	14 Abr. 2013 - 22h 08m 14s	Esporádico	$(1.4\pm 0.3)\cdot 10^8$	952±161	10.0±0.5	4.77±0.21
19	16 Abr. 2013 - 20h 35m 41s	Líridas	$(2.0\pm 0.3)\cdot 10^7$	17±3	4.3±0.2	2.35±0.11
20	17 Abr. 2013 - 21h 38m 02s	Esporádico	$(1.1\pm 0.7)\cdot 10^8$	787±129	9.4±0.5	4.52±0.19

Tabla 5.20. Parámetros del meteoroides y del cráter asociados a los destellos de impacto analizados en este trabajo. E: energía cinética del meteoroides; m: masa del meteoroides;

D_p : diámetro del meteoroides; D: diámetro de pico a pico del cráter.

Núm. de destello	Fecha y hora (UT)	Corriente de meteoroides	E (J)	m (g)	D _p (cm)	D (m)
21	17 Abr. 2013 - 22h 12m 25s	Líridas	$(3.2\pm 0.6)\cdot 10^7$	28±5	5.1±0.3	2.13±0.10
22	17 Abr. 2013 - 22h 39m 00s	Líridas	$(2.0\pm 0.3)\cdot 10^7$	17±3	4.3±0.2	2.28±0.11
23	18 Abr. 2013 - 22h 25m 50s	Líridas	$(4.6\pm 0.8)\cdot 10^7$	40±7	5.7±0.3	2.61±0.12
24	11 Ago. 2013 - 20h 16m 33s	Perseidas	$(6.2\pm 0.5)\cdot 10^7$	36±5	3.8±0.1	2.11±0.08
25	11 Ago. 2013 - 20h 43m 19s	Perseidas	$(2.5\pm 0.3)\cdot 10^7$	14±2	2.8±0.1	1.72±0.06
30	13 Ago. 2013 - 20h 18m 29s	Perseidas	$(2.3\pm 0.2)\cdot 10^7$	13±1	2.7±0.1	1.79±0.04
31	13 Ago. 2013 - 20h 39m 01s	Perseidas	$(2.1\pm 0.2)\cdot 10^7$	12±1	2.6±0.1	1.96±0.05
32	13 Ago. 2013 - 21h 08m 52s	Perseidas	$(9.9\pm 0.9)\cdot 10^7$	57±5	4.5±0.1	3.38±0.08
33	13 Ago. 2013 - 21h 12m 47s	Perseidas	$(4.3\pm 0.4)\cdot 10^7$	25±2	3.4±0.1	2.44±0.05
34	13 Ago. 2013 - 21h 14m 53s	Perseidas	$(2.3\pm 0.2)\cdot 10^7$	13±1	2.7±0.1	2.05±0.04
35	13 Ago. 2013 - 22h 03m 48s	Perseidas	$(4.7\pm 0.4)\cdot 10^8$	270±23	7.5±0.2	4.87±0.11
36	11 Sep. 2013 - 20h 07m 28s	Esporádico	$(6.5\pm 1.0)\cdot 10^{10}$	$(450\pm 75)\cdot 10^3$	78±4	26.8±1.2
37	6 Nov. 2013 - 18h 17m 28s	Táuridas	$(9.0\pm 1.1)\cdot 10^6$	29±3	3.2±0.1	2.25±0.06
38	7 Nov. 2013 - 19h 19m 11s	Táuridas	$(1.9\pm 0.4)\cdot 10^7$	60±10	4.1±0.2	2.75±0.12
39	5 Dic. 2013 - 18h 29m 41s	Gemínidas	$(9.9\pm 1.7)\cdot 10^7$	162±32	4.7±0.3	4.11±0.21
40	5 Dic. 2013 - 19h 00m 06s	Gemínidas	$(5.2\pm 0.9)\cdot 10^7$	85±6	3.8±0.1	3.35±0.06
41	5 Dic. 2013 - 19h 03m 14s	Gemínidas	$(2.6\pm 0.5)\cdot 10^8$	423±71	6.5±0.3	5.41±0.24
42	6 Dic. 2013 - 18h 56m 13s	Gemínidas	$(3.1\pm 0.5)\cdot 10^7$	51±9	3.2±0.2	2.95±0.14
43	7 Dic. 2013 - 19h 31m 06s	Gemínidas	$(3.7\pm 0.6)\cdot 10^8$	611±103	7.4±0.4	5.82±0.26
44	7 Abr. 2014 - 21h 46m 28s	Esporádico	$(2.0\pm 0.4)\cdot 10^7$	139±24	5.3±0.3	2.76±0.13
45	3 Jul. 2014 - 21h 09m 06s	Esporádico	$(3.7\pm 0.3)\cdot 10^7$	255±42	6.5±0.3	3.28±0.14
46	26 Dic. 2014 - 18h 42m 15s	Esporádico	$(5.7\pm 0.5)\cdot 10^7$	395±35	7.5±0.3	3.72±0.09
47	26 Dic. 2014 - 20h 52m 03s	Esporádico	$(3.2\pm 0.3)\cdot 10^8$	2258±200	13.3±0.4	6.10±0.14

Tabla 5.20. (Continuación).

Corriente de meteoroides	Densidad (g cm ⁻³)
Gemínidas	2.9
Perseidas	1.2
α-Capricórnidas	2.1
Líridas	0.4
Táuridas	1.6
Componente esporádica	1.8

Tabla 5.21. Densidades utilizadas para la determinación del diámetro de los meteoroides que produjeron los destellos de impacto analizados en este trabajo.

5.5. Tamaño del cráter

A partir de las ecuaciones (2.1) y (2.2) (Holsapple 1993) se ha determinado el diámetro del cráter asociado a cada uno de los destellos de impacto analizados en este trabajo. El resultado de este cálculo se muestra en la Tabla 5.20, donde se indica el valor del

diámetro de pico a pico para cada evento. Para este análisis se ha considerado para la densidad del blanco el valor $\rho_t=1.6 \text{ g cm}^{-3}$ (Han et al. 2014). La densidad del proyectil ρ_p se ha tomado, según la fuente determinada previamente para cada meteoróide, de la tabla 5.21. Todos estos cráteres tienen un diámetro que está comprendido entre, aproximadamente, los 1.5 y los 6 m, exceptuando el cráter generado por el impacto que se registró el 11 de septiembre de 2013, al que le correspondería según este análisis un diámetro de unos 27 m.



Figura 5.38. Destello de impacto registrado el 11 de septiembre de 2013 a las 20h07m28.68 \pm 0.01 s UT mediante uno de los telescopios C14 ubicados en Sevilla.

5.6. El impacto del 11 de septiembre de 2013

Como se mencionó anteriormente, el destello de impacto del 11 de septiembre de 2013 (Madiedo et al. 2014b) es el más brillante y de mayor duración que se haya registrado hasta la fecha en la superficie lunar (Figura 5.38). Tuvo lugar a las 20h07m28.68 \pm 0.01 s UT y alcanzó un brillo máximo correspondiente a una magnitud visual de 2.9 \pm 0.2. Fue

grabado por dos de los telescopios ubicados en Sevilla (el Celestron C11 y uno de los Celestron C14) y su duración total fue de 8.3 segundos. El análisis llevado a cabo mediante el software MIDAS permitió establecer que el impacto tuvo lugar en las coordenadas selenográficas 17.2 ± 0.2 ° S, 20.5 ± 0.2 °W (Tabla 5.1), punto que está situado en la zona occidental del Mare Nubium.

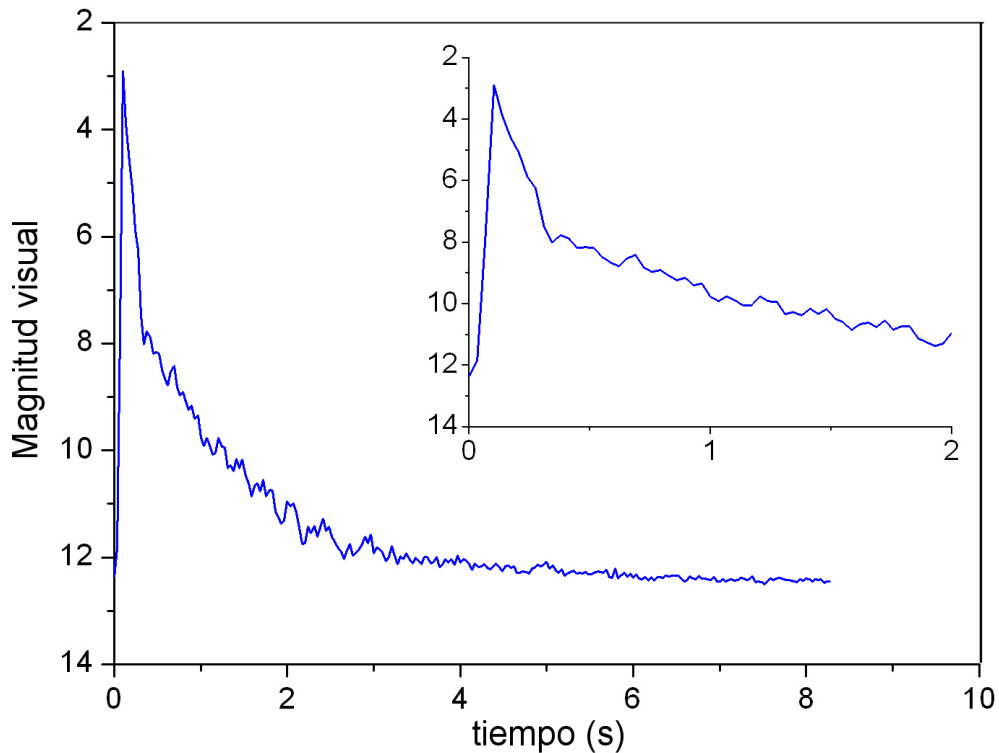


Figura 5.39. Evolución del brillo observado para el destello del 11 de septiembre de 2013. El panel interior muestra en detalle esta evolución durante los dos primeros segundos.

