

42
Z.E.J



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

PROPIEDADES FISICAS Y ORBITALES DE LOS
COMETAS Y SU POSIBLE CONEXION CON
METEORITOS ESPORADICOS

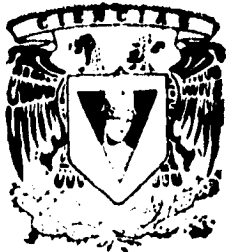
T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE

F I S I C O

P R E S E N T A :

HERMILO SANCHEZ CRUZ



MEXICO, D. F.



1895

FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR

FALLA DE ORIGEN

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

M. EN C. VIRGINIA ABRIN BATULE
Jefe de la División de Estudios Profesionales
Facultad de Ciencias
Presente

Los abajo firmantes, comunicamos a Usted, que habiendo revisado el trabajo de Tesis que realiz(ó)ron al pasante(s) Sánchez Cruz Hermilo

con número de cuenta 8604494-9 con el Título: PROPIEDADES FISICAS Y ORBITALES DE LOS COMETAS Y SU POSIBLE CONEXION CON METEORITOS ESPORADICOS

Otorgamos nuestro **Voto Aprobatorio** y consideramos que a la brevedad deberá presentar su Examen Profesional para obtener el título de FISICO

GRADO	NOMBRE(S)	APELLIDOS COMPLETOS	FIRMA
	DR. JOSE FRANCISCO VALDES GALICIA		<i>[Firma]</i>
Director de Tesis	M. EN C. JULIETA NORMA FIERRO GOSSMAN		<i>[Firma]</i>
	DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA		<i>[Firma]</i>
	M. EN C. MARIA DOLORES MARAVILLA MEZA		<i>[Firma]</i>
Suplente	FIS. HECTOR JAVIER DURAND MANTEROLA		<i>[Firma]</i>
Suplente			

AGRADECIMIENTOS

Quiero darle las gracias a quien ha sido mi maestro de física espacial y de quien he seguido aprendiendo mucho, el Dr. José Francisco Valdés Galicia por el apoyo y la asesoría para elaborar éste trabajo.

Agradezco a cada uno de mis sinodales por molestarse en revisar mi tesis.

A Hector Durán por sus comentarios y consejos para elaborar mi tesis.

A mi maestra de Astronomía General: la M en C. Julieta Fierro G. por sus comentarios y por su carisma que me han animado siempre.

A la M. en C. María Dolores Maravilla por sus comentarios y consejos sobre la tesis.

A quien fuera mi profesor de Astrofísica en la Facultad de Ciencias, el Dr. Alejandro Ruelas, por su visión de que las cosas deben hacerse con entusiasmo, por sus consejos y por haberme hecho corregir la tesis sólo dos veces.

Deseo agradecer, muy especialmente, a mi madre, por haberme brindado siempre su amor, comprensión y apoyo, por aguantarme todos los berrinches que he hecho, hasta hoy en día, y por haber estado conmigo en todo momento. Te amo mami, gracias!

A mi padre quien también me ha apoyado y amado siempre, quien me forjó como hombre y me ayudó a ser disciplinado desde pequeño, te amo papá y gracias!

Agradezco también al grupo FARCH (que de ninguna manera tienen nada que ver con "Parchis", "Microchips" o "Timbiriche") Integrado por mis queridísimos hermanos Paco, Rosy, Araceli y Juan Carlos, con quienes he tenido la oportunidad de pelearme, de jugar, o bien, si las condiciones son favorables, de discutir mucho con ellos. Los amo mucho.

A mis primos Leonor Hernández y Severino Vázquez, quienes me han brindado su gran apoyo incondicional y su cariño cuando lo he necesitado.

A mi tía Rosa (que por cierto no sabe hacer panes).

A todo el Departamento de Física Espacial. En especial, quiero decir, en especial a la Dra. Silvia Bravo, a la secretaria "Lucl" por sus atenciones, y a quien fuera mi maestra de Física Espacial la Dra. Blanca Mendoza, por su hospitalidad y carisma.

Un especial agradecimiento al PUIDE, al Dr. Miguel Angel Herrera y al Dr.

Arcadio Poveda, pues mientras estuve en el PUIDE trabajando, con ellos aprendí mucho, adquirí conocimientos y experiencias académica y personal; han sido un ejemplo para mí. A Lety, la bibliotecaria, de quien no me he olvidado.

Al Instituto de Astronomía por las facilidades que me brindó en la elaboración de mi tesis. A quienes fueron mis maestras de astronomía: Silvia Torres-Pelmbert y Miriam Peña.

Al Dr. Gerardo Carmona por echarme la mano cuando he tenido dudas en termodinámica.

En fin, a todos (esto es, sin excepción) mis maestros que han contribuido en mi formación académica, desde el kinder hasta la carrera.

Al Fis. Ignacio Jiménez y su secretaria Magda. por las facilidades que me han brindado en la Prepa. 9.

A mis viejos amigos Emelio y Alejandrino con quienes he compartido muchos momentos divertidos y también momentos difíciles, se acuerdan?

A la profra. Lourdes Salazar y a todos mis compañeros de la preparatoria No. 73 con los que he convivido momentos muy especiales.

A mis siguientes amigos, que a continuación nombraré, y que de alguna manera han estado conmigo o bien me han dejado algún impacto o me han dado su ejemplo, y que simplemente no puedo evitar mencionarlos:

Araceli Domínguez

Ernesto Bautista

Eurídice Guerrero

Günter Camacho

Guadalupe Cordero

Ildelfonso

Laura Nava

Mitzi

Margarita

Mónica

Olivia Calderón

La Sra. Rita.

Roberto Pérez

Victor Hinojosa

Yolanda Cedillo

INDICE

	PAG.
0. RESUMEN	1
CAPITULO I.- EL ORIGEN DE LOS COMETAS	
1. INTRODUCCIÓN	4
2. BOSQUEJO HISTÓRICO	5
2.1 Registros meteóricos	6
2.2 Teorías	6
a) Teorías griegas y renacentistas	6
b) La teoría de Kant	8
c) La teoría de Laplace	8
d) La teoría de Lagrange	9
3. LA NUBE DE OORT	
3.1 Dinámica	10
3.2 Vida media de la Nube de Oort	14
3.3 Problemas de la teoría de Oort.....	14
3.4 Influencia Galáctica	15
a) Nubes moleculares	15
b) Las Mareas Galácticas	16
c) Estrellas	19
4. RESERVORIOS INTERNOS	
4.1. DISCOS MASIVOS	
a) Anillo de Hills	22
b) Cinturón de Kuiper	23
4.2 En infrarrojo	24
4.3 Simulación	24

5. MEDIO AMBIENTE DE FORMACIÓN	
5.1 EVIDENCIAS	26
5.2 RAZONES ISOTÓPICAS	27
5.2.1 Hidrógeno	30
6. CONSTRICCIONES A LA TEORIA DE OORT	30
7. CONCLUSIONES	31

CAPITULO II.- ESTRUCTURA DE UN COMETA

1. NÚCLEO COMETARIO	
1.1 MODELO DE WHIPPLE	33
1.2 ESTRUCTURA Y COMPOSICIÓN QUÍMICA	34
1.3 EVIDENCIA EXPERIMENTAL	35
1.4 DETERMINACIÓN DE PARÁMETROS FÍSICOS	
1.4.1 RADIO	36
1.4.2 MASA	38
2. LA COMA	
2.1 EXPANSIÓN DE LA COMA	39
2.2 ESTRUCTURA DE LA COMA	41
2.3 EXPLOSIONES	43
3. INTERACCIÓN CON EL VIENTO SOLAR	
3.1 MODELO BÁSICO	44
3.2 FORMACIÓN DE LA ONDA DE CHOQUE	47
3.3 FORMACIÓN DE LA IONOPAUSA	53
4. DOS TIPOS DE COLA DEL COMETA	
4.1 COLA DE PLASMA	53
4.2 COLA DE POLVO	54

CAPITULO III.- D E T E C C I Ó N D E M E T E O R I T O S

1. INTRODUCCIÓN	55
2. CÓMO DETECTARLOS	58
2.1 ATRAVESANDO LA ATMÓSFERA	58
2.2 PRIMEROS INTENTOS	59
3. MEDICIONES DE PROPIEDADES FÍSICAS	63
3.1 MASA DINÁMICA	63
3.2 COEFICIENTE DE ABLACIÓN	65
3.3 MASA FOTOMÉTRICA	69
3.4 ALTURA TERMINAL	71
3.5 PRESIÓN Y FLUJO DE ENERGÍA	72
3.6 PARADOJA DE LAS MASAS	79

CAPITULO IV.- C L A S I F I C A C I Ó N D E M E T E O R I T O S

1 GRUPOS DE METEORITOS	75
1.1 HABILIDAD DE ABLACIÓN	75
2 PARAMETRO k_B	
2.1 DEDUCCIÓN DEL PARÁMETRO k_B	76
2.2 APLICACIONES DE k_B PARA CLASIFICAR	81
2.2.1 Semieje Mayor	85
2.2.2 Inclinaciones	85
2.2.3 Excentricidades	87
2.2.4 Perihelios	87
3 CALIBRACIÓN DEL PARÁMETRO k_B	87

CAPITULO V.- M E T E O R I T O S H I P E R B Ó L I C O S

1. UNA MUESTRA DE 100 METEORITOS	90
1.1 HIPÓTESIS	90
1.2 COORDENADAS ECLÍPTICAS	92

1.2 DISTRIBUCIÓN	97
1.3 CÁLCULO DE k_B	97
2. CONCLUSIONES	101
3 CONJETURAS	105
APÉNDICE	107
REFERENCIAS	112

RESUMEN

El principal objetivo de este trabajo es mostrar que los meteoritos de órbitas abiertas (*hiperbólicas*) vienen de una región más allá de la órbita de Plutón. Hasta ahora, se había supuesto que las órbitas abiertas calculadas eran producto de errores técnicos o estadísticos (Cepplecha, 1967; McCrosky & Posen, 1961).

Otro propósito de éste trabajo es buscar una relación entre los meteoritos descritos y los cometas por medio del análisis de sus propiedades físicas y orbitales. Para ello es necesario conocer lo que es un cometa (estructura, composición, Interacción con el Viento Solar, distribuciones orbitales, etc.), así como las teorías que involucran su formación y procedencia de cometas, y realizar un análisis similar para los meteoritos. Una revisión de éste tipo no ha sido publicada con anterioridad.

En el capítulo I se da una introducción histórica del estudio de los cometas. Se hace una descripción de la llamada nube de Öort como fuente de cometas, con especial énfasis al caso de reservorios internos a la nube de Öort, los cuales explican su existencia actual, así como la existencia de los cometas de período corto observados y del comportamiento de los meteoritos estudiados aquí. Se describen las teorías que explican la distribución de cometas de período largo observados desde la Tierra así como un análisis de si estas teorías explican el origen y formación de los cometas. Se discute la relación entre origen de estos cometas con el origen del Sistema Solar. Se presentan también evidencias observadas en otras estrellas acerca de posibles reservorios de cometas.

En el capítulo II se hace una descripción detallada de la estructura y

formación de un cometa al acercarse al Sol. Se explica como actúa la radiación solar sobre la superficie de un cometa, así como la energía necesaria para sublimar sus capas. Se determinan las condiciones que permiten formar la coma de un cometa. A partir de las ecuaciones de conservación se describe la evolución y desarrollo de la coma del cometa conforme éste se acerca al Sol.

En el capítulo III se estudian las técnicas utilizadas para conocer las propiedades físicas de meteoritos esporádicos.

Se hace un estudio detallado de la dinámica de un meteorito al penetrar la atmósfera terrestre. A partir de esto se llegan a ecuaciones que permiten conocer, por ejemplo, la masa de un meteorito antes de caer a la superficie terrestre, o bien, predecir la altura a la cual un meteorito deja de verse, así como otros parámetros tales como la densidad, temperatura, etc.

En el capítulo IV se explica la clasificación de los meteoritos en grupos con base en el parámetro k_g . Éste parámetro permite distinguir distintos grupos de meteoritos con propiedades físicas y orbitales diferentes cada uno. Por lo tanto el parámetro k_g resulta clave para encontrar que a un grupo de parámetros orbitales corresponden ciertas propiedades físicas y, viceversa.

En el capítulo V, se utilizan algunos parámetros orbitales publicados por McCrosky & Posen (1961) sobre la trayectoria preatmosférica de una muestra de meteoritos esporádicos, de órbitas abiertas (hiperbólicas), detectados anteriormente. Con éstos datos, se investiga el comportamiento orbital de éstos meteoritos y se los relaciona con sus propiedades físicas. Se analiza si existe alguna relación de éstos con el comportamiento orbital y las propiedades físicas de los cometas. Se concluye que el grupo de meteoritos estudiados está estrechamente relacionado con los cometas.

Con base en las teorías acerca de los reservorios internos de la nube de Öort, se concluye que los meteoritos aquí estudiados provienen muy probablemente de alguno de estos reservorios.

CAPITULO I.- EL ORIGEN DE LOS COMETAS

1.- INTRODUCCIÓN

El origen y constitución de los cometas, es uno de los problemas más viejos y misteriosos de la Cosmología. Los registros más antiguos acerca de su estudio datan desde la antigua Grecia (Bailey, 1990).

El tratar de conocer el origen de los cometas ha conducido a considerar el origen del propio Sistema Solar, de las estrellas sobre las cercanías de nuestro sistema solar, de la formación de estrellas y de la importancia que pueda tener la influencia de la Galaxia (a través de las mareas galácticas) sobre el Sistema Solar.

En esta segunda mitad del siglo XX, se han logrado enormes avances tecnológicos que, en particular, han ayudado mucho a la Astrofísica para generar ideas y conceptos que permitan vislumbrar el posible origen, composición física y química de los cometas.

Actualmente se sabe que el material de los cometas es parecido al de algunos componentes de las estrellas y al de ciertas regiones interestelares, pero no se tiene un registro concreto acerca del flujo cometaario hacia nuestro Sistema Solar que permita conocer los efectos sobre, por ejemplo, la evolución geológica y biológica en la Tierra.

Aunque la actividad científica en el estudio de los cometas en algunas etapas de la historia humana ha sido intensa, en otras ha sido muy escasa. A partir de 1986 se ha intensificado esta actividad debido a las misiones soviéticas, japonesas y europea que se hicieron para acercarse al cometa Halley cuando se aproximaba a su perihelio. Esto arrojó una cantidad de

datos que reflejan en forma más concreta y precisa las mediciones que se habían venido realizando desde la superficie terrestre años atrás, sobre el cometa Halley, revelando un material poroso, de baja densidad, con una superficie de apariencia asteroidal, y con una actividad del núcleo cometario en regiones localizadas de la superficie.

2.- BOSQUEJO HISTÓRICO

La primera observación sistemática del cielo parece datar del tercer milenio A.C., en la antigua Shinar, lo que ahora es Iraq, entre los ríos Tigris y Eufrates, ahí se desarrollaron los primeros mapas celestes hacia 2000 A.C. (Bailey, 1990).

La literatura cuneiforme contiene información de observaciones de cometas, meteoros y meteoritos, y muestra una clara idea de su origen extraterrestre. Pero, en general, los primeros registros de los cometas, o fenómenos relacionados con ellos, indican creencias y hábitos sociales de las civilizaciones más tempranas.

Los fundadores del Imperio Helénico (Bailey, 1990). lograron establecer la famosa escuela de Alejandria en Egipto, en la cual se desarrolló la Filosofía Natural griega. Encontramos una comunidad relativamente pequeña de filósofos romanos y escritores como Séneca, el cual, al formular su cosmología científica expone, que él, al igual que todos los romanos, piensa que ciertas "iluminaciones" ocurridas en el cielo son causadas por nubes que chocan entre sí. Él ve que, dependiendo de las circunstancias, estos eventos podrían advertir consecuencias favorables o efectos dañinos, pueden cambiar el estado de ánimo de la gente y de los acontecimientos sociales. Los sucesores de Séneca no fueron hábiles para entender los fenómenos cometario y meteórico.

Hubo periodos de trastorno social, seguidos por aumento y disminución de

actividad en registros meteóricos. Durante el período (100-300 D.C.) el debate de los eventos cometarios y meteóricos fue estéril, debido a las ideas apocalípticas cristianas, aunque la opinión académica pensaba que los cometas eran fenómenos atmosféricos. Como consecuencia, la cosmología cristiana y la teología romana adoptaron la idea de que el cosmos era divino e inmutable.

2.1 REGISTROS METEÓRICOS

Algunas fuentes chinas y europeas muestran registros de lluvias de meteoros desde hace dos milenios, con una observación significativa en los siglos V, XI, XIV, XVI y XIX.

Los chinos hicieron una sofisticada clasificación hacia (168A.C.) y mantuvieron un interés profesional los siguientes ocho siglos, al registrar la incidencia de bolas de fuego, chubascos de meteoros y cometas.

Las ideas asociadas con la era cristiana, que tuvieron bases completamente falsas en la descripción de los fenómenos celestes, duraron cerca de 2000 años.

2.2 TEORÍAS

a) TEORÍAS GRIEGAS Y RENACENTISTAS

Las primeras teorías razonables de cometas, de las que podamos estar seguros datan de la ciencia griega, la cual está asociada con la escuela Milesiana, cuya fundación es atribuida a Tales de Mileto (624-548 AC).

El último de la escuela Milesiana fue Anaxímenes (500 AC) quien proponía que la Tierra era un disco que flotaba en aire, propuso los cuatro elementos primigenios, siendo el fuego el primordial y consideró que todos los cuerpos se derivaban de la Tierra. Tal concepción, posiblemente la obtuvo al suponer una relación entre la luz zodiacal con los cometas.

Xenofanes de Colofón (570-470 AC) pensaba que la Tierra estaba soportada por grandes columnas y sugirió que las estrellas fijas, el Sol y la Luna eran encendidos diariamente por "exhalaciones" debidas a la Tierra, dando la misma explicación para los cometas.

Anaxágoras y Demócrito (450 AC) desarrollaron una teoría de cometas en la que recurrieron a la conjunción de los planetas para explicarlos.

Diógenes de Apolonia (430 AC) pensaba que las estrellas eran rocosas y que los cometas eran cadenas de estas estrellas.

Aristóteles aseguraba que los planetas se encontraban en esferas concéntricas a la Tierra, que la Vía Láctea se encontraba en la zona sublunar, y que los cometas eran fenómenos atmosféricos; mientras que Metrodorus de Chios (330 AC) consideraba que el fenómeno luminoso puede ser explicado por una clase de influjo del Sol en ciertas nubes.

Las ideas del origen atmosférico de los cometas declinaron con los trabajos de Copérnico, quien desplazaba a la Tierra del centro del Universo, para hacerla girar, al igual que los demás planetas, alrededor del Sol.

El debate sobre las PRIMERAS TEORIAS FISICAS de los cometas comenzó en el siglo XVII. Para Kepler, "los cometas se forman gracias a un tipo de radiación solar", pensaba que había un gran número de estos, que venían del espacio interestelar, formados de "aire celeste" o fuego, y calculó que se movían bajo aceleración constante; para Tycho Brahe, probablemente los cometas fueron eyectados por los planetas, para luego moverse en órbitas circulares alrededor del Sol, más lejos que Venus. Para Hevelius los cometas provenían de las atmósferas de los planetas gigantes y fue el primero en reconocer que algunos cometas tenían órbitas parabólicas (Bailey, 1990).

Mientras que en el Renacimiento surgen ideas en contra de las ideas aristotélicas, en la Edad de la Ilustración, Newton hace su aparición. La

Xenofanes de Colofón (570-470 AC) pensaba que la Tierra estaba soportada por grandes columnas y sugirió que las estrellas fijas, el Sol y la Luna eran encendidos diariamente por "exhalaciones" debidas a la Tierra, dando la misma explicación para los cometas.

Anaxágoras y Demócrito (450 AC) desarrollaron una teoría de cometas en la que recurrieron a la conjunción de los planetas para explicarlos.

Diógenes de Apolonia (430 AC) pensaba que las estrellas eran rocosas y que los cometas eran cadenas de estas estrellas.

Aristóteles aseguraba que los planetas se encontraban en esferas concéntricas a la Tierra, que la Vía Láctea se encontraba en la zona sublunar, y que los cometas eran fenómenos atmosféricos; mientras que Metrodorus de Chios (330 AC) consideraba que el fenómeno luminoso puede ser explicado por una clase de influjo del Sol en ciertas nubes.

Las ideas del origen atmosférico de los cometas declinaron con los trabajos de Copérnico, quien desplazaba a la Tierra del centro del Universo, para hacerla girar, al igual que los demás planetas, alrededor del Sol.

El debate sobre las PRIMERAS TEORIAS FISICAS de los cometas comenzó en el siglo XVII. Para Kepler, "los cometas se forman gracias a un tipo de radiación solar", pensaba que había un gran número de estos, que venían del espacio interestelar, formados de "aire celeste" o fuego, y calculó que se movían bajo aceleración constante; para Tycho Brahe, probablemente los cometas fueron eyectados por los planetas, para luego moverse en órbitas circulares alrededor del Sol, más lejos que Venus. Para Hevelius los cometas provenían de las atmósferas de los planetas gigantes y fue el primero en reconocer que algunos cometas tenían órbitas parabólicas (Bailey, 1990).

Mientras que en el Renacimiento surgen ideas en contra de las ideas aristotélicas, en la Edad de la Ilustración, Newton hace su aparición. La

dinámica del Sistema Solar y la astronomía cometaria parecen estar en control. Ahora hay que explicar otras cosas, como las estrellas fijas por ejemplo.

b) LA TEORÍA DE KANT

En 1755 Kant estableció una teoría para explicar el origen del Sistema Solar a partir de una nebulosa protosolar. Para él los cometas tienen origen similar al de los planetas, sus diferencias físicas se deben a que fueron creados en diferentes regiones de la nebulosa original, sus órbitas tan excéntricas le sugerían que debieron originarse más lejos del Sol y deberían ser tan masivos como los planetas gigantes del Sistema Solar.

La hipótesis nebular de Kant fue el primer intento serio para explicar el movimiento de todos los cuerpos del Sistema Solar, basado en las leyes de Newton. Sin embargo, las ideas religiosas que prevalecían en esa época no aceptaban que los cometas fueran parte del Sistema Solar, sino interestelares, por lo que estas ideas trataron de olvidarse (Bailey, 1990).

c) LA TEORÍA DE LAPLACE

En 1805, Laplace escribe un libro llamado *Mecanique Céleste*. El hecho de que las órbitas de los planetas tenían órbitas coplanares y casi circulares, le sugirió a Laplace su "hipótesis nebular", según la cual el Sistema Solar se creó a partir de un colapso y contracción de una nube de gas primigénia.

Esta teoría se aceptó pronto para explicar el origen del Sistema Solar, no así el de los cometas, pues, a diferencia de los planetas, estos tienen órbitas demasiado excéntricas, algunos con órbitas muy abiertas y con inclinaciones aleatorias en la bóveda celeste. Debido a esto, Laplace supuso que tenían que provenir del medio interestelar, y para explicar la

existencia de los cometas con órbitas cerradas, introduce la idea de que han sido capturados por los planetas gigantes.

d) LA TEORÍA DE LAGRANGE

Con este descubrimiento de los planetas menores, Olbers (1802) pronto especuló que eran el resultado de una gran explosión sufrida en el pasado por algún planeta situado entre Marte y Júpiter, lo que llevó al matemático Lagrange (1814) a suponer que la probabilidad de explosión o ruptura de un

planeta es muy grande, con esto quiso explicar también el origen de los cometas, siendo estos resultado de estos cataclismos, incluso para él, en los planetas gigantes ocurren frecuentemente explosiones que eyectan cometas hacia el espacio interplanetario.

De esta manera Lagrange quiso dar una explicación del origen cometario diciendo que éstos se habían formado en el Sistema Solar, mientras que para Laplace los cometas vienen del exterior del Sistema y no dice cómo se originaron.

La primera teoría que se basó exclusivamente en observaciones de cometas fue la teoría de Oort que es, aún hoy en día, reconocida como la hipótesis más viable. Debido a esto es que profundizaremos un poco más en su descripción.

3.- LA NUBE DE OORT

3.1 DINÁMICA

En 1950 Jan Oort (1950) propuso una teoría para explicar el origen de los cometas observados: propuso la existencia de una nube de planetesimales localizada a 5×10^4 UA. Esta hipótesis se basa en la evidencia observacional de cometas de período largo (PL) que llegan al Sistema Solar con órbitas parecidas a las parabólicas y con inclinaciones respecto al plano de la eclíptica distribuidas uniformemente en la bóveda celeste. En su trabajo, Oort llegó a la conclusión de que debería existir un gran reservorio de alrededor de 10^{11} cometas que ha surtido al Sistema Solar durante los 4.5×10^9 años de su existencia.

Con este modelo se tratan de explicar los siguientes aspectos:

- 1.- Probar que el Sistema Solar está rodeado realmente por una inmensa nube cometaria.
- 2.- Discutir la importancia de las perturbaciones estelares al determinar la estructura de la nube y evolución de las órbitas de período largo.
- 3.- Interpretar la distribución de energías $1/a$ (la energía es proporcional a $1/a$), donde a es el semieje mayor de la órbita del cometa.
- 4.- Presentar una teoría sobre la formación cometaria basada en la idea de un origen común para todos los cuerpos del Sistema Solar.

Oort comienza considerando 19 cometas de PL, de los cuales llega a la conclusión de que estos nunca antes habían llegado al Sistema Solar interior. Más de la mitad tuvieron valores de $1/a$ mayores a 50×10^{-6} UA⁻¹, el cual es proporcional a la energía total del cuerpo (de la teoría de la gravitación, la energía de una masa en presencia de una fuerza central es de la forma $E = -GM_0/2a$ con M_0 la masa del Sol y a el semieje mayor del cometa), y ninguno

tuvo valores mayores a $750 \times 10^{-6} \text{ UA}^{-1}$. Ver tabla 1.

RANGO DE $1/a$ (10^{-6} UA^{-1})	NUMERO DE COMETAS
-50-0	2
0-50	8
50-100	4
100-150	1
150-200	1
200-250	1
250-500	1
500-750	1

TABLA 1. ESTOS SON LOS 19 COMETAS QUE UTILIZO OORT PARA ELABORAR SU TEORIA. SE PRESENTA EN LA TABLA LOS INVEROS DEL SEMEJE MAYOR DE CADA UNO DE DICHS COMETAS

La tabla muestra que más de la mitad de esos cometas tienen semiejes mayores (es decir, el inverso de $1/a$) que exceden los $4 \times 10^4 \text{ UA}$. Los periodos orbitales de estos cometas corresponden al menos a 30×10^6 años. Note que existen dos cometas con $1/a < 0$, lo que implica órbitas abiertas. Las perturbaciones estelares pueden producir un cambio en el valor del semieje mayor.

Considerando la dinámica celeste, la velocidad máxima que pueden tener los cometas en la nube es

$$v_{\max}(r) = [2GM_0 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R_0} \right)]^{1/2}, \quad (1.1)$$

donde $R_0 = 2 \times 10^5 \text{ UA}$ es el radio exterior de la nube de Oort, y M_0 es la masa del Sol y r es la distancia al Sol.

Para estudiar el comportamiento de la nube, Oort supone que existe:

- equilibrio dinámico
- velocidad isotrópica espacial
- una distribución de densidad $n_c(r)$.

Si se considera equilibrio hidrostático:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho g, \quad (1.2)$$

donde $P(r) = \frac{1}{3} \overline{\rho v^2}$ es la presión cinética efectiva; $\rho(r) = n_c m_c$; $g = GM_o/r^2$.

Con M_c la masa del cometa y M_o la masa del Sol.

Con esto Oort demuestra que (Bayley 1983a):

$$n_c(r) = A \left(\frac{R_o}{r} - 1 \right)^{2/3}, \quad (1.3)$$

Utilizando el flujo parabólico observado se sabe que $A = 10^{-5} \text{UA}^{-3}$, por lo que $R_o = 2 \times 10^5 \text{UA}$ (Oort 1950 ec 24, Bayley, 1983a).

