CP1 2
CP2 25
CP3 72
CP4 97
CP5 129
CP6 167
CP7 201
CP8 243
CP9 343

TEMA 1: Introducción:

Formación planetaria.

Sistemas extrasolares

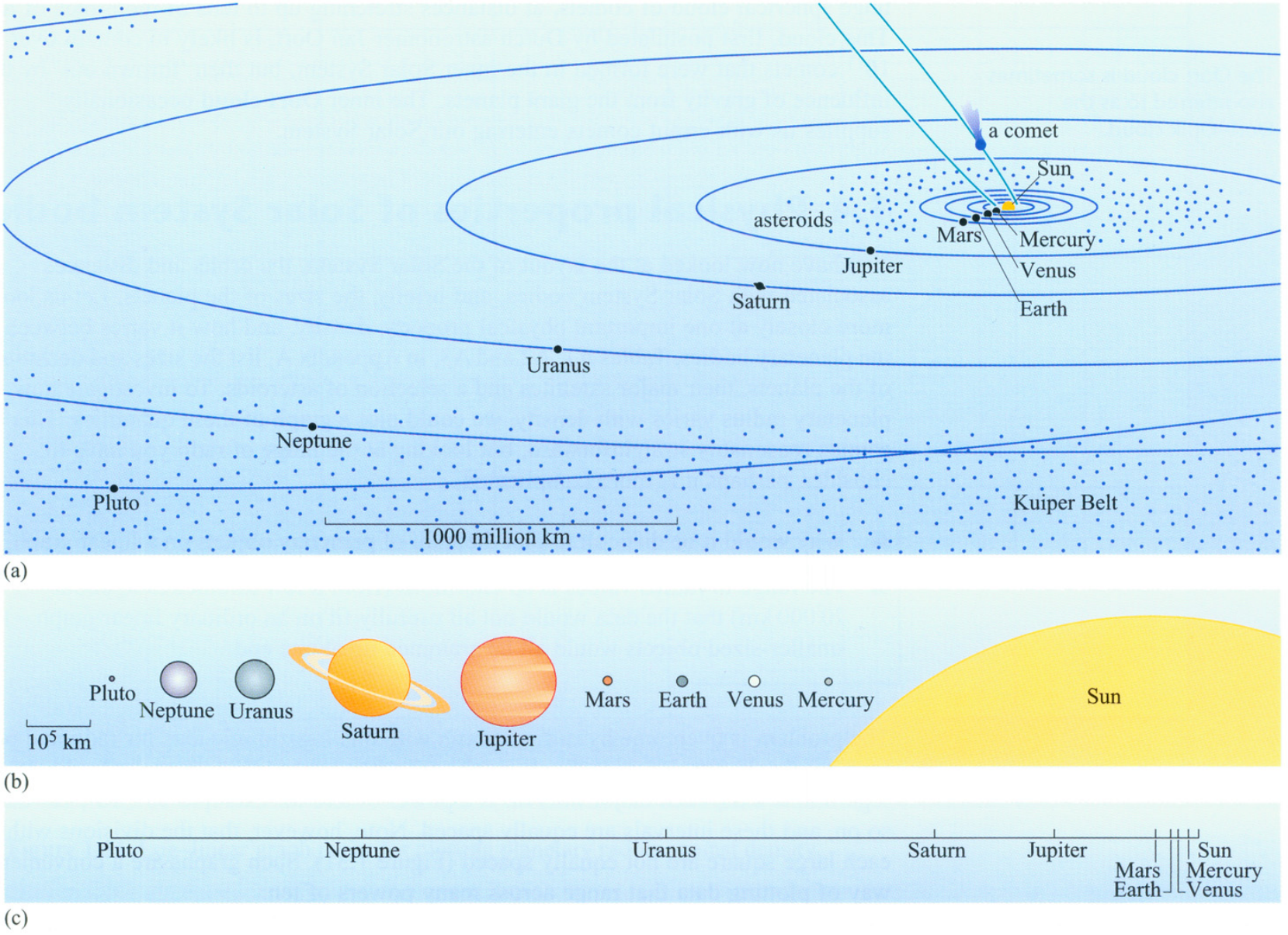
* ¿Qué son las ciencias planetarias?.
* Propiedades físicas y orbitales del sistema solar.
* Planetas gigantes y terrestres.
* Formación del sistema solar. Hipótesis nebular de Laplace
* Contracción en cuasi-equilibrio hidrostático y formación de un disco.
* Discos protoplanetarios. Observación y estructura.
* Formación y migración planetaria.
* Exoplanetas y sistemas exoplanetarios.

Definiciones

Las ciencias planetarias tienen como objetivo el estudio de los planetas del sistemas solar, sus satélites, y los cuerpos menores (asteroides, cometas, objetos trans-neptunianos, meteoroides) tanto desde el punto de vista físico como dinámico. Las ciencias planetarias también comprenden el estudio del origen de estos objetos.

Las ciencias planetarias se han extendido al estudio de los exoplanetas, es decir los planetas que orbitan otras estrellas.

El sistema solar en perspectiva

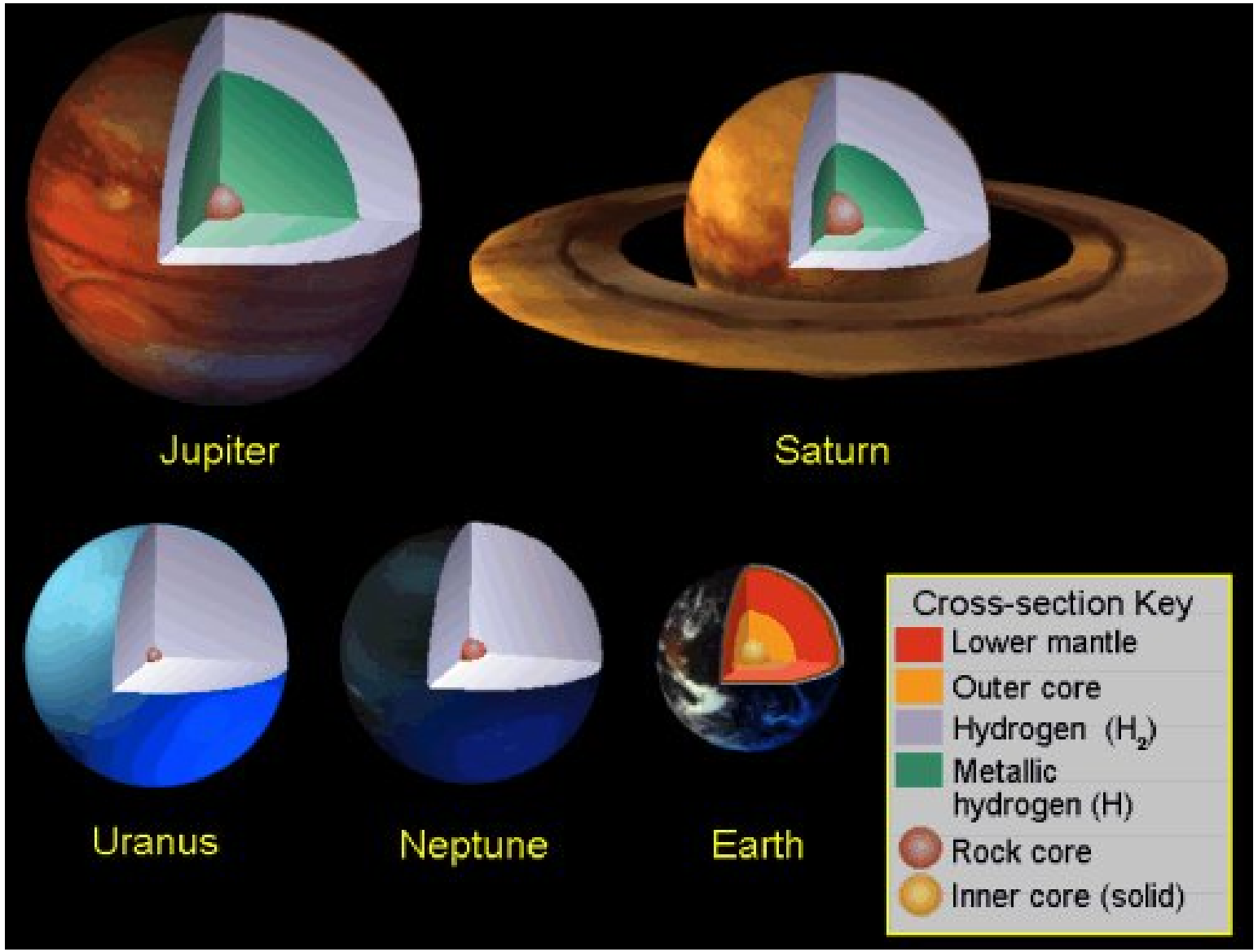


Propiedades básicas de los planetas

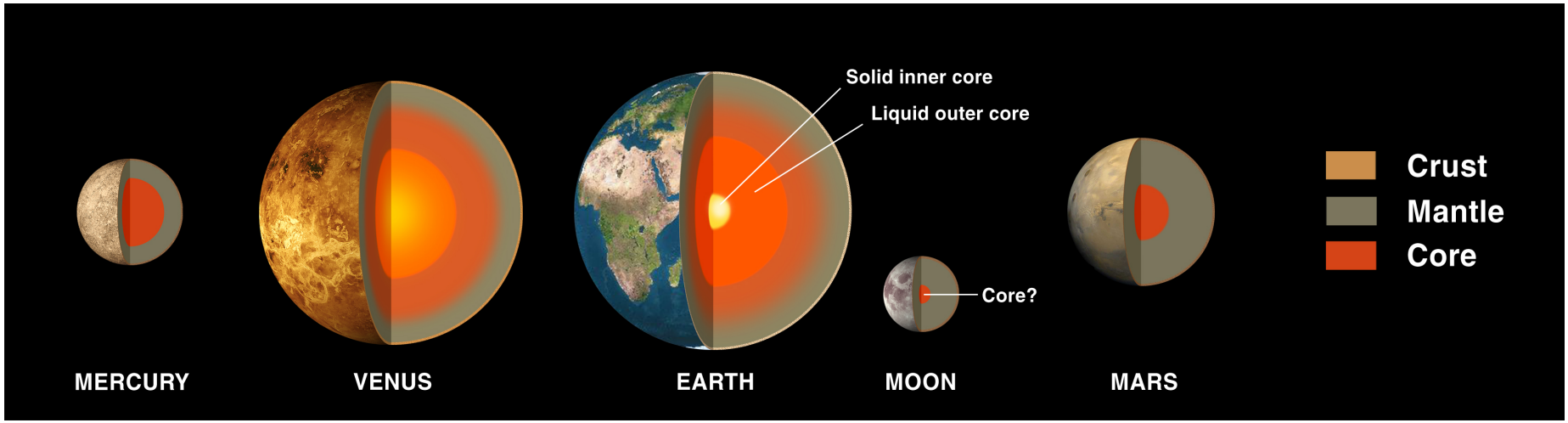
Planeta	a (UA)	T (años)	Radio (km)	Masa (kg)	ρ (g/cm^3)	Per. Rotación	No.sat.
Mercurio	0,387	0,241	2439	$3,30 \times 10^{23}$	5,4	58,6 d	0
Venus	0,723	0,615	6052	$4,87 \times 10^{24}$	5,2	243,0	0
Tierra	1,000	1,000	6378	$5,97 \times 10^{24}$	5,5	23 h 56 m 4,1 s	1
Marte	1,524	1,881	3397	$6,42 \times 10^{23}$	3,9	24 h 37 m 22.7 s	2
Júpiter	5,203	11,86	71398	$1,9 \times 10^{27}$	1,3	9 h 55 m 30 s	67
Saturno	9,530	29,42	60000	$5,69 \times 10^{26}$	0,7	10 h 30 m	~ 200
Urano	19,24	84,36	26320	$8,70 \times 10^{25}$	1,1	17 h 14 m	27
Neptuno	30,14	165,5	24300	$1,03 \times 10^{26}$	1,7	16 h 07 m	14