La curva de luz del destello se ha representado en la Figura 5.39, en la que puede verse que el brillo cae desde la magnitud 2.9 hasta la magnitud 8 en unos 0.25 segundos. En el mosaico de la Figura 5.40 se ha detallado la evolución de este destello durante los dos primeros segundos. La energía cinética estimada para el proyectil, suponiendo una eficiencia lumínica de $2\cdot 10^{-3}$ y una velocidad de impacto en la Luna de 17 km s^{-1} (Ortiz et al. 1999), es de $(6.5\pm 1.0)\cdot 10^{10} \text{ J}$ (Tabla 5.20), equivalente a 15.6 ± 2.5 toneladas de TNT. Teniendo en cuenta el diferente efecto de la gravedad terrestre respecto a la lunar, la velocidad de impacto en la Tierra habría sido 1.4 veces superior (Ortiz et al. 2006).

Por tanto, en la Tierra la energía cinética habría sido de $(1.2\pm 0.2)\cdot 10^{11}$ J (28.3 ± 4.5 toneladas de TNT).

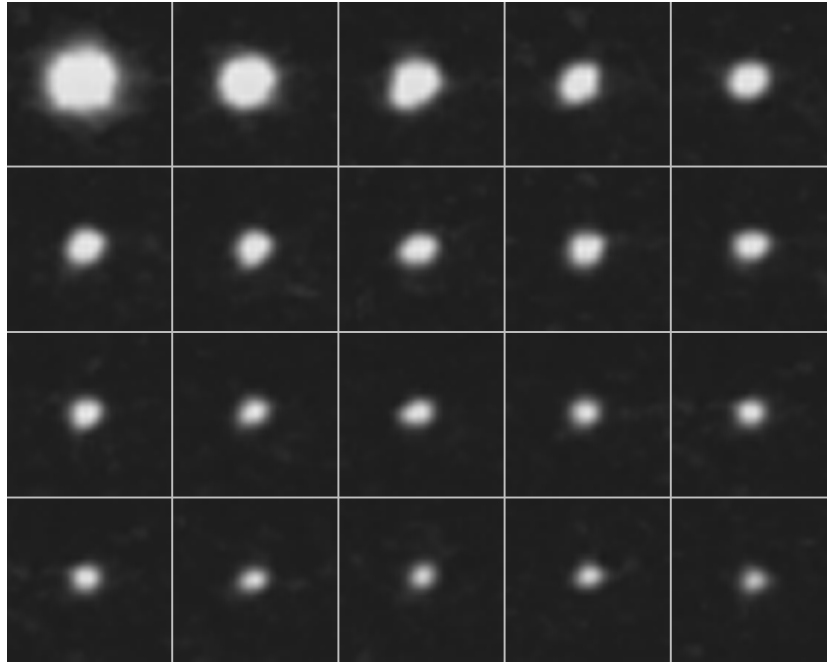


Figura 5.40. Mosaico que muestra la evolución del destello de impacto del 11 de septiembre durante los dos primeros segundos. El tiempo aumenta en cada fila de izquierda a derecha, correspondiendo el instante inicial a la imagen superior izquierda y el instante final a la imagen inferior derecha. El incremento de tiempo entre dos imágenes consecutivas es de 0.1 segundos.

De todos los destellos analizados en el marco de este trabajo, este es el único para el que se tienen imágenes del cráter generado por el impacto del meteoróide (Figura 5.41). Esto posibilita comparar el tamaño teórico calculado para este cráter con el tamaño observado. De esta forma se puede comprobar si las suposiciones realizadas sobre algunos de los parámetros contenidos en los modelos de impacto utilizados son o no correctas. Las imágenes del cráter fueron obtenidas por la sonda Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO), que la NASA mantiene en una órbita polar alrededor de la Luna desde junio de 2009 (<http://lunar.gsfc.nasa.gov/>). Fueron difundidas por el equipo responsable de la sonda LRO a través de la página web <http://lroc.sese.asu.edu/posts/810>.

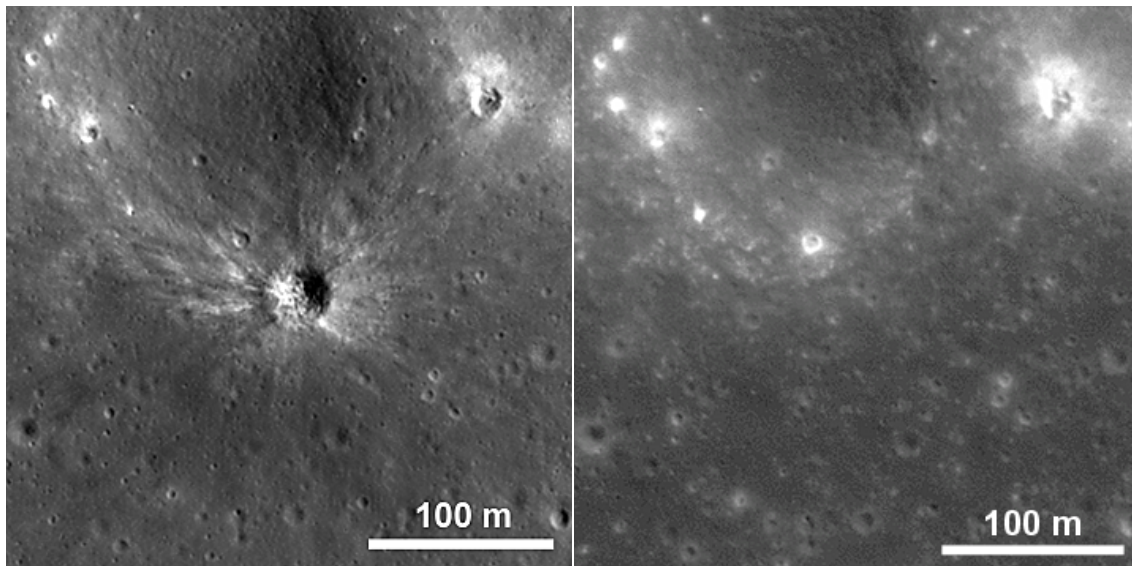


Figura 5.41. Izquierda: imagen tomada por la sonda LRO del cráter producido por el impacto asociado al destello registrado el 11 de septiembre de 2013. Derecha: imagen previa al impacto de esa misma zona tomada también por LRO. Créditos:

NASA/GSFC/Arizona State University

El valor teórico calculado para el diámetro del cráter mediante las ecuaciones (2.1) y (2.2) (Holsapple 1993) es de 26.8 ± 1.2 m (Tabla 5.20). Este tamaño es coherente con el valor de 26.5 ± 1.2 m que se obtiene aplicando la ecuación (2.3), correspondiente a la fórmula de Gault (Gault 1974, Melosh 1989). Sin embargo, el diámetro observado por la sonda LRO es de 34 m (<http://lroc.sese.asu.edu/posts/810>). Para analizar la causa de esta discrepancia es necesario tener en cuenta que a la hora de calcular este diámetro se ha considerado que el destello fue producido por un meteoróide de origen esporádico, por lo que se tomó una densidad de proyectil de 1.8 g cm^{-3} , una velocidad media de impacto de 17 km s^{-1} y un ángulo de colisión de 45° . Manteniendo la energía cinética del meteoróide constante, un aumento de la densidad del proyectil y del ángulo de colisión respecto a la horizontal da como resultado un cráter mayor. Así, un impacto vertical junto con una densidad de 3.7 g cm^{-3} , la densidad correspondiente a las condritas ordinarias (Ceplecha 1988), dan lugar a un diámetro de 33.6 ± 1.5 m, que se ajusta al tamaño experimental. Otra razón más plausible y que puede explicar la discrepancia entre el valor calculado y el observado por LRO es que la energía cinética del meteoróide, obtenida suponiendo una eficiencia lumínica $\eta = 2 \cdot 10^{-3}$, se haya subestimado. Una eficiencia lumínica menor incrementaría el valor de la energía