Integrando n_c (ec 1.3) sobre el volumen total se tiene que

$$N_o = \pi^2 A R_o^3 / 4, \quad (1.4)$$

lo cual implica que $N_o = 2 \times 10^{11}$ cometas es el número de cometas que debería contener la nube de Oort.

La evolución de las energías cinéticas cometarias bajo la influencia de las perturbaciones estelares es estocástica. Un cometa sufre un pequeño impulso Δv debido a estas perturbaciones, de manera que el cambio en la energía cinética por unidad de masa del cometa es:

$$\Delta E_c = \frac{1}{2} (v + \Delta v)^2 - \frac{1}{2} v^2 \approx \frac{1}{2} (\Delta v)^2 + v \Delta v, \quad (1.5)$$

Esta energía siempre es positiva y acumulativa, lo cual es crítico para el modelo de Oort, pues puede haber gran pérdida de material a lo largo de los 4.5×10^9 años de vida del Sol, ya que al aumentar la energía del cometa su velocidad también lo hace, por lo que puede escapar de su órbita original.

Oort usa la "aproximación de impulso" en la que el Sol y el cometa son afectados por el paso rápido de las estrellas el cambio en la velocidad del cometa respecto a una estrella es:

$$\Delta v = \Delta v_c - \Delta v_o = \frac{2GM_*}{dV_*} \mathbf{d} - \frac{2GM_*}{bV_*} \mathbf{b}, \quad (1.6)$$

\mathbf{b} y \mathbf{d} son vectores unitarios hacia el Sol y cometa respectivamente, V_* y M_* son la velocidad y masa de la estrella respectivamente.

La energía media de transferencia puede obtenerse elevando al cuadrado Δv , multiplicando por la frecuencia de cada tipo de encuentro, sumando sobre todos los posibles encuentros y promediando el resultado a lo largo de una órbita representativa con semieje mayor a y excentricidad e . Suponiendo una $e \approx 1$, la energía media de transferencia queda como (Bailey 1986 b,c)

$$\epsilon = \frac{4\pi G^2 M_*^2 n_*}{V_*} \begin{cases} (a/a_c)^2 & \text{si } a \leq a_c \\ 2 \ln(a/a_c) + 1 & \text{si } a > a_c \end{cases} \quad (1.7)$$

donde $a_c = 1.309b$; $b = (2\pi n_* V_* T)^{-1/2}$ es el parámetro mínimo de encuentro estelar durante un tiempo T , n_* es la densidad media de estrellas en la vecindad solar durante el mismo tiempo T . Vemos que la energía, que le pueden transferir los perturbadores externos a la nube de Oort, depende del semieje mayor del cometa y del parámetro de impacto del perturbador. Habrá perturbadores que tengan un parámetro de impacto mayor o igual que el semieje mayor. En tal caso valdrá la parte superior de la llave de la ecuación 1.7), y

la energía de transferencia irá con el cuadrado del semieje. Si el parámetro de impacto es menor que el semieje mayor entonces valdrá la parte inferior de la ecuación 1.7) y la energía de transferencia sólo dependerá logarítmicamente del semieje mayor.

3.2 VIDA MEDIA DE LA NUBE DE OORT

La expresión de la energía media de transferencia (ec. 1.7) permite conocer la probabilidad de supervivencia de las órbitas cometarias en la nube de Oort.

De la ecuación 1.4) se observa que más de la mitad de los cometas se encuentran a 7×10^4 UA en la nube de Oort. De la ecuación de la energía de transferencia, ec. 1.7) (ver también ec. 1.12)) si $a \approx (A_p/A_c)^{1/2} \approx 2 \times 10^4$ UA, implica que $\epsilon(a) \approx 2A_p$ y con esta energía casi todos los cometas de la nube son afectados, ganando energía orbital y perdiéndose en el espacio.

La vida media de la nube de Oort es el tiempo que le toma perder la mitad de su masa. Así, los cometas que tienen semieje mayor más grande a 2×10^4 UA, después de 4.5×10^9 años, ya han sido perdidos. Por lo que, los cometas de periodo largo observados no pueden haber pertenecido (recordemos que se han registrado cometas con semiejes de hasta 4×10^4 UA) a ese tipo de cometas durante la vida del Sistema Solar. Así que la parte externa de la nube debe estar abasteciéndose de alguna forma, ya sea a través de un núcleo interno a la nube, o bien, del medio interestelar.

3.3 PROBLEMAS DE LA TEORÍA DE OORT

Debido a la densidad extremadamente baja de material en la parte externa de la nube, es difícil encontrar un mecanismo en el que los cometas se hayan condensado originalmente a distancias de 10^5 UA. Oort argumentó que

probablemente se formaron en el mismo disco de los planetas, y con el tiempo las estrellas han cambiado los perihelios de los cometas, llegando a tener órbitas de $a > 2.5 \times 10^4$ UA y un periodo de 5×10^6 años.

La nube de Oort explica las principales características de los cometas observados, particularmente el flujo de cometas con órbitas cuasi-parabólicas así como la distribución $1/a$, sin embargo, existe el problema de explicar su existencia a lo largo de los 4.5×10^9 años de vida del Sol, pues, como se vió, parte de su masa ya se hubiera perdido por las perturbaciones estelares. También está pendiente el problema de la formación de los cometas individuales, así como el origen de la nube misma.

3.4 INFLUENCIA GALÁCTICA

El problema de la evolución de las órbitas cometarias tiene implicaciones sobre la teoría del origen de los cometas, pues estudiar la evolución de la nube de Oort permite examinar las dificultades asociadas con su origen.

El propósito de estudiar la evolución de la nube es determinar la proporción de los cometas creados originalmente en el disco protoplanetario que podrían razonablemente sobrevivir en la nube de Oort durante la vida del Sistema Solar.

A finales de 1970 y principios de 1980 se observaron dos fenómenos muy importantes para el entendimiento de la evolución de la nube de Oort: las *nubes moleculares* y las *mareas galácticas*. Así que, en total, son tres los perturbadores que se deben tomar en cuenta en la evolución de la nube de Oort: a) La existencia de *nubes moleculares* pudiera provocar perturbaciones en las cercanías del Sistema Solar. Las *nubes moleculares* son uno de los factores que

pueden influir en el desarrollo y evolución de la nube de Oort.

A través del medio interestelar se han observado nubes moleculares de $3 \times 10^5 M_{\odot}$ ($M_{\odot} \equiv$ masa del Sol) y 20 pc (pc \equiv parsec) de radio, con una masa total de $10^9 M_{\odot}$ en la Galaxia, por lo que se ha calculado que han existido entre 5 y 15 encuentros con nubes moleculares gigantes durante la vida del Sistema Solar.

Estos encuentros pueden provocar una destrucción de la nube de Oort. El cambio en la velocidad impartida a un cometa con semieje mayor a por una nube de masa M es (Hills, 1981):

$$\Delta v \approx \frac{3GMa}{b^2V}, \quad (1.8)$$

donde b es el parámetro de impacto de la nube y V su velocidad respecto al Sol.

Si $b = 20\text{pc}$, $V = 20 \text{ km/s}$, $M = 3 \times 10^5 M_{\odot}$, $a = 5 \times 10^4 \text{UA}$, lo que implica que $\Delta v \approx 120\text{m/s}$. Tales encuentros, que han ocurrido varias veces, deben haber ocasionado efectos devastadores (como chubascos cometarios en las vecindades de la Tierra).

b) Las mareas galácticas.

En 1986, Torbett(1986a), Morris & Muller(1986)y Byl(1986) se dieron cuenta que los efectos de la marea de la Galaxia, principalmente las fuerzas perpendiculares al plano, no pueden ignorarse, pues su principal efecto es alterar el momento angular orbital de los cometas, haciendo que su perihelio aumente o disminuya.

Los efectos de la marea galáctica son producidos por la variación de la fuerza gravitacional de la Galaxia en su conjunto, sobre nuestro Sistema Solar

y sobre los cometas, es decir, un cometa ligeramente desplazado respecto al Sol siente una ligera aceleración galáctica diferente de la del Sol, y por lo tanto experimenta una fuerza neta de marea relativa al Sol.

Para ver el efecto de la marea galáctica se deben considerar las características de la Galaxia en su conjunto: sabemos que se trata de una galaxia espiral, con un centro esferoidal masivo llamado bulbo (contiene el 10% de la masa de la Galaxia), los brazos espirales contienen casi todas las nubes moleculares de la Galaxia, y es ahí donde se observa la formación de nuevas estrellas.

Para representar la posición de un objeto en la Galaxia, se pueden utilizar las coordenadas galácticas, dadas por el vector $\mathbf{R} = (R, \theta, Z)$, donde R es la proyección de la distancia al centro de la Galaxia a lo largo del plano, θ es la longitud galáctica y Z es la distancia al plano galáctico.

Así, si se definen las coordenadas del Sol como $\mathbf{R}_0 = (R_0, \theta_0, Z_0)$, las coordenadas de un cometa se podrían escribir como $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0 + \mathbf{r}$, donde \mathbf{r} es la posición heliocéntrica del cometa. Entonces, la fuerza diferencial entre el cometa y el Sol (o lo que es lo mismo, la fuerza de marea galáctica) se puede escribir como

$$\mathbf{F}_{\text{marea}}(\mathbf{r}, \mathbf{R}_0) = \mathbf{F}_{\text{gal}}(\mathbf{R}_0 + \mathbf{r}) - \mathbf{F}_{\text{gal}}(\mathbf{R}_0), \quad 1.9)$$

donde $\mathbf{F}_{\text{gal}}(\mathbf{R}) = \mathbf{F}_{\text{gal}}(R, Z) = -\nabla\Phi(R, Z)$, es la fuerza de gravedad de la Galaxia, suponiendo simetría esférica (Cuando hay simetría esférica la fuerza no depende de θ). Se observa de las ecuaciones anteriores que la fuerza de marea depende de la separación del sistema Sol-cometa y de la posición del Sol en la Galaxia. El Sol se encuentra a $Z_0 < 10$ pc, $R_0 \approx 8.5$ kpc y se mueve a 220km/s

respecto al centro de la Galaxia. Respecto al grupo local de estrellas, su vector velocidad es $V_0 = (10, 15.4, 7.8)$ km/s, el movimiento del Sol no es circular alrededor de la Galaxia, pues se notan dos movimientos en epiciclos, uno a lo largo de su plano y otro perpendicular a él, cuya frecuencia es de 1.7×10^8 años, mientras que el Sol da una vuelta a la Galaxia en 2.4×10^8 años. La amplitud máxima del movimiento en el plano es de uno 600 pc, mientras que la del movimiento perpendicular es de 80 pc.

Los efectos de la marea sobre cometas o planetas se obtiene al resolver las ecuaciones diferenciales (a primer orden) planetarias de Gauss y Lagrange, las cuales expresan la variación del semieje mayor, excentricidad, inclinación, etc, en términos de las componentes de perturbación (Bayley, 1990):

$$\Delta q = \frac{7.071}{GM_0} \pi a^{7/2} q^{1/2} \frac{\partial^2 \phi_{gal}}{\partial Z^2} \Big|_0 \left(\text{sen}(b) \cos(b) \cos(\alpha) \right) \quad 1.10$$

y

$$\Delta b = \frac{7.071}{GM_0} \pi a^{5/2} q^{1/2} \frac{\partial^2 \phi_{gal}}{\partial Z^2} \Big|_0 \left((5 \text{sen}^2(b) - 1) \cos(\alpha) \right) \quad 1.11$$

donde Δb y Δq representan los cambios en la latitud galáctica b y en el perihelio q del cometa, α es el ángulo entre el plano orbital y el círculo máximo polar que pasa por el perihelio. Así, para un semieje mayor $a = 2.5 \times 10^4$ UA, $b = 25^\circ$ y 27.5° (líneas sólida y discontinua respectivamente, en la figura 1.1) se obtiene la variación del perihelio y la latitud debido a la fuerza galáctica que se visualiza en la fig 1.1.

La marea galáctica, entonces, influye en los cometas de periodo largo, de manera que cuando su $q \rightarrow 0$ (es decir, cuando su perihelio se aproxima al Sol),

se hacen visibles y son capturados por los planetas gigantes.

c) Si los perturbadores son *estrellas*, muchas pasarán a través de la nube de Oort durante la edad del Sistema Solar, por lo que el parámetro de impacto b será pequeño y, en consecuencia a_c también lo será, es decir $a > a_c$. Así, de la ecuación de transferencia de energía, ec. 1.7), se tiene que

$$\epsilon \equiv A_s = \frac{4\pi G^2 M_*^2 n_*}{V_*} I_* \approx 10^{-13} \frac{\text{m}^2 \text{s}^{-3}}{\text{m}^2 \text{s}^{-3}}, \quad (1.12)$$

donde $I_* = \ln(2 \times 10^4)$. Y si $a_c \geq a$ entonces $\epsilon_c(a) \approx A_c a^2$, donde se ha usado $\rho = M_* n_*$, lo que implica $A_c \approx 14\pi^2 G^2 \rho^2 T/3 \approx 10^{-44} \text{s}^{-3}$. Se consideraron también los valores de los siguientes parámetros: $n_* = 0.1 \text{pc}^{-3}$; $V_* = 60 \text{km/s}$ y $M_* = 0.7 M_\odot$.

Por lo tanto la transferencia de energía se puede escribir como

$$\epsilon(a) = A_s + A_c a^2. \quad (1.13)$$

La figura 1.2 muestra la variación en el perihelio como función del orden de la distancia a la nube de Oort, comparándose cada uno de los perturbadores: marea galáctica, nubes y estrellas.

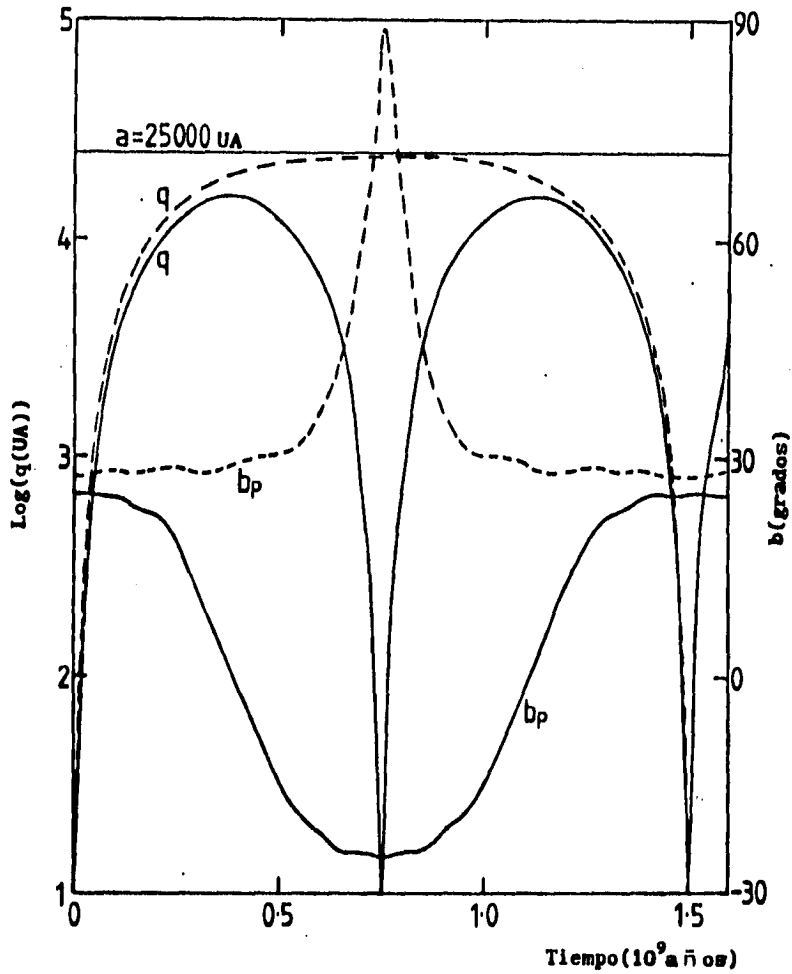


Figura 1.1. Variación del perihelio y de la latitud galáctica debido a la marea galáctica, para un semieje mayor inicial de $a = 2.5 \times 10^4$ UA con $b = 25^\circ$ (línea sólida) y $b = 27.5^\circ$ (línea discontinua) (obtenido de Byl, 1986).

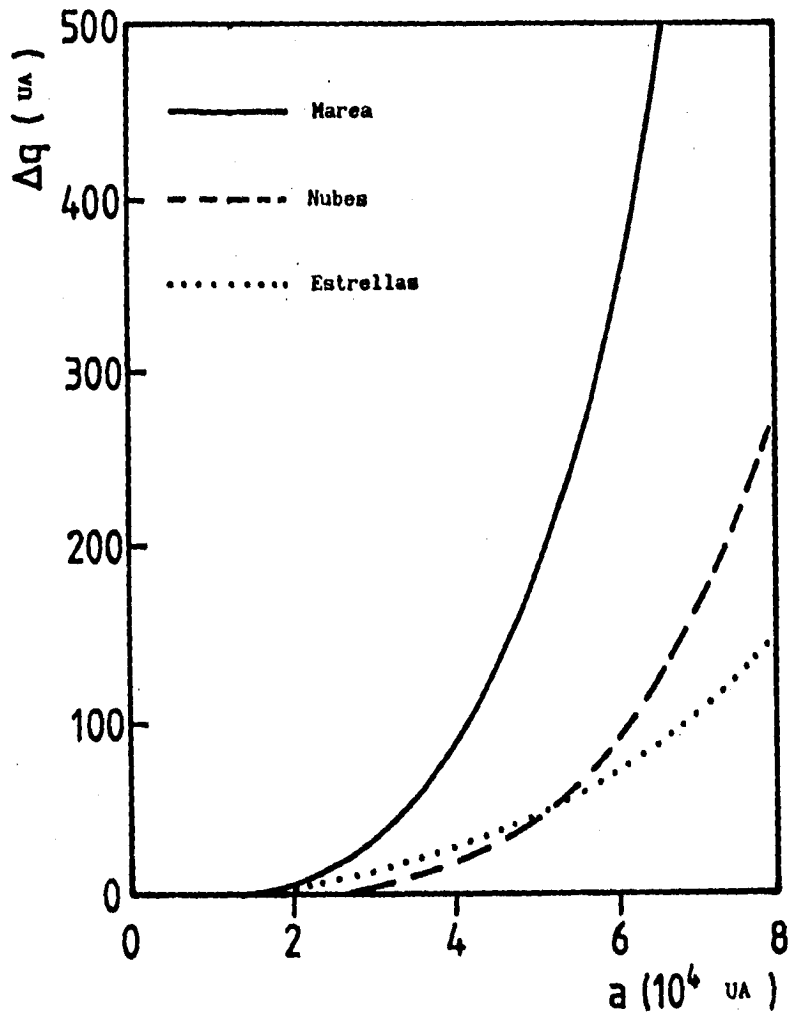


Figura 1.2 Variación del perihelio como función de la distancia heliocéntrica de la nube de Oort debido a los tres perturbadores: marea galáctica, nubes moleculares y estrellas. (tomado de Bailey et al, 1990)

4.- DISCOS MASIVOS

4.1 DISCOS MASIVOS

a) ANILLO DE HILLS

Hills (1981) fue el primero en pensar que las estrellas de baja velocidad, masivas o de parámetros de impacto grandes podrían producir grandes perturbaciones en las órbitas cometarias de la nube de Oort. Según él, un modelo más adecuado de la nube de cometas debe contemplar más cuerpos en órbitas de periodos más cortos, es decir, órbitas internas a la nube de Oort. De esta manera se ha supuesto un hipotético "núcleo interno masivo".

El principal problema fue mostrar que el tiempo de formación de los cometas fuese menor al tiempo de formación del Sistema Solar.

Dada la masa m_0 de los protocometas y radio inicial

$$R_0 = \left(\frac{3m_0}{4\pi\zeta\rho} \right)^{1/3}, \quad (1.14)$$

donde ζ es la razón de producción de gas y ρ la densidad del protocometa (la relación anterior se obtiene de considerar que la densidad se puede escribir como $\rho = m_0/V$, donde V es $(4/3)\pi R_0^3$), el tiempo de formación de los cometas es:

$$t_{form} \approx \frac{R_0}{\Delta v},$$

Δv es la velocidad entre los granos de la nube.

Usando la Tercera Ley de Kepler para encontrar el tiempo de caída de la nube primigénea que daría nacimiento al Sol, el tiempo de formación del Sol (3a. Ley de Kepler) es

$$t_{calda} \approx \pi \left(\frac{r_0}{2} \right)^{3/2} \left(\frac{1}{GM_0} \right)^{1/2},$$

donde $r_0 (= a/2) \approx 10^3$ UA y M_0 la masa del Sol, lo que significa que $t_{\text{caída}} = 1.77 \times 10^{11}$ s = 5602 años.

Considerando la profundidad óptica τ para determinar Δv , pues $\Delta v = \tau v_D$, donde v_D es la velocidad del gas debido a la presión de radiación, así como la fuerza de radiación y el arrastre de las partículas, Hills & Sandford II (1983a) llegan a que el tiempo de formación de los cometas es de 10^3 años. Por lo tanto $t_{\text{form}} \leq t_{\text{caída}}$.

Así que Hills & Sandford II (1983a) concluyen que los cometas se pudieron haber formado por este mecanismo.

Una característica común de éstas alternativas a la hipótesis convencional del Sistema Solar es que rompen con la relación directa de la formación de cometas y planetas.

Si la nube de Oort contiene un disco masivo interno (en este caso el llamado anillo de Hills), los cometas probablemente jueguen un papel crucial en la formación de la nube protosolar.

b) CINTURÓN DE KUIPER

De los estudios que se hicieron sobre el origen del Sistema Solar al adoptar la hipótesis nebular, surgió la idea de que el disco protoplanetario podría tener una masa de alrededor de $0.1M_0$ (M_0 es la masa del Sol), y que la mayor masa se concentraría más allá de Neptuno. En este lugar se formarían al principio pequeñas "bolas de nieve contaminada" y con el tiempo se irían aglutinando por colisiones subsecuentes, hasta que la densidad ya no fuese suficiente para seguir formando planetesimales más allá de unos cuantos kilómetros del núcleo del cometa (Kuiper, 1949). Esta región, llamada el *Cinturón de Kuiper*, que se encontraría a unos 50 UA, podría abastecer la nube

de Oort, pues según Kulper (1950) debido a que Plutón barre una región de entre 30 y 50 UA las perturbaciones de éste planeta, podrían empezar a modificar las órbitas de estos cometas, enviándolos cada vez más lejos, hasta que los planetas gigantes completaran el proceso, y luego mandarlos a las distancias características de la nube de Oort.

4.2 EN INFRARROJO

Bailey (1983c) ya había pronosticado que una observación en infrarrojo en las estrellas podría revelar la existencia de un núcleo interno, antes de que el satélite IRAS lo hiciese en el infrarrojo.

Éste satélite ha observado material (posiblemente cometas) a 200 UA de otras estrellas, como β Pictoris, α Lyrae (Vega), α Piscis Austrini y ϵ Eridani (Aumann et al 1984), pues dicho material absorbe luz y reemite principalmente en infrarrojo.

Weissman (1984) y Harper et al (1984) han calculado que la estrella Vega tiene un núcleo de unas 15 M_{\odot} (M_{\odot} es una masa terrestre) a 85 UA de la estrella.

También se ha detectado un exceso de luminosidad de polvo en las estrellas de baja temperatura, de 10^{-3} a 10^{-6} de la luminosidad solar. Es probable que la mayoría de estrellas de la secuencia principal esté rodeada de granos de polvo calentados por la estrella. Se ha detectado (Bailey, 1990) en infrarrojo un disco plano, posiblemente de polvo en ciertas estrellas jóvenes, por ejemplo, IRAS 1629 A, con un radio externo de unos 3000 UA, HL Tau de unos 2000 UA.

4.3 Simulación

Por otro lado, existen 100 cometas observados hasta ahora con un periodo

de $P \leq 15$ años y solamente 21 con $15 \text{ años} \leq P \leq 200$ años. Hacen un total de 121 cometas de periodo corto conocidos hasta ahora (Duncan et al, 1987). De estos 121, solamente cuatro son de órbitas retrógradas. Las inclinaciones i (ángulo de la órbita respecto a la eclíptica) satisfacen el hecho de que $\langle \cos i \rangle = 0.88$ ($\langle \cos i \rangle = 0$ para órbitas isotrópicas y es 1 para órbitas en la eclíptica, Duncan et al, 1987). Con lo anterior, Duncan et al (1987) presentaron un trabajo en el que reportaron los resultados de una simulación en computadora de 5000 cometas de periodo corto, suponiendo la existencia del llamado Cinturón de Kuiper, para darle parámetros iniciales al movimiento de estos cometas, llegan a la conclusión de que realmente los cometas de periodo corto provienen de un cinturón cometario localizado más allá de Neptuno, y que aún no les quedaba claro cómo es la distribución espacial de los cometas en dicho cinturón así como el mecanismo para enviar esos cometas al interior de nuestro Sistema Solar.

Así, la existencia de gran cantidad de polvo alrededor de estrellas viejas de la Secuencia Principal aunado a la necesidad de un rápido reemplazamiento y a los trabajos realizados por personas como Duncan et al (1987), es evidencia de la existencia de un anillo masivo de cometas o planetesimales alrededor de muchas estrellas.

Tal anillo puede ser inmune a las perturbaciones estelares o a las nubes moleculares. Existe la posibilidad de que el espacio interestelar contenga no solamente gas y polvo, sino una población de cometas, pues se han detectado elementos relativamente pesados, observados en las nubes moleculares. Estas nuevas observaciones no son contundentes para probar las teorías sobre el origen cometario. Se deben explicar las observaciones con la física básica de los cometas, estructuras morfológicas detalladas, los mecanismos de producción

de gas y polvo, la interacción del gas con el viento solar, etc.

Por otro lado, existe la dificultad para explicar la familia de cometas de periodo corto de Júpiter, algunos autores han dicho que se debe postular un flujo mayor de cometas de largo periodo en la vecindad de Júpiter, o bien, una fuente alternativa de cometas de periodo corto, como el llamado núcleo masivo.

Esta sugerencia fue investigada por Fernández (1980a) quien mostró que tal disco podría contener cuerpos de tamaño lunar. Estos cuerpos podrían perturbar el movimiento de los cometas y enviarlos al Sistema Solar.

Duncan et al (1988,1989) hicieron una simulación de órbitas de cometas de periodo corto con un perihelio q inicial en la órbita de Urano-Neptuno del disco protoplanetario. Mostraron que una fuente isotrópica (tal como la nube de Oort) mantiene las mismas inclinaciones de los cometas todo el tiempo.

El modelo de Duncan et al (1987) es algo consistente con lo observado en los cometas de periodo corto. Todo lo anterior ha llevado a muchos autores a argumentar que el núcleo interno o disco cometario en la zona de Urano-Neptuno (o más allá) es ahora esencial para explicar los números y elementos orbitales de los cometas de periodo corto.

5.- MEDIO AMBIENTE DE FORMACION

5.1 EVIDENCIAS

La evidencia de un ambiente frío de formación la da la molécula de azufre S_2 , descubierto en el cometa IRAS-Araki-Alcock. Para que este compuesto se forme se requiere de unas cuantas decenas de $^{\circ}K$ (30-40 $^{\circ}K$), lo cual puede suceder cuando los hielos de composición interestelar se exponen a radiación ultravioleta, por lo que Grim & Greenberg (1987) suponen que los granos

cometarios han sido irradiados por el espacio circunestelar antes de la agregación final del núcleo cometario.

Un gas de composición solar a 10^{-4} atm que se esté enfriando bajo condiciones de equilibrio, produce moléculas CH₄ en vez de CO (lo cual ocurre en condiciones de desequilibrio). Sin embargo las abundancias moleculares implican no sólo temperaturas bajas, sino procesos de no equilibrio, como las posibles turbulencias que pudieron existir en el disco protoplanetario.