$*$ El Sol concentra el 99,9% de toda la masa del sistema solar.
$*$ Los 8 planetas se pueden clasificar en 2 grandes grupos: terrestres y jovianos o gigantes.
$*$ Tenemos además otras poblaciones de cuerpos menores: cometas, asteroides, objetos transneptunianos.

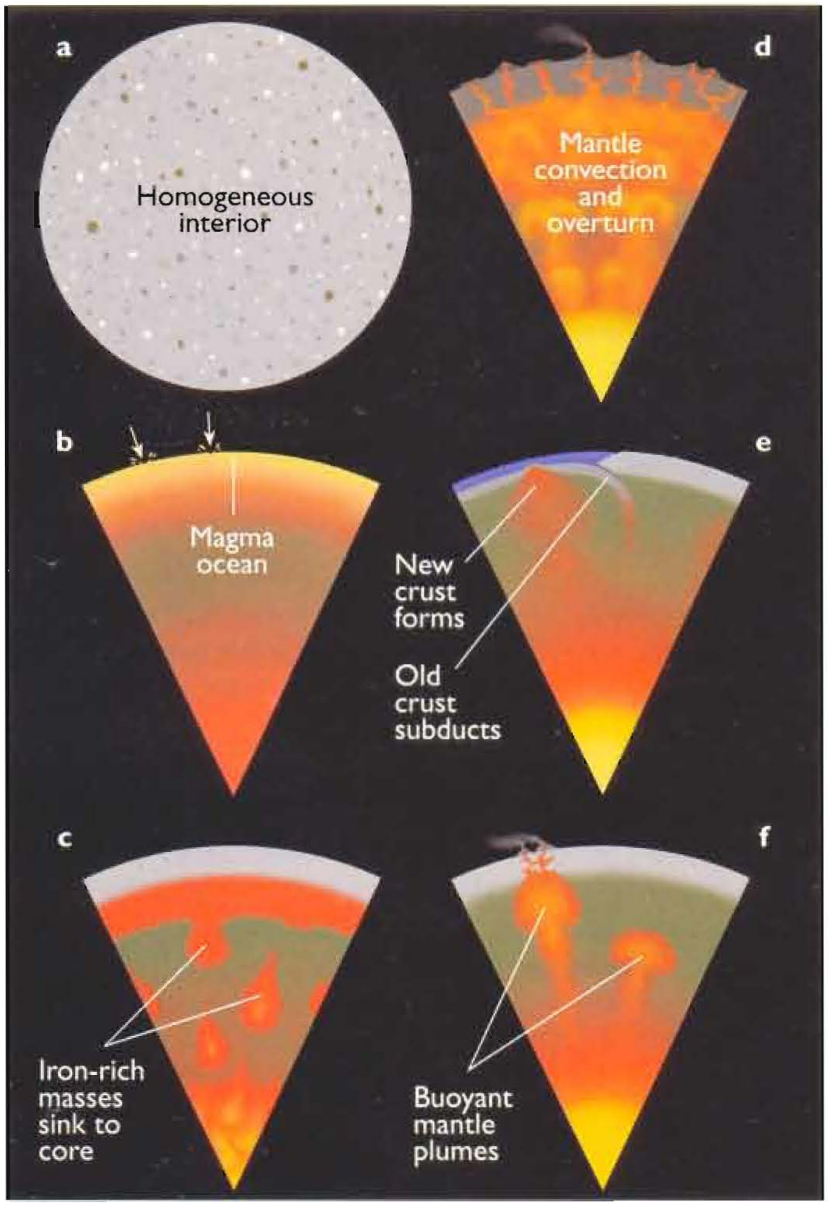
Interiores de los planetas gigantes



Interiores de los planetas terrestres

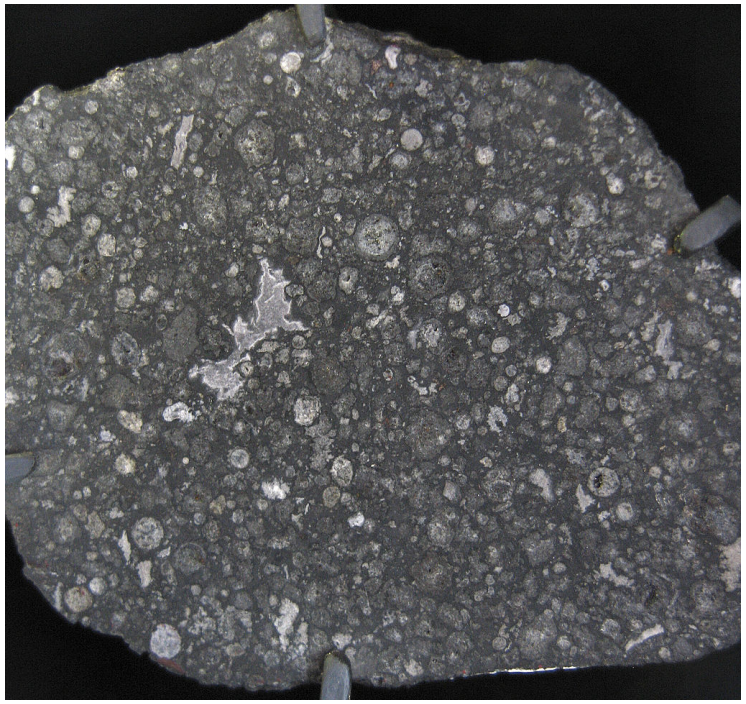


Proceso de diferenciación interior de un planeta

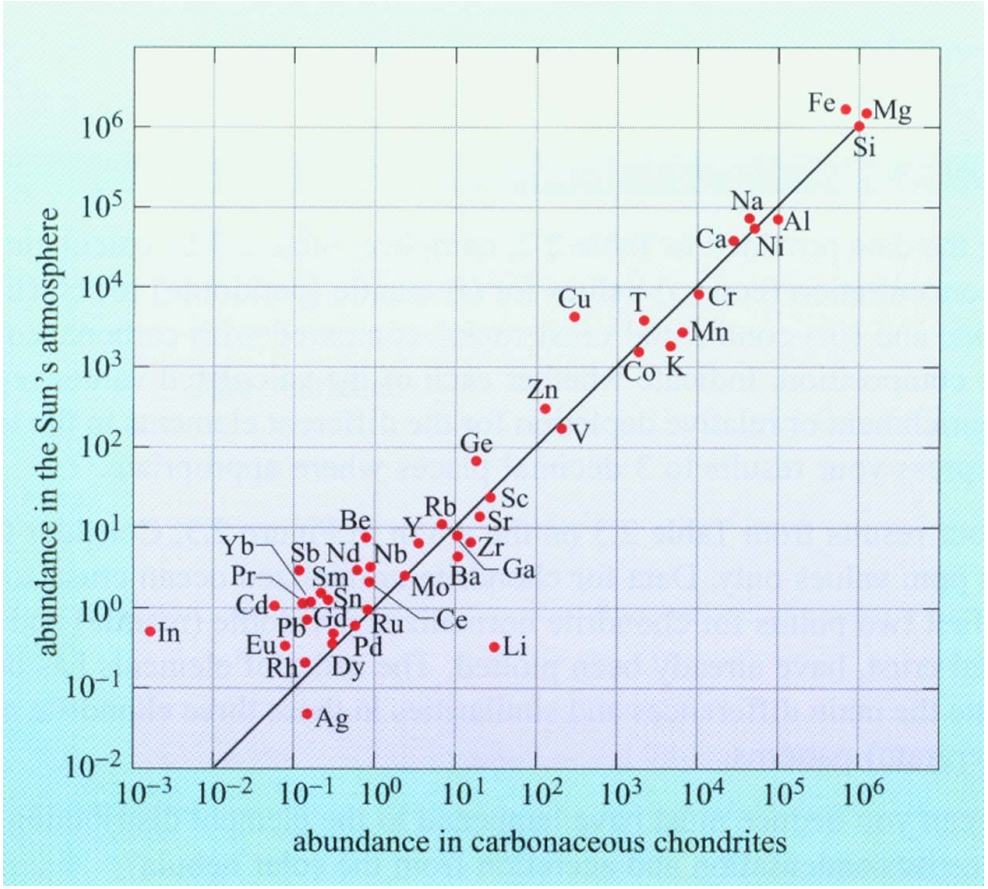


a) Interior inicial homogéneo.
b) La energía cinética impartida por los impactos derrite el material y provoca la segregación del más denso hacia el núcleo. La corteza es el material más liviano que, como una escoria, queda flotando sobre el manto. c) El decaimiento de isótopos radioactivos mantiene el manto parcialmente derretido (magma): el material más liviano asciende hacia la superficie provocando derrames de lava y volcanes.