cinética del proyectil. Así, con $\eta=1,1\cdot 10^{-3}$ el tamaño calculado para el cráter coincidiría con el diámetro experimental. Esto implicaría que la eficiencia lumínica asociada a este evento sería menor que la eficiencia lumínica obtenida a partir del análisis de destellos asociados a enjambres de meteoroides. No obstante, también es posible que las diferencias en los diámetros se deban a una combinación de todos estos efectos (densidad de meteoroides, ángulo de impacto y eficiencia lumínica), por lo que la eficiencia lumínica asociada a este impacto podría estar entre $1,1\cdot 10^{-3}$ y $2\cdot 10^{-3}$. La observación y el análisis de destellos de impacto asociados a enjambres de meteoroides con una velocidad geocéntrica más baja a los considerados en este trabajo podrían arrojar más luz sobre este asunto. Como ya se mencionó en la sección 5.3.4, este sería el caso, por ejemplo, de las Bootidas de Junio ($V_g = 14 \text{ km s}^{-1}$), las τ -Hercúlidas ($V_g = 15 \text{ km s}^{-1}$) o las Andromédidas ($V_g = 18 \text{ km s}^{-1}$) (Jenniskens 2006). No obstante, puesto que se trata de corrientes de meteoroides que dan lugar a lluvias menores de meteoros existe una seria limitación a la hora de poder asociar un destello de impacto a estos enjambres con una probabilidad de, al menos, el 50 % (sección 5.2.2). Sólo podría llevarse a cabo esta asociación en caso de un incremento importante de la tasa horaria cenital de estas lluvias como consecuencia de un estallido de actividad. A la hora de registrar estos posibles estallidos, las estaciones de detección de meteoros jugarían de nuevo un papel fundamental.

También es importante resaltar que la información obtenida por LRO ha permitido validar la técnica implementada en el software MIDAS y descrita en la sección 4.1.3 para estimar las coordenadas selenográficas de los eventos observados. Los datos proporcionados por la sonda determinaron que la diferencia entre la posición del cráter calculada con dicho software y la posición observada por LRO era de tan sólo 2 km (Mark Robinson, comunicación personal). En ese sentido cabe destacar que para el cráter asociado al destello registrado por la NASA el 17 de marzo de 2013 (Suggs et al. 2014, Robinson et al. 2015), la diferencia entre la posición calculada por esa agencia espacial y la observada por LRO era de 12 km (Robert Suggs, comunicación personal). Como consecuencia de esto, NASA decidió mejorar su método para calcular la posición de los cráteres asociados a destellos de impacto (Robert Suggs, comunicación personal), si bien este nuevo método no consiguió bajar el error de posicionamiento del cráter del 17 de marzo de 2013 por debajo de los 3 km (Moser et al. 2015a,b).

5.7. Implicaciones para la frecuencia de impactos contra la Tierra

La frecuencia con la que distintos objetos impactan contra la Tierra ha sido objeto de análisis por parte de diversos investigadores, si bien la mayor parte de la comunidad científica incluyendo la NASA toma como referencia en este campo el trabajo de Brown et al. (2002), que está basado sobre todo en la determinación del flujo de impactos contra la atmósfera terrestre mediante la combinación de observaciones realizadas por satélites militares y detectores de infrasonidos. En dicho trabajo se expresa la tasa de impactos en función de la energía cinética del proyectil (Figura 5.42).

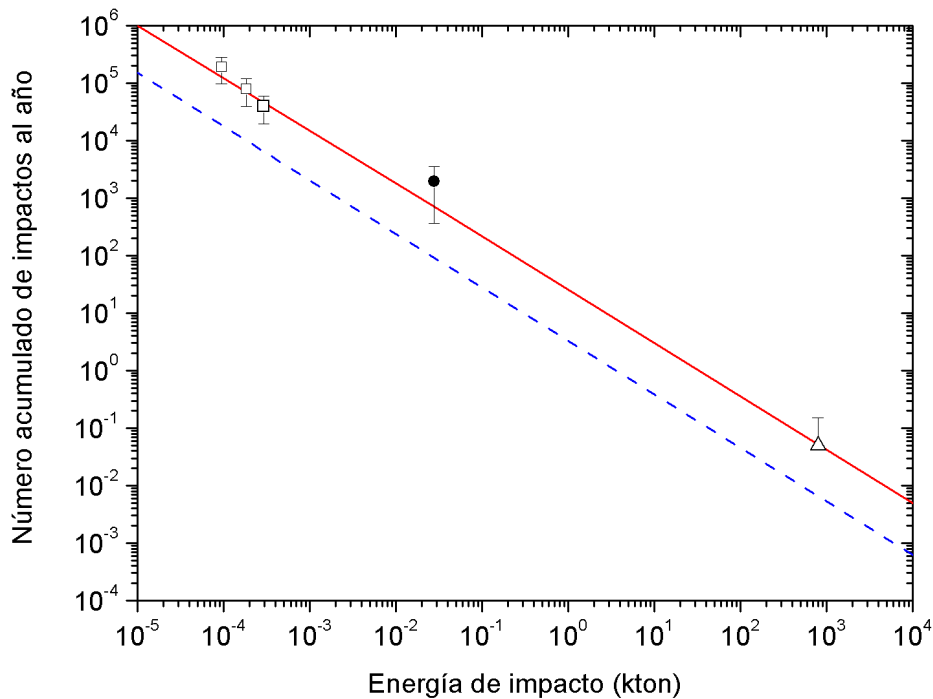


Figura 5.42. Número acumulado de eventos de impacto en la Tierra en función de la energía cinética de la colisión. La línea discontinua corresponde a la estadística obtenida por Brown et al. (2002). Los cuadrados representan los resultados derivados del análisis de destellos de impactos lunares realizado por Ortiz et al. (2006), mientras que la línea continua representa la frecuencia obtenida en ese mismo trabajo suponiendo $\eta=2\cdot 10^{-3}$. El círculo negro corresponde al resultado del análisis del evento del 11 de septiembre de 2013. El triángulo representa el flujo de impactos obtenido por Brown et al. (2013) a partir del análisis del evento de Chelyabinsk.

No obstante, estudios basados en otras técnicas han proporcionado resultados que discrepan de los obtenidos por Brown et al. (2002), sugiriendo una tasa de impactos mayor. Entre éstos se encuentran algunos análisis basados en la detección de bólidos en la atmósfera terrestre (Ceplecha 1996, 2001), en el estudio de superbólidos (Madiedo et al. 2014a), y en el análisis de destellos de impactos en la Luna (Ortiz et al. 2006).

Uno de los objetivos de este trabajo era precisamente obtener información sobre esta tasa de colisiones a partir del análisis de destellos de impactos observados en la Luna. Por este motivo se ha utilizado el evento registrado el 11 de septiembre de 2013 para llevar a cabo una estimación de la tasa de impactos contra la Tierra, porque la energía de este fenómeno está relativamente bien calibrada mediante dos técnicas diferentes. Como se vio en la sección 5.6, la energía cinética calculada para el meteoróide que produjo este impacto es de $(6.5 \pm 1.0) \cdot 10^{10}$ J (Tabla 5.20), lo que equivale a 15.6 ± 2.5 t TNT. Esto implica que la tasa de impactos en la Luna para objetos con una energía por encima de las 15.6 toneladas de TNT sería de 112 eventos al año, considerando el tiempo total de observación de ~ 340 horas transcurrido desde que se puso en marcha el proyecto MIDAS en 2009, el valor medio del área lunar monitorizada por los telescopios en ese periodo (unos $8.8 \cdot 10^6$ km²), y el valor del área total de la superficie lunar ($3.8 \cdot 10^7$ km²). Esta tasa de impactos en la Luna puede transformarse en la correspondiente tasa de impactos en la Tierra realizando un cambio de escala debido al mayor área superficial de nuestro planeta (unas 13.5 veces superior que la de la Luna). También es necesario tener en cuenta que el mayor efecto de enfoque gravitatorio para nuestro planeta respecto a la Luna introduce a la hora de calcular el flujo en la Tierra un factor de 1.3 (Ortiz et al. 2006). Además, como se trató en la sección 5.6, es necesario incluir un factor multiplicativo en la energía cinética del proyectil para determinar el valor equivalente de esta energía en la Tierra, pues la mayor gravedad de nuestro planeta implica que la velocidad de impacto del meteoróide habría sido 1.4 veces superior a la velocidad de impacto en la Luna (Ortiz et al. 2006). De esta forma, se tiene que en la Tierra la energía cinética habría sido de $(1.2 \pm 0.2) \cdot 10^{11}$ J (28.3 ± 4.5 t TNT). Por tanto, una vez realizado este cambio de escala, se tiene que la frecuencia de impactos en la Tierra para eventos con una energía igual o superior a los 28.3 t TNT sería de 1965 ± 1600 eventos al año (Figura 5.42). Este valor es significativamente superior a los ~ 90 eventos al año que predice el trabajo de Brown et al. (2002) para esta energía de