Mientras los cuerpos más grandes (planetas) pudieron formarse de un medio ambiente con relativamente alta temperatura y pocos cambios en su composición, los cometas se pudieron formar en una ambiente muy frío, de algunos cuantos grados kelvin y con una diferenciación a nivel de las partículas (estas partículas son granos de material refractario cubiertos de hielos que se encuentran arreglados en conglomerados como si fuesen nidos de pájaro (Mundo Científico No. 97).

5.2 RAZONES ISOTÓPICAS

La tabla II muestra diferentes razones isotópicas, de las que, con excepción de la razón del isótopo del carbono, los valores para el Sistema Solar y la Galaxia son idénticos.

Los granos individuales de los cometas indican una abundancia de masas atómicas entre 12 y 13, la razón $^{12}\text{CH} / ^{13}\text{CH}$ va de acuerdo con el valor detectado para los meteoritos.

Los cometas no parecen haberse originado en la región de Júpiter-Saturno, debido a las diferencias en $^{12}\text{C} / ^{13}\text{C}$, sino más allá. El hecho de que Halley tenga una razón de $^{12}\text{C} / ^{13}\text{C} = 65 \pm 8$ es una indicación de que tiene un origen interestelar, pues este valor se acerca más al que tiene el gas de nuestra galaxia.

Razón isotópica	Cometa Halley	Galaxia	Sistema Solar
$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	65±8 gas 175 ⁺¹³² ₋₈₇ polvo	62±7 Modelos 43±4 Estrellas 67 Gas	89±4
$^{16}\text{O}/^{18}\text{O}$	480 ⁺¹⁰⁰ ₋₃₃	500	500±25
$^{24}\text{Mg}/^{25}\text{Mg}$	27±9.8	7.9±0.8	7.8
$^{24}\text{Mg}/^{26}\text{Mg}$	14±3.9	7.2±0.7	7.0
$^{28}\text{Si}/^{29}\text{Si}$		19.0±1.5	19.6
$^{28}\text{Si}/^{30}\text{Si}$		30.7±2.3	29.8
$^{32}\text{S}/^{34}\text{S}$	22±2	20	22.6
$^{56}\text{Fe}/^{54}\text{Fe}$	15.2 ± 3.2	9 ⁺⁰ ₋₅	15.8

Tabla II. Razones isotópicas de diferentes materiales en diferentes medios: Cometa Halley, Galaxia y Sistema Solar, mostrando que estas razones, excepto el isótopo de carbono son idénticas para el Sistema Solar y la Galaxia. (Tomada de Bailey et al 1990).

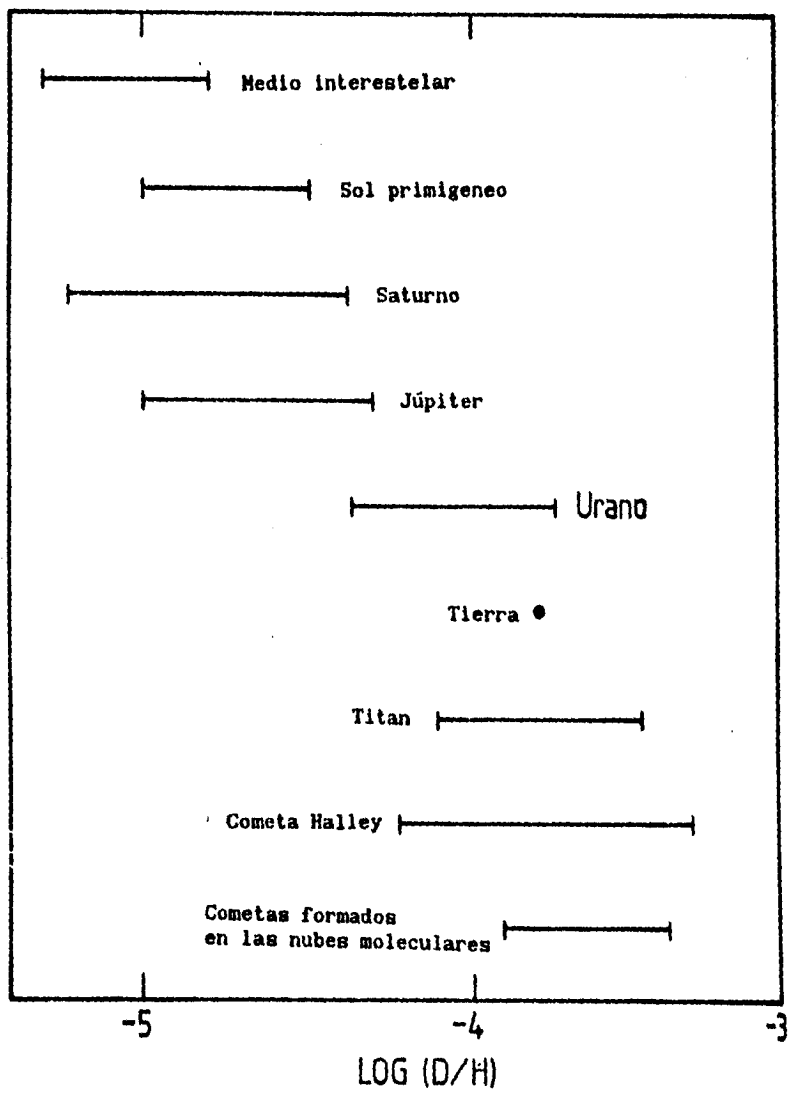


Figura 1.3. Abundancia del Deuterio en diferentes fuentes (Tomado de Smith et al 1989).

5.2.1 HIDROGENO

La razón de deuterio a hidrógeno D/H (ver fig 1.3) del cometa Halley muestra que tiene como subintervalo a la razón D/H de las nubes moleculares. Lo cual sugiere un enriquecimiento relativo al valor protosolar.

6.- CONSTRICCIONES A LA TEORIA DE OORT

Las anomalías químicas, la distribución de cráteres en la Tierra y registros de masas de animales extinguidos, son herramientas para un análisis más riguroso sobre las ideas catastrofistas (acerca de la lluvia de cometas desde la nube de Oort cada cierto tiempo como consecuencia de las perturbaciones externas).

Sin importar qué tan efectiva sea la ruptura de la nube convencional de Oort por el acercamiento de estrellas y nubes moleculares, se ha postulado un núcleo interno suficientemente masivo para abastecerla. Deben existir como 10^{14} cometas en el núcleo interno según Bailey (1990).

Para una masa estándar de 10^{14} kg por cada cometa, entonces la masa de la nube interna ha de ser como $10^3 M_{\odot}$. No existe evidencia observacional de tal cantidad de masa.

Los flujos bipolares, que emanaron del Sol en un principio (en la fase T-Tauri) como factores importantes en la formación de cometas, no se entienden bien.

Actualmente existe una tendencia para considerar la formación de los cometas más lejos del lugar donde se formó el Sol, indicando que los cometas pueden desarrollarse en la región de formación de las estrellas o en el medio interestelar, lo que significa una formación a una temperatura de $T \approx 20^{\circ}\text{K}$, y esto a su vez sugiere una composición heterogénea de moléculas orgánicas y radicales formados en partículas de tamaño interestelar, como las de las nubes

moleculares observadas.

7.- CONCLUSIONES

En 1950 Oort establece su teoría de una nube externa de cometas que fueron formados en la nebulosa solar primitiva, y paulatinamente fueron adquiriendo órbitas que se extendieron hasta 10^4 UA.

Por otro lado, en Astronomía Galáctica se han descubierto nubes moleculares y efectos de marea galáctica, eventos que han tenido profundas consecuencias en la comprensión de la dinámica y posible origen de la nube de cometas. Estos efectos de marea pueden ocasionar lluvias de cometas, ruptura en la nube de Oort y una reposición por parte de un núcleo interno masivo, el cual puede controlar el flujo de cometas con posibles consecuencias catastróficas para el Sistema Solar. (Producción de lluvias de cometas cada cierto tiempo).

No sabemos a ciencia cierta el lugar del que provienen los cometas, existen al menos seis posibles hipótesis plausibles de la configuración que pueda tener un reservorio (ver fig. 1.4), lo que sí es claro, es que éste está ligado gravitacionalmente al Sistema Solar. Sabemos con cierta precisión las propiedades físicas y orbitales de los cometas, pero no sabemos dónde nacieron: si en una nebulosa solar o más lejos.

Para una teoría completa del origen de los cometas, y en consecuencia de la nube de Oort, es importante explicar su dinámica en un contexto galáctico.

Y por último, a través de la dinámica estudiada en los cometas de período largo y cortos, de las observaciones de nubes moleculares y mareas galácticas, de las observaciones que se han hecho en infrarrojo en otras estrellas, así como del efecto que puedan causar las estrellas cercanas o masivas, se ha postulado la existencia de un núcleo interno masivo a la nube de Oort.

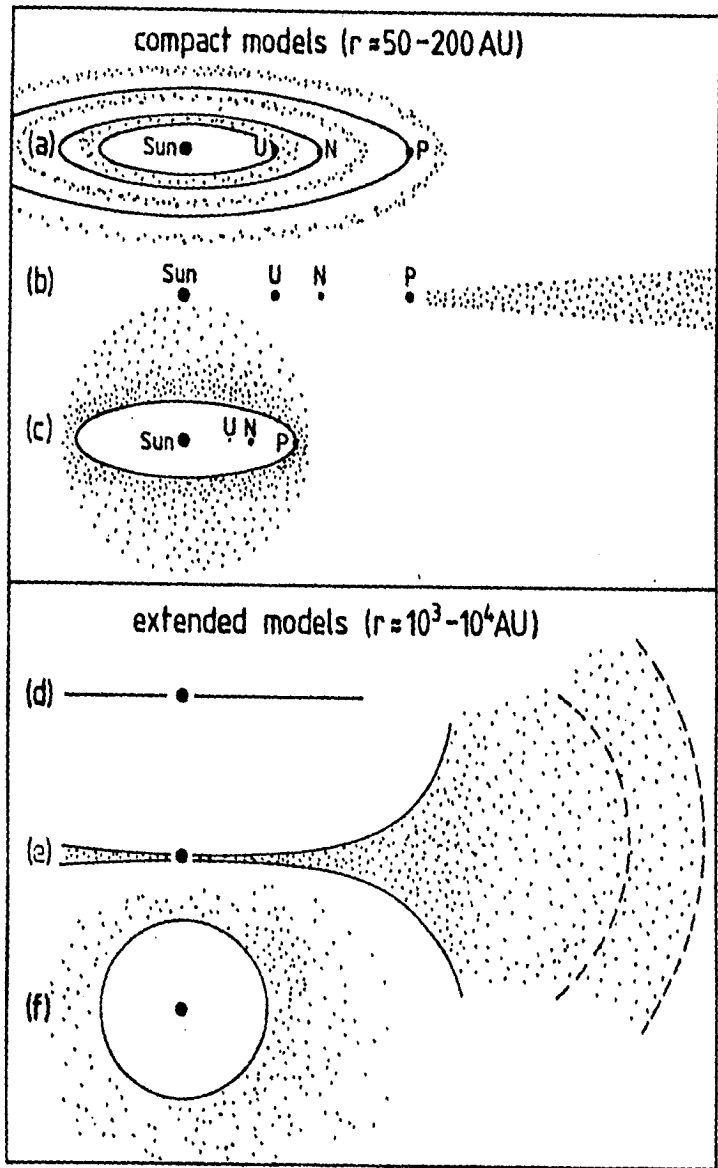


Figura 1.4 Seis posibles formas de reservorios de cometas. (Tomado de Bailey et al, 1990)

CAPITULO II.- ESTRUCTURA DE UN COMETA

1.- NUCLEO COMETARIO

1.- MODELO DE WHIPPLE.

El modelo más aceptado del núcleo de un cometa es el propuesto por Whipple (1950a), el cual dice que éste está compuesto por una mezcla de hielos, con predominio del H_2O , además de partículas de polvo incrustadas, (por eso a este modelo se le conoce como el de la bola de nieve contaminada), de unos cuantos kilómetros de diámetro.

Una prueba de que los núcleos son sólidos es que no se volatilizan a distancias perihélicas de 0.005 UA, así como por sus repetidas apariciones. La observación indica que el núcleo es homogéneo y que la superficie puede ser no uniforme.

Bajo la influencia del calentamiento solar, las especies más volátiles se subliman y entonces el cometa empieza a evaporarse, arrastrando al mismo tiempo, desde el interior del núcleo, los hielos menos volátiles y el polvo meteórico.

Este modelo explica, entre otras cosas, las fuerzas no gravitacionales, esto es, las aceleraciones repentinas que se han observado en las trayectorias de cometas como consecuencia de las eyecciones de material desde el interior del cometa, así como las razones de producción de gas observado.

Existen argumentos que favorecen el hecho de que el núcleo de los cometas no está diferenciado (Delsemme 1981b), es decir, la composición y la densidad de los cometas es uniforme en todo el cuerpo, si un núcleo fuese radialmente diferenciado, el decaimiento de sus capas externas debería producir cambios

observables con el tiempo. Otro hecho que debería producir cambios observables es la fragmentación (rompimiento de los cometas principalmente durante el perihelio), sin embargo, ninguno de los dos fenómenos anteriores ha producido cambios observables.

Los siguientes fenómenos también están a favor de un núcleo no diferenciado:

- 1.- La razón de polvo a gas no está influenciada por la edad del cometa.
- 2.- Los espectros de emisión son independientes del envejecimiento (o edad del cometa).
- 3.- Existe la misma cantidad de fragmentos observados de cometas de periodos largo y corto.
- 4.- La aceleración no gravitacional es inversamente proporcional a los tiempos de vida de los fragmentos después del rompimiento, es decir, hay un mismo patrón de vaporización después de la fragmentación.

Lo anterior, a su vez, indica que hay un mismo patrón de características para todos los cometas, no hay diferencias entre los cometas y en sus procesos de envejecimiento. Puede haber pequeñas diferencias en su superficie, como la debida a la incidencia de rayos cósmicos galácticos, el mismo viento solar o las partículas cargadas aceleradas por el campo magnético de Júpiter.

1.2 ESTRUCTURA Y COMPOSICION QUIMICA

Una forma de conocer la estructura del núcleo es a través de las moléculas neutras o ionizadas que han sido observadas desde la Tierra en la cola y en la coma de numerosos cometas, la tabla III muestra que la fracción volátil está compuesta principalmente de elementos ligeros de C,N,O,S. Sin embargo, casi todas las moléculas madre no son observadas directamente. El material observado se debe a su abundancia, lo cual le permite reflejar la luz solar.

Las moléculas han sido identificadas experimentalmente (tabla III).

CABEZA	COLA
H, OH, H ₂ O, O, S	CO ⁺ , CO ₂ ⁺ , H ₂ O ⁺ , OH ⁺
C, C ₂ , C ₃ , CH, CN, CO, CS	CH ⁺ , N ₂ ⁺ , Ca ⁺ , C ⁺ , CN ⁺
HCN, CH ₃ , CN, NH	
NH ₂ , Na, Fe, K	
Ca, V, Cr, Mn, Co, Ni, Cu	

Tabla III. Moléculas detectadas en la cabeza y cola de un cometa.

Estas se originan de los hielos del núcleo.

Otra forma de conocer la estructura del núcleo cometario es recuperar muestras o estudiar los meteoritos de baja densidad que cruzan la órbita de la Tierra, y ver si estos cuerpos tienen conexión con los cometas o simplemente son de origen asteroidal. Dichos meteoritos, que aunque no sean recuperables, se pueden estudiar por su entrada a la atmósfera de la Tierra, como veremos en el capítulo IV.

1.3 EVIDENCIA EXPERIMENTAL

Cuando las naves Giotto (a 68.4 km/s) y Vega 1 y 2 (a 78km/s) se acercaron a Halley llevaban espectrómetros y blancos de metal en los que, las partículas que surgían del núcleo del Halley se vaporizaban instantáneamente, midiéndose su composición. La masa del polvo detectado fue de 10^{-19} - 10^{-5} kg, los cuales corresponden a granos individuales interestelares. Hay también silicatos en forma cristalina, granos de carbón y granos de otros tipos.

EL H₂O comprende el 80% del material volátil, existen hielos de CO (5 - 15%), CO₂ (3 %) y otros. EL amoníaco y el metano no fueron detectados por los

experimentos, pero parece que hay un 2% debido al ion CH_3^+ detectado por Giotto.

Se detectaron también elementos ligeros de C, H, O y N, lo que indica que existen compuestos orgánicos en el cometa. Las observaciones en suelo del Halley revelan que existe un 2% de amonio en la fracción volátil.

Las proporciones de éstas moléculas son muy diferentes a las de los planetas exteriores, lo cual implica que posiblemente no hay conexión entre el origen del Sistema Solar y el de los cometas.

La existencia de moléculas orgánicas como el CO, H₂O, CN, sugiere que el medio ambiente donde los cometas se formaron puede mantener material orgánico, asociado a los granos de las nubes moleculares observadas.

Esta clase de consideraciones (Greenberg, 1982) implican que el núcleo puede estar formado de granos interestelares (silicatos) cubiertos de hielo, lo cual está en contradicción con la idea de un origen común, a partir de una nube presolar, entre Sistema Solar y cometas.

1.4 DETERMINACIÓN DE PARÁMETROS FÍSICOS

1.4.1. RADIO

Una forma de conocer el radio del núcleo de una cometa es utilizando la fórmula de Houzeau (Houzeau & Lancaster, 1882) y basándose en una combinación con el albedo y el brillo del cometa (Vorontsov-Velyaminov 1946):

$$m_c = m_o - 2.5 \log \left[\frac{R^2 A \Phi(\theta)}{r^2 \Delta^2} \right] \quad (2.1)$$

donde A es el albedo del cometa, Φ es la función fase, θ el ángulo Sol-cometa-Tierra, r y Δ las distancias heliocéntrica y geocéntrica respectivamente, R el

radio del núcleo, m_c y m_o la magnitud aparente del cometa y del Sol respectivamente.

Los radios fueron calculados para albedos que van de 0.02 a 0.7 detectados en cuerpos del Sistema Solar como asteroides y planetas. Si el núcleo está compuesto de hielos (como se ha supuesto) significa que refleja una buena cantidad de luz y, por tanto, se deben tomar albedos grandes. Para cometas con órbitas cercanamente parabólicas se han medido radios de 1 a 10km. Para cometas periódicos se han medido radios de alrededor de 1km.

Desde antes del encuentro con el cometa Halley ya se habían obtenido datos de él. Por ejemplo, para calcular su radio R_c se había utilizado la ecuación (2.1), con la cual se encontraron radios de entre 1 y 3km. Pero dicha fórmula no es muy adecuada para grandes distancias ya que siempre hay un halo de granos de polvo envolviendo el núcleo, lo que ocasiona una medida inadecuada del albedo de la superficie del núcleo y, por tanto, un radio equivocado.

Por otro lado al cometa Schuassmann-Wachmann1 se le ha calculado un radio de 20 km, con un albedo de ≈ 0.3 . A Newjmini & Arend-Rigaux un radio de 7 km con un albedo de 0.03.

A Halley se le había supuesto un albedo de unos 0.06

Otra forma de saber el radio es a través del radar, conociendo la reflectividad de la superficie.

Vega y Giotto midieron las dimensiones del núcleo de Halley: 16 x 8 x 7.5 km. Gracias al espectrómetro de Vega, Halley mostró una superficie caliente: 300 - 400 K (se esparaban unos 200 K, que es la temperatura a la cual se sublima el hielo). Lo que significa que Halley no solamente es negro, sino que además es poroso y aislante, la "manta aislante" puede ser de algunos cm o m. Se detectó que el gas y polvo eyectado por Halley vienen de pequeñas

regiones activas (una de ellas de unos 5 km de diámetro)

Se han obtenido rotaciones en cometas de algunas horas o días, pero los jets de gas y polvo pueden modificar dichas rotaciones.

Halley tiene un movimiento complejo: 3.7 días de rotación sobre un eje y 2.5 días sobre otro.

1.4.2 MASA

Los cometas son muy pequeños para determinar sus masas con base en sus efectos de gravedad.

Una forma de conocer la masa de un cometa es usando el hecho de que ésta se puede expresar como $M_c \approx 4\rho R^3$, donde ρ es la densidad, cuyo valor puede ser $\approx 1\text{g/cm}^3$ si consideramos que el núcleo está esencialmente constituido por hielos de H_2O . Así, para núcleos entre 1 y 10km de radio se tiene que la masa de un cometa va de $4 \times 10^{15}\text{g}$ a $4 \times 10^{18}\text{g}$.

Antes de las visitas de Vega y Giotto al cometa Halley, Weissman (1983b), estimaba que la masa de la nube de Oort era de $1.6 M_\odot$, gracias a la distribución de brillo de los cometas, suponiendo un albedo de $A = 0.6$. Incluso con los estudios de las simulaciones Montecarlo y un albedo $A = 0.3$ se estimaba una masa de entre 7 y $8 M_\odot$ terrestres. Para algunos autores, como Weissman (1986b) la masa de la nube de Oort es de $250 M_\odot$, para Mendis y Marconi (1986) la masa del núcleo interno a la nube de Oort es de $10^4 M_\odot$ con $25 M_\odot$ para la nube de Oort externa.

Vega y Giotto midieron que Halley tiene una masa de $2 \times 10^{14}\text{kg}$, (antes se pensaba que era de $5 \times 10^{12} - 7 \times 10^{13}\text{kg}$ con un radio de 2.5km) y un albedo de 0.3.

2.- LA COMA

2.2 EXPANSIÓN DE LA COMA

Cuando el cometa se va acercando al Sol, la cantidad de energía radiante que el cometa recibe aumenta, provocando la evaporación de su superficie. No toda la energía del Sol es utilizada en la evaporación, parte de ella se reemite en el infrarrojo. Entonces, si el flujo solar llega con un ángulo θ a la superficie del núcleo, la ecuación de equilibrio de flujo puede escribirse como (Wilkening, 1982):

$$F_0(1 - A_0)r^{-2}\cos\theta = \sigma(1 - A_1)T^4 + Z(T)L(T) \quad 2.2)$$

donde F_0 es el flujo solar a 1UA, A_0 y A_1 son los albedos del núcleo en el visible y en el infrarrojo respectivamente (entre 10 y 20 μm), $(1 - A_1)$ es la emisividad para la radiación reflejada, r es la distancia heliocéntrica, σ es la constante de Stefan-Boltzman, T la temperatura superficial, Z la producción de gas en moléculas $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, la cual varía muy rápidamente con T , L es el calor latente de vaporización de los hielos volátiles. Si analizamos el término Z se tiene lo siguiente: por un lado, la presión P que hace el gas vaporizado en equilibrio con el hielo tiene la expresión

$$P = NKT, \quad 2.3)$$

donde N es la densidad del gas en equilibrio (moléculas cm^{-3}).

En la teoría cinética de condensación, todas las moléculas que chocan con

las moléculas de la superficie de hielo se condensan, por lo que se debe considerar un flujo de condensación Z (número de colisiones por unidad de tiempo del gas con la superficie), el cual puede ser calculado a partir de

$$Z = \frac{1}{4} N \langle V \rangle \quad 2.4)$$

donde $\langle V \rangle$ es la velocidad media de de la distribución maxwelliana:

$$\langle V \rangle = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} \quad 2.5)$$

Despejando N de la ecuación 2.3) y sustituyendo en 2.4) junto con 2.5) se tiene que

$$Z = \frac{P}{(2\pi mkT)^{1/2}} \quad 2.6)$$

siendo m la masa molecular del gas y k la constante de Stefan Boltzmann. La presión del vapor puede obtenerse de tablas químicas.

Mientras se expanden en el vacío, las moléculas se aceleran radialmente debido al gradiente de presión, pero pronto alcanzan la velocidad del sonido, por lo cual, la velocidad para las moléculas del agua es:

$$V_s = \left(\gamma \frac{kT}{m} \right)^{1/2} = 0.17 \langle V \rangle, \quad 2.7)$$

donde γ es la razón de los calores específicos c_p/c_v , m la masa molecular. Al seguir expandiéndose los gases forman una onda de choque cerca del núcleo como consecuencia de la gran velocidad con que salen hacia un espacio prácticamente vacío. Delsemme & Miller (1971) muestran que, para el vapor de agua la velocidad terminal es $V_t = 1.77 \langle V \rangle$, lo que da un valor de 860 m/s a 200K.

Esta velocidad terminal es prácticamente adiabática, pues hay un ligero calentamiento debido a excitaciones moleculares por la radiación solar, pero la coma se enfría fácilmente debido a la radiación emitida hacia el espacio. La razón de enfriamiento para el agua es (Bates, 1951):

$$R_c \propto T^2 N, \quad (2.8)$$

donde R es el enfriamiento radiativo y N la densidad del gas. La constante de tiempo para enfriamiento $\tau = (N\zeta V)^{-1}$ (v es la velocidad de las partículas y ζ su sección eficaz) es de 10^2 s (Shimizu 1976). El OH se enfría a la misma velocidad que el H_2O . Como la razón de calentamiento R_h se debe principalmente al flujo solar, entonces (Bates, 1951)

$$R_h \propto N r^{-2}, \quad (2.9)$$

Para un estado estacionario $R_c = R_h$, y entonces

$$T = T_0 r^{-1} \quad \text{ó} \quad V = V_0 r^{-1/2}, \quad (2.10)$$

Para la molécula del H_2O , su velocidad radial final es (Wilkening, 1982):

$$V_{H_2O} = 0.58 r^{-1/2} \quad (2.11)$$

Las moléculas que aparecen en la tabla 1 (secc 1.2), se originan en el núcleo, formando inicialmente una capa esférica cerca de él, ya que después se fotodisociarán debido a la radiación solar.

2.2 ESTRUCTURA DE LA COMA

La coma puede ser dividida en tres partes:

- a) Una *región nuclear*, la cual está formada por una densa nube molecular cuyo radio es de unos cuantos km, y puede ser la causante de medir un núcleo falso que refleja la luz.
- b) La *atmósfera cometaria*, es la región externa a la región nuclear, donde las colisiones son importantes. La frontera de esta región es tal que la trayectoria libre media es igual a la distancia radial.

c) La *coma* (región más externa) es la región que está más allá de la atmósfera, donde las colisiones no son frecuentes y las moléculas pueden excitarse por radiación.

Entre los parámetros atómicos de las moléculas de la coma, un cálculo del espectro requiere de cuatro cantidades:

- a) El espectro solar visto por el cometa
- b) La velocidad radial del cometa respecto al Sol (efecto Swings)
- c) La velocidad de expansión del gas V_e y sus movimientos diferenciales (efecto Greenstein)
- d) Un parámetro que dé la eficiencia relativa de colisiones y la fluorescencia para determinar el estado de excitación de la molécula.

Dicho parámetro se define como

$$\frac{\alpha}{1-\alpha} = \frac{\tau_f}{\tau_c} = Q \quad 2.17)$$

donde τ_f es el tiempo característico para establecer equilibrio de fluorescencia y τ_c es el tiempo característico para equilibrio colisional. Si $\alpha = 1$ (o 100%) entonces se dice que dominan las colisiones, y si $\alpha = 0$ entonces domina la radiación. El tiempo de colisión está dado por

$$\tau_c^{-1} = 2n\delta \frac{2\pi kT}{\mu} \quad 2.18)$$

n es la densidad total de la atmósfera, δ la sección transversal de colisión, μ es la masa reducida de las partículas en colisión. τ_f se determina por los coeficientes de absorción y reglas de selección de las transiciones radiativas, así a 1UA del Sol $\tau_f \approx 10^2$ seg (Malaise, 1970). Entonces, se tiene que Q es de la forma

$$Q = 4n\delta\tau_c \frac{\pi kT}{\mu} \quad 2.19)$$

donde T es la temperatura δ la sección colisional de excitación en unidades de 10^{-6} cm^2 .

e) Por último, se requiere de un parámetro que describa la fotoionización de las moléculas.

Usando las cuatro cantidades, se obtuvieron [Malaise (1970)] los parámetros a partir del espectro de los siguientes cometas:

COMETA	r (UA)	α (%)	T (K)	Ve (km/s)	D (10^5 km)
SEKI-LINES	0.55	90	600	0.80	4.7
IKEYA	0.66	90	580	0.74	6.0
ENCKE	0.69	55	480	-	-
HONDA	0.71	20	550	-	-
IKEYA	0.74	(75)	500	0.67	6.4
ENCKE	0.79	25	350	-	-
BURNHAM	0.99	<2	(350)	0.59	2.2
CANDY	1.15	20	325	-	-

D es la distancia viajada por la molécula antes de la colisión.