El material más primitivo es el menos diferenciado en términos de las abundancias relativas de los elementos



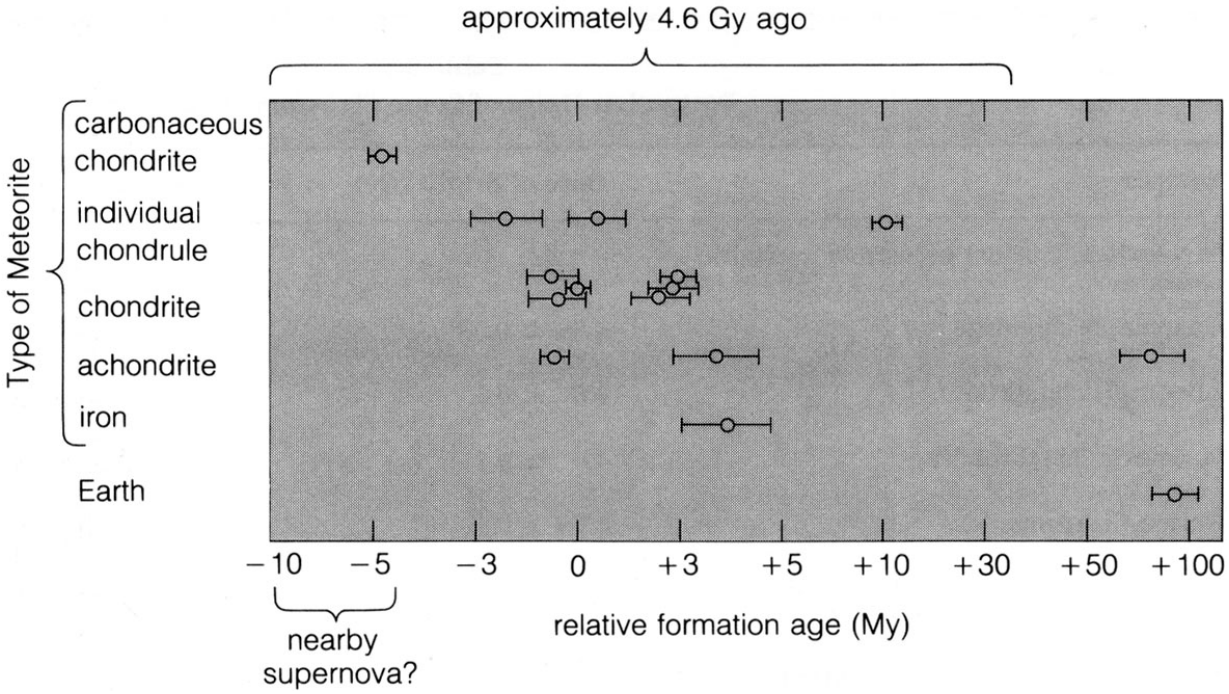
Ejemplo: Meteorito de Allende
Condrita carbonosa



Determinación de edades por decaimiento radioactivo

Vidas medias de isótopos seleccionados usados comúnmente en geocronología

Padre	Stable Hijo(s) estable	Vida media $t_{1/2}$ (10^9 años)
^{40}K	^{40}Ar, ^{40}Ca	1.25
^{87}Rb	^{87}Sr	48.8
^{232}Th	^{208}Pb, ^{4}He	14
^{235}U	^{207}Pb, ^{4}He	0.704
^{238}U	^{206}Pb, ^{4}He	4.47



Ejemplo: El decaimiento de ^{87}Rb en ^{87}Sr

El decaimiento de Rubidio en Estroncio ocurre a través de la reacción:

$$^{87}_{37}Rb \rightarrow ^{87}_{38}Sr + e^{-} + \gamma$$

Por lo tanto la población de Rb decaerá de acuerdo:

$$\Delta N_{R87} = -N_{R87}\Delta t/\tau_{R87}$$

donde τ_{R87} es la vida media del Rb, es decir el tiempo en que el número de átomos cae a la mitad: $t_{1/2} = \tau_{R87} \ln 2$. Entonces podemos escribir:

$$N_{R87}(\Delta t) = N_{R87}(0)e^{(-\Delta t/\tau_{R87})}$$

Al disminuir el Rb aumenta el Sr de acuerdo:

$$N_{S87}(\Delta t) = N_{S87}(0) + [N_{R87}(0) - N_{R87}(\Delta t)] = N_{S87}(0) + N_{R87}(0)[1 - e^{(-\Delta t/\tau_{R87})}]$$

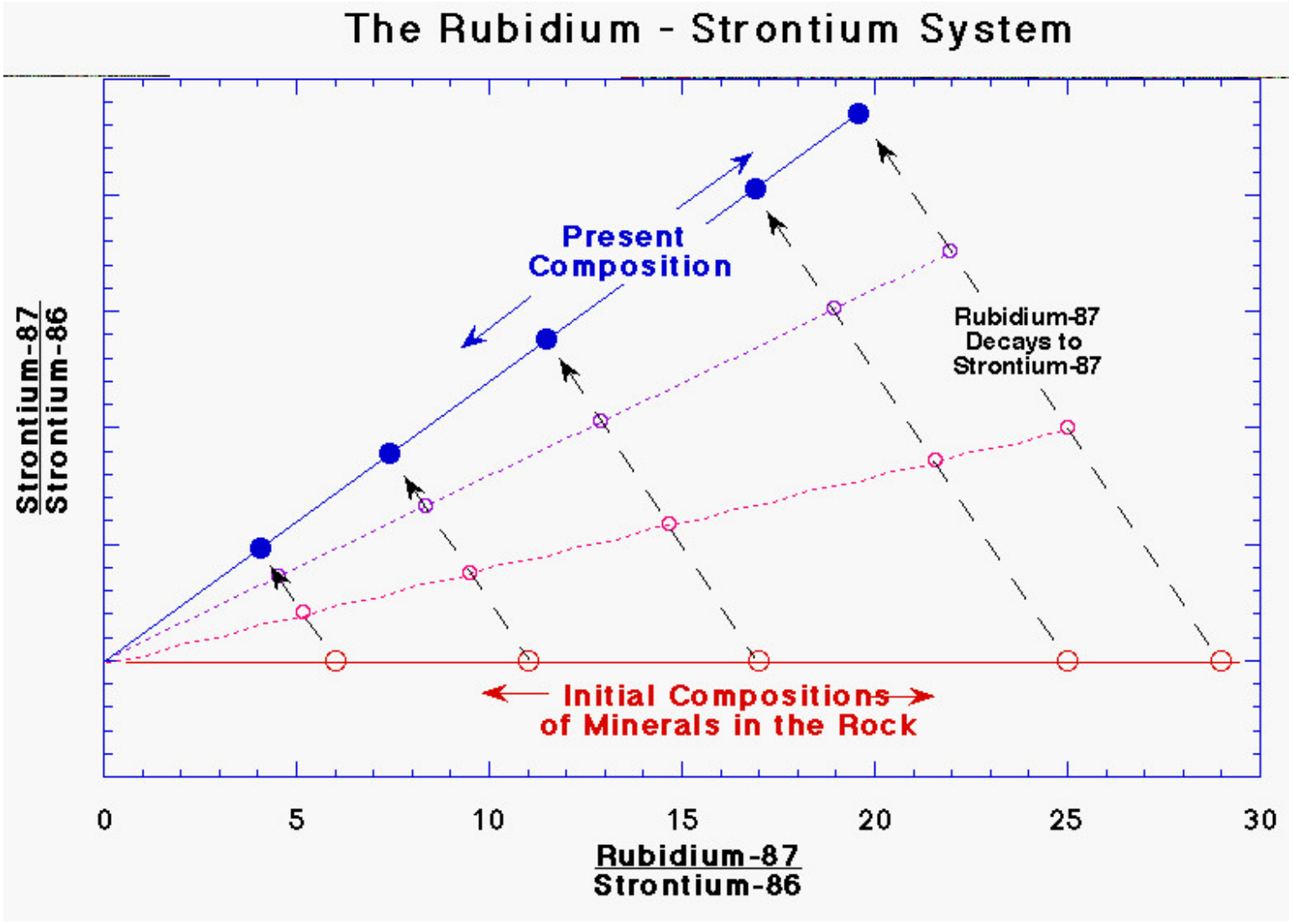
Ahora el ^{87}Sr no generado por decaimiento radioactivo tiene una proporción constante con el ^{86}Sr, o sea $^{87}Sr/^{86}Sr = b$, donde b es constante. Dividiendo la ecuacion anterior por la abundancia de ^{86}Sr, N_{S86}, nos queda:

$$\frac{N_{S87}(\Delta t)}{N_{S86}} = \frac{N_{S87}(0)}{N_{S86}} + \frac{N_{R87}(0)}{N_{S86}}\left[1 - e^{(-\Delta t/\tau_{R87})}\right] = b + \frac{N_{R87}(0)}{N_{S86}}\left[1 - e^{(-\Delta t/\tau_{R87})}\right]$$

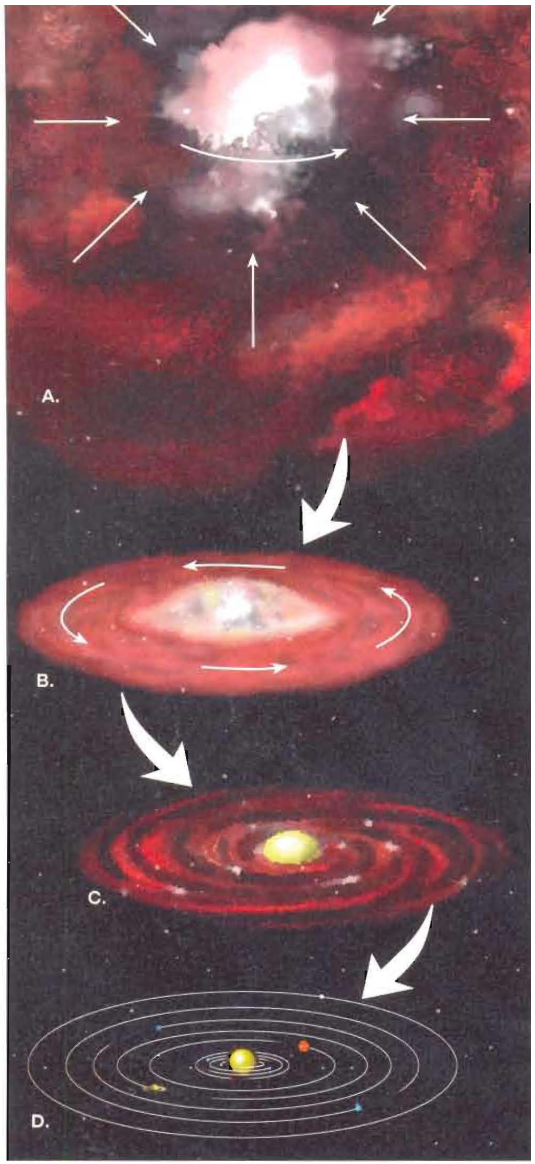
Si sustituimos $N_{R87}(0)$ por $N_{R87}(\Delta t)$, que junto a $N_{S87}(\Delta t)$ pueden ser medidos en los distintos minerales de la roca, nos queda la relación lineal:

$$\frac{N_{S87}(\Delta t)}{N_{S86}} = b + \frac{N_{R87}(\Delta t)}{N_{S86}}e^{(\Delta t/\tau_{R87})}\left[1 - e^{(-\Delta t/\tau_{R87})}\right] = b + \frac{N_{R87}(\Delta t)}{N_{S86}}\left[e^{(\Delta t/\tau_{R87})} - 1\right]$$

De esta ecuación podemos obtener el tiempo transcurrido desde que se formó la roca Δt.