impacto, pero su extrapolación a menores energías mediante una ley de potencias es consistente con los resultados obtenidos por Ortiz et al. (2006). De hecho, en el trabajo de Ortiz et al. (2006) se demostró que se necesitaría una eficiencia lumínica del orden de 0.02 para proporcionar resultados consistentes con la tasa de impactos que se predice en Brown et al. (2002), si bien dicho valor de la eficiencia sería incompatible con las observaciones de destellos de impacto de Leónidas en la Luna y con los resultados obtenidos en el laboratorio en experimentos de impacto en régimen de hipervelocidad. También en Yanagisawa et al. (2006) el análisis de un destello de impacto producido por un meteoróide de las Perseidas descarta que la eficiencia lumínica pueda tener un valor tan alto. Por este motivo, Ortiz et al. (2006) sugirieron que la tasa de impactos estimada por Brown et al. (2002) era demasiado baja, y que éstas tendrían que aumentarse en, al menos, un factor de 3 para ajustarse a los resultados obtenidos a partir del análisis de destellos de impacto en la Luna. El análisis del destello de impacto registrado el 11 de septiembre de 2013 también apoya esta idea. Recientemente, mientras se encontraba en fase de revisión el artículo de Madiedo et al. (2014a) en el que se publicaron los resultados relativos a la tasa de impactos derivada del destello de impacto considerado aquí, los cálculos originales publicados en Brown et al. (2002) para cuerpos de alrededor de 20 m de diámetro o energías de impacto cercanas al megatón fueron revisados en Brown et al. (2013). Esta revisión se realizó a raíz del análisis del evento de Chelyabinsk, que tuvo lugar en Siberia el 15 de febrero de 2013 como consecuencia del impacto contra la atmósfera de un objeto de unos 20 m de diámetro con una energía cinética de unos 800 kt TNT (Popova et al. 2013, Brown et al. 2013). Así, Brown et al. (2013) incrementaron la tasa de impactos para objetos de esta energía, ajustándose entonces el nuevo flujo, como muestra la Figura 5.42, al obtenido por Ortiz et al. (2006) y por Madiedo et al. (2014a). Sin embargo Brown et al. (2013) no han modificado para energías menores a la del proyectil de Chelyabinsk la frecuencia de impactos de Brown et al. (2002).

Para resolver las discrepancias que a fecha de hoy persisten en lo referente a las estadísticas de impactos contra la Tierra, sería necesario medir el diámetro de nuevos cráteres asociados a destellos de impactos producidos por proyectiles pertenecientes a enjambres de meteoroides, ya que para éstos la velocidad de colisión es conocida. De esta manera se podrían constreñir mejor tanto el valor de la energía cinética del

proyectil como el valor de la eficiencia lumínica del impacto, que son dos parámetros que juegan un papel fundamental clave a la hora de obtener dichas estadísticas.

6. Conclusiones

En el marco de esta tesis doctoral se ha puesto en marcha un sistema con funcionamiento estable que, mediante pequeños telescopios ubicados en dos observatorios diferentes (Sevilla y La Hita), permite identificar y analizar los destellos que se producen cuando los meteoroides colisionan a alta velocidad contra la superficie lunar. Dicho sistema se denomina MIDAS (*Moon Impacts Detection and Analysis System*) y supone una mejora considerable con respecto a sistemas anteriores. El grueso de esta tesis se centra en el estudio de los destellos lunares detectados hasta la fecha. Como técnica complementaria para poder llevar a cabo el estudio de los meteoroides que impactan contra el sistema Tierra-Luna se ha analizado la actividad meteórica en la atmósfera terrestre simultánea a las medidas lunares mediante una red de estaciones de detección de meteoros. Esta red consta de 9 nodos situados en diferentes lugares del sur y el centro de España. Los principales resultados y conclusiones que se han derivado de esta investigación son los siguientes:

- Se han desarrollado diversas herramientas software para conseguir los objetivos marcados en este trabajo. Uno de ellos es el programa MetControl, que permite llevar a cabo un alto grado de automatización y control de las estaciones de detección de meteoros. Para analizar los datos obtenidos por estas estaciones se ha desarrollado el software AMALTHEA, que ha sido utilizado aquí para determinar la trayectoria atmosférica y el radiante de los meteoros, su magnitud, la órbita de los meteoroides y las corrientes de meteoroides a los que están asociadas estas partículas. Para la identificación y el análisis de destellos de impacto se ha desarrollado el software MIDAS.
- En total se han analizado 47 destellos producidos por el impacto de meteoroides contra la Luna. Todos los destellos se caracterizan por tener una magnitud aparente que varía entre 6.6 y 9.9, así como una duración muy breve, entre 0.02 y 0.16 s. La única excepción la constituye el evento registrado el 11 de septiembre de 2013, que tuvo una duración de 8.3 s alcanzando un brillo máximo correspondiente a una magnitud estelar de 2.9. Este es, de hecho, el destello de impacto confirmado más brillante y largo detectado en la superficie

lunar. Se ha comprobado también que existe una relación exponencial entre la magnitud de estos destellos y su duración, si bien la relación encontrada en este trabajo difiere significativamente de la obtenida previamente por Bouley et al. (2012). Estas discrepancias tendrían su origen en la heterogeneidad de la muestra de datos utilizada por Bouley et al. (2012) a la hora de realizar su análisis, pues dicha muestra procede de una recopilación de trabajos variados mientras que los datos de esta tesis se han obtenido con un mismo instrumental y una misma técnica.

- Las técnicas utilizadas para la detección de estos destellos de impactos lunares no permiten medir el vector velocidad de los proyectiles implicados en estos eventos, lo cual imposibilita determinar con certeza las corrientes de origen de estas partículas. Sin embargo, en el marco de este trabajo se ha desarrollado un método que permite, por primera vez, cuantificar la probabilidad de que un destello de impacto esté asociado a un determinado enjambre de meteoroides o a meteoroides de origen esporádico.
- Con dicho método se ha demostrado que existe una importante sinergia entre las dos técnicas utilizadas en esta investigación (observación de destellos de impactos en la Luna mediante telescopios y detección de meteoros en la Tierra). Así, para poder calcular la probabilidad de que un impacto esté asociado a una determinada fuente es preciso conocer parámetros que pueden ser calculados a partir de la actividad meteórica que se produce en la atmósfera terrestre. Según este método se han establecido también las limitaciones que determinadas variables, tales como la tasa horaria cenital de una lluvia de meteoros, su índice poblacional y la velocidad geocéntrica de los meteoroides, imponen a la hora de poder establecer estas asociaciones con un determinado nivel de confianza.
- La aplicación de este método ha permitido establecer que de los 47 destellos considerados en este trabajo 18 eventos tendrían un origen esporádico, mientras que 9 estarían asociados al enjambre de meteoroides de las Gemínidas, 13 a las Perseidas, 4 a las Líridas, 2 a las Táuridas y 1 a las α -Capricórnidas.

- También este nuevo método ha puesto de manifiesto la existencia de incoherencias con el criterio que tradicionalmente se ha utilizado para asociar destellos de impactos con corrientes de meteoroides. Así, se ha mostrado cómo determinados destellos que según este criterio deberían asociarse a enjambres de meteoroides tendrían, por el contrario, su origen más probable en la componente esporádica, y viceversa.
- En cuanto a la eficiencia lumínica η , se ha llevado a cabo una estimación de este parámetro para los impactos asociados a los cuatro enjambres de meteoroides identificados: Gemínidas, Perseidas, Líridas, Táuridas y α -Capricórnidas. Los valores encontrados para η , son, respectivamente, $2.1 \cdot 10^{-3}$, $1.8 \cdot 10^{-3}$, $2.6 \cdot 10^{-3}$, $2.2 \cdot 10^{-3}$ y $3.4 \cdot 10^{-3}$. Estos resultados son muy similares al valor de $2 \cdot 10^{-3}$ obtenido por Ortiz et al. (2002) para impactos producidos por meteoroides de las Leónidas, y han puesto de manifiesto que o bien la eficiencia lumínica no varía con la velocidad de impacto, o bien apenas varía en el intervalo de velocidades geocéntricas correspondiente a estos enjambres de meteoroides (entre 25 y 72 km s^{-1}).
- Una vez obtenidas las eficiencias lumínicas se ha estimado la masa de los proyectiles. Éstas oscilan en todos los casos entre los 12 g y los 2.2 kg, a excepción del objeto que produjo el evento de origen esporádico registrado el 11 de septiembre de 2013 y cuya masa sería de unos 450 kg. Suponiendo que todos estos proyectiles son esféricos su diámetro variaría entre los 2.6 y los 13.3 cm, exceptuando el evento del 11 de septiembre de 2013 para el que se ha obtenido un diámetro de proyectil de unos 78 cm.
- Se ha estimado asimismo el tamaño de los nuevos cráteres originados en la superficie lunar por estos impactos. Según los cálculos realizados todos estos cráteres tienen un diámetro que está comprendido entre, aproximadamente, los 1.5 y los 6 m, exceptuando el cráter generado por el impacto que se registró el 11 de septiembre de 2013, al que le correspondería según este análisis un diámetro teórico de unos 27 m.