Se observa que el efecto de colisiones es importante (por lo menos para los tres primeros y el 5o cometas).

A 10^4 km del núcleo la frecuencia de colisiones es de $10^{-3} - 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, las densidades atmosféricas totales están entre $10^7 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$, para un cometa a 1UA o menos (Malaise, 1970).

Usando estimaciones de la densidad y la velocidad de flujo, el flujo total esta entre 10^{30} y 2×10^{31} moléculas/s.

De la definición de atmósfera cometaria, la trayectoria libre media cinética es pequeña y la dinámica de la coma puede ser tratada hidrodinámicamente.

Probststein (1968) ha considerado el problema como una fase doble de polvo-gas, ya que cuando el gas se sublima este arrastra el polvo hacia el exterior.

La velocidad terminal de las partículas de polvo se alcanza a ≈ 20 radios del núcleo (20 - 100 km) que aún pertenece a la región nuclear, por lo que puede considerarse el flujo del polvo como si proveniese de una región puntual.

2.3 EXPLOSIONES

Para entender las propiedades físicas de los cometas se debe incluir una explicación detallada de los explosiones, que son repentinos incrementos en la

luminosidad del cometa, de dos a cinco magnitudes, correspondiente a un incremento en la luminosidad de 6 a 100.

Una explosión típica puede durar de 3 a 4 semanas. Estos se producen cuando el cometa se encuentra dentro del Sistema Solar aunque no parece haber dependencia en la distancia heliocéntrica.

Una explosión está conformada por material que fluye del núcleo (no necesariamente en forma simétrica) a velocidad de 100 a 500 m/s. La evidencia observacional, concerniente con dicho material, es consistente con la luz solar dispersada por partículas de 0.5 μ m de diámetro (Brandt & Chapman, 1982).

Existen varios mecanismos sugeridos para la producción de las explosiones, por ejemplo Hughes (1975) dice que éstas pueden producirse debido a la presión liberada por bolsas de gas, a explosión de radicales o al rompimiento del núcleo.

3.- INTERACCIÓN DEL VIENTO SOLAR CON EL COMETA

En la fig 2.2 se presenta la morfología de la interacción del viento solar con la atmósfera cometaria. La masa cargada del flujo solar con iones cometarios pesados se desplaza a lo largo de una superficie de discontinuidad (la ionopausa) que lo separa del plasma cometario. Un choque interno desacelera el flujo supersónico de iones cometarios y los manda a la cola iónica.

Entre 2 y 5 UA existen varias formas de interacción del viento solar con el cometa, como lo explica Mendis (1983).

3.1 MODELO BÁSICO

En el modelo básico, se consideran las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía del flujo solar. Considerando el problema a lo largo de la línea que une el Sol con el cometa (eje Sol-cometa) las ecuaciones de conservación son:

$$- \frac{d}{dr}(\rho u) = m_i \frac{n}{r} \quad 2.23)$$

$$- \frac{d}{dr}(\rho u^2 + p + \frac{B^2}{8\pi}) = S_m \quad 2.24)$$

$$-\frac{d}{dr}\left(u\left(\frac{1}{2}\rho u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1}p + \frac{B^2}{4\pi}\right)\right) = S_E \quad 2.25)$$

donde ρ , u , p , B y γ son la densidad, la velocidad de flujo, la presión térmica, la intensidad del campo magnético y la razón de los calores específicos del viento solar considerado como plasma; n , m_i y τ son la densidad numérica, la masa promedio y la escala de tiempo de ionización de las partículas neutras cometarias, respectivamente, mientras que S_m y S_E son los términos fuente en momento y energía, respectivamente.

La expresión para la densidad de las partículas neutras es

$$n = \frac{Q_n}{4\pi r^2 V_n} \quad 2.26)$$

donde V_n es la velocidad neutra de expansión y Q_n es la razón de producción de neutros.

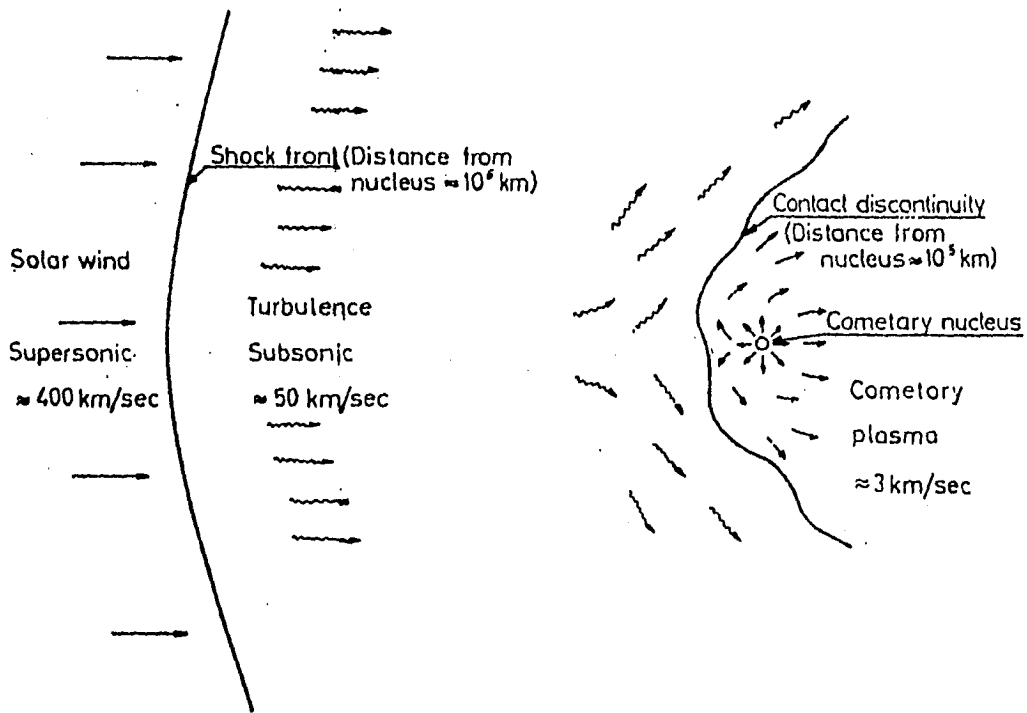


Figura 2.2 Morfología de la interacción del Viento solar con el cometa.
(Tomado de Wilkening, 1982).

3.2 FORMACIÓN DE LA ONDA DE CHOQUE

El viento solar está dominado principalmente por el término de la derecha de 2.23), despreciando los términos de la segunda y tercera ecuaciones (Biermann et al, 1967): $S_m \approx S_E \approx 0$. Es decir, Biermann supone que el campo magnético es muy pequeño comparado con la presión térmica p y con el flujo ρu^2 debidas al viento solar y que, además, el momento y la energía debido a estas dos cantidades se mantiene prácticamente constante. Así, las ecuaciones 2.24) y 2.25) se convierten en las ecuaciones 2.27) y 2.28)

$$\frac{d}{dr}(\rho u^2 + p) = 0, \quad 2.27)$$

$$\frac{d}{dr}\left(u\left(\frac{1}{2}\rho u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1}p\right)\right) = 0, \quad 2.28)$$

las cuales pueden integrarse, suponiendo que los parámetros lejos del núcleo (densidad, velocidad y presión del viento solar respectivamente) son: ρ_∞ , u_∞ y p_∞ , donde podemos suponer que $p_\infty = 0$ (la presión térmica del Viento Solar es nula lejos del núcleo).

Integrando 2.27) se tiene que:

$$\rho u^2 + p \Big|_{\infty}^{u, p, \rho} = 0$$

de donde

$$\rho u^2 - \rho_\infty u_\infty^2 + p = 0$$

haciendo $x = \rho u$, entonces

$$p + xu = x_\infty u_\infty \quad 2.29)$$

Por otro lado, integrando 2.28) se tiene que:

$$u\left(\frac{1}{2}\rho u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1}p\right) \Big|_{\infty}^{\rho, u, p} = 0,$$

entonces:

$$\frac{2\gamma}{\gamma-1} pu + xu^2 = x_\infty u_\infty^2. \quad 2.30)$$

Ahora de la ec. 2.29) $p = x_{\infty} u_{\infty} - xu$, sustituyendo en 2.30) y haciendo $\chi = 2$ se tiene que

$$4(x_{\infty} u_{\infty} u - xu^2) + xu^2 = x_{\infty} u_{\infty}^2$$

Dividiendo entre $x_{\infty} u_{\infty}^2$ y haciendo $\chi = x/x_{\infty}$ y $v = u/u_{\infty}$ en la ecuación anterior se llega a que

$$\chi v^2 - \frac{4}{3}v + \frac{1}{3} = 0 \quad 2.31)$$

cuya solución es

$$v = \frac{2}{3\chi} (1 \pm (1 - \frac{3}{4}\chi)^{1/2}) \quad 2.32)$$

lo que significa que, para que la solución sea real

$$\chi \leq \frac{4}{3} \quad 2.33)$$

Por un lado, el signo (+) en la ecuación 2.32) representa una velocidad supersónica, mientras que el signo (-) representa una velocidad subsónica, pues si consideramos que el valor más pequeño que puede tener χ es 1, entonces el valor de v , considerando el signo (+) es de u_{∞} , mientras que si consideramos el signo (-) se tiene un valor de $(1/3)u_{\infty}$ para u , que es un valor subsónico.

La ecuación 2.32) muestra que el estado estable del flujo solar es posible sólo cuando $\chi \leq \frac{4}{3}$. Si $\chi \rightarrow \frac{4}{3}$ entonces se tiene que (ec. 2.32) $v \rightarrow 1/2$, ó $u/u_{\infty} \rightarrow 1/2$. Como $\chi = \rho u / \rho_{\infty} u_{\infty}$, entonces $u/u_{\infty} = (\rho_{\infty} / \rho) \chi$, así que $\rho_{\infty} / \rho \rightarrow 2\chi$, o sea

$$\rho \rightarrow 8\rho_{\infty} / 3 \quad 2.34)$$

cuando $\chi \rightarrow 4/3$.

Por otro lado $\rho u \rightarrow 4\rho_{\infty} u_{\infty} / 3$ (pues $\chi = \rho u / \rho_{\infty} u_{\infty}$) entonces, de 12) $8\rho_{\infty} u / 3 \rightarrow 4\rho_{\infty} u_{\infty} / 3$, así que

$$u \rightarrow u_{\infty} / 2 \quad 2.35)$$

Vemos que la densidad aumentará (ec 2.34), y a su vez la velocidad disminuirá a valores subsónicos (ec 2.35), habrá más iones cometarios y las partículas empezarán a diverger alrededor del cometa, lo suficiente para asegurar que no se exceda el valor crítico de χ . Por lo tanto, se formará una onda de choque.

Para estimar la distancia heliocéntrica a la cual comienza a formarse

esta onda de choque, es decir la distancia heliocéntrica a la cual se puede alcanzar el límite dado por 2.33), se puede integrar 2.23) haciendo $V_n \approx \text{cte}$ y usando el hecho de que $\chi = \rho u / \rho_{\infty} u_{\infty}$ se llega a que:

$$\chi = 1 + \frac{Q_{nm_1}}{4\pi V_n \tau \rho_{\infty} u_{\infty}} \frac{1}{r}. \quad 2.36)$$

Para obtener Q_n se puede utilizar la ecuación de balance de energía para cambio de estado en la superficie del núcleo que no es más que escribir de otra forma:

$$\frac{J(1-A)}{4d^2} = \epsilon \sigma T_s^4 + \frac{L}{N} Z. \quad 2.37)$$

donde J es la constante solar, A el albedo, ϵ la emisividad en infrarrojo, L el calor latente de sublimación, σ la constante de Stefan-Boltzman, T_s la temperatura superficial del núcleo, d la distancia heliocéntrica y $Z = n_s V_s$, donde n_s es la densidad numérica superficial y V_s la velocidad de expansión desde la superficie.

El miembro izquierdo de la ecuación anterior es la energía de radiación solar recibida por el cometa, el primer término de la derecha representa la energía rerradiada (principalmente en infrarrojo) por el cometa, y el segundo término es la energía requerida para sublimar los hielos del núcleo. También se puede usar la ecuación de Clausius Clapeyron para encontrar la densidad numérica superficial:

$$n_s = n_0 \left(\frac{T_0}{T_s} \right) \exp \left[- \frac{L}{k N_A} \left(\frac{1}{T_s} - \frac{1}{T_0} \right) \right], \quad 2.38)$$

Por otro lado

$$Q_n = 4\pi R_n^2 \dot{Z} \quad 2.39)$$

Se supondrá que la velocidad de expansión es igual a la velocidad del sonido en el medio:

$$V_s = \left(\frac{\gamma k T_s}{m} \right)^{1/2} \quad 2.40)$$

Si suponemos adicionalmente que el hielo es principalmente de H₂O, entonces el calor latente $L = 5 \times 10^{11}$ erg/mol, $T_0 = 373$ K, $n_0 = 1.94 \times 10^{19}$ cm⁻³ y $\gamma = 4/3$, además supongamos un $R_n = 3$ km, $A = 0.225 \Rightarrow \epsilon_g = 1 - A = 0.775$ (Mendis & Marconi, 1984)

Resolviendo 2.37) y 2.38) (Mendis & Marconi 1984) numéricamente junto con 2.39) y 2.40) se obtiene Q_n como función de d (ver fig 2.3). Sustituyendo Q_n en 2.36), donde $u_{\infty} = 400$ km/s, $\rho = 10^{-3}/d^2$ (en g/cm³ con d en UA), $\tau = 3.0 \times 10^6$ s, $m_1 = m(\text{H}_2\text{O}) = 3.0 \times 10^{-23}$ kg, se obtiene χ como función de la distancia radial r a partir del núcleo para varias distancias heliocéntricas (ver figura 2.5).

A 1UA χ alcanza el valor crítico 4/3 a una distancia radial $r \approx 2 \times 10^5$ km.

Se observa que a $d \approx 5$ UA el flujo nunca alcanza el valor crítico. La figura 2.4 muestra la variación de r_s con d , donde r_s es el valor de r cuando $\chi = 4/3$.

Se observa que $r_s = R_n (=3$ km) cuando $d = 3.92$ UA. Por lo tanto, el choque se forma a $d \leq 3.92$ UA.

Pero, también hay que considerar el radio de Larmor L_1 , pues las partículas del viento solar viajan en un medio donde existe campo magnético. Para que haya interacción entre dichas partículas con el cometa se debe cumplir que:

$$r_s \leq L_1 \quad (2.41)$$

Para $d \geq 2$ UA se cumple que $B \propto 1/d$. Se tiene, además, que para un medio politrópico del viento solar, su temperatura varía como

$$T(\propto v_1^2) \propto d^{-2(\gamma_p - 1)} \quad (2.42)$$

donde $\gamma \approx 4/3$ es el índice politrópico del viento solar. Entonces

$$L_1 = \frac{m_1 v_1 c}{eB} = \frac{m_1 c}{e} \frac{v_{11}}{B_1} d^{2/3} \quad (2.43)$$

donde el índice i indica cantidades a $d = 1$ UA.

Si $B = 5\gamma$, $T_1 = 10^5$ K y $m_1 = m_p \approx 1.67 \times 10^{-24}$ g se obtiene la variación de L_1 con d en la fig 2.5. La desigualdad 2.41) se satisface cuando $d \leq 3.14$

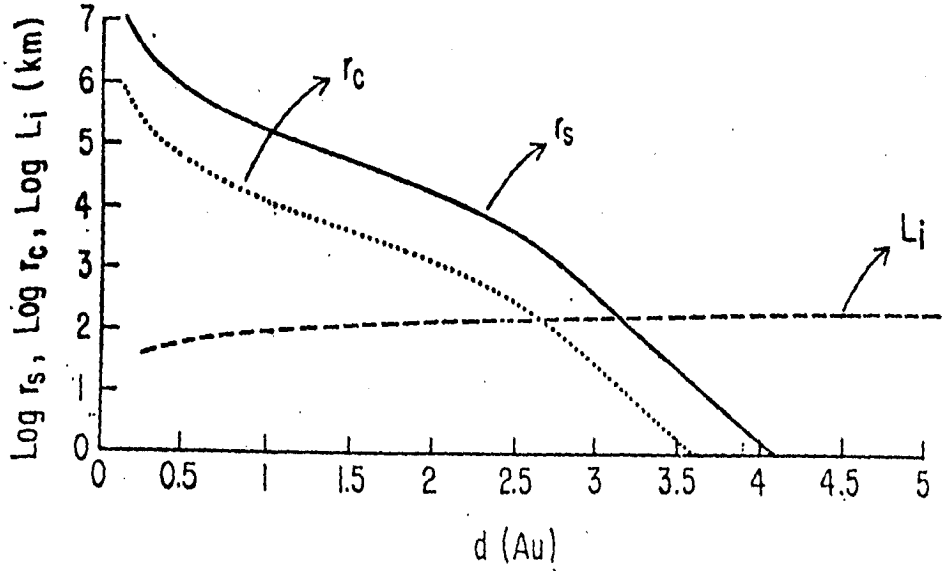
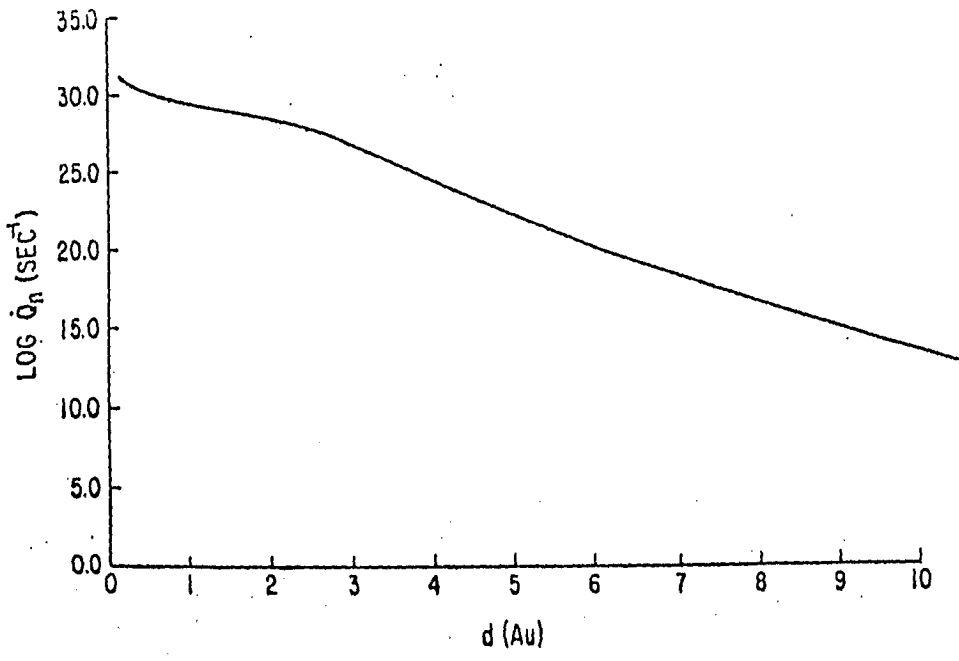


Figura 2.3 Arriba. Variación de la producción Q_n de neutros como función de la distancia d al Sol.

Figura 2.4 Abajo. Variación de la distancia al núcleo cometario cuando $\chi = 4/3$ como función de d la distancia heliocéntrica. (Tomados de Mendis & Flammer, 1984)

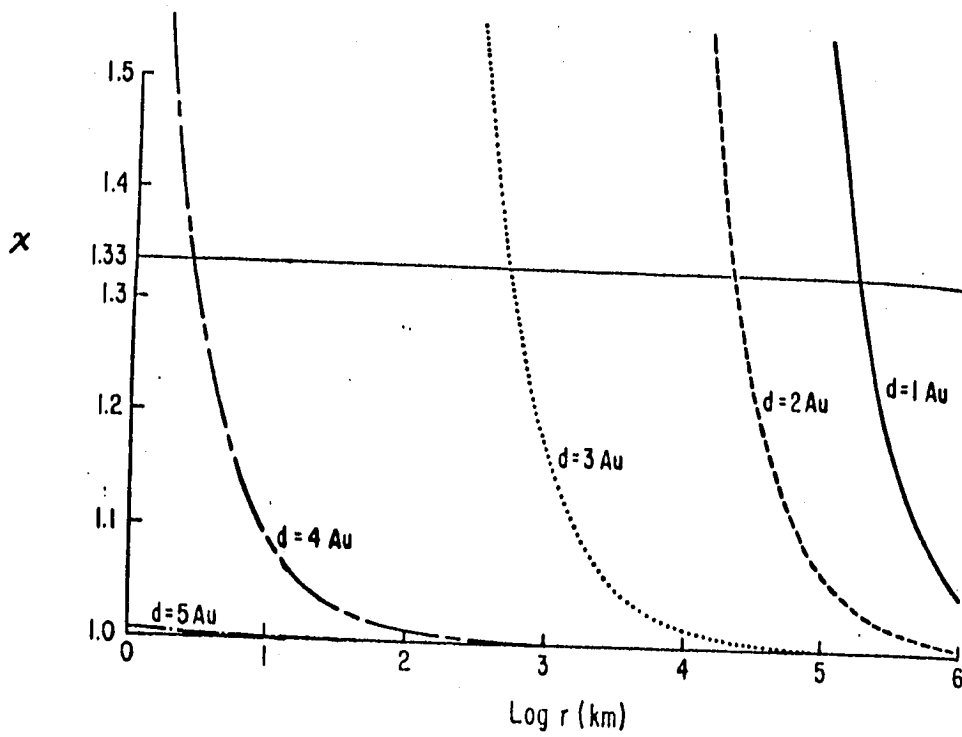


Figura 2.5 χ como función de la distancia radial al núcleo cometario para varias distancias heliocéntricas (Tomado de Merdis & Flammer, 1984)

UA, por lo que podemos decir que la onda de choque se empieza a formar a esa distancia del sol.

3.3 FORMACIÓN DE LA IONOPAUSA

Aunque la onda de choque se forme puede no formarse la ionopausa (esto es, la frontera que separa el Viento Solar de las partículas cargadas del cometa), porque el flujo cometario carece de suficiente momento.

Hopius & Mendis mostraron (1981b) que el momento de las partículas neutras es el responsable de parar el viento solar. El viento solar penetra la atmósfera cometaria a tal distancia que la trayectoria libre media de colisión (para que haya transferencia de momento) de un protón es igual a la distancia radial desde el núcleo:

$$r_c = \frac{\alpha Q_n}{V_s}$$

donde $\alpha = 2 \times 10^{-15} \text{cm}^2$ (es la sección transversal de colisión para que haya transferencia de momento). Y también se debe cumplir que

$$r_c \leq L_i$$

lo cual se satisface para $d \leq 2.65 \text{ UA}$, como se puede notar en la gráfica de la figura 2.5. Por lo tanto, la ionopausa se forma después del frente de choque.

4.- DOS TIPOS DE COLA DEL COMETA

4.1 Cola de plasma

Los cometas tienen dos tipos de colas, colas de plasma (o de *Tipo I*) y colas de polvo (o de *Tipo II*). Los de tipo I tienen la cola muy alineada al radio vector de la órbita del cometa (a lo más hacen un ángulo de 5°). La cola de plasma está compuesta de iones. Biermann (1951) infirió la existencia del viento solar para explicar la dinámica de la cola de plasma y Alfvén sugirió que el arrastre del campo magnético debido al viento solar actúa con la ionósfera del cometa para llevarla hasta la cola de iones, cuya

extensión se ha observado que va de 10^5 a 10^7 km. Las velocidades de la cola de plasma van de 20 a 250 km/s (Biermann et al, 1983). Las aceleraciones de los iones en la dirección antisolar van de 10 a 10^3 cm/s² (Wilkening, 1982).

La cola de plasma tiene espectro de emisión de CO⁺ y H₂O⁺ principalmente de (3800 a 4800Å) y (5600 a 7000Å) respectivamente. Aunque también se ha detectado el OH⁺, CH⁺ y el N₂⁺. La densidad del CO⁺ (responsable del color azul observado en la cola) es de 10^3 /cm³ cerca de la cabeza y de 10 /cm³ lejos de ella.

Es probable que el mecanismo de ionización se deba a la fotolización de las moléculas en la coma. Las moléculas ionizadas que se han observado tienen un potencial de ionización de ≈ 12 eV (Wilkening, 1982). Las frecuencias de fotolización calculadas son de $\approx 10^{-6}$ s⁻¹ con tiempos de vida de los iones de $\geq 10^6$ s. Existen diferentes fuentes de ionización posibles en la región de colisión de la coma ($a \leq 10^4$ km), como la fotolización, el intercambio de carga con protones del viento solar, impacto entre electrones del viento solar y ionización fotodisociativa. Los últimos dos pueden ser fuentes importantes del CO⁺ en el interior de la coma.

4.2 Cola de polvo

La cola de polvo está menos alineada al radio vector, haciendo un ángulo $\approx 60^\circ$ con él. Las estimaciones que se han hecho del tamaño del polvo dan valores de $1 \mu\text{m}$, al analizar el espectro de la luz reflejada por el polvo.

Houppis & Mendis (1981c) han sugerido que la sublimación del CO₂ es la causa principal para liberar el polvo a grandes distancias heliocéntricas (como ocurrió con el cometa Bowell, 1980b). La forma de la cola es el resultado del movimiento kepleriano de las partículas debido a la acción gravitacional del Sol.

CAPITULO III.- DETECCION DE METEORITOS

En éste capítulo se hace un análisis de las técnicas utilizadas para detectar un meteorito al entrar a la atmósfera terrestre, saber sus propiedades físicas así como su trayectoria preatmosférica, pues actualmente se puede determinar con exactitud la trayectoria y velocidad de un meteorito entrando a la atmósfera, su trayectoria puede extrapolarse hacia atrás en el espacio y determinar su órbita. A diferencia de los cometas, los meteoritos esporádicos son granos de polvo, menores que un milímetro de tamaño. Por lo que no es posible observar su evolución orbital en el medio interplanetario, y menos obtener información de su composición química, de su masa o radio, etc. desde la Tierra (en el caso de los cometas sí se puede, como ya vimos). En este caso, el análisis de las propiedades físicas y orbitales de los meteoritos se hace desde el suelo terrestre, como veremos a continuación.

1.- INTRODUCCIÓN

Se sabe que decenas de millones de cuerpos sólidos (*meteoroides*) venidos del espacio exterior penetran la atmósfera de la Tierra cada año. Para los filósofos de la antigua Grecia los meteoros eran fenómenos transitorios ocurridos en la atmósfera debido a la interacción de los vapores terrestres con el aire.

Filósofos de la antigua Grecia como Anaxágoras, Diógenes de Apolonia, Aristóteles, etc. y escritores de la dinastía Han, ya habían observado el fenómeno meteoros por la bóveda celeste (Xi Ze-zong, 1984).

Anaxágoras pensaba que los meteoros eran cuerpos celestes perdidos de sus

lugares que deberían ocupar en el cielo y que caían a la Tierra. Sin embargo los escolásticos no creían que las piedras llegasen a caer desde el cielo, y querían explicarlos solamente como fenómenos atmosféricos (Bailey, 1990).

Edward Howard (1802) investigó las propiedades químicas y mineralógicas de estos meteoritos, llegando a la conclusión de que estos cuerpos eran distintos a las rocas terrestres. No se aceptó su origen extraterrestre inmediatamente, pero a la 1 p.m. del 26 de abril de 1802 hubo una explosión de una gran bola de fuego; lo que produjo una lluvia de piedras en la villa de L'Aligle al Norte de Francia. El análisis de las evidencias anteriores hicieron que hasta julio de 1803 se proclamara el nacimiento de la ciencia meteorítica.

En su libro, E.F.F. Chladni (1798), al estudiar cuerpos que ya habían sido recuperados (meteoritos), menciona que los meteoritos de hierro se gastan cuando viajan por la atmósfera, mientras éstos se ven como bolas de fuego (*fireball*) debido a la fricción con la atmósfera. Pensaba que su procedencia era extraterrestre y de naturaleza interplanetaria.