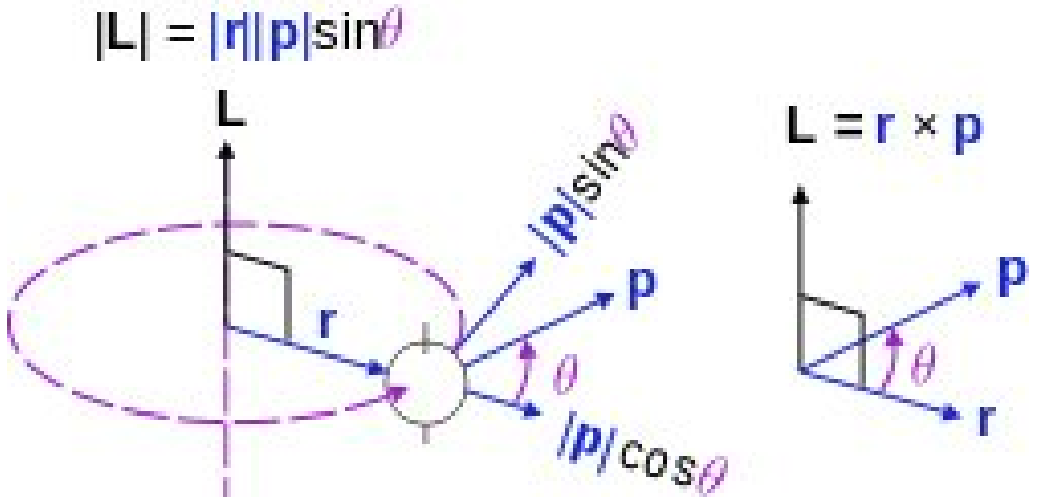

The Rubidium - Strontium System
Present
Composition
Rubidium-87
Decays to
Strontium-87
Initial Compositions
of Minerals in the Rock
Strontium-87
Strontium-86
0
5
10
15
20
25
30
Rubidium-87
Strontium-86

Las etapas en la formación del sistema solar. La hipótesis nebular de Laplace



1) Comienza el colapso gravitacional de una nube interestelar de polvo y gas.
2) Las partículas de polvo se asientan en un disco fino en el plano ecuatorial.
3) El disco fino será inestable a perturbaciones y se fragmentará en multitud de pequeños objetos denominados *planetesimales*.
4) Los planetesimales continuarán creciendo por colisiones mutuas hasta formar un grupo de planetas embrionarios.
5) Al final del proceso quedarán unos pocos planetas en órbitas estables, mientras que los objetos residuales serán dispersados por las perturbaciones gravitacionales de los planetas formados.

La formación de un disco ecuatorial es el resultado de la conservación del momento angular



Ley de conservación del momento angular $\vec{L}$. Cuando la nube primordial se contrae disminuye su radio r, lo cual lleva a un incremento de la velocidad de rotación V y su achatamiento. En la figura p es la cantidad de movimiento: $p = mV$, donde m es la masa del objeto que gira en torno al eje.

Conservación del momento angular:

$L = I\omega$, $\quad I$: momento de inercia $= \alpha MR^2$, ω : velocidad angular

La formación de las estrellas y de sistemas planetarios

∗ Masa de Jeans: El criterio para el colapso gravitacional de una nube de gas y polvo es que la fuerza gravitacional de la propia nube supere a la presión del gas. Esto condición se traduce en el criterio desarrollado por James Jeans (1902) para la mínima masa M_J requerida para el colapso:

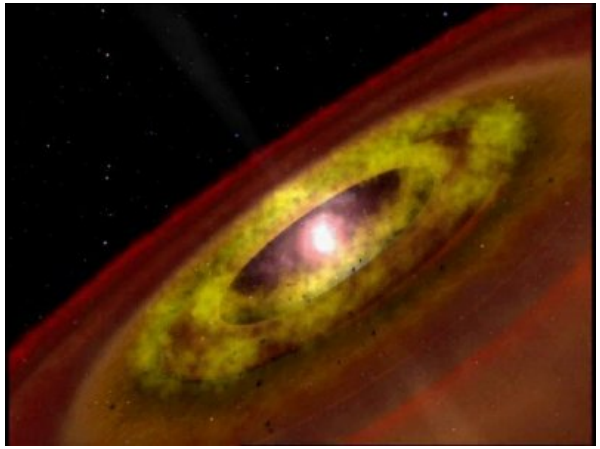
$$M_J = \left(\frac{kT}{\bar{\mu} m_H G}\right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{\rho}}$$

donde T y ρ son la temperatura y la densidad media de la nube.

Si sustituimos por valores típicos de las nubes moleculares interestelares : $T = 10$ K, $\rho = 10^4$ moléculas de H_2 / cm^3, nos queda: $M \sim 1$ $M_\odot$. Si el colapso comienza en una zona menos densa a mayor temperatura, la región colapsante involucrará más masa lo que dará lugar a la formación de un cúmulo de estrellas.

$*$ Tiempo de contracción en cuasi-equilibro hidrostático: Cuando el material se contrae, aumenta su opacidad lo que dificulta la salida de la radiación. La temperatura y la presión aumentan hasta llegar a un punto en que obstaculiza su contracción ulterior. En ese momento la futura estrella adquiere forma y se la denomina *protoestrella*. Las temperaturas centrales son todavía demasiado bajas para la producción de reacciones termonucleares. La fuente de energía es la conversión de la energía potencial gravitacional en energía cinética y calor. Si R es el radio de la protoestrella cuando llega a la SP y durante este fase tiene una luminosidad L, la escala de tiempo en esta fase está dada por:

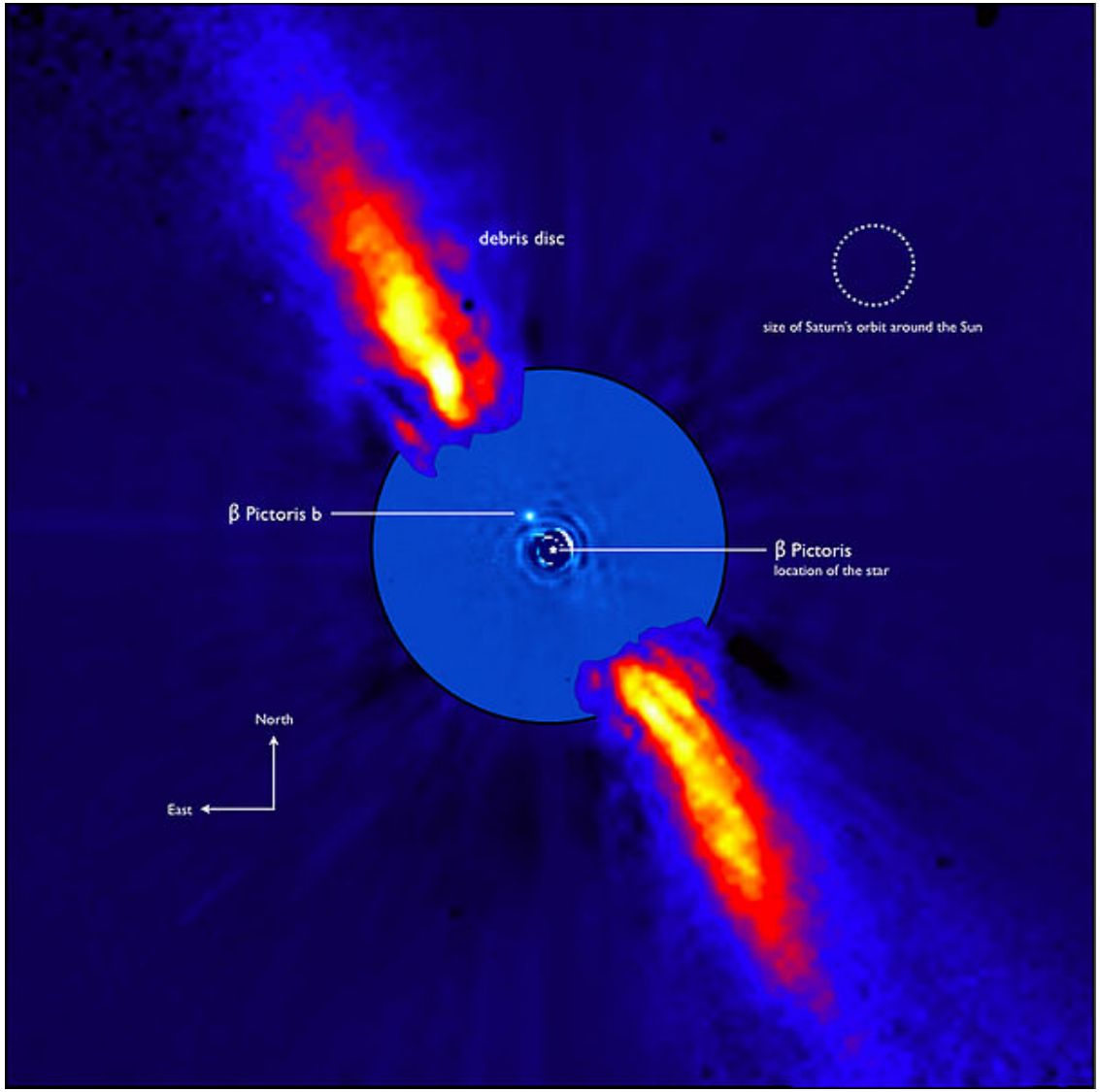
$$t_{grav} = \frac{GM^2/R}{L} = 4,5 \times 10^7 \times \frac{(M/M_\odot)^2}{(R/R_\odot)(L/L_\odot)} \text{ años}$$