- Estos nuevos cráteres tienen un tamaño demasiado pequeño como para poder ser observados por telescopios desde la Tierra. Sin embargo, mediante sondas espaciales en órbita alrededor de la Luna sí podrían ser fotografiados. Este ha sido el caso del cráter producido por el evento registrado el 11 de septiembre de 2013. Dicho cráter fue fotografiado por la sonda Lunar Reconnaissance Orbiter (LRO), y estas imágenes revelaron que su diámetro es de 34 m. La diferencia entre el diámetro calculado (27 m) y el observado puede explicarse por un mayor ángulo de impacto y una mayor densidad del proyectil respecto a los valores supuestos en los cálculos (45° y 1.8 g cm^{-3} respectivamente). También podría deberse a que se haya subestimado la energía cinética calculada para el meteoróide, lo cual a su vez implicaría que la eficiencia lumínica para este evento sería inferior al valor de $2 \cdot 10^{-3}$ supuesto en este trabajo.
- A partir de la observación del evento del 11 de septiembre de 2013 se ha estimado la tasa de impactos contra la Tierra para objetos con una energía cinética igual o superior a 28.3 t TNT. Dicha frecuencia es mayor que la obtenida por Brown et al. (2002) mediante la combinación de observaciones realizadas por satélites militares y detectores de infrasonidos. Sin embargo la extrapolación de esta tasa a menores energías (mediante una ley de potencias) es consistente con la obtenida por Ortiz et al. (2006) a partir del análisis de destellos de impacto en la Luna y la extrapolación a mayores energías es también consistente con la calculada por Brown et al. (2013) sobre la base del análisis del evento de Cheliabinsk. Para obtener valores más precisos de esta tasa de impactos y resolver la naturaleza de las discrepancias con otros trabajos sería necesario medir el diámetro de nuevos cráteres asociados a destellos de impactos producidos por proyectiles pertenecientes a enjambres de meteoroides, ya que para éstos la velocidad de colisión sería conocida. De esta manera se podrían constreñir mejor tanto el valor de la energía cinética del proyectil como el valor de la eficiencia lumínica, dos parámetros que juegan un papel clave a la hora de determinar estas estadísticas de colisiones contra nuestro planeta.

Bibliografía

Arlt R., Rendtel J., 2006, MNRAS, 367, 1721.

Babadzhanov P.B. and Kokhirova G.I., 2009, A&A, 495, 353.

Beech M., Steel D., 1995, Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society, 36, 281.

Bellot Rubio L. R., Ortiz J. L., Sada P. V., 2000a, ApJ, 542, L65.

Bellot Rubio L. R., Ortiz J. L., Sada P. V., 2000b, Earth Moon Planets, 82–83, 575.

Bessel M. S., Castelli F., Plez B., 1998, A&A, 333, 231.

Bouley S., Baratoux D., Vaubaillon J., Mocquet A., Le Feuvre M., Colas F., Benkhaldoun Z., Daassou A., Sabil M., Lognonné P., 2012, Icarus, 218, 115.

Bronshten V.A., 1981, Geophysics and Astrophysics Monographs. Reidel, Dordrecht.

Brown P., Rendtel J., 1996, Icarus, 124, 414.

Brown P., Spalding R.E., Revelle D. O., Tagliaferri E., Worden S. P, 2002, Nature, 420, 294.

Brown P. et al., 2013, Nature, 503, 238.

Burns J. A., Lamy P. L., Soter S., 1979, Icarus, 40, 1.

Ceplecha Z. and McCrosky R. E., 1976, J. Geophys. Res., 81, 6257.

Ceplecha Z., 1987, Bull. Astron. Inst. Cz., 38, 222.

Ceplecha Z., 1988, Bull. Astron. Inst., 39, 221.

Ceplecha Z., 1996, A&A, 311, 329.

Ceplecha Z., Spurný P., Borovička J., 2000, Meteor Orbit (MORB) software. Ondřejov Observatory. Czech Republic.

Ceplecha Z., 2001, In: Collisional processes in the solar system. Marov M.Y. and Rickman H. (Eds.), Astrophysics and space science library, Kluwer Academic Publishers, Vol. 261, p. 35.

Cooke W. J., Suggs R. M., Swift W. R., 2006, Lunar Planet. Sci. 37. Abstract 1731.

Cooke W. J., Suggs R. M., Suggs R. J., Swift W. R., Hollon N. P., 2007, Lunar Planet. Sci. 38, Abstract 1986.

Cudnik B. M., 2009, Lunar Meteoroid Impacts, Springer Verlag, New York.

Cudnik B. M., Dunham D. W., Palmer D. M., Cook A. C., Venable J.R., Gural P. S., 2002, Lunar Planet. Sci. 33. Abstract 1329C.

Cudnik B. M., Dunham D. W., Palmer D. M., Cook A., Venable R., Gural P. S., 2003, Earth Moon and Planets, 93, 145.

Dence M. R., 1968, Shock zoning at Canadian craters: petrography and structural implications. En: Shock metamorphism of natural materials (editado por B. M. French y N. M. Short), Mono Book Corp., Baltimore, pp. 169.

Drummond, J. D., 1981, Icarus 45, 545.

Dubietis A, Arlt R, 2010, Earth Moon Planets, 106, 105.

Dunham D. W., 1999, IAU Circ 7320.

Dunham D. W. et al., 2000, *Lunar Planet. Sci.* 31. Abstract 1547.

French B. M., 1998. *Traces of catastrophe: a handbook of shock-metamorphic effects in terrestrial impact structures.* Lunar and Planetary Institute, Texas.

Gajdos S., Toth J., Kornos L., Koukal J., Piffel R., 2014, *J. Int. Meteor. Org.*, 42, 48.

Gault D. E., 1974. R. Greeley, P.H. Schultz (eds.), *A primer in lunar geology*, NASA Ames, Moffet Field, p. 137.

Gault D. E., Quaide W. L., Oberbeck V. R., 1968, *Impact cratering mechanics and structures.* En: *Shock metamorphism of natural materials* (editado por B. M. French y N. M. Short. Mono Book Corp., Baltimore.

Green D. W. E., 2013, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 3741, 1.

Grieve R. A. F., Cintala M. J., 1981, *Proc. of the Lunar and Planetary Science Conference*, 12B, 1607.

Halliday I., Griffin A. A., Blackwell A. T., 1996, *Meteor. Planet. Sci.* 31, 185.

Han, S. C., Schmerr, N., Neumann, G., Holmes, S., 2014, *Geophysical Research Letters*, 41, 1882.

Holsapple K. A., 1993, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 21, 333.

Holsapple K. A., Schmidt R. M., 1987, *J. Geophys. Res.*, 92 (B7), 6350.

Holsapple K. A., Housen K. R., 2007, *Icarus*, 187, 345.

Housen K. R., Holsapple K. A., 2011, *Icarus*, 211, 856.

Hughes D. W., 1987, *A&A*, 187, 879.

- Jenniskens P., 1994. Meteor stream activity I. The annual streams. *A&A*, 287, 990.
- Jenniskens P., 2006, *Meteor Showers and their Parent Comets*. Cambridge University Press.
- Jenniskens, P., 2008, *Icarus*, 194, 13.
- Jenniskens P., 2013, *Central Bureau Electronic Telegrams*, 3652, 2.
- Jenniskens P., Gural P. S., Dynneson L., Grigsby B. J., Newman K. E., Borden M., Koop M., Holman D., *Icarus*, 216,40.
- Jopek T. J., 1993, *Icarus*, 106, 603
- Keys R. G., 1981, *IEEE Trans. Acoustics, Speech & Signal Proc.*, 29, 1153.
- Kieffer S. W., Simonds C. H., 1980, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 18, 143.
- Kopal Z., 1962, *Physics and Astronomy of the Moon*. Academic Press.
- Koschack R., Rendtel J., 1988, *J. Int. Meteor. Org.*, 16, 149.
- Koschack R., Rendtel J., 1990a, *J. Int. Meteor. Org.*, 18, 44.
- Koschack R., Rendtel J., 1990b, *J. Int. Meteor. Org.*, 18, 119.
- Langbroek M., 2004, *Meteor Orbit Calculation software*. Dutch Meteor Society.
- Lindblad B. A., 1971a, *Smiths. Contr. Astrophys.*, 12, 1.
- Lindblad B. A., 1971b, *Smiths. Contr. Astrophys.*, 12, 14.
- Madiedo J. M., 2014, *Earth, Planets and Space*, 66, 70.

Madiedo J. M., 2015, MNRAS, 448, 2135.

Madiedo J. M., Trigo-Rodríguez J. M., 2008, Earth Moon Planets, 102, 133.