La primera descripción detallada de la naturaleza de un meteorito fue hecha por el químico inglés Edward Howard (1802) al obtener muestras de piedras que habían caído recientemente en Siena, Italia y Wold Coltage Inglaterra, así como de meteoritos de la India y Bohemia.

Estos cuerpos son pedazos de piedra, hierro o una combinación de ambos. Sus masas van de fracciones de gramos a cientos de kilogramos. Al entrar a la atmósfera, los más pequeños se esfuman enseguida. Piezas un poco mayores aparecen como estrellas fugaces o bolas de fuego, logrando recorrer una distancia apreciable en la bóveda celeste. Los meteoritos son meteoroides que sobreviven su tránsito por la atmósfera y que logran llegar al suelo. Cuando el meteoroides crea un sonido estruendoso y llega a explotar se llama *bólide*.

El 85.7% de los meteoritos recuperados son de la clase llamada *condritas* ordinarias. Son de la familia de los meteoritos pétreos y se componen de sulfuros y minerales. Están compuestos principalmente de SiO_2 , que conforman la parte de silicatos, con pequeñas cantidades de MgO y FeO ; contienen también Fe y Ni, que conforman los granos metálicos, así como FeS , que conforma los granos sulfídicos.

El 7.1% de los meteoritos recuperados es de la clase llamada *acondritas* que son diferentes a las anteriores en cuanto a que se parecen más a rocas ígneas terrestres y no contienen la parte de hierro y níquel de las *condritas* ordinarias. El 5.7% de los recuperados son de naturaleza puramente metálica, a base de Fe y Ni, y el 1.5% es una combinación de la familia de pétreos con metales. (G.Tschermak, 1964).

Sin embargo, las bolas de fuego pueden ser productos cometarios que se han desintegrado. Con las trayectorias de vuelo y la luminosidad registrada de dichos meteoros (Opik, 1955a,b; Fechtig 1982)), se puede deducir su densidad y composición, considerándose como porosos y frágiles. Por ejemplo, en 1970, el globo aerostático U-2 capturó, a una altura de 20 km, partículas extraterrestres de 2 a 50 μm de tamaño.

Es posible que algunas de las partículas de polvo interplanetario pudieran originarse de rocas interplanetarias, como las del Cinturón de Asteroides, y que con el transcurso del tiempo sus órbitas hayan evolucionado, debido al efecto Poynting - Robertson (ver Z. Ceplecha, 1967), para después ser capturados en la Tierra.

El 85.7% de los meteoritos recuperados son de la clase llamada *condritas* ordinarias. Son de la familia de los meteoritos pétreos y se componen de sulfuros y minerales. Están compuestos principalmente de SiO₂, que conforman la parte de silicatos, con pequeñas cantidades de MgO y FeO; contienen también Fe y Ni, que conforman los granos metálicos, así como FeS, que conforma los granos sulfídicos.

El 7.1% de los meteoritos recuperados es de la clase llamada *acondritas* que son diferentes a las anteriores en cuanto a que se parecen más a rocas ígneas terrestres y no contienen la parte de hierro y níquel de las *condritas* ordinarias. El 5.7% de los recuperados son de naturaleza puramente metálica, a base de Fe y Ni, y el 1.5% es una combinación de la familia de pétreos con metales. (G. Tschermak, 1964).

Sin embargo, las bolas de fuego pueden ser productos cometarios que se han desintegrado. Con las trayectorias de vuelo y la luminosidad registrada de dichos meteoros (Opik, 1955a,b; Fechtig 1982)), se puede deducir su densidad y composición, considerándose como porosos y frágiles. Por ejemplo, en 1970, el globo aerostático U-2 capturó, a una altura de 20 km, partículas extraterrestres de 2 a 50 μm de tamaño.

Es posible que algunas de las partículas de polvo interplanetario pudieran originarse de rocas interplanetarias, como las del Cinturón de Asteroides, y que con el transcurso del tiempo sus órbitas hayan evolucionado, debido al efecto Poynting - Robertson (ver Z. Ceplecha, 1967), para después ser capturados en la Tierra.

2.- CÓMO DETECTARLOS

2.1 ATRAVESANDO LA ATMÓSFERA

Para que haya un impacto de algún meteoróide con la Tierra sabemos que sus órbitas se deben intersectar y ambas deben alcanzar un punto de intersección al mismo tiempo.

En la teoría física de meteoros se consideran procesos que se llevan a cabo durante el vuelo del meteorito al atravesar la atmósfera. En ella se pretende como predecir la variación de la masa, velocidad, luminosidad y ionización a lo largo de la trayectoria.

Cuando un meteorito entra a la atmósfera su superficie se calienta rápidamente y, en unos cuantos segundos la temperatura es suficiente como para que comience el proceso denominado ablación, es decir, hay un desgaste continuo en la superficie del cuerpo por pérdida de materia, debida a la fricción del aire conforme el meteorito avanza. Las tensiones que se producen en el interior por los gradientes de temperatura pueden ocasionar que el cuerpo se fragmente. La gran velocidad del cuerpo provoca que las moléculas de su superficie y de los vapores expelidos por la ablación se exciten e incluso se ionicen, produciéndose así una estela luminosa, al mismo tiempo que la mayor parte del cuerpo ablandado desprende vapores que lo rodean y, eventualmente, se observa una bola brillante en el cielo conocido como una bola de fuego.

El meteorito siempre sufrirá una desaceleración, hasta alcanzar una velocidad terminal (fenómeno característico de la dinámica de un cuerpo que se mueve en un fluido), y en ese momento la ablación habrá terminado y ya no será suficiente la energía cinética (como consecuencia de la baja velocidad del meteorito) para excitar las moléculas, dejando de haber emisión de radiación.

Mientras haya emisión de radiación se puede tener información del cuerpo

en movimiento desde la superficie terrestre utilizando estaciones fotográficas, cámaras de T.V. o radares. Dichas estaciones registrarán la trayectoria luminosa del meteoro que ha penetrado la atmósfera terrestre y que durará varios segundos. Para obtener la trayectoria real de un meteorito se requieren al menos dos cámaras separadas una distancia adecuada sobre el suelo, ambas cámaras deben estar enfocadas hacia un mismo campo visual, teniendo las estrellas de la bóveda celeste como fondo. Supongamos que un meteoro ha recorrido la trayectoria M_1M_2 (figura 3.1).

La cámara A verá proyectada esta trayectoria en la bóveda celeste a lo largo de A_1A_2 y la cámara B lo hará a lo largo de la trayectoria B_1B_2 , la intersección de los planos AA_1A_2 y BB_1B_2 será la trayectoria real de meteoro. Obviamente que, para obtener esta trayectoria, ambas cámaras deben estar bien sincronizadas, es decir, registrar el mismo evento a la vez.

Tales registros, con tiempos sincronizados, nos dan la posibilidad de conocer

- La posición (y por ende la velocidad y desaceleración) del cuerpo a lo largo de la trayectoria visible.
- La altura máxima y mínima observables.
- Su intensidad luminosa a lo largo de la trayectoria.
- Las diferentes densidades de aire por las que atraviesa.

2.2 PRIMEROS INTENTOS

El primer meteoro fotografiado fue en noviembre de 1885 por L. Weinek, en Praga, el cual pertenecía a las andrómedas, restos de material del cometa Bielja. Durante los primeros 50 años, los proyectos para fotografiar meteoros dieron escasos resultados. Durante los siguientes 50 años se hicieron buenos avances con las cámaras de Harvard, equipadas con obturadores rotatorios para

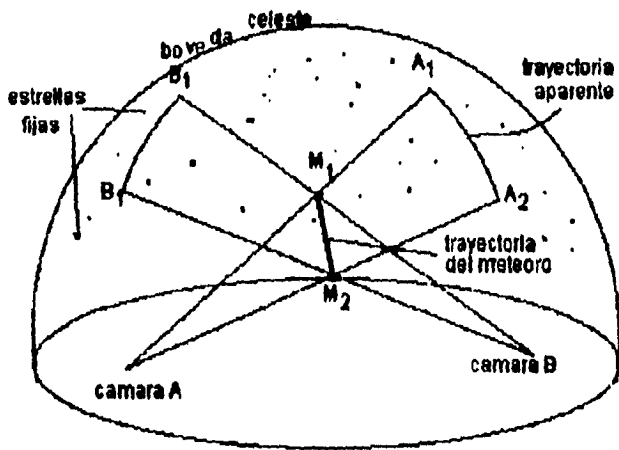


Figura 3.1 A y B son dos cámaras para fotografiar una traza luminosa y obtener la trayectoria real M_1M_2 .

medir las velocidades de los meteoros. Fueron operadas por Whipple(1938,1954) de 1936 a 1951 en forma continua. Este fue el primer trabajo que dió una clasificación de meteoros acorde a sus trayectorias y órbitas. Se publicaron 144 elementos fotografiados.

El segundo gran proyecto, también con base en dos estaciones fotográficas, fue el del observatorio Ondřejov en Checoslovakia, funcionando continuamente desde 1951 a 1977 (Ceplecha 1957, Ceplecha et al 1959). Después de los primeros 8 años de funcionamiento de estas estaciones, el 17 de abril de 1959 se detectó un meteoro de magnitud -19^{*}. Al analizar la trayectoria, se predijo el lugar de caída de este meteorito, encontrándose cuatro pedazos de éste cerca del pueblo de Příbram en Checoslovakia (Ceplecha, 1961). Este fue el primer caso de un meteoro fotografiado cuyos restos han sido rescatados en la Tierra.

A finales de 1963 se pusieron en operación las primeras cadenas de estaciones, tanto en Checoslovakia como en los Estados Unidos.

En 1971 se puso en marcha el **Meteorite Observation and Recovery Project (MORP)** en Canadá. Registraron 100 meteoros por año hasta 1986, de los cuales, se lograron recoger más de 100 gramos del material de 7 meteoros detectados. Esta cadena obtuvo los datos del meteorito recuperado en Innisfree (Halliday et al. 1978), haciendo un total de 3 meteoritos que han sido recuperados después de fotografiarse. Hasta ese momento, lo que se pretendía era entender la relación de los meteoroides con los meteoritos. La idea más arraigada era que el número de meteoroides "blandos" (supuestos de origen cometario) debía ser insignificante en comparación con los más grandes y duros (supuestos de

* La magnitud es una medida del brillo aparente de las estrellas. En el siglo II (d.C), Hiparco la dividió en 6 niveles: las estrellas más brillantes al ojo humano tienen magnitud 1, las más débiles magnitud 6.

origen asteroidal). Para obtener información acerca de la dureza de estos cuerpos, los datos ayudan a calibrar las eficiencias luminosas y otras cantidades en la teoría física de meteoros.

Se ha encontrado que existen diferentes poblaciones de meteoroides (Ceplecha y McCrosky, 1976), como se ejemplifica en la siguiente tabla, se listan meteoroides de aproximadamente la misma velocidad inicial (v_{∞}), la misma magnitud máxima y la misma intensidad (I) integrada a lo largo de la trayectoria y la misma inclinación (z) de dicha trayectoria respecto a la vertical. Sin embargo se observa que existe gran diferencia entre sus alturas

No. de meteoroides PN	39276	39406b	40425	39533	39450
v_{∞} (km/s)	25.8	23.3	25.6	23.5	25.6
Mag. abs. max	-10.6	-10.6	-10.5	-8.6	-11.7
$\log \int_{t_0}^{t_E} I dt$	13.55	13.44	13.79	13.51	14.23
$\cos Z$	0.626	0.881	0.640	0.623	0.963
hE (km)	68.9	57.1	41.7	35.1	32.3

Tabla IV Meteoros con parámetros iniciales similares muestran diferentes alturas terminales.

terminales. Los meteoroides más duros han logrado penetrar más en la atmósfera respecto a los meteoroides "blandos".

La densidad de aire al final de la trayectoria luminosa llega a diferir por un factor de 1000 entre los cuerpos más fuertes y los más blandos. La clasificación de los meteoroides anteriores en grupos individuales representa la combi-

nación de efectos de diferentes habilidades de ablación (ver ecuación 3.12)) y diferentes densidades de los cuerpos, los cuales están relacionados a su vez con diferencias en sus estructuras y composiciones.

3.- MEDICIONES DE PROPIEDADES FÍSICAS

3.1 MASA DINÁMICA

Conforme el meteorito penetra a la atmósfera, las moléculas de la atmósfera le transfieren a aquel una cierta cantidad de momento. Supongamos, desde el sistema de referencia del meteorito, que una pequeña cantidad de masa de aire dm le transfiere una cantidad de momento $v dm$ al meteorito de masa M , y su velocidad se modifica una cantidad dv , tal que su momento será $-M dv$ (el signo menos se debe a que el meteorito va cayendo). Sin embargo, no todo el momento del aire $v dm$ es usado para modificar la velocidad del cuerpo, otra parte puede ser usada para generar calor, radiación, o bien para formar un frente de choque, por lo que se introducirá el factor Γ (llamado coeficiente de arrastre) en la ecuación de conservación de momento:

$$\Gamma v dm = - M dv , \quad 3.1)$$

Despejando M tenemos

$$M = -\Gamma \frac{dm}{dv} . \quad 3.2)$$

Podemos pensar que las moléculas de aire, que golpean al meteorito provienen de un pequeño cilindro imaginario de altura $v dt$ y de sección transversal S :

En ese instante la densidad del cilindro será.

$$\rho = \frac{dm}{dV} ,$$

donde, de la figura 3.2, $dV = Sv dt$, entonces

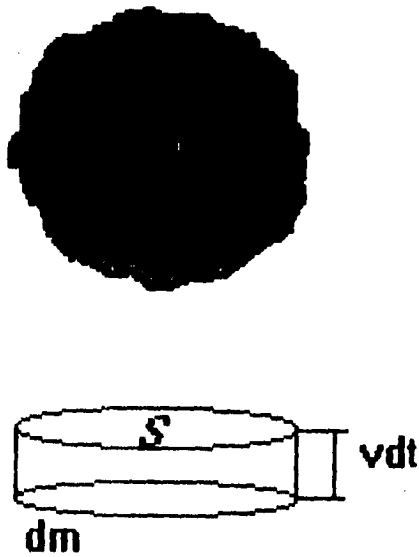


Figura 3.2 Cilindro imaginario de sección transversal S y altura vdt que representa las moléculas de aire al incidir sobre un meteorito.

$$\rho = \frac{dm}{Svdt}$$

De donde $dm = \rho S v dt$ 3.3)

Sustituyendo en la ecuación 3.2) tenemos

$$M = -\Gamma \rho \frac{v^2 S}{dv/dt} \quad 3.4)$$

donde dv/dt es la aceleración sufrida por el meteorolide.

Definamos el factor de forma como

$$A = S/v^{2/3} \quad 3.4a)$$

Puesto que la densidad del meteorito es $\delta = M/V$, entonces

$$S = A \frac{M^{2/3}}{\delta^{2/3}}$$

Sustituyendo esto en la ecuación 3.4), la masa queda como:

$$M_d = - \left(\frac{\Gamma \rho}{\delta^{2/3}} \right)^3 \frac{A^3 v^6}{dv/dt} \quad 3.4b)$$

El subíndice d que se ha puesto indica que la masa a considerar mediante esta ecuación es la llamada masa dinámica. La velocidad y la aceleración son determinadas directamente de cámaras fotográficas o de T.V., como se mostró anteriormente.

3.2 COEFICIENTE DE ABLACIÓN

Es evidente que el cambio dM en la masa del meteorolide dependerá directamente de la energía cinética transferida por el cilindro de la figura 3.2, y dependerá en forma inversamente proporcional al calor latente de las moléculas del cuerpo meteórico, ya que si el calor latente de vaporización es muy grande difícilmente habrá pérdida de masa en el meteorolide. Así que

escribiremos la expresión para dM como

$$dM = - \Lambda \frac{dK}{L} \quad 3.5)$$

Donde L es el calor latente, Λ es el coeficiente de transferencia de calor y dK es la energía cinética de las moléculas de aire, o sea,

$$dK = \frac{1}{2} dm v^2$$

De la ecuación 3.3) $dK = 1/2 v^3 \rho S dt$

Sustituyendo en 3.5) tenemos

$$\frac{dM}{dt} = - \Lambda \frac{\rho S v^3}{2L} \quad 3.6)$$

Como resultado de ello, se puede derivar la habilidad de ablación del meteorolde por medio del coeficiente de ablación que se definirá a continuación:

De la ecuación 3.4) se tiene que

$$M \frac{dv}{dt} = -\Gamma \rho v^2 S \quad 3.7)$$

Si dividimos 3.6) entre 3.7) se tiene que,

$$dM/M = (\Lambda/2\Gamma L) v dv$$

Sea $\sigma = \Lambda/2\Gamma L$ el coeficiente de ablación, entonces

$$\frac{dM}{M} = \sigma v dv \quad 3.8)$$

Físicamente, el coeficiente de ablación indica que tan "fácil" es que se gaste un cuerpo que penetra a la atmósfera (un meteorito), es decir, que tan ablativo puede ser un meteorito. Si el calor latente del meteorito es alto, significa que se requerirá de una gran cantidad de calor para sublimar su superficie, así que difícilmente perderá masa. De la ecuación 3.8) vemos que, si el calor latente (L) es alto, σ será pequeño y se dirá que el cuerpo es

poco ablativo. El proceso contrario ocurre cuando el calor latente del cuerpo es pequeño, en este caso σ es más alto y se dirá que el cuerpo es *muy ablativo*.

Se deducirá ahora una expresión para σ , el coeficiente de ablación, en términos de parámetros que se puedan conocer, ya sea directa o indirectamente, o bien, con las relaciones antes encontradas.

Si el meteoróide ingresa a la Tierra con un ángulo z respecto a la vertical y en un tiempo pequeño ha recorrido una distancia $dl = vdt$, entonces, la componente vertical de la distancia recorrida será $dh = -vdt \cos z$ (figura 3.3), entonces $dh/dt = -v \cos z$ o $vdt = -dh/\cos z$ 3.9a)

De la ecuación 3.6)

$$dM = \frac{\Lambda \rho S v^2}{2L} vdt \quad \Rightarrow \quad dM = \frac{\Lambda \rho S v^2 dh}{2L \cos z} \quad 3.9b)$$

Suponiendo una atmósfera estática, con temperatura constante, la densidad puede encontrarse, para cualquier altura, con la expresión

$$\rho = \rho_0 e^{-h/H}, \quad 3.10)$$

donde ρ_0 es la densidad de la atmósfera al nivel del mar, h la altura y el parámetro H (la escala de altura) esta dado por la expresión $H = RT/\mu g$, donde a su vez, R es la constante universal de los gases, g la aceleración de gravedad, μ el peso molecular y T la temperatura.

Así:

$$dM = \frac{\Lambda \rho_0 e^{-h/H} S v^2}{2L \cos z}$$

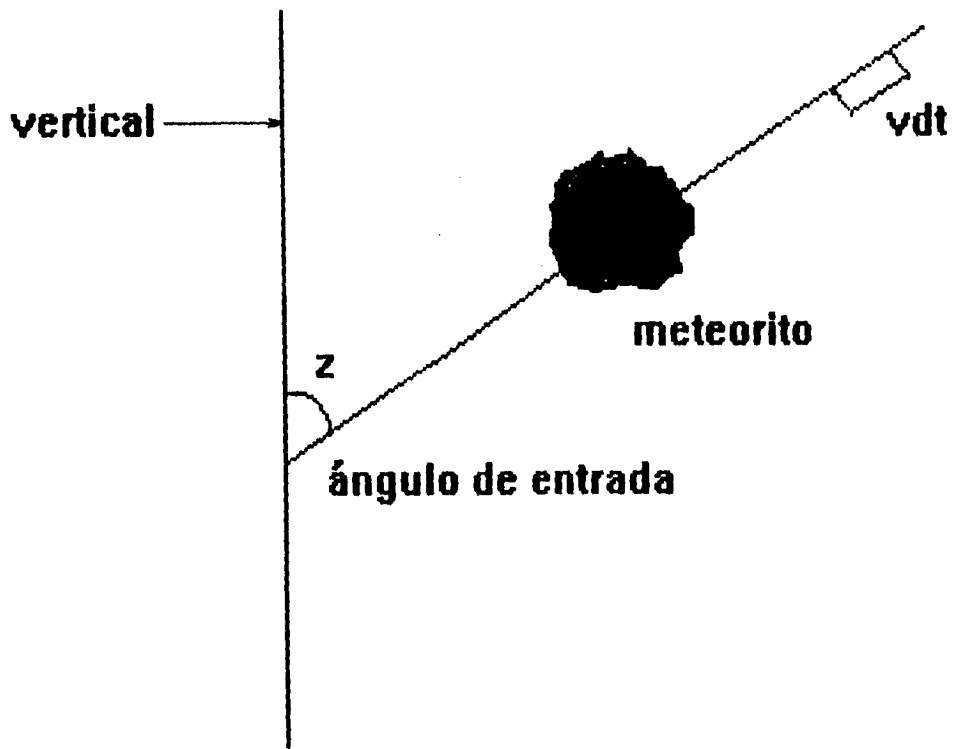


Figura 3.3 Meteorito entrando a la atmósfera con un ángulo z respecto a la vertical.

$$\text{Integrando: } M_0 - M_f = \frac{\Lambda \rho_0 S}{2L \cos z} \int_{h_E}^{h_0} v^2 e^{-h/H} dh$$

donde el subíndice 0 representa la cantidad inicial y el subíndice f la cantidad final a lo largo de un segmento de trayectoria.

Multiplicando y dividiendo por Γ (Γ es el coeficiente de arrastre) el segundo lado de la ecuación, se tiene que

$$M_0 - M_f = \frac{\Gamma \Lambda \rho_0 S}{2\Gamma L \cos z} \int v^2 e^{-h/H} dh \quad (3.11)$$

Pero $\Lambda/2\Gamma L$ es la definición del coeficiente de ablación σ .

Sustituyéndola en la expresión anterior, despejando y despreciando M_f (pues la masa del meteorito es muy pequeña al final de su trayectoria luminosa como consecuencia de la fricción sufrida por la atmósfera) se llega a que, la expresión buscada para el coeficiente de ablación es de la forma:

$$\sigma = \frac{M_0 \cos z}{\Gamma \rho_0 S \int v^2 e^{-h/H} dh} \quad (3.12)$$

En esta ecuación, M_0 es la masa cuando el meteorito entra a la atmósfera, la cual puede ser calculada con la ec. 3.4b).

3.3 MASA FOTOMÉTRICA

Otra forma de medir la masa del meteorito es a partir de la luminosidad, observada mientras la energía cinética del cuerpo es suficiente para que haya emisión de luz durante la interacción de las partículas del meteorito con las de la atmósfera.

Puesto que la luminosidad se debe al cambio de la energía cinética por

unidad de tiempo, podemos escribir:

$$I = - \tau \frac{dE}{dt},$$

donde I es la intensidad luminosa y τ es el coeficiente de luminosidad, pues no toda la energía cinética que pierde el meteoro es convertida en luz. Otra parte se puede ir en calor.

Puesto que $E = \frac{1}{2} Mv^2$, entonces

$$I = - \frac{\tau}{2} (M2v \frac{dv}{dt} + v^2 \frac{dM}{dt})$$

ó

$$I = - \frac{\tau}{2} v^2 \frac{dM}{dt} \left(1 + \frac{2M \frac{dv}{dt}}{v \frac{dM}{dt}} \right).$$

Por la regla de la cadena el segundo término dentro del paréntesis se puede escribir como $\frac{2M}{v} \frac{dv}{dM}$

Pero, por la ecuación 3.8), se tiene que

$$\frac{2M}{v} \frac{dv}{dM} = \frac{1}{\sigma v^2}$$

entonces

$$I = - \frac{\tau}{2} v^2 \frac{dM}{dt} \left(1 + \frac{1}{\sigma v^2} \right).$$

Si consideramos un valor medio $\sigma = 0.05 \text{s}^2/\text{km}^2$ (Bronshten, 1961) y la velocidad de escape de la Tierra que es de unos 12km/s, tenemos entonces que

$$\frac{1}{\sigma v^2} = 0.14$$

Este valor es mucho menor que 1.

Por lo tanto, podemos desprejar el segundo término del paréntesis y escribir la intensidad luminosa simplemente como

$$I = -\frac{\tau}{2} v^2 \frac{dM}{dt} \quad 3.12a)$$

$$\Rightarrow dM = -\frac{2I}{\tau v^2} dt \quad \Rightarrow M_f - M_i = -\int_{t_0}^{t_f} \frac{2I}{\tau v^2} dt \quad 3.12b)$$

Aquí, lo que interesa conocer es M_f , pues la masa final generalmente es despreciable una vez que el cuerpo ha sufrido los efectos mecánicos de la atmósfera, o bien, m_f puede conocerse si logran caer restos al suelo. Así que la expresión para la masa fotométrica será

$$M_{ph} = \int_{t_0}^{t_f} \frac{2I}{\tau v^2} dt \quad 3.12c)$$

Donde se ha sustituido el subíndice i por ph para indicar la masa fotométrica.

3.4 ALTURA TERMINAL

La masa dinámica calculada a partir de los datos de desaceleración puede ser usada para calcular la altura terminal teórica, esto es, la altura a la cual se deja de ver el meteoro (ver el apéndice), cuya expresión está dada por:

$$h_E = -H \ln \left\{ (e^{-u_0/K}) \int_{u_0}^u e^u \frac{du}{u} \right\} \quad 3.13)$$

De la ecuación anterior, el acuerdo observado entre la altura terminal teórica y la observacional es una consecuencia del hecho de que si la masa dinámica inicial se mide correctamente de los datos de desaceleración (ver ec

3.4b) y decrece sobre toda la trayectoria (ver también ec. 3.9b), entonces el uso de los datos de desaceleración y medición de la altura terminal representan métodos equivalentes de medición de la masa dinámica inicial M_0 .

3.5 PRESIÓN Y FLUJO DE ENERGÍA

El cilindro de la figura 3.2 ejercerá una presión $P_0 = F/S$ sobre el frente del meteoro, donde F es el cambio en el momento respecto al tiempo cedido por las moléculas: vdm/dt . De la ecuación 3.3) para dm se llega a que la presión ejercida sobre el meteoro es

$$P_0 = \rho v^2. \quad 3.14)$$

El flujo de energía (energía por unidad de área y de tiempo) debido al cilindro de moléculas es de la forma:

$$W = \Lambda \frac{dE}{Sdt},$$

donde E es la energía cinética de las moléculas del cilindro en cuestión, S su área frontal y Λ el coeficiente de transferencia de calor. Entonces

$$W = \Lambda \frac{v^2 dm}{2Sdt} = \Lambda \frac{v^3 dm}{2Sdtv} = \Lambda \frac{v^3 dm}{2dV} = \Lambda \frac{1}{2} \rho v^3, \quad 3.15)$$

Donde dV es el volumen del pequeño cilindro. Sustituyendo $\rho = \rho_0 e^{-h/H}$ y $h = -vcoszt$ en la ecuación anterior, se tiene que

$$W = \Lambda \rho_0 \frac{v^3 e^{vcoszt/H}}{2}. \quad 3.16)$$

3.5 PARADOJA DE LAS MASAS

Hemos visto que, en principio, se pueden utilizar cualesquiera de las ecuaciones 3.4b) o 3.12c) para encontrar la masa del meteoro; la primera es a

partir de la velocidad y aceleración, la segunda a partir de la luminosidad observadas en la trayectoria del meteoro. Sin embargo, Whipple (1952) comparó las masas dinámicas obtenidas con las masas fotométricas determinadas a partir de las curvas de luz de los mismos meteoros, encontró que las masas dinámicas eran significativamente menores que las fotométricas.

En realidad los objetos pueden exhibir una razón de masa fotométrica a masa dinámica. Por ejemplo, el meteorito recuperado Lost City tiene una razón $m_{ph}/m_d = 23$, la cual es tomada como 1, al ser comparado este cociente con otros casos.