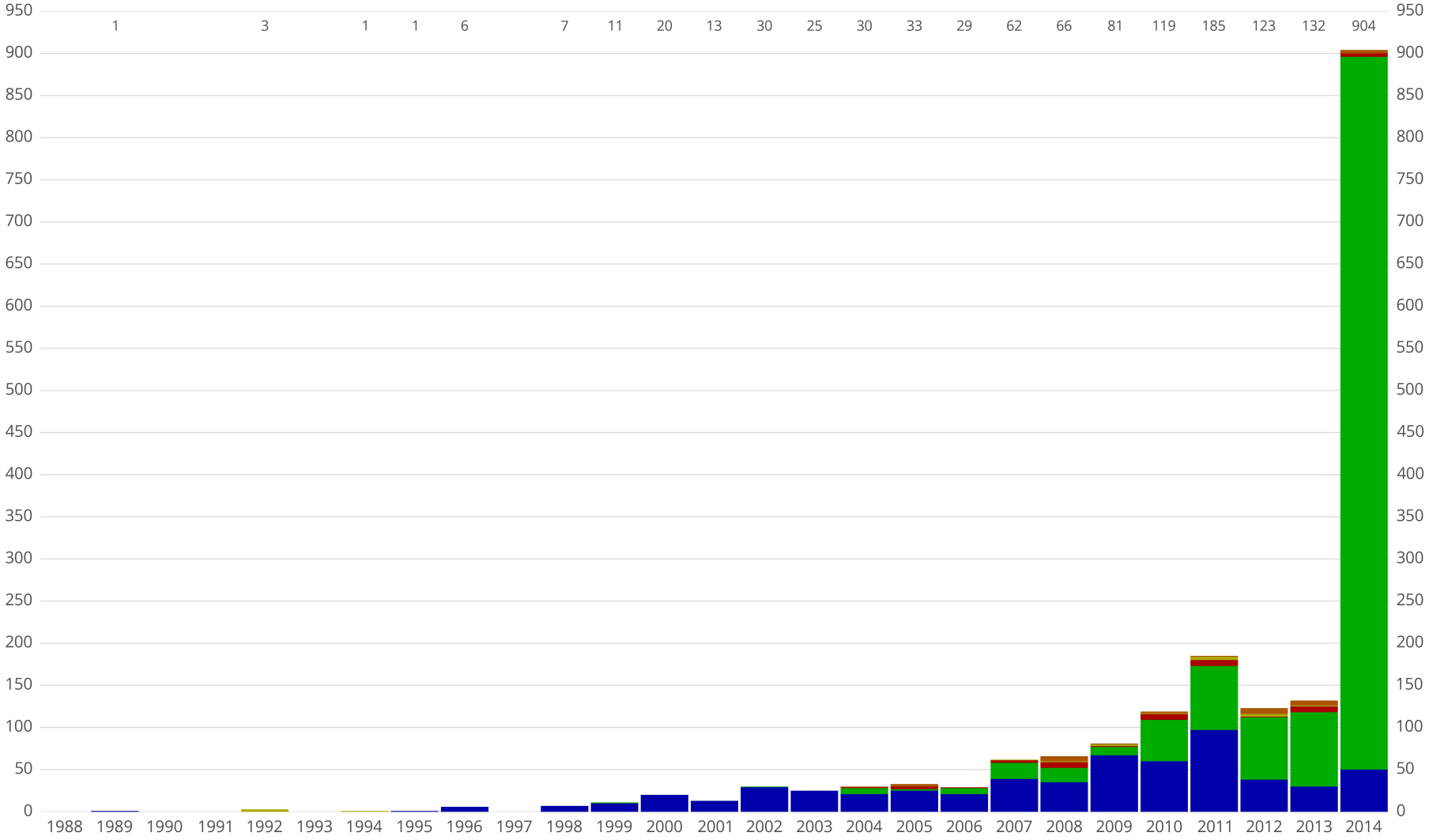
Al final de la fase de cuasi-equilibrio hidrostático tendremos a la protoestrella rodeada de un disco de gas y polvo, aun acretando material y muy activa. Tendrá un brillo variable y un exceso de emisión de radiación en el infrarrojo. Es lo que denominamos una estrella *T Tauri*.

Visión del disco protoplanetario de una estrella hipotética recién formada

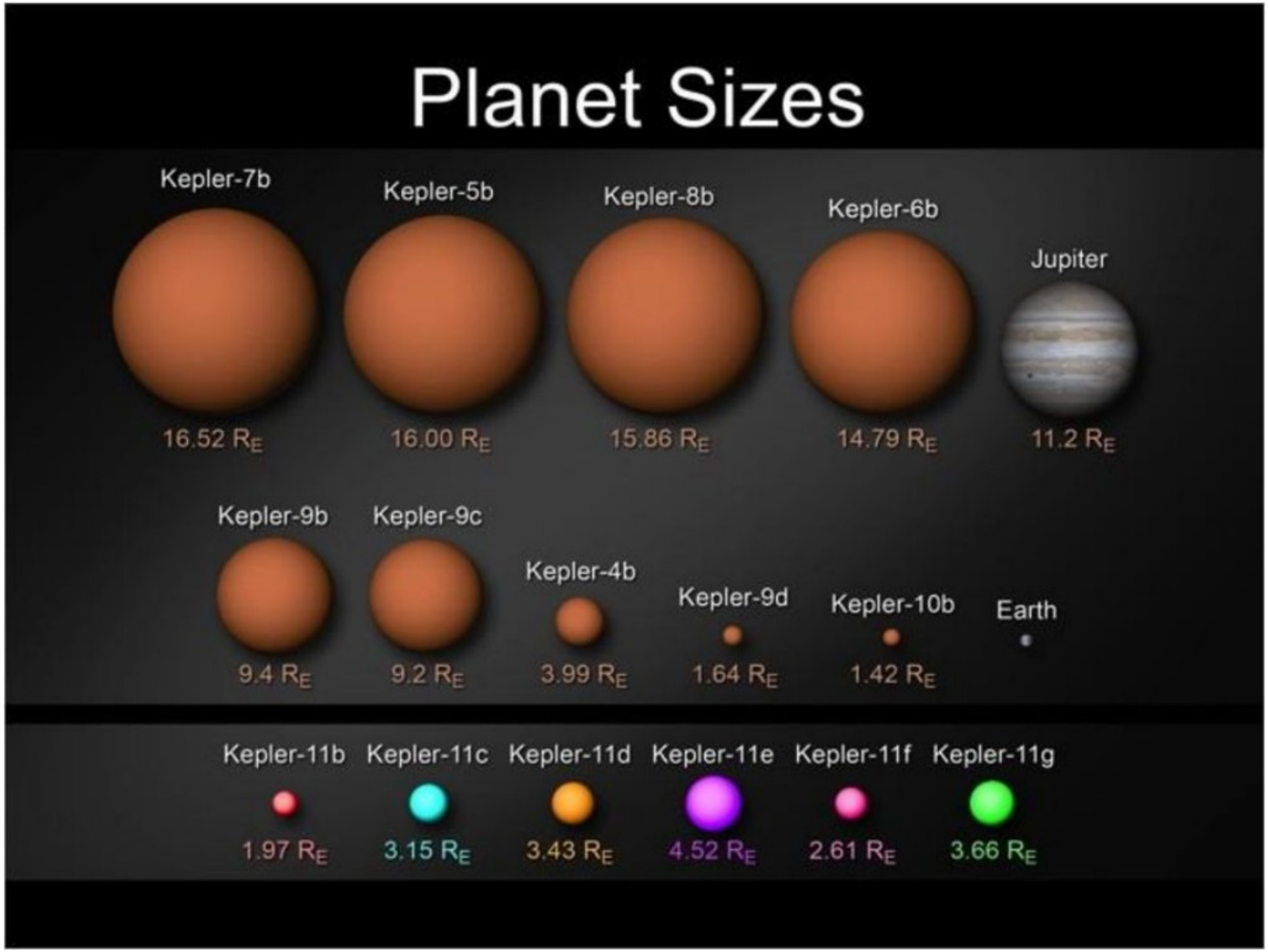
Confirmación observacional de la existencia de discos protoplanetarios