Madiedo J. M., Trigo-Rodríguez J. M., Ortiz J. L., Morales N., 2010, Advances in Astronomy, doi:10.1155/2010/167494.

Madiedo J. M., Trigo-Rodríguez J. M., Lyytinen E., Dergham J., Pujols P. Ortiz J. L., Cabrera-Caño J., MNRAS, 2013a, 431, 1678.

Madiedo J. M., Trigo-Rodríguez J. M., Williams I. P., Ortiz J. L., Cabrera-Caño J., 2013b, MNRAS, 431, 2464.

Madiedo J. M., Ortiz J. L., Trigo-Rodríguez J. M., Zamorano J., Konovalova N., Castro-Tirado A. J., Ocaña F., Sánchez de Miguel A., Izquierdo J., Cabrera-Caño J., 2014a, Icarus, 233, 27.

Madiedo J. M., Ortiz J. L., Morales N., Cabrera-Caño J., 2014b., MNRAS, 439, 2364.

Madiedo J.M., Ortiz J.L., Morales N., Cabrera-Caño J., 2015a, PSS, 111, 105.

Madiedo J.M., Ortiz J.L., Organero F., Ana-Hernández L., Fonseca F., Morales N., Cabrera-Caño J., 2015b, A&A, 577, id. A118, 9 pp.

McKinley D. W. R., 1961, Meteor Science and Engineering. McGraw-Hill, Toronto.

Meeus J., 1998. Astronomical Algorithms. Richmond, Willmann-Bell.

Melosh H. J., 1989. Impact Cratering: A Geologic Process. Oxford Univ. Press, New York.

Melosh H. J., Ivanov B. A., 1999, Annual Review of Earth and Planetary Science, 27, 385.

Moser D. E., Suggs R. M., Suggs R. J., 2015a, A Bright Lunar Impact Flash Linked to the Virginid Meteor Complex. Abstract enviado al Stanford Meteor Environments and Effects (SMEE) Workshop, Stanford, California, 14-16 de julio de 2015.

Moser D. E. et al., 2015b, "Lunar Impact Flash Locations From NASA's Lunar Impact Monitoring Program." NASA TM (pendiente de publicación).

Oberbeck V. R., 1975, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 13, 337.

Öpik E. J., 1958. *Physics of meteor flight in the atmosphere*. Interscience Publishers, New York.

Ortiz J. L., Aceituno F. J., Aceituno J., 1999. *A&A*, 343, L57.

Ortiz J. L., Sada P. V., Bellot Rubio L. R., Aceituno F. V., Aceituno J., Gutierrez P. J., Thiele U., 2000, *Nature*, 405, 921.

Ortiz J. L., Quesada J. A., Aceituno J., Aceituno F. J., Bellot Rubio L. R., 2002, *ApJ*, 576, 567.

Ortiz J. L., Aceituno F. J., Santos-Sanz P., Quesada J. A., 2005, In: *American Astronomical Society, DPS Meeting 37*, 17.05.

Ortiz J. L. et al., 2006, *Icarus*, 184, 319.

Osinski G. R., Pierazzo E., 2013. *Impact cratering: processes and products*. Wiley-Blackwell.

Popova O. P., Jenniskens P., Emel'yanenko V. et al., 2013, *Science*, 342, 1069.

Rendtel J., 2004, *Earth Moon Planets*, 95, 27.

Rendtel J., 2006, *J. Int. Meteor. Org.*, 34, 71.

- Rendtel J., Lyytinen E., Molau S., Barentsen G., 2014, *J. Int. Meteor. Org.*, 42, 40.
- Robinson M. S., Boyd A. K., Denevi B. W., Lawrence S. J., McEwen A. S., Moser D. E., Povilaitis R. Z., Stelling R. W., Suggs R. M., Thompson S. D., Wagner R. V., 2015, *Icarus*, 252, 229.
- Rubin A. E., Grossman J.N., 2010, *Meteoritics & Planetary Science*, 45, 114.
- Rudawska R., Vaubaillon J., Atreya P., 2012, *A&A*, 541, A2.
- Schiaparelli G. V., 1967, *Astron. Nacht.*, 68, 331.
- Shoemaker E. M., 1960, Penetration mechanics of high velocity meteorites, illustrated by Meteor Crater, Arizona. En: Report of the international geological congress, XXI Session, Norden. Part XVIII, pp. 418.
- Southworth R. B., Hawkins G. S., 1963, *Smithson Contr. Astrophys.*, 7, 261.
- Suggs R. M., Cooke W., Suggs R., McNamara H., Swift W., Moser D., Diekmann A., 2008, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 40, 455.
- Suggs R. M., Moser D. E., Cooke W., Suggs R. J., 2014, *Icarus*, 238, 23.
- Swift W. R., Moser D. E., Suggs R. M., Cooke W. J., 2011, In: *Meteoroids: The Smallest Solar System Bodies*, Edited by W. J. Cooke, D. E. Moser, B. F. Hardin, and D. Janches, NASA/CP-2011-216469, p 125.
- Trigo-Rodríguez J. M., Madiedo J. M., Llorca J., Gural P. S., Pujols P., Tezel T., 2007, *MNRAS*, 380, 126.
- Verniani F., 1969, *Space Science Reviews*, 10, 230.
- Wiegert P., Brown P. G., Weryk R. J., Wong D. K., 2013, *AJ*, 145, 70.

Yanagisawa M., Kisaichi N., 2002, *Icarus*, 159, 31.

Yanagisawa M., Ohnishi K., Takamura Y., Masuda H., Ida M., Ishida M., 2006, *Icarus*, 182, 489.

Yanagisawa M., Ikegami H., Ishida M., Karasaki H., Takahashi J., Kinoshita K., Ohnishi K., 2008, *Meteoritics and Planetary Science Suppl.* 43. Abstract 5169.

Whipple F. L., Jacchia L. G., 1957, *Astronomical Journal*, 62, 37.

Williams D. R., 2006, "Moon Fact Sheet". National Space Science Data Center, NASA.
<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/moonfact.html>.

Williams I. P., 2011, *A&G*, 52, 2.20.

Williams I. P. y Murad E., 2002, *Meteors in the Earth's atmosphere*. Cambridge University Press, New York.

Publicaciones y contribuciones a congresos relacionadas con esta tesis doctoral

1. Madiedo J. M., Ortiz J. L., Morales N., 2011. "MIDAS: software for automated detection and analysis of Moon impact flashes". EPSC-DPS Joint Meeting 2011, celebrado el 2-7 de octubre de 2011 en Nantes, Francia. <http://meetings.copernicus.org/epsc-dps2011>, p.66.
2. Madiedo J. M., Ortiz J. L., Morales N., 2013. "Preliminary results from the 2011-2012 Moon impact flashes monitoring campaign". 44th Lunar and Planetary Science Conference, celebrado el 18-22 de marzo de 2013 en The Woodlands, Texas. LPI Contribution No. 1719, p.1778.
3. Madiedo J. M., Ortiz J. L., Morales N., Cabrera-Caño J., 2013. "Automated detection and analysis of Moon impact flashes from Spain". Proceedings of the International Meteor Conference, celebrado el 20-23 de septiembre de 2012 en La Palma, España. Editores: Gyssens, M.; Roggemans, P. International Meteor Organization, ISBN 978-2-87355-024-4, pp. 203-204.
4. Madiedo J. M., Ortiz J. L., Trigo-Rodríguez J. M., Zamorano J., Konovalova N., Castro-Tirado A. J., Ocaña F., Sánchez de Miguel A., Izquierdo J., Cabrera-Caño J., 2014. "Analysis of two superbolides with a cometary origin observed over the Iberian Peninsula". *Icarus*, 233, 27.
5. Madiedo J. M., Ortiz J. L., Morales N., Cabrera-Caño J., 2014. "A large lunar impact blast on 2013 September 11". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 439, 2364.
6. Madiedo J. M., 2014, "Robotic systems for the determination of the composition of solar system materials by means of fireball spectroscopy", *Earth, Planets and Space*, 66, article id.70.

7. Madiedo J. M., Ortiz J. L., Organero F., Ana-Hernández L., Fonseca F., Morales N., Cabrera-Caño, J., 2015. "Analysis of Moon impact flashes detected during the 2012 and 2013 Perseids". *Astronomy and Astrophysics*, 577, id.A118.
8. Madiedo J. M., Ortiz J. L., Morales N., Cabrera-Caño J., 2015. "MIDAS: Software for the detection and analysis of lunar impact flashes". *Planetary and Space Science*, 111, 105.
9. Ortiz J. L., Madiedo J. M., Santos-Sanz P., Aceituno J., 2015. "Lunar impact flashes from Geminids: analysis of luminous efficiencies and the flux of large meteoroids on Earth". *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 454, 344.

Anexo I. Imágenes de los destellos de impacto analizados en el marco de esta tesis.