En 1966, Ceplecha usó el catalogo de 413 meteoros brillantes compilados por Jacchia, Verniani y Briggs. Las masas fotométricas fueron tomadas de ese catalogo y las masas dinámicas fueron calculadas con la ec 3.4b), suponiendo que el término $(\frac{\Gamma A}{s^{2/3}})^3 \approx 1$.

Haciendo un histograma de $\log(m_{ph}/m_d)$ vs el número de meteoros, Ceplecha obtuvo el siguiente histograma:

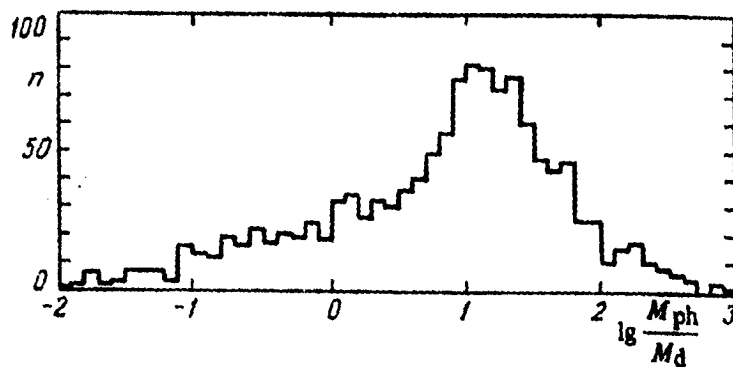


Figura 3.4 Distribución de meteoritos al graficar su razón de masa fotométrica a masa dinámica (Tomada de Bronshten, 1983).

En la figura 3.4 se observa que hay un máximo cerca de $m_{ph}/m_d = 10$.

Para tratar de reconciliar ambas masas se pueden recurrir al siguiente argumento:

Considérese la ecuación 3.4b) para la masa dinámica, si suponemos la masa fotométrica como la masa correcta, entonces $m_{ph} = nm_d$, donde n es la razón de las masas. Sustituyendo nm_d en vez de M en la ec. 3.4) y despejando nuevamente m_d se llega a que

$$M_d = - (\Gamma\rho)^3 \frac{A^3 v^6}{dv/dt} \frac{1}{(\delta/\sqrt{n})^2} \quad 3.17)$$

Esto significa que la densidad que aparece en la ec 3.4b) es sólo aparente, y la densidad que aparece en 3.12) (definámosla como $\delta = \delta'$), es la densidad real.

Para el caso del meteorito Lost City, puesto que $n = 23$, entonces su densidad real es $\delta' = \sqrt{23}\delta$, donde en la ecuación 3.4b) se ha supuesto $\delta = 1g/cm^3$, entonces $\delta' = 4.78g/cm^3$.

CAPITULO IV.- CLASIFICACION DE METEOROS

1.- GRUPOS DE METEORITOS

1.1 HABILIDAD DE ABLACION

El primer intento por clasificar los meteoros de acuerdo con sus habilidades de penetración a la atmósfera fue hecho por Ceplecha y McCrosky (1976) al hacer un análisis de los coeficientes de ablación individuales así como de sus densidades. Encontraron cuatro grupos de diferente composición y estructura:

GRUPO I.- En este grupo, los meteoros tienen la más baja habilidad de ablación, es decir σ es la más baja que se ha detectado: $\sigma = 0.014s^2/km^2$. A este grupo pertenecen los meteoritos encontrados Pribram, Lost City e Innisfree, y se dice que está relacionado con condritas ordinarias.

GRUPO II.- Tiene densidad menor que la anterior y habilidad de ablación mayor: $\sigma = 0.042s^2/Km^2$. Este grupo está relacionado con las condritas carbonosas.

GRUPO IIIA.- tiene densidad aún menor y habilidad de ablación más alta que el grupo anterior: $0.13s^2/km^2$. Su densidad es menor que $1g/cm^3$, alrededor de $0.6g/cm^3$.

GRUPO IIIB.- Tiene la menor densidad y la más alta habilidad de ablación: $0.20s^2/km^2$. Su densidad es de unas cuantas decenas de g/cm^3 : $0.2g/cm^3$ en promedio. Ceplecha y McCrosky suponen que los grupos IIIA y IIIB tienen el mismo origen cometario.

El propósito inicial de esta clasificación consistió en ver si había una diferencia en las propiedades físicas de los meteoros fotografiados.

2.- Parámetro k_B

2.1 CÁLCULO DEL PARÁMETRO k_B

En 1967 Cepplecha hizo uso de un parámetro, llamado parámetro k_B en base al cual clasifica los meteoritos en tres grupos, cada uno con diferentes características físicas y orbitales.

Un meteorito comienza a calentarse cuando tiene contacto con las primeras moléculas de la atmósfera. Parte del calor producido por las moléculas incidentes es utilizado para calentar el cuerpo del meteorito y el resto se radia hacia el espacio.

Consideremos ahora el calentamiento de un meteorito al penetrar la atmósfera. El problema del calentamiento de los meteoritos requiere la solución de la ecuación de calor. A principios de 1939, Levin resolvió este problema al considerar un cilindro semi-infinito con un frente plano y con una superficie lateral aislante (figura 4.1). Designemos por $T(x,t)$ la temperatura que tiene el meteorito conforme transcurre el tiempo a lo largo de su cuerpo. En este caso Levin (1939) resolvió la ecuación de conducción de calor unidimensional:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - b^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 0 \quad 4.1)$$

Aquí $b = \lambda/\delta c$, donde δ es la densidad del meteorito c el calor específico y λ la conductividad térmica.

El flujo de energía en la parte frontal del cilindro define una condición de contorno:

$$W(t) = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0}$$

$$\Rightarrow \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=0} = -\frac{W}{\lambda} \quad 4.2)$$

Donde W es el flujo de energía por unidad de área y de tiempo.

Consideremos también una porción pequeña de la trayectoria del cuerpo, de tal forma que la velocidad no varíe demasiado y sea válida la ecuación 4.1).

De la ecuación 3.15), el flujo de energía que empieza a experimentar el meteoro al contacto con las moléculas de aire es

$$W = \Lambda \frac{1}{2} \rho_0 v_0^3 \quad 4.3)$$

donde v_0 es la velocidad al comienzo de la trayectoria del meteoro, y ρ_0 es la densidad atmosférica.

De manera que el flujo $W(t)$ a través del meteoro (parte inicial del cilindro) será:

$$W = \Lambda \frac{1}{2} \rho_0 v_0^3 \exp(h_B/H) \quad 4.4a)$$

considerando $h_B = v_0 t \cos z$, tenemos que (ver ec. 3.9a)

$$W = \Lambda \frac{1}{2} \rho_0 v_0^3 \exp(v_0 \cos z t/H) \quad 4.4b)$$

Una segunda condición de contorno (que pide Levin) es decir que en un tiempo muy grande, en el pasado, la temperatura del meteoro era cero, es decir:

$$T(x, -\infty) = 0 \quad 4.5)$$

Con estas condiciones Levin (1939) encuentra la solución a la ecuación 4.1) (ver también el libro: Fourier Transformation and Linear Differential Equations, de Z. Szmydt):

$$T(x, t) = \frac{Wx_0}{\lambda} \exp\left(-\frac{x}{x_0}\right), \quad 4.6)$$

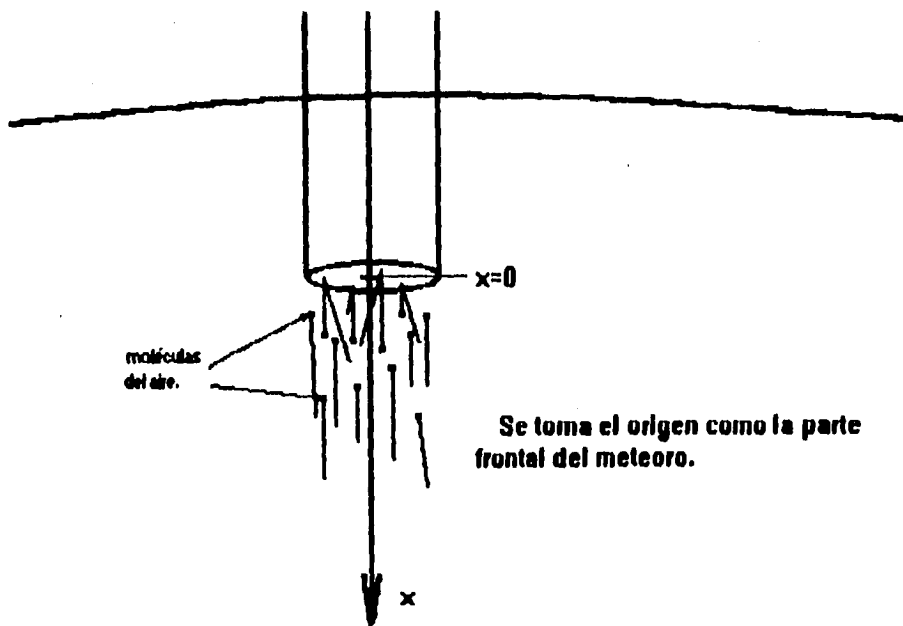


Figura 4.1 Cilindro semi-infinito con un frente plano y superficie lateral aislante.

Donde

$$x_0 = \frac{b \sqrt{\frac{v_0 \cos z}{H}}}{\lambda} \quad (4.7)$$

Ahora, la temperatura en la superficie (frontal) del meteorolde es

$$T(0, t) = \frac{Wx_0}{\lambda} \quad (4.8)$$

De manera que la temperatura a lo largo del cuerpo es

$$T(x, t) = T(0, t) \exp(-x/x_0) \quad (4.9)$$

Esto significa que la temperatura decrece exponencialmente conforme nos adentramos al meteorito.

Definamos la temperatura superficial al comienzo de la trayectoria del cuerpo simplemente como T. Usando la ecuación 4.4b) y sustituyendo en 4.8) se llega fácilmente a que

$$T = \Lambda \frac{b}{2\lambda} \left(\frac{H}{\cos z} \right)^{1/2} \rho_B v_0^{5/2} \quad (4.10)$$

Como $b^2 = \lambda/\delta c$, sustituyendo en 4.10) y reorganizando términos, tenemos que

$$\frac{2T}{\Lambda} \left(\frac{\lambda \delta c}{H} \right)^{1/2} = (\cos^{-1/2} z) \rho_B v_0^{5/2} \quad (4.11)$$

Sacando logaritmos se obtiene:

$$\log \frac{2T}{\Lambda} + \frac{1}{2} \log \left(\frac{\lambda \delta c}{H} \right) = -\frac{1}{2} \log(\cos z) + \log \rho_B + \frac{5}{2} \log v_0 \quad (4.12)$$

De esta manera, Cepiecha define el parámetro k_B como sigue.

Del lado izquierdo de la igualdad de 4.12) sea

$$k_B = \log \frac{2T}{\Lambda} + \frac{1}{2} \log \left(\frac{\lambda \delta c}{H} \right) \quad (4.13)$$

**ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA**

Y del lado derecho, sea

$$k_B = -\frac{1}{2}\log(\cos z) + \log \rho_B + \frac{5}{2}\log v_0 \quad 4.14)$$

Donde T es la temperatura superficial del cuerpo, Λ el coeficiente de transferencia de calor, λ la conductividad térmica, δ la densidad del cuerpo, c el calor específico del material meteorítico y H la escala de altura. En 4.14) ρ_B es la densidad al comienzo de la trayectoria, v_0 la velocidad preatmosférica (o velocidad al comienzo de la trayectoria visible en la atmósfera) y z el ángulo de entrada respecto a la vertical.

En la ecuación 4.13) el parámetro k_B nos muestra términos que solamente contienen propiedades físicas del meteorito. La ecuación 4.14), nos muestra términos que contienen las características orbitales de los meteoritos (excepto por ρ_B). Así que el parámetro k_B en principio puede determinarse de dos maneras: como se observa en 4.14) puede ser determinado de la observación directa, conociendo la velocidad de entrada a la atmósfera del meteorito, el ángulo de inclinación con que entra y la densidad de la atmósfera al inicio de la trayectoria visible; otra forma de hacerlo es conociendo la composición del cuerpo, como puede verse en 4.13), la cual no se puede hacer directamente como en el caso de los parámetros orbitales.

Para conocer las propiedades físicas de los meteoritos se hace una buena medición de la velocidad de entrada a la atmósfera (v_0) de la inclinación respecto a la vertical (z) y de la densidad atmosférica (ρ_B) en el comienzo de la trayectoria observable, se usa entonces la ecuación 4.14) para obtener el valor de k_B . Sustituyendo este valor en la ecuación 4.13) se puede tener estimaciones de, por ejemplo, la densidad de los meteoritos, como se verá en la sección 3 de éste capítulo.

Ceplecha (1967) utiliza este parámetro para poder contestar a las siguientes preguntas, muy importantes en el estudio de la dinámica de meteoritos:

- 1.- ¿Existen grupos entre los meteoros esporádicos que sean reconocibles?
- 2.- Si es así, ¿se pueden relacionar estos grupos con otros cuerpos conocidos del Sistema Solar?

La primera pregunta ha sido respondida ya por otros autores (como Ceplecha y McCrosky, 1976), al hacer el reconocimiento de diferentes grupos.

La segunda pregunta la contesta Ceplecha en su artículo (Ceplecha, 1967) al concluir que los diferentes grupos están conectados con otros cuerpos del Sistema Solar (tal como el Cinturón de Asteroides o los cometas), pues al aplicar el parámetro k_g a una muestra de meteoritos, Ceplecha encuentra tres grupos diferentes con características físicas y orbitales cada uno, como veremos a continuación.

2.2 APLICACIONES DE k_g PARA CLASIFICAR

Ceplecha (1967) calculó el parámetro k_g para los 2529 meteoros esporádicos de McCrosky & Posen (1961). Utilizó los datos de los parámetros orbitales obtenidos por dos estaciones de cámaras en Nuevo México.

Con dichos datos se obtuvo la siguiente gráfica (fig. 4.2):

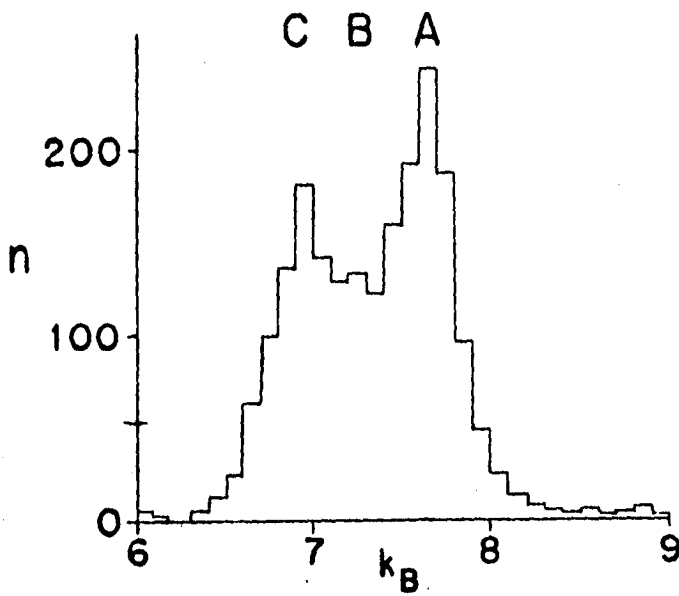


Figura 4.2 Distribución de k_B al graficar los 2529 meteoritos de McCrosky & Posen (Ceplecha, 1967).

Se observan dos máximos de distribución para k_B al graficar los 2529 meteoros de McCrosky & Posen (1961). Sin embargo, al considerar subgrupos de meteoros, atendiendo a diferentes intervalos de velocidades y graficarlos como se muestra en la figura 4.3, se nota claramente la presencia de un tercer grupo. Estos tres grupos, llamados A, B y C por Ceplecha tienen sus máximos en k_B como se muestra a continuación:

Grupo	miembros observados	máx k_B
A	1366	7.6
B	151	7.2
C	1012	6.9

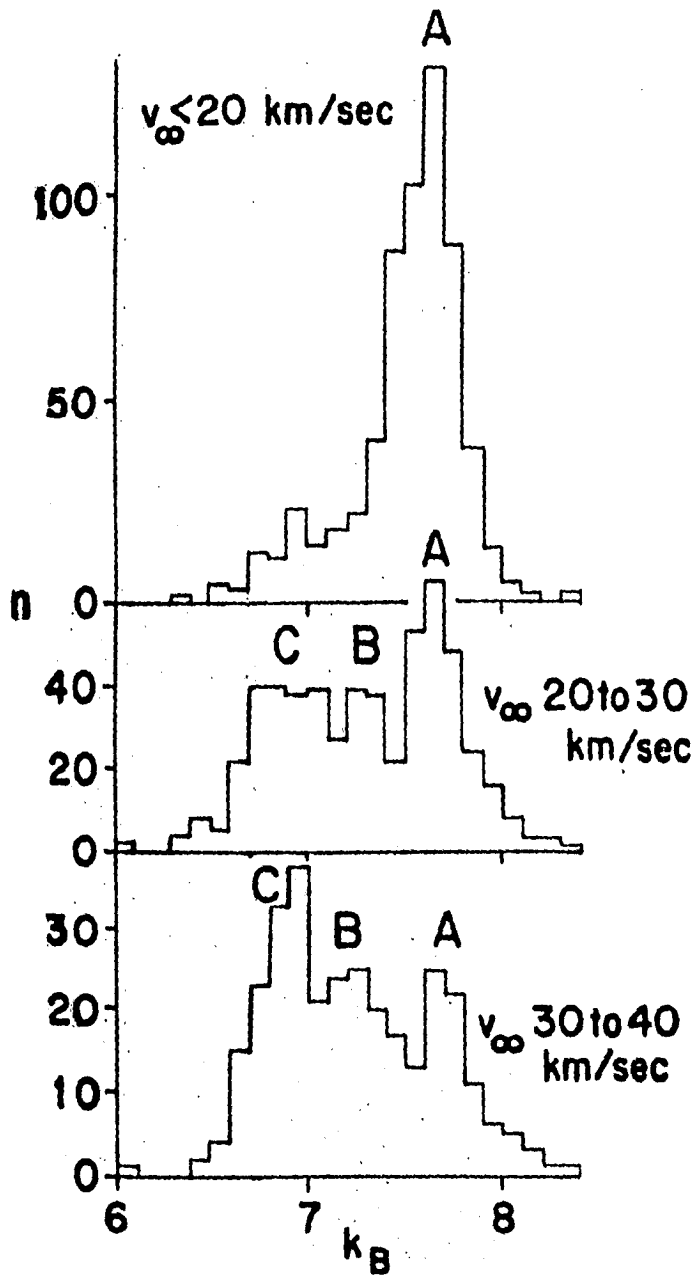


Figura 4.3 Distribución de k_B al graficar subgrupos de meteoritos considerando diferentes intervalos de sus velocidades. (Cepiecha, 1967)

En la figura 4.3 se observa que el intervalo $v_{\infty} < 20 \text{ km/s}$ contiene prácticamente sólo elementos del grupo A. El intervalo de 20 a 30 km/s contiene los tres grupos, con predominancia del A. De 30 a 40 km/s también se encuentran los tres pero con predominancia del C. De 40 a 50 km/s hay pocos meteoros debido a un mínimo en la distribución de velocidades, pero existen los tres grupos. De 50 a 60 km/s también hay pocos, siendo el C el predominante. Casi todos los de $v_{\infty} > 60 \text{ km/s}$ son del grupo C (ver figura 4.4).

2.2.1 SEMEJEJE MAYOR (a)

El grupo A tiene un máximo de semejeje mayor entre 1 y 2 U.A.. El grupo B entre 1 y 3 U.A.. El grupo C tiene dos máximos, uno entre 2 y 3 U.A. y el otro en $a \rightarrow \infty$

2.2.2 INCLINACIONES (i)

Ceplecha (1967) encuentra también las inclinaciones orbitales (ángulo del plano de la órbita respecto a la eclíptica) de los tres grupos. El grupo A tiene una alta concentración de órbitas en la eclíptica con muy poca presencia de ángulos mayores. El grupo C también tiene concentración en la eclíptica pero hay una alta concentración de sus órbitas fuera de ella. Las inclinaciones de las órbitas del grupo B se distribuyen casi uniformemente entre 0° y 30° .

El grupo C se puede separar en dos grupos más de acuerdo a sus órbitas. Tiene órbitas con inclinaciones mayores a 90° respecto a la eclíptica ($i \geq 50^\circ$) a la cual se ha llamado grupo C₂, y la otra componente con $i < 50^\circ$, que se acopla con la eclíptica, se ha llamado grupo C₁. (Ceplecha, 1967)

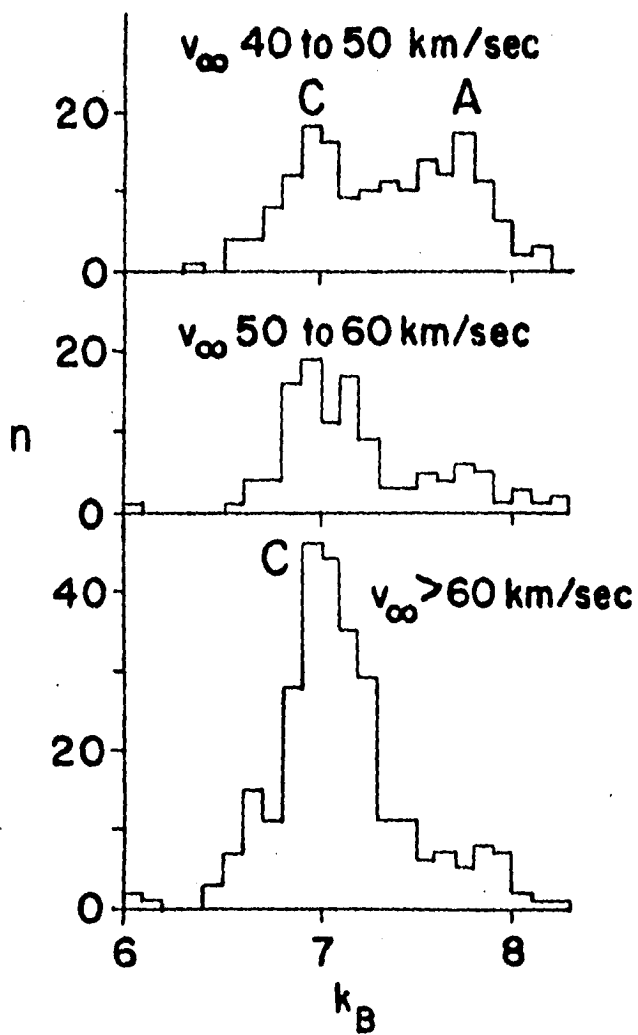


Figura 4.4 Distribución de k_B al graficar subgrupos de meteoritos considerando diferentes intervalos de sus velocidades. (Ceplecha, 1967)

2.2.3 EXCENTRICIDAD (e)

El siguiente elemento a considerar es la excentricidad. El grupo A tiene un máximo en $e = 0.65$. El C1 en 0.75 con una cantidad despreciable de elementos para $e < 0.6$. El grupo C2 tiene un máximo de excentricidad en $e \approx 1$.

2.2.4 PERIHELIOS (q)

La distribución de perihelios para los grupos A y C son diferentes. El grupo A tiene un máximo en $q = 0.95$ U.A. mientras que C1 tiene una distribución constante de $q = 0.2$ en adelante.

En resumen, vemos que el grupo A contiene mayor cantidad de cuerpos con semiejes y excentricidad más pequeños que los del grupo C. Ambos tienen concentración eclíptica y órbitas de corto periodo.

Para confirmar la existencia de los grupos encontrados, Ceplecha analiza la distribución de los elementos orbitales al calcular el parámetro k_B de otras muestras de meteoros obtenidos con cámaras pequeñas, y encuentra las mismas distribuciones.

3.- CALIBRACIÓN DEL PARÁMETRO k_B

Si calibramos el parámetro k_B podemos obtener estimaciones aproximadas de las densidades de los diferentes grupos de meteoros.

Se puede calibrar la escala k_B a partir de meteoros de composición conocida (fig. 4.5). Ceplecha (1961) usa dos meteoros que muestran un espectro de hierro puro y el meteorito artificial de McCrosky- Soberman (1963). El parámetro k_B que encuentra Ceplecha para cada meteorito tienen los valores de 8.12, 8.08 y 8.05, respectivamente. El valor promedio es de 8.08.

Se puede conocer además el producto $\lambda \delta c$ experimentalmente para estos

meteoros prueba. Se encuentra que $\frac{1}{2}\log\lambda\delta c = 7.1$ (Levin, 1939) es el valor medio aceptado para estos cuerpos.

Podemos escribir el parámetro k_B como

$$k_B = \text{const} + \frac{1}{2}\log\lambda\delta c, \quad (4.15)$$

donde

$$\text{const} = \log \frac{2T}{\lambda} - \frac{1}{2}\log H, \quad (4.16)$$

Puesto que $k_B = 8.08$ para los meteoros de hierro, sustituyendo esto en 4.15) así como el segundo término de la suma, se tiene que $\text{const} = 0.98$.

De esta manera, se puede encontrar el valor de $\frac{1}{2}\log\lambda\delta c$ para los grupos A, B y C. Usando los valores de k_B para cada grupo y de los datos experimentales (ver fig 4.5) Ceplecha llega a la conclusión de que la densidad (δ) de cada grupo es:

para el grupo A	$\log\delta = 0.602$	\rightarrow	$\delta = 4\text{g/cm}^3,$
para el grupo B	$\log\delta = .34$	\rightarrow	$\delta = 2.2\text{g/cm}^3,$
para el grupo C	$\log\delta = 0.144$	\rightarrow	$\delta = 1.39\text{g/cm}^3,$

Vemos que el grupo A, con el semieje mayor y excentricidad más pequeñas tiene la densidad más alta, que caracteriza al meteorito pétreo. Por otro lado, el grupo C tiene una densidad no mucho más grande que 1.

Al analizar la evolución que pudieron tener las órbitas de la muestra de meteoritos en el transcurso de la vida del Sol, Ceplecha llega a la conclusión de que el grupo A posiblemente tiene relación con el cinturón de Asteroides y los grupos B y C (el cual dividió en C1 y C2) tienen relación con los cometas (figura 5.6).

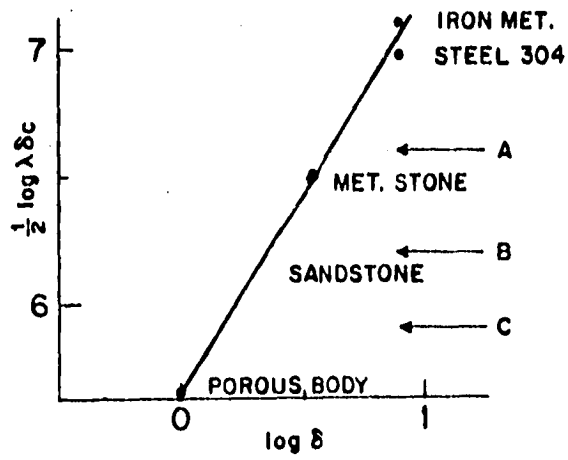


Figura 4.5 Meteoros experimentales para obtener la densidad de cada uno de los grupos (Ceplecha, 1967).

CAPITULO V.- METEORITOS HIPERBOLICOS

1.- UNA MUESTRA DE 100 METEOROS

1.1 HIPÓTESIS

Se entiende por *meteoritos hiperbólicos* aquellos cuyas órbitas tienen excentricidad mayor que 1. De los 2529 meteoros fotografiados simultáneamente por dos estaciones de cámara Super-Schmidt del Harvard Meteor Project (McCrosky & Posen, 1961) se eligieron todos los datos de meteoritos que tuviesen excentricidad mayor que 1.2, (los cuales resultaron ser solamente 102 elementos) para tomar una muestra confiable de meteoritos hiperbólicos. Se sospechó que, por tener esta clase de órbitas, (*órbitas abiertas*), podrían ser de origen interestelar, que no estaban ligados al Sistema Solar y que, posiblemente sus trayectorias pudieran dar una idea de su procedencia.