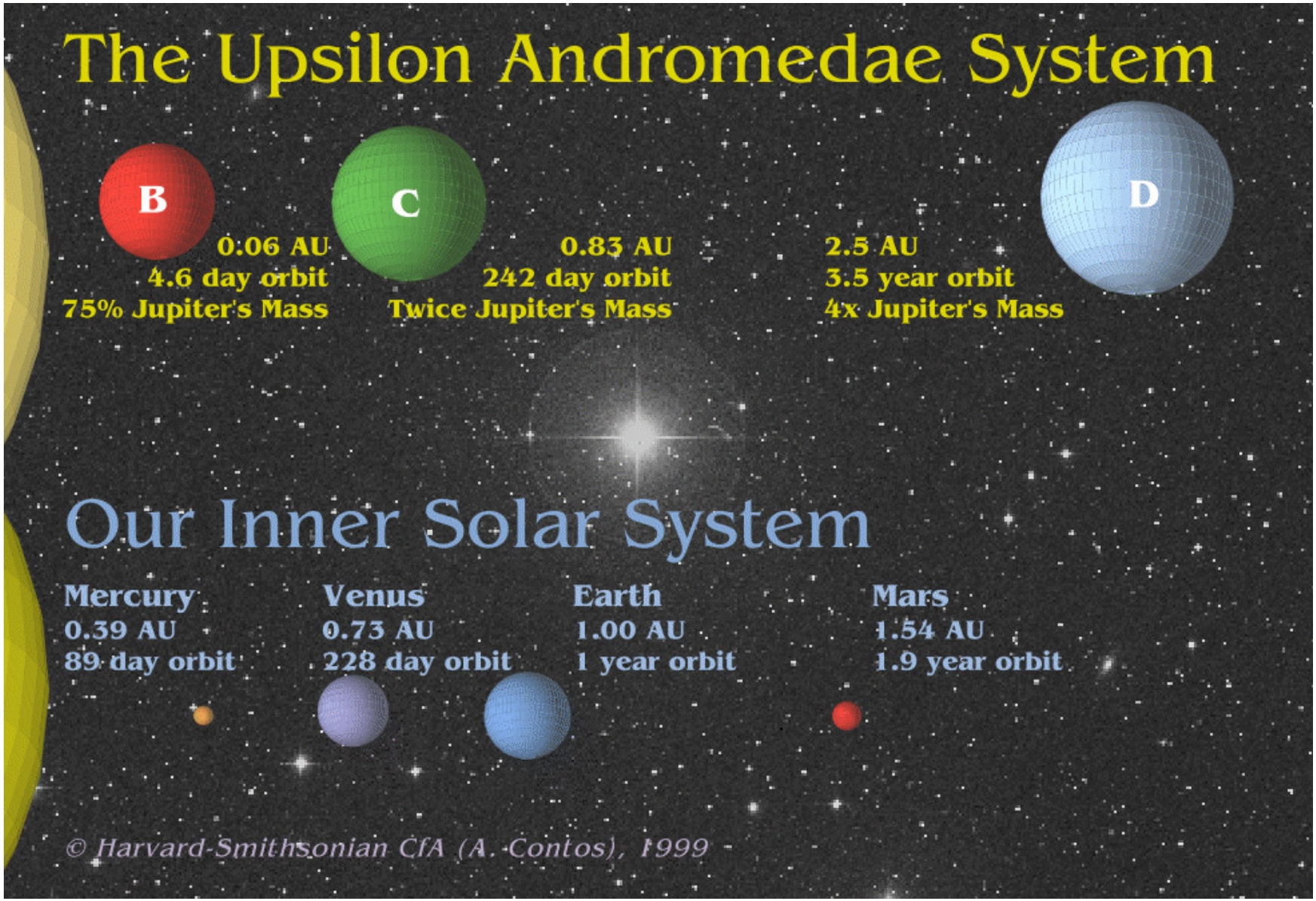
Descubrimiento de exoplanetas



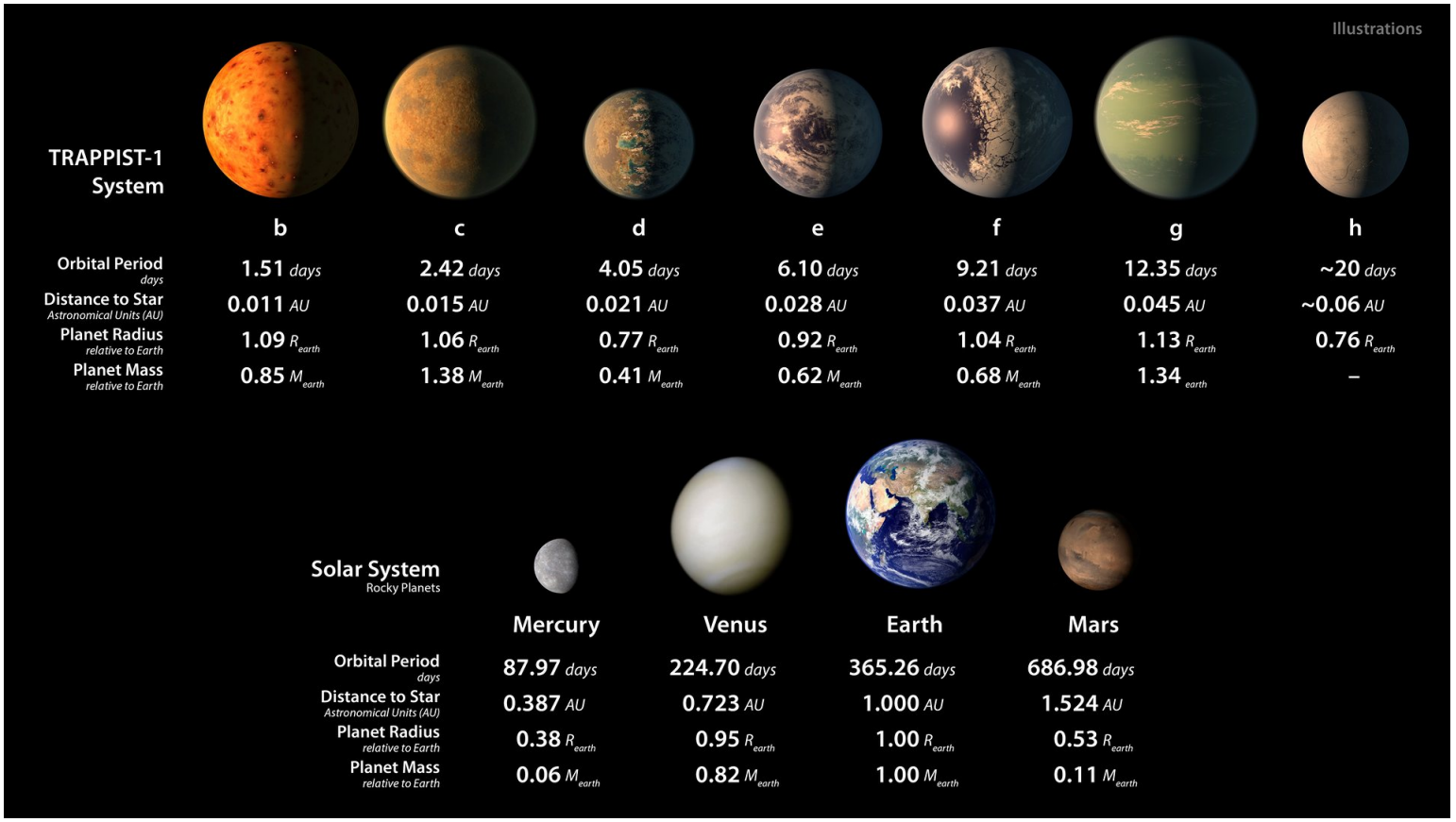
Tamaños de los exoplanetas



La existencia de sistemas extrasolares

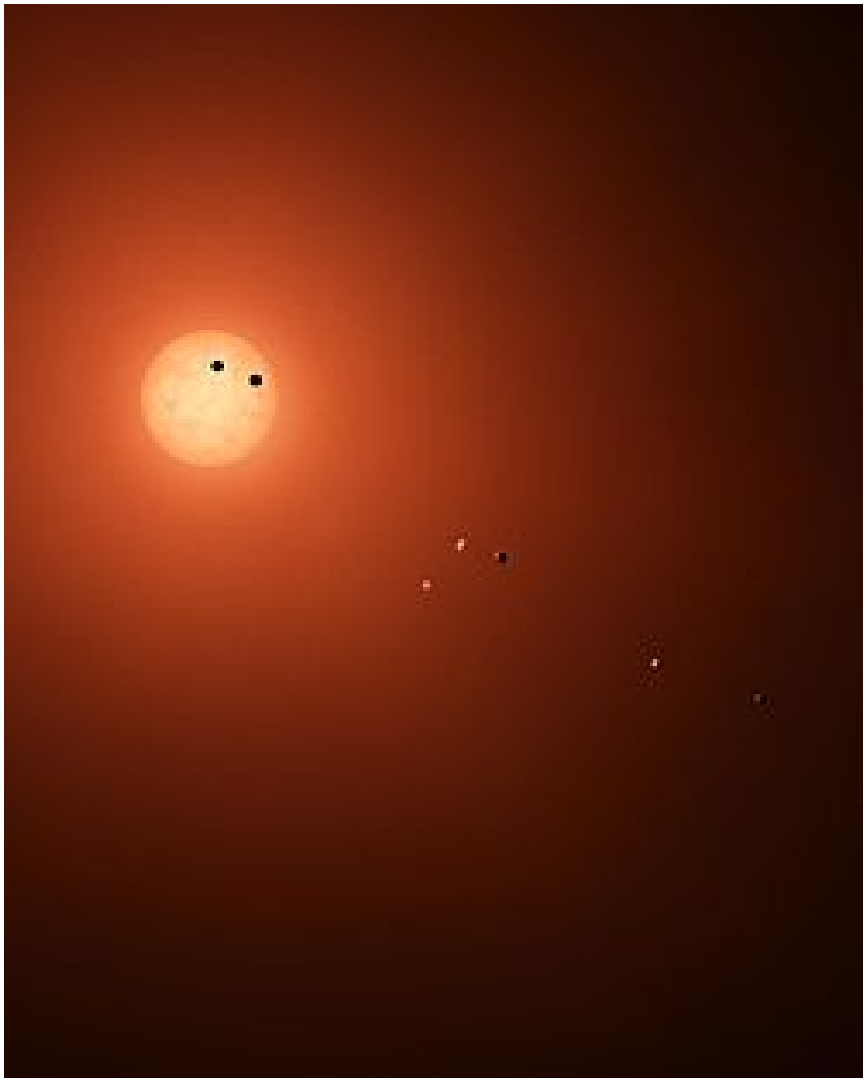


Sistemas planetarios con muchas Tierras



Sistema planetario compuesto por 7 planetas similares a la Tierra hallado en torno a la estrella Trappist-1, una pequeña enana roja ligeramente más grande que Júpiter (masa = 0.08 $M_\odot$), localizada a 39.5 años-luz del sistema solar.