Figura A1. Destello de impacto de magnitud aparente 9.2 ± 0.2 identificado el 14 de diciembre de 2007 a las 19h 18m 06.00s (destello número 1 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios de 36 cm de diámetro (C14) desde el Observatorio Astronómico de La Sagra. La imagen muestra el registro de uno de ellos.

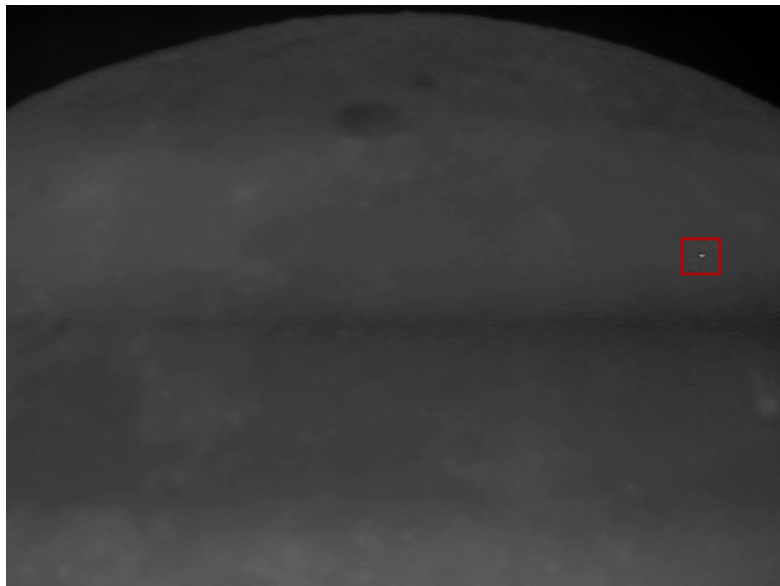


Figura A2. Destello de impacto de magnitud aparente 8.2 ± 0.2 identificado el 14 de diciembre de 2007 a las 19h 28m 48.12s (destello número 2 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios de 36 cm de diámetro (C14) desde el Observatorio Astronómico de La Sagra. La imagen muestra el registro de uno de ellos.

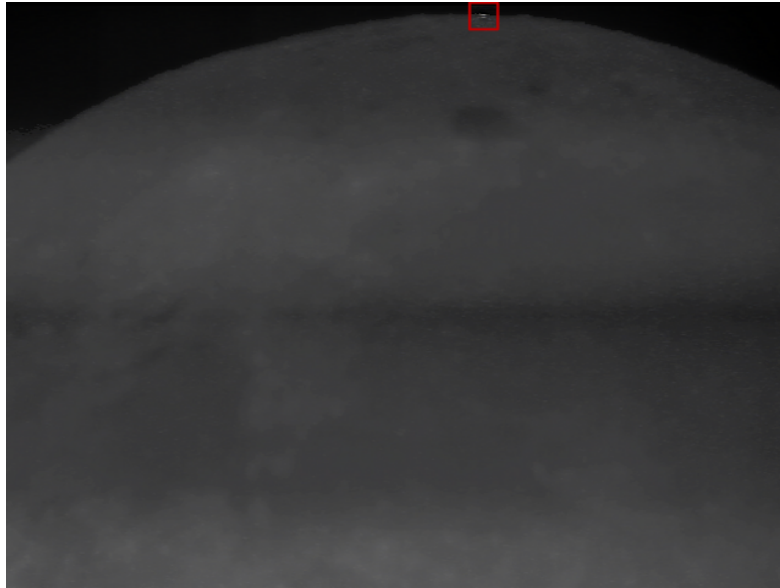


Figura A3. Destello de impacto de magnitud aparente 9.3 ± 0.2 identificado el 14 de diciembre de 2007 a las 19h 50m 57.36s (destello número 3 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios de 36 cm de diámetro (C14) desde el Observatorio Astronómico de La Sagra. La imagen muestra el registro de uno de ellos.

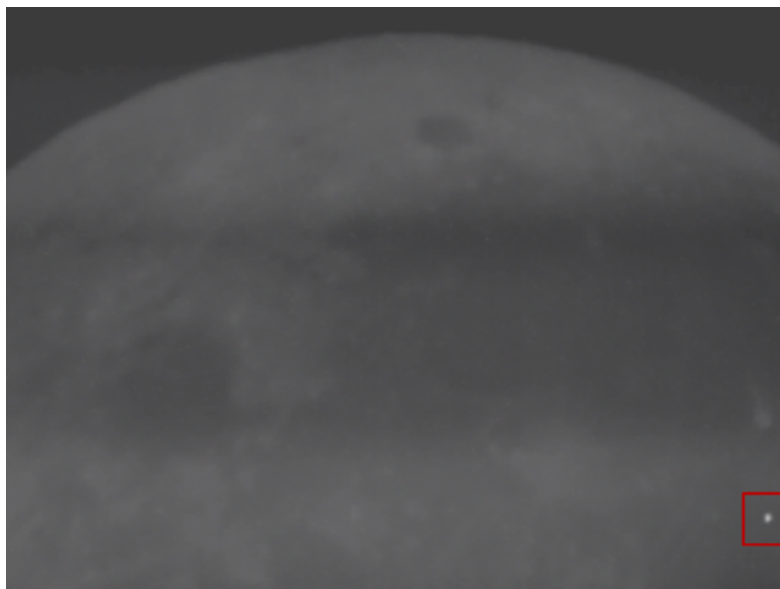


Figura A4. Destello de impacto de magnitud aparente 7.2 ± 0.2 identificado el 14 de diciembre de 2007 a las 20h 42m 57.71 (destello número 4 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios de 36 cm de diámetro (C14) desde el Observatorio Astronómico de La Sagra. La imagen muestra el registro de uno de ellos.



Figura A5. Destello de impacto de magnitud aparente 8.0 ± 0.1 identificado el 9 de abril de 2011 a las 20h 38m 08.35s (destello número 5 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A6. Destello de impacto de magnitud aparente 8.5 ± 0.1 identificado el 9 de abril de 2011 a las 20h 52m 44.65s (destello número 6 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A7. Destello de impacto de magnitud aparente 8.2 ± 0.1 identificado el 11 de abril de 2011 a las 0h 05m 06.28s (destello número 7 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.

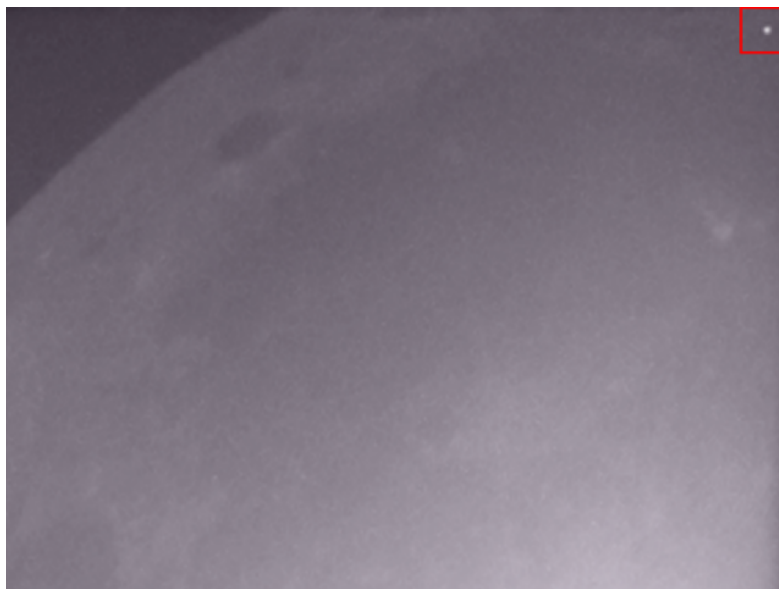


Figura A8. Destello de impacto de magnitud aparente 7.9 ± 0.2 identificado el 7 de junio de 2011 a las 21h 23m 27.42s (destello número 8 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.