Localizando las posiciones de los perihelios de las órbitas, de cada uno de los meteoritos en la bóveda celeste se tiene un elemento fundamental de su trayectoria. Puesto que sus excentricidades son mayores que 1, si es que los datos de McCrosky & Posen(1961) son correctos, podemos suponer que estos meteoritos son de origen interestelar.

Si suponemos que los meteoritos seleccionados provienen del espacio interestelar, deberíamos observar que sus trayectorias iniciales provienen del Apex Solar y que sus perihelios se encuentran preferentemente en el hemisferio que da hacia el Antiapex Solar (la dirección contraria al movimiento del Sol, ver figura 5.1).

Si, por el contrario, estos meteoritos tienen una distribución aleatoria en la bóveda celeste (como algunos cometas de largo período), y además tienen propiedades físicas similares a las de los cometas, será un indicio de la existencia de la Nube de Öort.

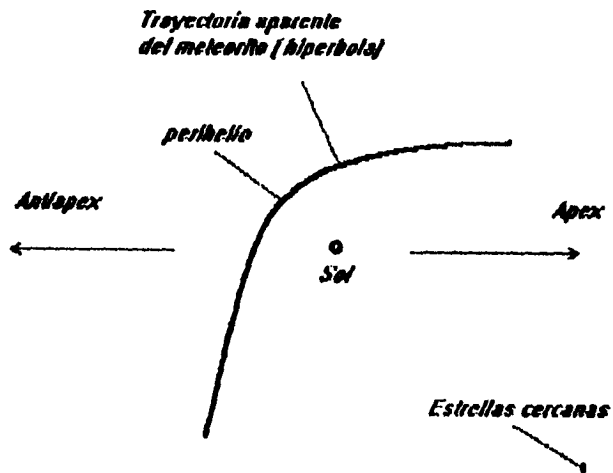


FIGURA 5.1

Figura 5.1 Movimiento característico de un meteorito interestelar desde el Sistema de referencia del Sol.

Por otro lado, si estos meteoritos tienen una distribución en la eclíptica (como los cometas de corto periodo), y además tienen conexión con los cometas en sus propiedades físicas, esto será un indicio de la existencia de un núcleo interno a la nube de Öort.

1.2 COORDENADAS ECLÍPTICAS

En el artículo de McCrosky & Posen (1961) se especifican los elementos orbitales, calculados por el método descrito por Jacchia (1958), tales como la inclinación de la órbita respecto a la eclíptica, la excentricidad, el perihelio (distancia más corta de la órbita del meteorito al Sol), el semieje mayor, la velocidad fuera de la atmósfera, la longitud perihélica, etc.

El fin de esta sección es localizar la posición del perihelio en la bóveda celeste (los datos de McCrosky & Posen solamente nos dan las distancias más cortas de las órbitas al Sol) de cada uno de los 102 meteoros, lo cual nos permitirá verificar la procedencia de éstos.

Para localizar el perihelio de los meteoros en la bóveda, es suficiente conocer tres parámetros (ver figura 5.2):

- 1.- La inclinación i del plano de la órbita del meteorito respecto al plano de la eclíptica.
- 2.- El ángulo Ω entre la dirección del punto vernal y la línea de los nodos, esto es, la línea que se forma como resultado de la intersección entre ambos planos.
- 3.- El ángulo ω entre la línea de los nodos y la línea que une la posición del

TABLA V

En la tabla siguiente (las dos páginas siguientes) se muestran los datos más importantes utilizados para el análisis de los 102 meteoritos en este trabajo.

A continuación se da el significado de cada columna (ver también la figura 5.3 para una mejor comprensión):

- i es el ángulo de inclinación del plano de la órbita del meteorito respecto al plano de la eclíptica.
- Ω es el ángulo entre la dirección del punto vernal y la línea de los nodos, esto es, la línea que se forma como resultado de la intersección entre ambos planos.
- ω es ángulo entre la línea de los nodos y la línea que une la posición del Sol con el perihelio.
- ρ es la declinación.
- λ es la longitud eclíptica.
- μ es el ángulo diferencia $\lambda - \Omega$.
- β es la latitud eclíptica.
- k_g es el parámetro para determinar grupos de meteoritos del que se habló en el capítulo anterior.

l	ω	Ω	ρ	μ	λ	β	k_B
1.570796	4.014257	4.921828	-0.87266	3.141592	8.063420	-0.87266	6.922605
2.460914	3.909537	4.921828	-0.45244	2.497783	7.419611	-0.45244	6.613216
2.111848	3.525565	5.131268	-0.32689	2.93643	8.067698	-0.32689	7.280157
2.478367	4.415683	5.218534	-0.62952	1.940895	7.159429	-0.62952	6.875602
2.094395	3.019419	5.253441	0.105738	3.202907	8.456348	0.105738	6.872945
1.919862	4.276056	5.532693	-1.01912	2.508757	8.041450	-1.01912	6.855005
2.059488	2.967059	5.602506	0.153929	3.224184	8.826690	0.153929	6.608932
2.932153	0.872664	2.460914	0.159950	5.421419	7.882333	0.159950	7.867265
1.797689	2.059488	5.637413	1.035892	3.541827	9.179240	1.035892	7.257907
1.535889	4.590215	0.314159	-1.44375	3.418522	3.732681	-1.44375	7.625601
0.401425	4.276056	0.087266	-0.36197	4.243492	4.330758	-0.36197	6.590474
2.600540	0.349065	4.310963	0.177077	5.98077	10.29173	0.177077	7.853078
1.535889	3.403392	0.174532	-0.26163	3.150943	3.325475	-0.26163	6.755871
2.879793	4.974188	0.226892	-0.25268	1.300198	1.527091	-0.25268	8.120912
2.268928	3.857177	0.261799	-0.52656	2.632043	2.893842	-0.52656	7.10172
0.994837	4.747295	0.296705	-0.99390	7.789951	8.086656	-0.99390	7.963451
0.925024	4.485496	0.366519	-0.89174	4.346082	4.712601	-0.89174	7.202029
2.513274	2.111848	0.401425	0.528027	4.073572	4.474997	0.528027	7.479521
0.925024	3.612831	0.453785	-0.37102	3.439129	3.892914	-0.37102	6.449730
1.0E-19	5.078908	3.909537	-9.3E-20	5.078907	8.988444	-9.3E-20	0
2.844886	1.954768	0.890117	0.274517	4.312648	5.202765	0.274517	6.569113
0.314159	3.543018	1.047197	-0.12103	3.525283	4.572480	-0.12103	7.24714
0.942477	2.723713	1.239183	0.335304	2.885633	4.124816	0.335304	6.654211
0.959331	3.508111	1.274090	-0.29794	3.358309	4.632399	-0.29794	5.791568
2.426007	2.862339	1.343903	0.181834	3.354714	4.698617	0.181834	6.945199
0.977384	3.525565	1.396263	-0.31578	3.36379	4.760053	-0.31578	6.627837
1.797689	3.019419	2.146754	0.119026	3.169205	5.315959	0.119026	6.858779
2.007128	2.827433	2.189114	0.283861	3.278058	5.477169	0.283861	7.186502
1.954768	3.036872	1.972222	0.097069	3.180944	5.153166	0.097069	6.806953
1.954768	2.652900	2.391101	0.450356	3.3382	5.729301	0.450356	6.67166
2.670353	2.181661	2.426007	0.381041	4.046328	6.472335	0.381041	6.599478
1.972222	3.844886	2.206243	0.272489	3.260487	7.466730	0.272489	6.97271
1.919862	2.757620	2.600540	0.359723	3.278907	5.879447	0.359723	6.525972
2.478367	0.663225	5.881759	0.388757	5.731329	11.61308	0.388757	7.363766
0.628318	3.403392	1.762782	-0.15272	3.355064	5.117846	-0.15272	6.643043
2.460914	0.226892	6.126105	0.142043	6.105655	12.23176	0.142043	6.560724
3.001966	3.333578	3.036872	-0.02655	2.951429	5.988301	-0.02655	6.584401
2.548180	3.996803	3.036872	-0.43568	2.379888	5.416760	-0.43568	6.463125
2.234021	2.251474	3.054326	0.659092	3.791639	6.845965	0.659092	7.244038
2.321287	3.944444	3.089232	-0.55399	2.526697	5.615929	-0.55399	7.018276
2.408554	0.314159	0.052359	0.208275	6.046257	6.098616	0.208275	0
2.129301	3.996803	3.368485	-0.69453	2.594141	5.962626	-0.69453	6.921057
1.850049	1.605702	0.279252	1.289427	4.586368	4.865620	1.289427	7.084806
2.862339	1.117010	0.366519	0.250348	5.181929	5.548448	0.250348	6.941546
2.827433	1.151917	0.401425	0.286191	5.150225	5.551650	0.286191	7.168469
2.234021	0.698131	0.418879	0.531148	5.806344	6.225223	0.531148	7.110288
2.879793	1.047197	0.453785	0.226064	5.251127	5.704912	0.226064	6.651171
1.553343	5.916666	0.453785	-0.36646	6.276485	6.730270	-0.36646	6.936087
2.879793	1.256637	0.488692	0.248707	5.036888	5.525572	0.248707	6.719988
2.914699	1.221730	0.523598	0.212991	5.069882	5.593480	0.212991	7.405248
2.862339	1.326450	0.523598	0.270745	4.966171	5.489769	0.270745	7.093319
2.932153	1.326450	0.523598	0.203129	4.961972	5.485570	0.203129	6.696082
2.391101	0.593411	0.523598	0.391276	5.824908	6.348506	0.391276	7.093824
2.967059	5.602506	0.541052	-0.10949	0.673203	1.214255	-0.10949	7.945514
2.565634	3.385938	3.944444	-0.13214	2.935458	6.879902	-0.13214	6.592757
2.338741	6.073745	0.767944	-0.15012	0.146594	0.914539	-0.15012	6.886461
3.054326	1.483529	3.926990	0.086933	4.799986	8.726976	0.086933	7.144376
0.617993	0.698131	0.872664	0.327201	5.654775	6.527439	0.327201	7.020997
0.139626	1.675516	0.890117	0.138856	1.676536	2.566653	0.138856	8.120752
2.443460	4.764748	4.502949	-0.69698	1.502489	6.005438	-0.69698	7.286582

0.436332	1.954768	1.396263	0.402635	1.990146	3.386409	0.402635	8.104111
2.827433	1.623156	4.537856	0.313714	4.657339	9.195195	0.313714	7.035963
2.862339	3.735004	4.572762	-0.15475	2.566357	7.139119	-0.15475	6.859222
3.124139	0.453785	1.448623	0.007650	5.829459	7.278082	0.007650	6.942197
1.954768	0.314159	0.767944	0.290587	6.162063	6.930007	0.290587	0
0.052359	4.049163	6.143558	-0.04125	4.048497	10.19205	-0.04125	7.83798
2.199114	3.368485	6.248278	-0.18300	3.006714	9.254992	-0.18300	6.71039
0.558505	0.314159	3.281218	0.164494	0.268875	3.550094	0.164494	0
5.899212	3.944444	0.663225	0.272842	3.90665	4.569875	0.272842	6.902494
0.471238	2.286381	0.733038	0.349715	2.343855	3.076893	0.349715	7.089354
0.750491	3.769911	0.802851	-0.41246	3.630011	4.432862	-0.41246	8.360694
1.518436	3.909537	1.151917	-0.76662	3.192089	4.344006	-0.76662	6.967083
2.600540	0.349065	4.310963	0.177077	5.98077	10.29173	0.177077	7.853078
0.733038	0.191986	4.380776	0.128025	0.143460	4.524236	0.128025	0
0.349065	4.293509	1.605702	-0.31777	4.269917	5.875619	-0.31777	6.945106
2.356194	4.415681	1.762782	-0.74260	1.97889	3.741672	-0.74260	7.187272
1.745329	3.508111	2.408554	-0.36069	3.075033	5.483587	-0.36069	6.883601
2.024581	2.922153	2.443460	0.187974	3.234502	5.677962	0.187974	6.967146
2.059488	2.757620	2.443460	0.337106	3.329043	5.772503	0.337106	6.160003
1.797689	3.543018	2.460914	-0.39057	3.046394	5.507308	-0.39057	6.307997
3.054326	2.827433	3.001966	0.026935	3.454632	6.456598	0.026935	7.221787
3.019419	0.698131	6.178465	0.078416	5.588734	11.76719	0.078416	7.540742
2.408554	0.314159	0.052359	0.208275	6.046257	6.098616	0.208275	6.906812
1.832595	0.802851	0.733038	0.768181	6.021324	6.754362	0.768181	6.756044
0.785398	3.438298	5.113814	-0.20823	3.354499	8.468313	-0.20823	7.135143
0.052359	3.016872	5.305800	0.005470	3.037014	8.342814	0.005470	0
0.418879	1.099557	2.321287	0.370847	1.062026	3.383314	0.370847	7.592437
2.286381	3.874630	5.777039	-0.52938	2.608025	8.385064	-0.52938	7.11207
0.209439	0.610865	2.740166	0.119537	0.600523	3.340690	0.119537	7.634455
0.017453	3.560471	6.248278	-0.00709	3.560414	9.808692	-0.00709	7.140447
0.488692	3.926990	0.226892	-0.33838	3.864905	4.091797	-0.33838	7.450669
0.087266	3.543018	0.453785	-0.03406	3.541648	3.995433	-0.03406	8.824212
0.349065	3.804817	0.645771	-0.21215	3.774883	4.420654	-0.21215	7.707814
0.680678	4.555309	1.169370	-0.67074	4.511339	5.680709	-0.67074	7.186691
0.541052	0.593411	4.345869	0.292143	0.524210	4.870080	0.292143	0
0.994837	3.508111	1.431169	-0.30527	3.34769	4.778859	-0.30527	7.660513
0.802851	4.136430	1.692969	-0.64761	3.960644	5.653613	-0.64761	7.7426
1.780235	2.373647	1.692969	0.747051	3.339735	5.032704	0.747051	6.917786
0.802851	4.241150	1.972222	-0.69571	4.079537	6.051759	-0.69571	6.158148
0.488692	0.139626	5.427973	0.065384	0.123459	5.551433	0.065384	7.008491
0.139626	3.385938	2.984513	-0.03367	3.383652	6.368165	-0.03367	0
0.226892	4.031710	3.054326	-0.17572	4.018978	7.073304	-0.17572	7.503305

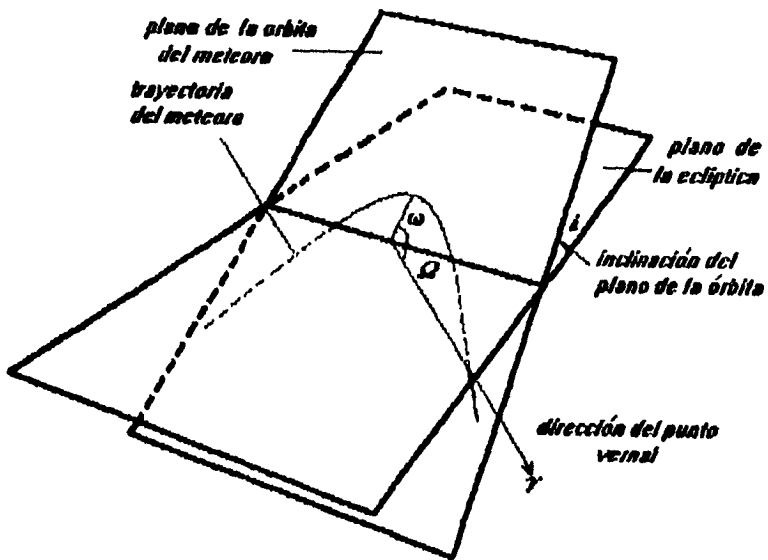


Figura 5.2 Es suficiente conocer los parámetros i, ω , y Ω para localizar el perihelio de un meteorito.

Sol con el perihelio.

Proyectando cada perihelio en la bóveda celeste se pueden obtener las coordenadas eclípticas (λ, β) de un punto M, como en la figura 5.3, al usar trigonometría esférica.

Las coordenadas eclípticas se calculan a través de la ecuaciones (ver apéndice):

$$\beta = \arcsen(\sen w \sen i) \quad 5.1)$$

Con $\beta \in [-\pi/2, \pi/2]$ la *latitud eclíptica*

$$\lambda = \Omega + \mu \quad 5.2)$$

Con $\lambda \in [0, 2\pi]$ la *longitud eclíptica*

y donde $\mu = \tan^{-1}(\sen w \cos i / \cos w)$.

1.3 DISTRIBUCIÓN

En la gráfica de la figura 5.4 se muestra la distribución de los 102 perihelios calculados según el método esbozado en la sección anterior y descrito en detalle en el Apéndice. Se encontró que la mayoría de ellos no tienen una distribución aleatoria en la bóveda celeste, o alguna dirección preferencial como el Ápex solar (tal como se esperaría si fueran interestelares), sino que muestran una distribución preferentemente cercana al plano de la eclíptica, pues la mayoría de ellos (82) se concentra en el intervalo $\beta \in [-30^\circ, +30^\circ]$ de latitud eclíptica. Esta franja representa el 50% de la superficie de toda la bóveda celeste. La otra mitad de la superficie (λ, β) ($\beta \in [-90^\circ, -30^\circ] \cup [30^\circ, 90^\circ]$), prácticamente no contiene perihelios.

1.4 CÁLCULO DE k_B

Por otro lado, haciendo también uso de las tablas de McCrosky & Posen (1961) que contienen los 2529 meteoritos, se calculó el parámetro k_B (ver ec

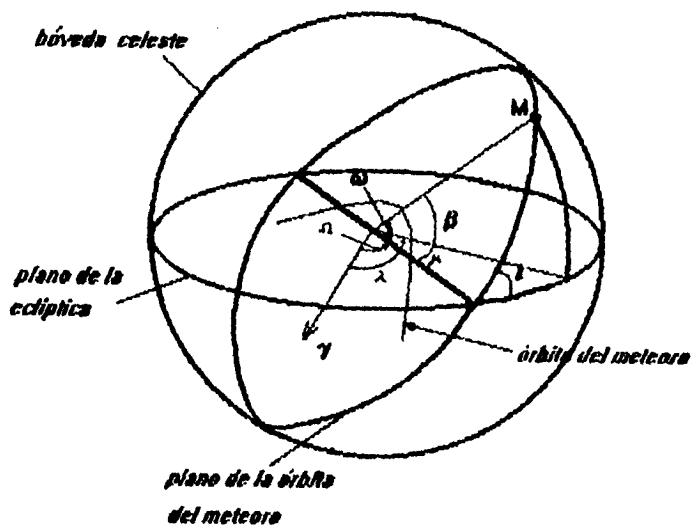


Figura 5.3 Proyección de un perihelio en la bóveda celeste, (punto M).

Coord. Eclípticas de los 102 meteoritos

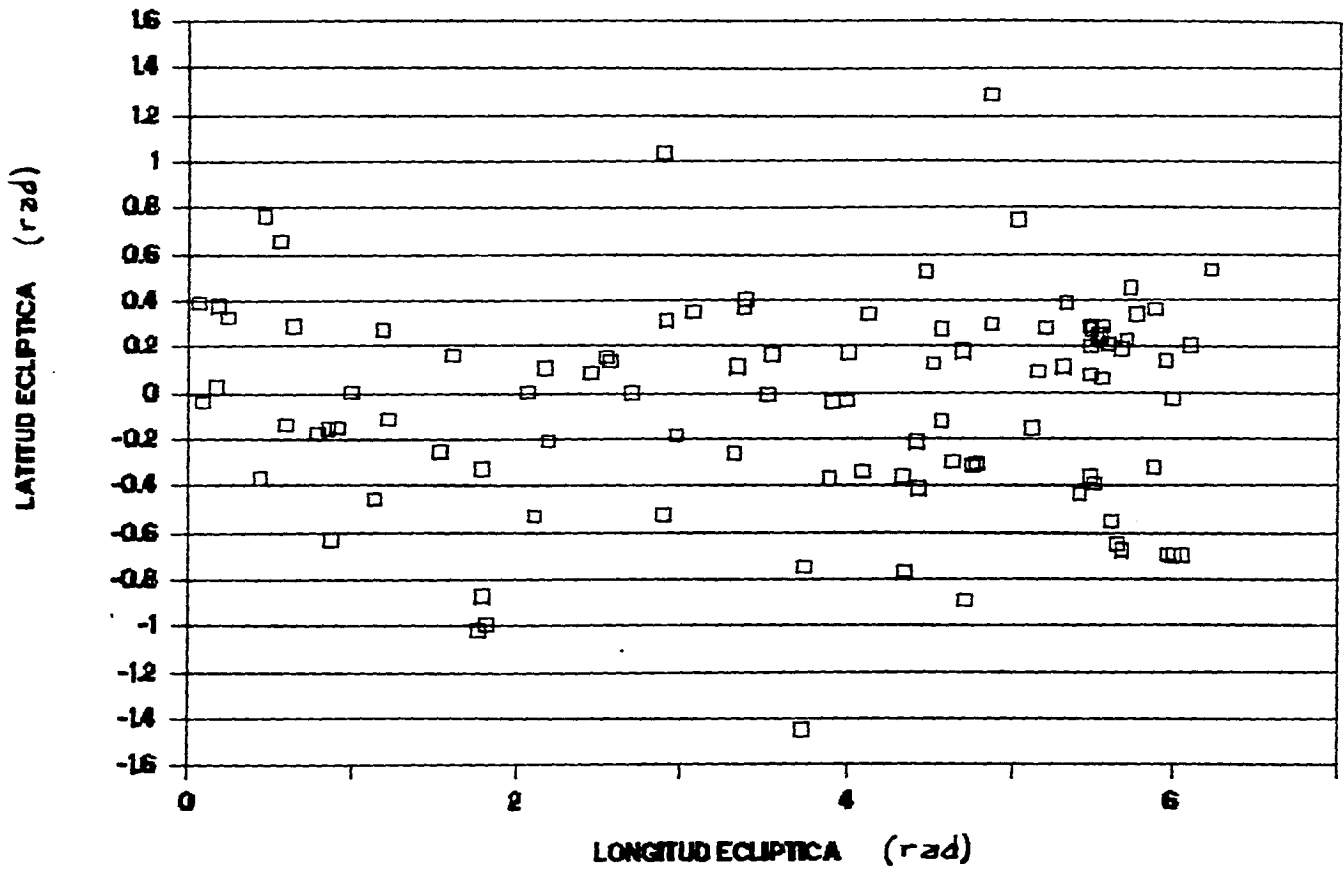


Figura 5.4 Distribución de los 102 perihelios en coordenadas eclípticas

(A,B)

4.14) para cada uno de los 102 meteoritos. Se encontró la distribución que se muestra en la gráfica de la figura 5.5. Obsérvese que el máximo de ésta distribución está en $k_B = 6.9$, curiosamente corresponde a meteoros que Ceplecha clasificó como el grupo C, con una densidad de 1.39g/cm^3 , considerándose los meteoritos más frágiles detectados.

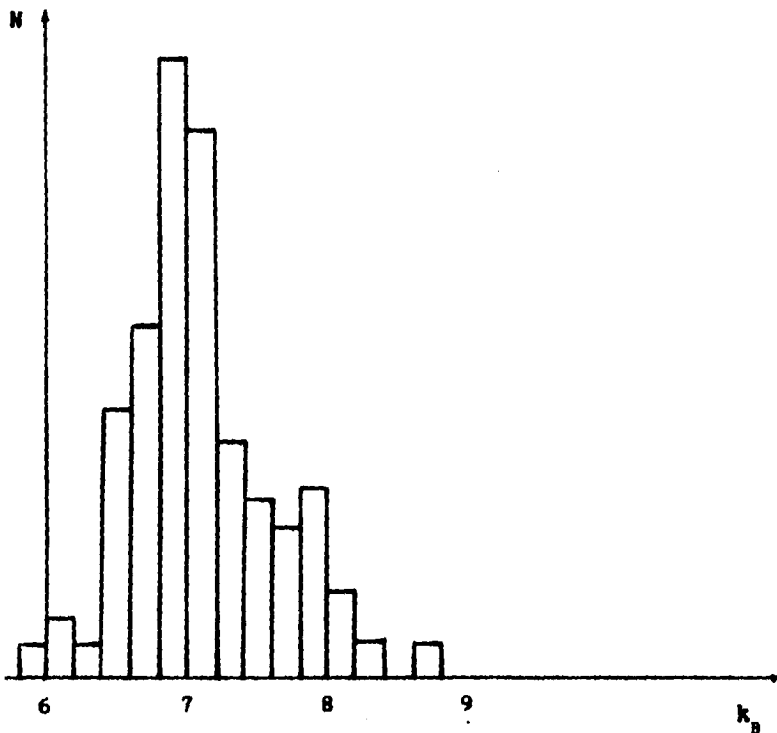


Figura 5.5 Distribución del parámetro k_B para los 102 meteoritos. Note que el máximo está en $k_B \approx 6.9$.

2.- CONCLUSIONES

Hasta ahora se ha pensado que el tener registros de meteoritos con trayectorias hiperbólicas es debido a errores técnicos o estadísticos.

Sin embargo, el estudio de los 102 meteoritos de órbitas hiperbólicas que se tomaron de los datos de McCrosky & Posen (1961) muestran que estos no pueden ser "productos de errores" por tres razones principales:

a) Las posiciones de los 102 meteoritos muestran una preferencia en la bóveda celeste: provienen de una región cercana a la eclíptica, como se observa en la figura 5.4, sin mostrar preferencia en ninguna longitud eclíptica. Como se había supuesto, si los meteoritos aquí descritos fuesen interestelares deberían mostrar una preferencia en sus perihelios hacia el Antilpex Solar. Lo cual no sucede. Esto descarta la posibilidad de que sean meteoritos externos al Sistema Solar ¡a pesar de ser de órbitas abiertas! (Sobre una posible explicación de esto se hablará más adelante, en las conjeturas). Además, el hecho de que la latitud eclíptica del 80% de las órbitas estén en el intervalo: $\beta \in [+30^\circ, -30^\circ]$ concuerda con el intervalo de inclinaciones de los cometas de corto periodo (capítulo I). Por lo tanto, estos meteoritos tienen relación con los cometas de corto periodo en cuanto a sus inclinaciones orbitales respecto a la eclíptica.

b) Al calcular el parámetro k_B (secc. 2, cap IV) para estos 102 meteoritos se encontró que el máximo de distribución está precisamente en $k_B = 6.9$, el cual corresponde a meteoritos del grupo C, según la clasificación de Ceplecha (1967). Más del 64% de estos meteoritos tienen $k_B < 7.2$ (donde $k_B = 7.2$ es el máximo de distribución del grupo B, según Ceplecha, 1967), aunque la distribución parece contener elementos del grupo A y B, ya que hay valores de $k_B \geq 7.2$ para algunos elementos meteóricos, debemos considerar que

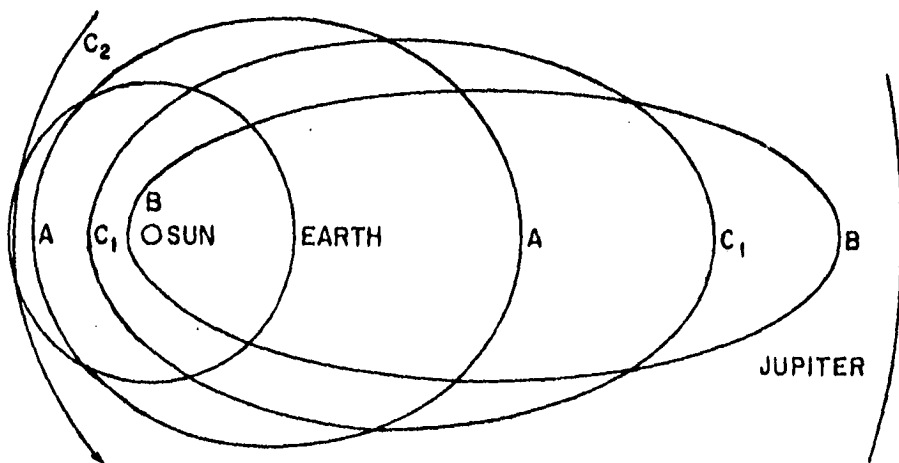


Figura 5.6 Trayectorias características de los diferentes grupos de meteoritos en el Sistema Solar encontrados por Ceplecha (Tomado de Ceplecha 1967).