El sistema TRAPPIST-1 se descubrió por el método de tránsito



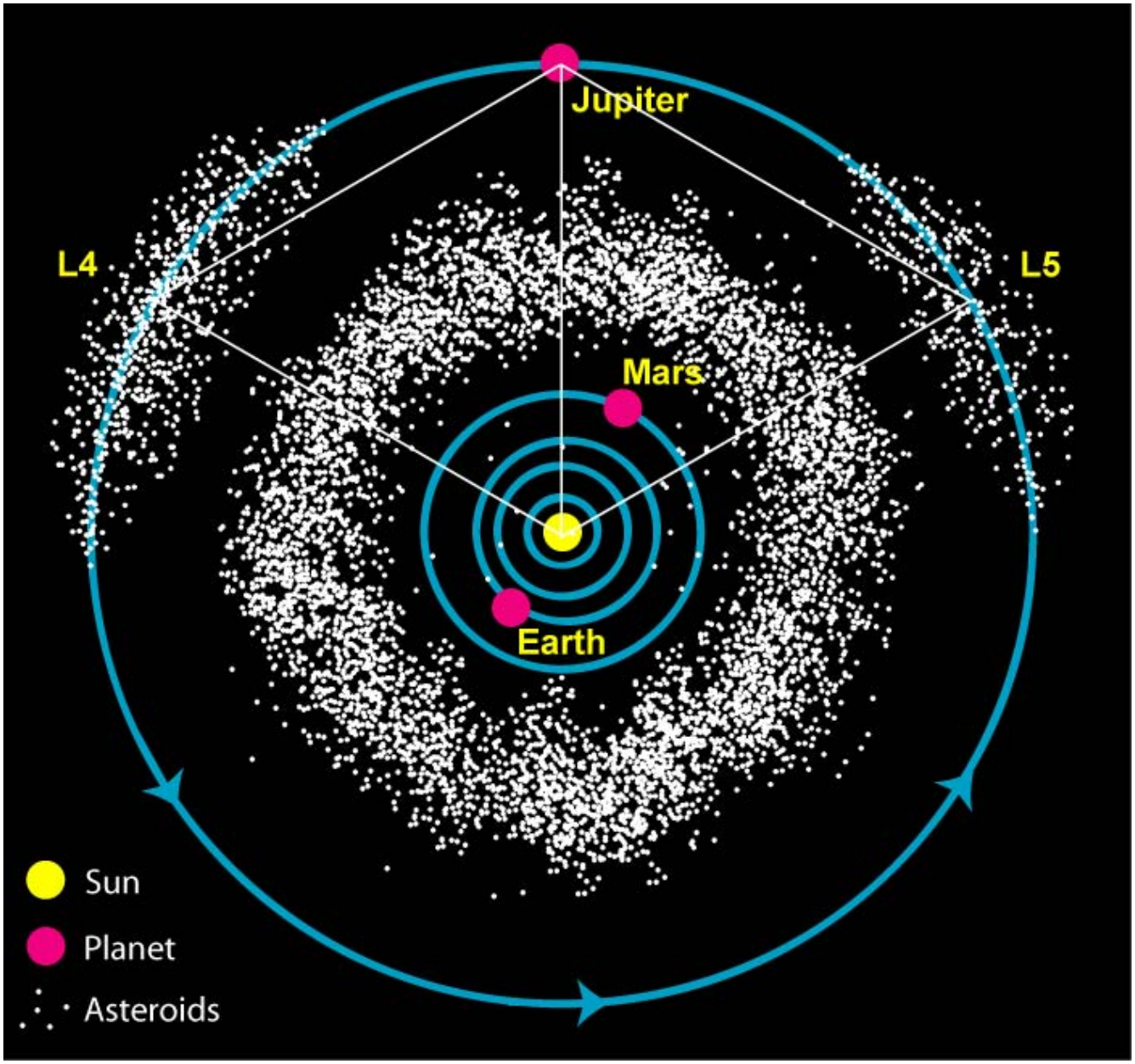
TEMA 2: DINAMICA DEL SISTEMA SOLAR

* Arquitectura del sistema solar. Distintas poblaciones de cuerpos menores.
* Ecuaciones del movimiento orbital. Perturbaciones.
* Mareas y límite de Roche. Esfera de Hill.
* Evolución secular del sistema solar. Resonancias.
* Perturbaciones no gravitacionales. Fuerzas asociadas a la radiación solar. Efecto Yarkovsky y YORP. Presión de la radiación. Efecto Poynting-Robertson.
* Fuerzas no gravitacionales en cometas.

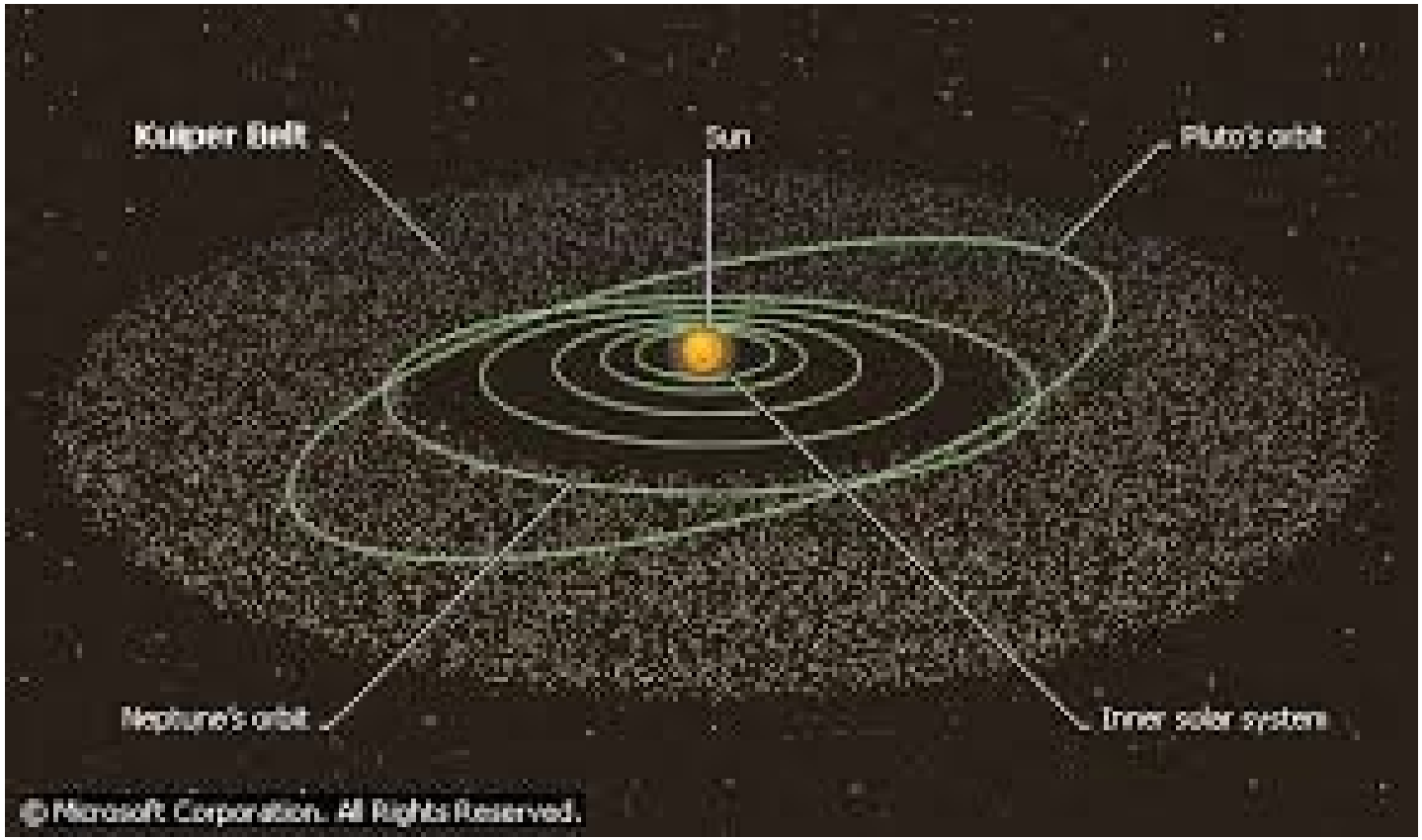
Cuerpos menores del sistema solar: Cometas, asteroides y objetos transneptunianos

Cometa Hale-Bopp: pasó por las cercanias del Sol en 1995 y fue uno de los más espectaculares de las últimas décadas. Siendo objetos ricos en agua y materia orgánica, pueden proporcionar claves para el origen y desarrollo de la vida en la Tierra.