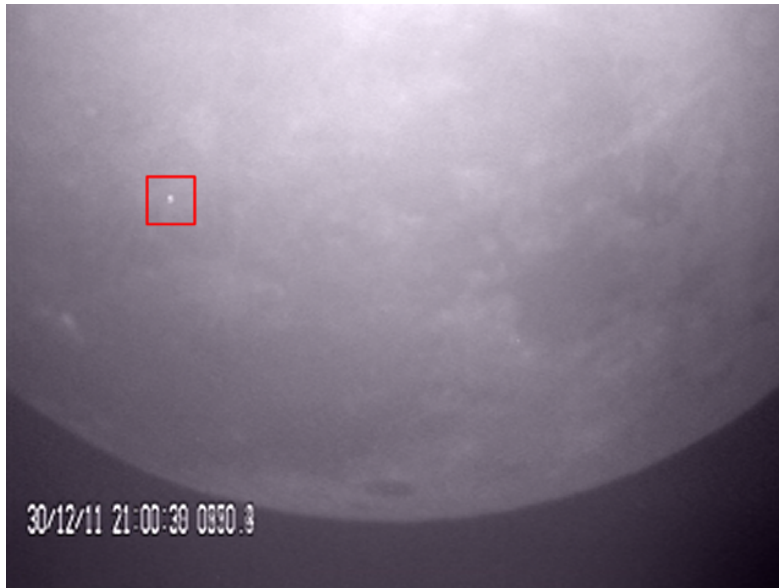


Figura A9. Destello de impacto de magnitud aparente 8.5 ± 0.1 identificado el 30 de diciembre de 2011 a las 21h 00m 30.20s (destello número 9 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A10. Destello de impacto de magnitud aparente 8.0 ± 0.2 identificado el 30 de enero de 2012 a las 22h 56m 37.49s (destello número 10 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A11. Destello de impacto de magnitud aparente 8.8 ± 0.1 identificado el 26 de febrero de 2012 a las 21h 40m 10.32s (destello número 11 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A12. Destello de impacto de magnitud aparente 8.1 ± 0.1 identificado el 28 de febrero de 2012 a las 23h 05m 16.72s (destello número 12 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A13. Destello de impacto de magnitud aparente 9.8 ± 0.1 identificado el 27 de marzo de 2012 a las 20h 47m 16.28s (destello número 13 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A14. Destello de impacto de magnitud aparente 8.7 ± 0.1 identificado el 26 de julio de 2012 a las 21h 35m 04.56s (destello número 14 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A15. Destello de impacto de magnitud aparente 8.2 ± 0.1 identificado el 13 de agosto de 2012 a las 3h 55m 07.95s (destello número 15 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A16. Destello de impacto de magnitud aparente 8.0 ± 0.1 identificado el 20 de octubre de 2012 a las 20h 05m 03.39s (destello número 16 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A17. Destello de impacto de magnitud aparente 8.6 ± 0.1 identificado el 20 de octubre de 2012 a las 20h 48m 28.77s (destello número 17 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A18. Destello de impacto de magnitud aparente 7.4 ± 0.2 identificado el 14 de abril de 2013 a las 22h 08m 14.43s (destello número 18 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A19. Destello de impacto de magnitud aparente 9.1 ± 0.2 identificado el 16 de abril de 2013 a las 20h 35m 41.95s (destello número 19 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A20. Destello de impacto de magnitud aparente 8.7 ± 0.1 identificado el 17 de abril de 2013 a las 21h 38m 02.72s (destello número 20 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A21. Destello de impacto de magnitud aparente 8.7 ± 0.2 identificado el 17 de abril de 2013 a las 22h 12m 25.60s (destello número 21 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A22. Destello de impacto de magnitud aparente 9.1 ± 0.2 identificado el 17 de abril de 2013 a las 22h 39m 00.28s (destello número 22 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A23. Destello de impacto de magnitud aparente 8.3 ± 0.3 identificado el 18 de abril de 2013 a las 22h 25m 50.25s (destello número 14 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A24. Destello de impacto de magnitud aparente 8.1 ± 0.1 identificado el 11 de agosto de 2013 a las 20h 16m 33.05s (destello número 24 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A25. Destello de impacto de magnitud aparente 9.1 ± 0.1 identificado el 11 de agosto de 2013 a las 20h 43m 19.96s (destello número 25 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A26. Destello de impacto de magnitud aparente 7.8 ± 0.1 identificado el 11 de agosto de 2013 a las 21h 08m 14.75s (destello número 26 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio T40.



Figura A27. Destello de impacto de magnitud aparente 6.6 ± 0.1 identificado el 12 de agosto de 2013 a las 19h 49m 57.92s (destello número 27 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio T40.



Figura A28. Destello de impacto de magnitud aparente 7.5 ± 0.1 identificado el 12 de agosto de 2013 a las 20h 08m 29.49s (destello número 28 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A29. Destello de impacto de magnitud aparente 8.8 ± 0.1 identificado el 12 de agosto de 2013 a las 20h 14m 55.35s (destello número 29 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A30. Destello de impacto de magnitud aparente 9.2 ± 0.1 identificado el 13 de agosto de 2013 a las 20h 18m 29.33s (destello número 30 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A31. Destello de impacto de magnitud aparente 9.3 ± 0.1 identificado el 13 de agosto de 2013 a las 20h 39m 01.13s (destello número 21 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A32. Destello de impacto de magnitud aparente 7.6 ± 0.1 identificado el 13 de agosto de 2013 a las 21h 08m 52.96s (destello número 32 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A33. Destello de impacto de magnitud aparente 8.5 ± 0.1 identificado el 13 de agosto de 2013 a las 21h 12m 47.68s (destello número 33 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A34. Destello de impacto de magnitud aparente 9.2 ± 0.1 identificado el 13 de agosto de 2013 a las 21h 14m 53.28s (destello número 34 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio C11.

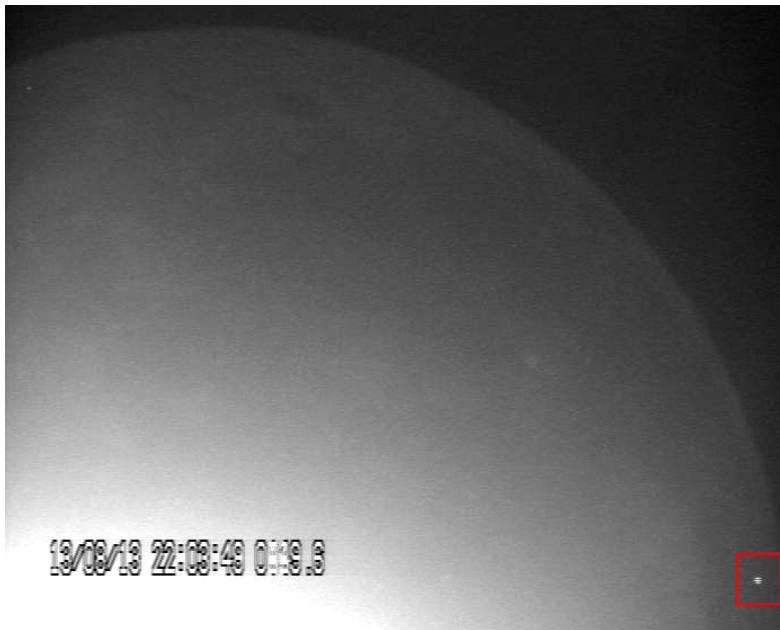


Figura A35. Destello de impacto de magnitud aparente 7.1 ± 0.1 identificado el 13 de agosto de 2013 a las 22h 03m 48.94s (destello número 35 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A36. Destello de impacto de magnitud aparente 2.9 ± 0.2 identificado el 11 de septiembre de 2013 a las 20h 07m 28.68s (destello número 36 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A37. Destello de impacto de magnitud aparente 9.9 ± 0.2 identificado el 6 de noviembre de 2013 a las 18h 17m 28.02s (destello número 37 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A38. Destello de impacto de magnitud aparente 9.1 ± 0.2 identificado el 7 de noviembre de 2013 a las 19h 19m 11.31s (destello número 38 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A39. Destello de impacto de magnitud aparente 8.1 ± 0.2 identificado el 5 de diciembre de 2013 a las 18h 29m 41.83s (destello número 39 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A40. Destello de impacto de magnitud aparente 8.8 ± 0.2 identificado el 5 de diciembre de 2013 a las 19h 00m 06.86s (destello número 40 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A41. Destello de impacto de magnitud aparente 7.5 ± 0.2 identificado el 5 de diciembre de 2013 a las 19h 03m 14.29s (destello número 41 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A42. Destello de impacto de magnitud aparente 8.6 ± 0.2 identificado el 6 de diciembre de 2013 a las 18h 56m 13.92s (destello número 42 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A43. Destello de impacto de magnitud aparente 7.1 ± 0.2 identificado el 7 de diciembre de 2013 a las 19h 31m 06.66s (destello número 43 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A44. Destello de impacto de magnitud aparente 8.1 ± 0.2 identificado el 7 de abril de 2014 a las 21h 46m 28.74s (destello número 44 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio T40.



Figura A45. Destello de impacto de magnitud aparente 8.7 ± 0.2 identificado el 3 de julio de 2014 a las 21h 09m 06.01s (destello número 45 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente) y por el telescopio de 40 cm de diámetro ubicado en La Hita (T40). La imagen muestra el registro del telescopio C14.



Figura A46. Destello de impacto de magnitud aparente 8.1 ± 0.1 identificado el 26 de diciembre de 2014 a las 18h 42m 14.63s (destello número 46 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C11.



Figura A47. Destello de impacto de magnitud aparente 7.3 ± 0.1 identificado el 26 de diciembre de 2014 a las 20h 52m 03.32s (destello número 47 en la Tabla 5.1). El evento fue grabado por dos telescopios ubicados en Sevilla de 28 y 36 cm de diámetro (C11 y C14, respectivamente). La imagen muestra el registro del telescopio C14.