Ceplecha(1967), en su artículo, ha dividido el grupo C en dos subgrupos: C₁ y C₂. Al grupo C₁ lo asocia con meteoritos de órbitas de gran excentricidad y con inclinaciones cercanas a la eclíptica, mientras que C₂ lo asocia con meteoritos de órbitas abiertas o, en términos de Ceplecha, de órbitas parabólicas y de *distribución aleatoria* en la bóveda celeste (ver figura 5.6). Así que Ceplecha (1967) concluye que los meteoritos del grupo C tienen relación con los cometas de largo período.

Los 102 meteoritos estudiados aquí son de órbitas abiertas, por lo que la muestra es más bien representativa del grupo C₂, con un máximo de K_B en 6.9, como era de esperarse.

Lo anterior lleva a concluir que los 102 meteoritos son representativos del grupo C. Más aún, son del subgrupo C₂ con *distribución en la eclíptica* y órbitas *hiperbólicas*. Y, por lo tanto, los meteoritos de órbitas hiperbólicas aquí estudiados también tienen una relación directa con los cometas de largo período. Recordemos que éstos meteoritos también tienen relación con los cometas de corto período, pues están distribuidos en el intervalo de $\beta = [+30^\circ, -30^\circ]$ respecto a la eclíptica. Ver el inciso a).

c) Por último, si consideramos que se ha obtenido una muestra confiable de meteoritos que pertenecen al grupo C (definido por Ceplecha) se trata de meteoritos con densidades cercanas a la unidad, lo que los hace ser los meteoritos más frágiles que se han detectado.

Es posible que las trayectorias de los meteoritos estudiados pudiesen estar determinadas por alguno de los planetas gigantes del Sistema Solar. Para averiguar sobre ésta posibilidad, y como última parte de éste trabajo, se investigó en el Anuario Astronómico Nacional de México la trayectoria que siguieron Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno en el intervalo de tiempo, que va de febrero de 1952 a julio de 1954, tiempo en que fueron fotografiados los

Coord. Eclípticas de los 102 meteoritos

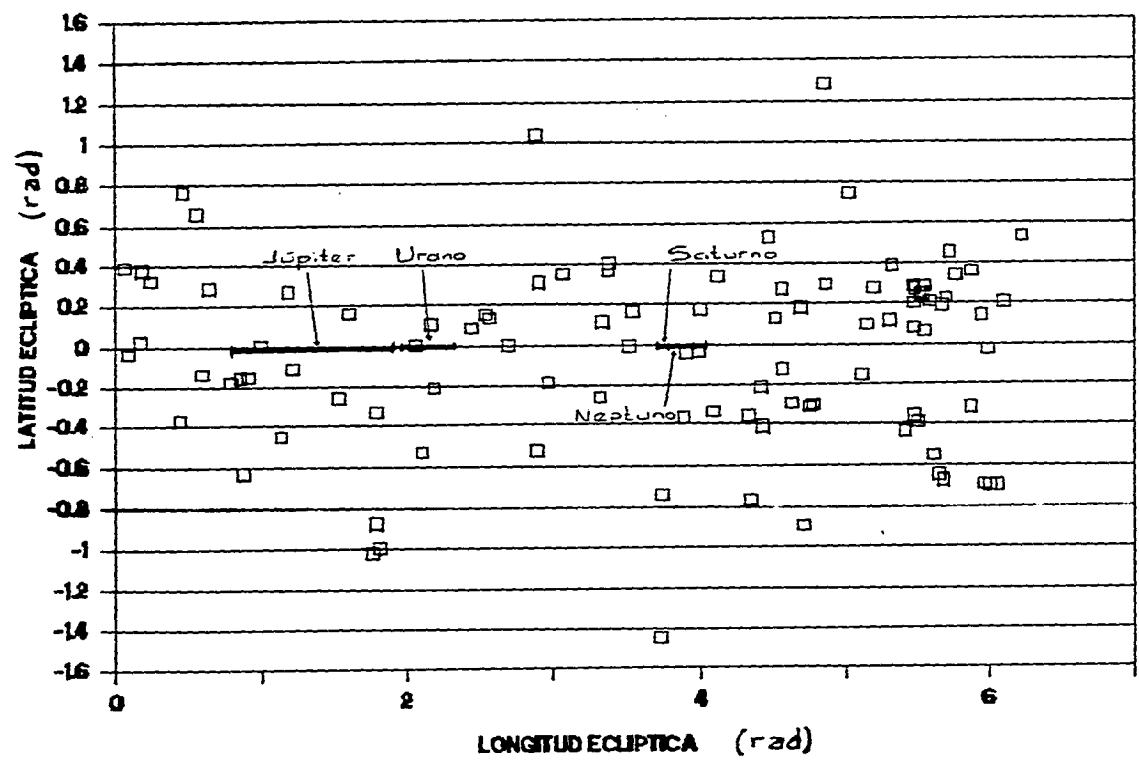


Figura 5.7 Trayectoria de los cuatro planetas gigantes en la bóveda celeste. Note que no hay regiones más densas de perihelios cerca de estas trayectorias.

2529 meteoros esporádicos de McCrosky & Posen (1961). En la gráfica de la figura 5.7 aparece la trayectoria seguida por estos cuatro planetas durante este período de tiempo.

Como se observa, estos planetas parecen no ser los responsables de tener una distribución de meteoritos como la ya mostrada, ya que, si así fuera, deberían notarse regiones más densas de perihelios cerca de las trayectorias seguidas por los cuatro planetas gigantes, pero eso no sucede así. Parece entonces que hay otros (u otro) perturbadores que envían a los meteoritos con órbitas hiperbólicas al Sistema Solar (ver sección de conjeturas).

Ahora, como sabemos, existen algunos modelos que predicen la existencia de un núcleo interno a la nube de Oort, tal como el cinturón de Kuiper (Capítulo I). Según éste modelo, tal cinturón se encuentra acoplado en la eclíptica y alberga una gran cantidad de cometas. Así que, junto con la evidencia expuesta en el capítulo I de que existen estrellas rodeadas por una gran cantidad de polvo que posiblemente esté en forma de cometas (Aumann et al 1984), por lo encontrado en la simulación que hicieron Duncan et al (1987) al suponer la existencia de un reservorio interno (el cinturón de Kuiper) y que reprodujo la misma distribución de cometas de período corto observados, por las características orbitales y propiedades físicas de los 102 meteoritos expuestas aquí, tenemos una evidencia más de la existencia del cinturón de Kuiper.

CONJETURAS

Si los cometas y meteoritos se formaron de los mismos materiales, la formación de los segundos involucra pérdida de los elementos volátiles C, H, O y N, los cuales son más fácilmente retenidos por los cometas.

La existencia de moléculas orgánicas como el CO, H₂O, CN (Capítulo II),

sugieren que el medio ambiente donde los cometas se formaron puede mantener material orgánico, asociado a los granos de las nubes moleculares observadas.

Además, estos meteoritos pueden formarse debido a la fragmentación de la corteza formada por un cometa, como resultado de la aglomeración de gas en ciertas regiones de la superficie del cometa, tal como fue detectado por la nave Giotto en 1985 (Capítulo II).

Ciertamente el modelo más acertado de la composición de un cometa es el modelo de Whipple. El cometa está compuesto de granos helados diferenciados, pues tienen una parte central de silicatos y una fracción volátil, tal como se ha observado en granos individuales interestelares (Capítulo II). Lo anterior sugiere que en un principio tuvo que existir una agregación fría de granos helados que conformase una composición consistente con el espectro de meteoros cometarios y con las abundancias interestelares de las moléculas madre inferidas de la coma (Capítulo II).

Puesto que los cometas tienen una estructura interna diferenciada se supone que tal vez se hayan formado en condiciones de desequilibrio (como en el caso de la convección de Hills, 1973), aunque no pudieron haberse formado a temperaturas mayores a ≈ 200 K, debido al H₂O helado detectado.

Por último, una posible explicación acerca de las características orbitales de los 102 meteoritos presentados en este trabajo es que, tal vez existe un anillo de planetesimales (el Cinturón de Kulper) de diferentes tamaños en forma de cometas, lunas (como de las que conjeturaba Fernández, 1980a) y meteoritos, más allá de Neptuno. Todos estos cuerpos podrían ser producto de la formación de dicho anillo. Pues bien, debido al movimiento relativo entre estas lunas y los meteoritos, puede haber eventuales lanzamientos de los más pequeños hacia el Sistema Solar con velocidades de escape suficientes para que ningún cuerpo del Sistema Solar los atrape

gravitacionalmente y, de esta manera los observemos con trayectorias hiperbólicas.

APENDICE

A continuación se deducirá una expresión para la altura terminal:

De la ecuación 3.10) tenemos que

$$\rho/\rho_0 = e^{-h/H} \quad \Rightarrow \quad h = -H \ln(\rho/\rho_0) \quad 1)$$

Así la altura terminal será $h_E = -H \ln(\rho_E/\rho_0)$

Según Levin (1939) la razón de las secciones transversales S y S_0 de un meteorito (considerándolo esférico) en dos momentos diferentes está dada por

$$\frac{S}{S_0} = \left(\frac{M}{M_0} \right)^\mu \quad 2)$$

En el caso de una esfera tenemos que $S = \pi r^2$, y como $M = V\delta$ ($V =$ volumen, $\delta =$ densidad del meteorito), entonces $M = 4/3 \delta \pi r^3$, y

$S/S_0 = r^2/r_0^2 \Rightarrow M/M_0 = r^3/r_0^3$. Sustituyendo en 2), tenemos:

$$(r/r_0)^2 = (r/r_0)^{3\mu}$$

Por lo que $\mu = 2/3$.

Por otro lado, integrando 3.8) y sustituyendo en 2) se tiene que

$$\frac{S}{S_0} = \left(\frac{M}{M_0} \right)^\mu = e^{\mu \sigma (v^2 - v_0^2)/2} \quad 3)$$

Sustituyendo la ecuación 3) en 3.7) tenemos

$$M e^{\sigma (v^2 - v_0^2)/2} \frac{dv}{dt} = -\Gamma S \rho v^2$$

$$\Rightarrow e^{\sigma(v^2 - v_0^2)/2} \frac{dv}{v} = -\Gamma \frac{S}{M_0} \rho v dt$$

Pero de 3.9a) $v dt = \text{sech} z dh$, entonces

$$e^{\sigma(v^2 - v_0^2)/2} \frac{dv}{v} = -\Gamma \frac{S}{M_0} \rho \text{sech} z dh$$

De 3.13), sustituyendo S en la ecuación anterior:

$$e^{\sigma(v^2 - v_0^2)/2} \frac{dv}{v} = -\Gamma \frac{S_0}{M_0} (M/M_0)^\mu \rho \text{sech} z dh$$

Ahora, sustituyendo la ecuación 3) en esta última, tenemos

$$e^{\sigma(v^2 - v_0^2)/2} \frac{dv}{v} = -\Gamma \frac{S_0}{M_0} e^{\mu\sigma/2(v^2 - v_0^2)} \rho \text{sech} z dh$$

De donde

$$e^{((1-\mu)/2)\sigma(v^2 - v_0^2)} \frac{dv}{v} = -\Gamma \frac{S_0}{M_0} e^{\mu\sigma/2(v^2 - v_0^2)} \rho \text{sech} z dh \quad 4)$$

Integrando ambos miembros, suponiendo Γ constante, tenemos

$$\int e^{((1-\mu)/2)\sigma(v^2 - v_0^2)} \frac{dv}{v} = -\Gamma \frac{S_0}{M_0} \text{sech} z \int \rho dh \quad 5)$$

Sean

$$u \equiv \frac{1-\mu}{2} \sigma v^2$$

y

$$I \equiv \int e^{((1-\mu)/2)\sigma v^2} \frac{dv}{v}$$

en la ecuación 5), entonces $du = (1 - \mu)\sigma v^2 \frac{dv}{v}$

$$\Rightarrow \frac{dv}{v} = \frac{1}{2} \frac{du}{u} \quad \Rightarrow \quad I = \frac{1}{2} \int e^u \frac{du}{u} \quad 6)$$

Por otro lado, integrando la ecuación 1), tenemos

$$\int \rho dh = \rho_0 \int e^{-h/H} dh = \rho_0 H e^{-h/H} \Big|_{h_0}^h = \rho_0 H (e^{-h/H} - e^{-h_0/H}) \quad 7)$$

De la definición del factor de forma, $A \equiv S/V^{2/3}$, en el caso de una esfera, $S = \pi r^2$ y $V = \frac{4}{3}\pi r^3$, entonces $A = 1.209$. 8)

Como $V = M/\delta$ (δ es la densidad del meteoro), sustituyendo en 19) resulta que

$$A = \frac{S\delta^{2/3}}{M^{2/3}} \quad \Rightarrow \quad S = \frac{AM^{2/3}}{\delta^{2/3}} \quad \text{y} \quad S_0 = \frac{AM_0^{2/3}}{\delta^{2/3}} \quad 9)$$

Sustituyamos 6) y 7) en 5):

$$\frac{1}{2} \int e^{-u} \frac{du}{u} = - \Gamma \frac{S_0}{M_0} \sec z \rho_0 H (e^{-h/H} - e^{-h_0/H})$$

$$\Rightarrow e^{-u} \frac{1}{2} \int e^u \frac{du}{u} = - \Gamma \frac{S_0}{M_0} \sec z \rho_0 H (e^{-h/H} - e^{-h_0/H})$$

Si consideramos que la altura inicial h_0 a la cual aparece el meteoro es mucho mayor que H (el valor H es de 8.6 Km si consideramos temperatura constante) entonces:

$$e^{-u_0} \frac{1}{2} \int e^u \frac{du}{u} = -\Gamma \frac{S_0}{M_0} \sec z \rho_0 e^{-h/H}$$

Sustituyamos 3.4a) en esta última ecuación

$$e^{-u_0} \frac{1}{2} \int e^u \frac{du}{u} = -\Gamma \frac{A}{M_0^{1/3}} \rho_0 \frac{H \sec z}{\delta^{1/3}} e^{-h/H}$$

Despejemos $e^{-h/H}$, y después h:

$$\frac{-\delta^{2/3} \cos z M_0^{1/3}}{\Gamma \rho_0 A H} e^{-u_0} \frac{1}{2} \int e^{u-u_0} \frac{du}{u} = e^{-h/H}$$

$$\Rightarrow h = -H \ln \left(\frac{\delta^{2/3} \cos z M_0^{1/3}}{2 \Gamma \rho_0 A H} e^{-u_0} \int e^{u-u_0} \frac{du}{u} \right)$$

$$\text{Sea } K = \frac{2 \Gamma \rho_0 A H \sec z}{M_0^{1/3} \delta^{2/3}} \quad (10)$$

$$\Rightarrow h = -H \ln \left((e^{-u_0}/K) \int e^u \frac{du}{u} \right) \quad (11)$$

Y para calcular la altura terminal:

$$h_E = -H \ln \left((e^{-u_0}/K) \int e^u \frac{du}{u} \right) \quad (12)$$

Deducción de las coordenadas eclípticas dados los parámetros principales (l, w y Ω) de un meteorito.

Usando la figura 5.3 y de la ley de los senos, en trigonometría esférica, se tiene que

$$\text{sen}\beta = \text{senw}\text{sen}l \quad 13)$$

De la fórmula de la cuatro partes y de la ley de los cosenos:

$$\tan\mu = \text{senw}\text{cos}l/\text{cos}l \quad 14)$$

En ésta última expresión, sean $f_1 = \text{senw}\text{cos}l$ y $f_2 = \text{cos}w$ dos funciones que dependen de w e l. Se deben considerar los siguientes casos:

$$\text{Si } f_2 > 0 \text{ y } f_1 < 0 \rightarrow \mu = 2\pi + \text{angtan}(f_1/f_2)$$

$$\text{Si } f_2 < 0 \rightarrow \mu = \pi + \text{angtan}(f_1/f_2)$$

$$\text{Si } f_2 > 0 \text{ y } f_1 > 0 \rightarrow \mu = \text{angtan}(f_1/f_2)$$

por lo tanto:

$$\beta = \text{angsen}(\text{senw}\text{sen}l) \quad 15)$$

Con $\beta \in [-\pi/2, \pi/2]$ la *latitud eclíptica*

$$\lambda = \Omega + \mu \quad 16)$$

Con $\lambda \in [0, 2\pi]$ la *longitud eclíptica*

REFERENCIAS

- Aumann, H.H. Gillett, F.C., Beichman, C.A., de Jong, T., Houck, J.R., Low, F.J., Neugebauer, G., Walker, R.G. & Wesselius, P.R., 1984. *Discovery of a shell around Alpha Lyrae*, *Astrophys. J. Lett.*, **278**, L23-L27.
- Bailey, M.E., 1983a. *The structure and evolution of the Solar System comet* *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **205**, 47P-52P.
- Bailey, M.E., 1983c. *Theories of cometary origin and the brightness of the infrared sky*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **205**, 47P-52P.
- Bailey, M.E., 1986b. *A note on the mean energy transfer rate by point mass perturbers*, *Asteroids Comets Meteors II*, eds, Lagerkvist, C.-I., Lindblad, B.A., Lundstedt, H & Rickman, H., 207-210. Uppsala University, Uppsala, Sweden.
- Bailey, M.E., 1986c. *The near parabolic flux and the origin of the short-period comets*, *Nature*, **324**, 350-352.
- Bailey, M.E. Clube, S.V.M. Napier, W.M., 1990. *The origin of comets*. Pergamon Press.
- Bates, D. R., 1951. *The temperature of the upper atmosphere*. *Proc. Roy. Phys. Soc. London. Secc. B* **64**, 805-821.
- Biermann, L.F., 1951. *Kometenschweife und solare korpuskularstrahlung*. *Zeitschrift für Astrophysik* **29**, 274-86.
- Biermann, L., Huebner, W.F. & Lüst, R., 1983. *Aphelion clustering of "new" comets: star tracks through Oort's cloud*, *Proc. Natl. Acad. Sci. (USA)*, **80**, 5151-5155.
- Brandt, J. C. & Chapman, R. D., 1982. *Introduction to comets*. Cambridge University Press.
- Bronshten, U.A., 1983. *Physics of meteoric phenomena*. Reidel, Dordrecht, The Netherlands.
- Byl, J., 1986. *The effect on the Galaxy on cometary orbits*, *Earth, Moon, Planets*. **36**, 263-273.
- Cepplecha, Z., 1957. *Photographic Geminids 1955*. *Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia*. **4**, 55-59.
- Cepplecha, Z., Rajchl, & Sehnal, L. 1959, *Complete Data on Bright Meteor 15761*. *Bull. Astr. Inst. Czech.* **10**, 204-212.
- Cepplecha, Z., 1961. *Multiple Fall of Pribram Meteorites Photographed. I. Double station Photographs of the Fireballs and their Relation to the found Meteorites*. *Bull. Astr. Inst. Czech.*, **12**, 21-47.
- Cepplecha, Z., 1967. *Classification of meteor orbits*. In: *Meteor orbits and dust*. *Smithson. Contr. Astrophys.*, **11**, 35-60, 64.

- Ceplecha, Z., & McCrosky, R. E. 1976. *Fireball end Hights; a diagnostic for the structure of Meteoric Material*. *J. Geophys. Res.* **81**, 6257.
- Chladni, E.F.F., 1798. *Observations on a mass of iron found in Siberia by Professor Pallas, and on other masses of the same kind, with some conjectures respecting their connection with certain natural phenomena*, *Philos. Mag. and Journ. of Sci. (1st series)* **2**, 1-8.
- Delsemme, A.H. 1981b. *Are comets connected to the origin of life?* In *Comets and the Origin of Life*, ed. C. Ponnampetuma (Dordrecht: D. Reidel), pp. 141-159.
- Delsemme, A. H. & Miller, D.C. 1971. *Physico-chemical phenomena in comets, III. The continuum of Comet Burnham*. *Planet. Space. Sci.* **19**: 1229-1258.
- Duncan, M., Quinn, T. & Tremaine, S.D., 1987. *The formation and extent of the solar system comet cloud*, *Astron. J.*, **94**, 1330-1338.
- Duncan, M., Quinn, T. & Tremaine, S.D., 1988. *The origin of the short-period comets*, *Astrophys. J. Lett.*, **328**, L69-L73.
- Duncan, M., Quinn, T. & Tremaine, S.D., 1989. *The long-term evolution of orbits in the solar system: a mapping approach*, CITA preprint.
- Fechting, H., 1982. *Cometary dust in the solar system*, *Comets*, ed. Wilkening, L., IAU Coll. No. 61, 370-382. University of Arizona Press, Tucson.
- Fernández, J. A., 1980a. *On the existence of a comet belt beyond Neptune*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **192**, 481-491.
- Greenberg, J.M. 1982. *What are comets made of? A model based on interstellar dust*, *Comets*, ed. Wilkening, L., IAU Coll. No. 61, 131-163. University of Arizona Press, Tucson.
- Grim, R.J.A. & Greenberg, J. M., 1987. *Photoprocessing of H₂S in interstellar grain mantles as an explanation for S₂ in comets* *Astron. Astrophys.*, **181**, 155-168.
- Halliday, I., Blackweel, A. T., and Griffin, 1978. *A. A. The Innisfree Meteorite and the Canadian Camera Network*. *J. RAS Canada*, **72**, 15-39.
- Harper, D.A. Lowenstein, R.F. & Davidson, J.A., 1984. *On the nature of the material surrounding Vega*, *Astrophys. J.* **285**, 808-812.
- Heisler, J. & Tremaine, S.D., 1986. *The influence of the galactic tidal field on the Oort comet cloud*, *Icarus*, **65**, 13-26.
- Hills, J.G., 1981. *Comet showers and the steady-state infall of comets from the Oort Cloud*, *Astron. J.*, **86**, 1730-1740.
- Hills, J.G. & Sandford II, M.T., 1983a. *The formation of comets by radiation pressure in the outer protosun. II. Dependence on the radiation-grain coupling*, *Astron. J.*, **88**, 1519-1521.
- Howard, E.C., 1802. *Experiments and observations on certain stony and metalline substances, which at different times are said to have fallen on the earth; also on various kinds of native iron*, *Philos. Trans. R. Soc. London*, **92**, 168-212.

- Houzeau, J. C. & Lancaster, A., 1882. *Bibliographie Générale de l'Astronomie*. 2, 1090-1099. Xavier Havermans, Bruxelles.
- Houpis, H. L. F. & Mendis, D. A. 1981b, *The nature of the solar wind interaction with CO₂/CO- dominated comets*. Moon and Planets. 25, 95-104. *Astrophys. J.* 249, 787.
- Houpis, H. L. F. & Mendis, D. A. 1981c, *Dust emission from comets at large heliocentric distances. 1. The case of comet Bowell*. Moon and Planets.
- Hughes 1975. *Cometary outbursts, a brief survey*. Quart J. Roy Astron. Soc. 16, 410-427.
- Jacchia L.G. 1958. *Smithson. Contr. Astrophys.* 2, 181.
- Kant, I, 1755. *Universal Natural History and Theory of the Heavens*.
- Kulper, G.P., 1949. *The law of planetary and satellite distances*, *Astrophys. J.* 109, 308-313.
- Kulper, G.P., 1950. *The diameter of Pluto*, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 62, 133-137.
- Lagrange, J. L., 1814. *Sur l'origine des comètes*, *Additions à la Connaissance des Temps*, 211-223.
- Levin, B. Yu., 1939. *Elements of the physical Theory of Meteors*. Dokl. Akad. Nauk SSSR, 25:372-375; *Astron. Zhurn.*
- Malaise, D.J. 1970. *Collisional effects in cometary atmospheres*. *Astron. Astrophys.* 5, 209-227.
- McCrosky, R. E., & Posen, A. 1961. *Orbital Elements of Photographic Meteors*. *Smithson. Contr. Astrophys.* 4, 15-84.
- McCrosky, R. E., & Soberman, R. K. 1963. *Results from an Artificial Iron Meteoroid at 10km/s*. *Smithson. Contr. Astrophys.*, 7, 199-208.
- Mendis, D.A. 1983, paper read at *AGU Fall Meeting San Francisco*, Dec. 1983. Abstract in *EOS*, 64, 826 (1983).
- Mendis, D. A. & Marconi, M. L. 1985. *The physics of comets*, *Fundam. Cosmic. Phys.*, 10, 1-380.
- Mendis, D. A. & Marconi, M. L. 1986. *A note on the total mass of comets in the solar system*, *Earth, Moon, Planets*, 36, 187-191.
- Mendis, D. A. & Flammer K. R. 1984. *The multiple modes of interaction of the solar wind with a comet as it approaches the sun*.
- Morris, D.E. & Muller, R. A., 1986. *Tidal gravitational forces: the infall of "new" comets and comet showers*, *Icarus*, 65, 1-12.
- Olbers, H.W.M., 1802. *Fortgezetzte Nachrichten über den neuen Haupt-Planeten unseres Sonnen-Systems*, *Pallas Olbersiana Monatliche Correspondenz zur Berföhrderung der Erd-und Himmels-Kunde*, 6, 71-96. edited by Frhr. von Zach.
- Öort, J. H., 1950. *The structure of the cloud of comets surrounding the solar*

- system and a hypothesis concerning its origin, *Bull. Astron. Inst. Neth.* **11**, 91-110.
- Öpik, E.J., 1955a. *The masses and structure of meteors*, *Meteors*, ed Kaiser, T.R., 33-35. (Spec. Suppl. (Vol. 2) to *J. Atmos. Terr. Phys.*) Pergamon Press, London.
- Öpik, E.J., 1955b. *Meteors and the upper atmosphere*, *Ir Astron. J.*, **3**, 165-181.
- Probstein, R.F. 1968. *In Problems of Hydrodynamics and Continuum Mechanics*. Soc. Industr. Appl. Math., 568.
- Shimizu, M. 1976. *Neutral temperature of Cometary Atmospheres*, Part 2. In the *study of Comets*, eds B. Donn, M. Mumma, W. Jackson, M. A'Hearn and R. Harrington (Washington: NASA-SP 393), pp 763-772.
- Smith, W. H. et al, 1989. *The D/H ratio of Jupiter*, *Astrophys J.*, **336**, 967-970.
- Tschermak, G., 1964. *The microscopic properties of meteorites*. Smithsonian Contr. Astrophys.
- Torbett, M.V., 1986a. *Dynamical influence of galactic tides and molecular clouds on the Oort cloud of comets*, *The Galaxy and the Solar System*, eds. Smoluchowsky, R., Bahcall, J.N. & Matthews, M.S., 147-172. University of Arizona Press, Tucson.
- Vorontsov-Velyaminov, B., 1946. *Structure and mass of cometary nuclei*, *Astrophys. J.*, **104**, 226-233.
- Weissman, P.R., 1983b. *The mass of the Oort cloud*, *Astron. Astrophys.*, **118**, 90-94.
- Weissman, P.R., 1984. *The Vega particulate shell: comets or asteroids?* *Science*, **224**, 987-989.
- Weissman, P. R., 1986b. *The mass of the Oort Cloud: a post Halley reassessment*, *Bull. Amer. Astron. Soc.* **18**, 799 p.
- Whipple, F.L., 1938, *Proc. Amer. Philosoph. Soc.* **79**, 499.
- Whipple, F.L., 1950a. *On tests on the icy conglomerate model for comets*, *Astron J.*, **55**, 83.
- Whipple, F.L., 1950b. *A comet model. I. The acceleration of comet Encke*, *Astrophys. J.*, **111**, 375-394.
- Whipple, F.L., 1952. *On meteor masses and densities*. *Astron. J.*, **57**, 28-29.
- Whipple, F.L., 1954, *Astron. J.* **59**, 201.
- Wilkening, L. L., 1982. *Comets*. Ed. Wilkening, L. L., IAU Coll. No. 61. University of Arizona Press, Tucson, Arizona USA.
- Xi Ze-zong, 1984. *The cometary atlas in the silk book of the Han Tomb at Mawangdui*. *Chinese Astron. Astrophys.*, **8**, 1-7.