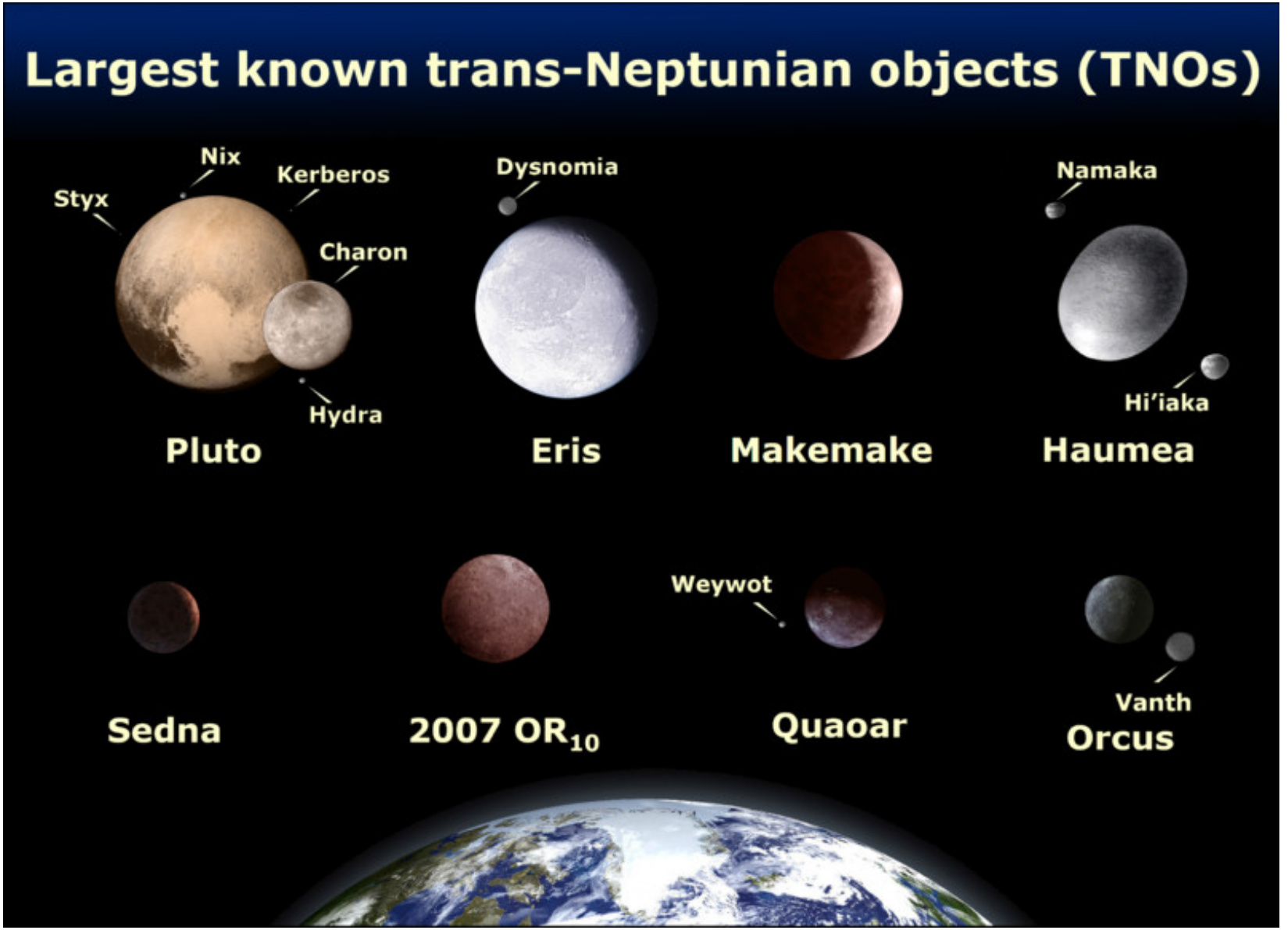
El cinturón de asteroides



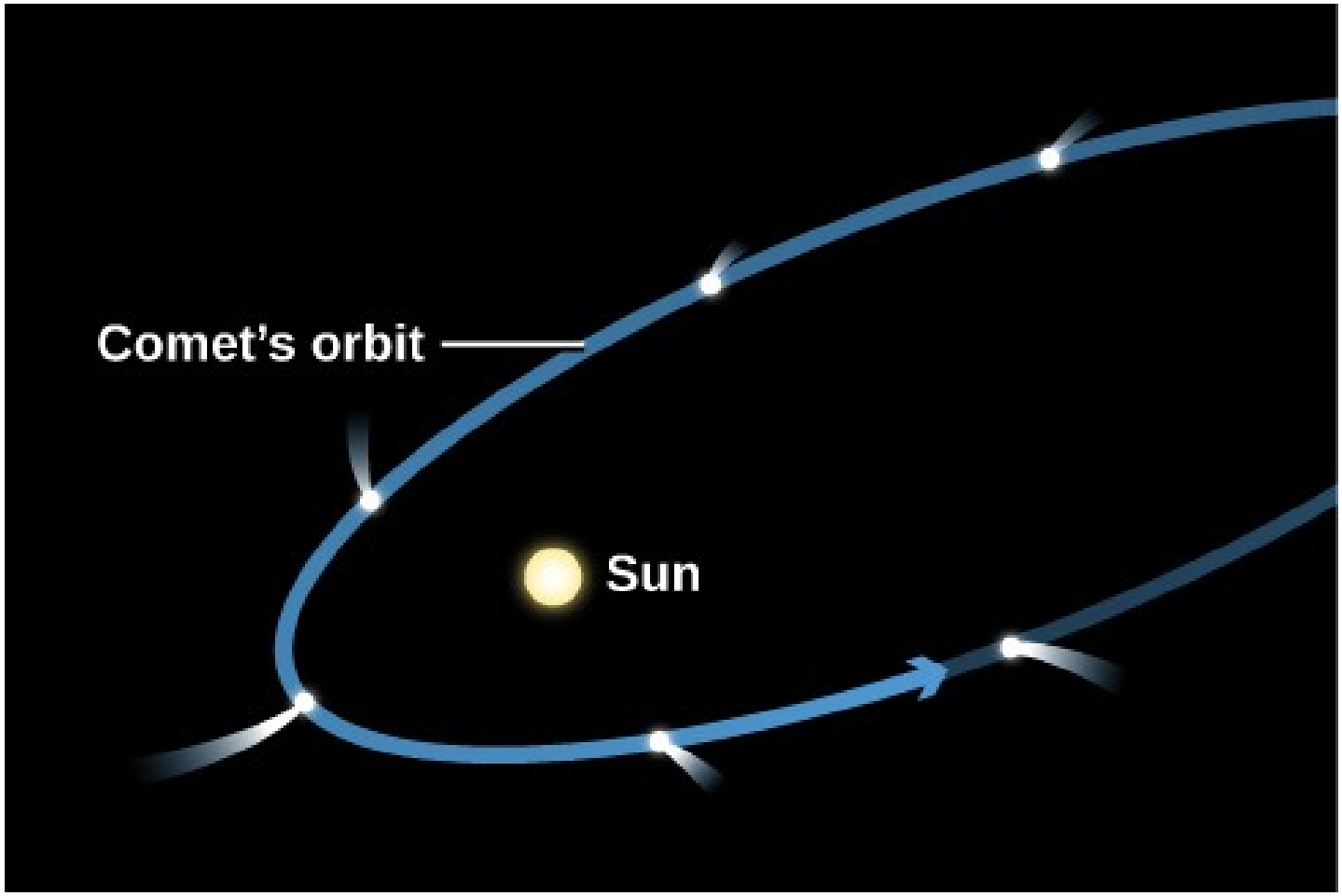
El cinturón transneptuniano



Se encuentra ubicado más allá de Neptuno entre aproximadamante 40 y 48 unidades astronómicas. El primer objeto descubierto de esta población fue el planeta enano Plutón en 1930.

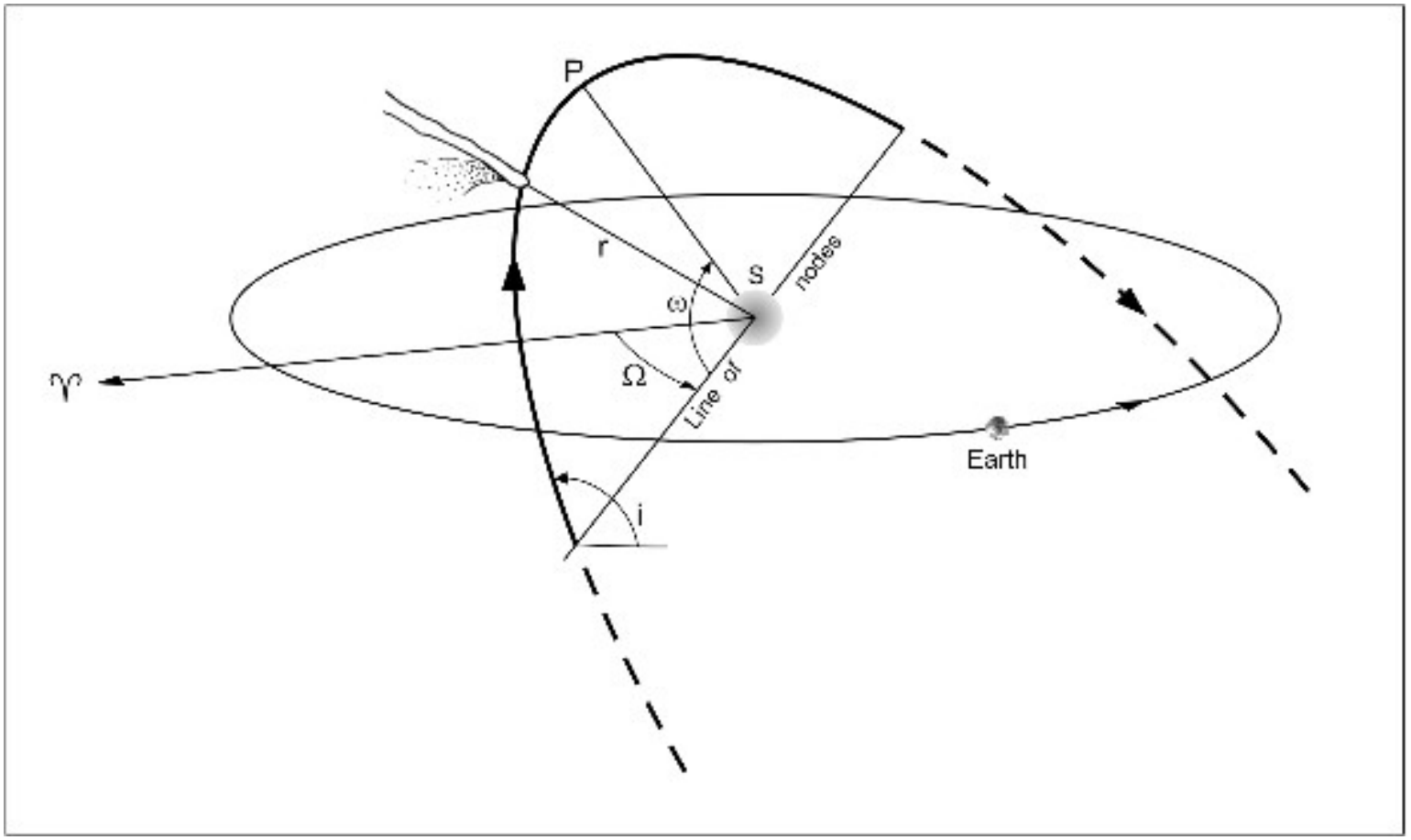

Largest known trans-Neptunian objects (TNOs)
Nix
Kerberos
Styx
Charon
Hydra
Pluto
Dysnomia
Eris
Makemake
Namaka
Hi'iaka
Haumea
Sedna
2007 OR10
Weywot
Quaoar
Vanth
Orcus

Las órbitas de los cometas



A diferencia de las órbitas de los planetas, las órbitas de los cometas son en general muy excéntricas, lo que sugiere que vienen de grandes distancias: un reservorio cometario que se denomina *Nube de Oort*.

Elementos orbitales



q: distancia perihélica, a: semieje mayor, e: excentricidad, i: inclinación con respecto al plano de la eclíptica, ω: argumento del perihelio, Ω: longitud del nodo ascendente, τ : tiempo del pasaje por el perihelio.

Problema de 2 cuerpos: Conceptos básicos

Energía orbital:

$$E = -\frac{GM_\odot}{2a} \Rightarrow x \equiv \frac{1}{a}$$

$x > 0 \Rightarrow$ órbita elíptica

$x = 0 \Rightarrow$ órbita parabólica

$x < 0 \Rightarrow$ órbita hiperbólica

La velocidad de un objeto en una órbita kepleriana:

$$v^2 = \mu \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)$$

donde $\mu = GM_\odot$.

La órbita osculante

Es la órbita kepleriana del objeto en un instante dado. Los cambios en los elementos orbitales con el tiempo pueden ser computados por medio de la ecuación del movimiento:

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -\frac{GM_\odot \vec{r}}{r^3} + \nabla\mathcal{R} + A_1 g(r)\vec{r} + A_2 g(r)\vec{T} + A_3 g(r)\vec{n}$$

$$\mathcal{R} = G\sum_i m_i \left(\frac{1}{d_i} - \frac{x_c x_i + y_c y_i + z_c z_i}{r_i^3}\right)$$

donde $\mathcal{R}$ es la función perturbadora que toma en cuenta las perturbaciones de los planetas. Los otros términos con los coeficientes A_1, A_2, A_3 son las componentes de la fuerza nogravitacional (NGF) (por unidad de masa). $g(r)$ es una función específica para el efecto considerado que depende de la distancia heliocéntrica. Más adelante analizaremos su expresión para el caso de los cometas.

Perturbaciones en los elementos

Un cuerpo moviéndose alrededor del Sol recibe perturbaciones que lo apartan de su órbita kepleriana. Si la aceleración perturbadora tiene componentes radial, transversa y normal (R, T, N), la energía orbital varía como:

$$\frac{dE}{dt} = (R, N, T).\vec{v} = (R, N, T).(\dot{r}, r\dot{\theta}, 0) = R\dot{r} + Tr\dot{\theta}$$

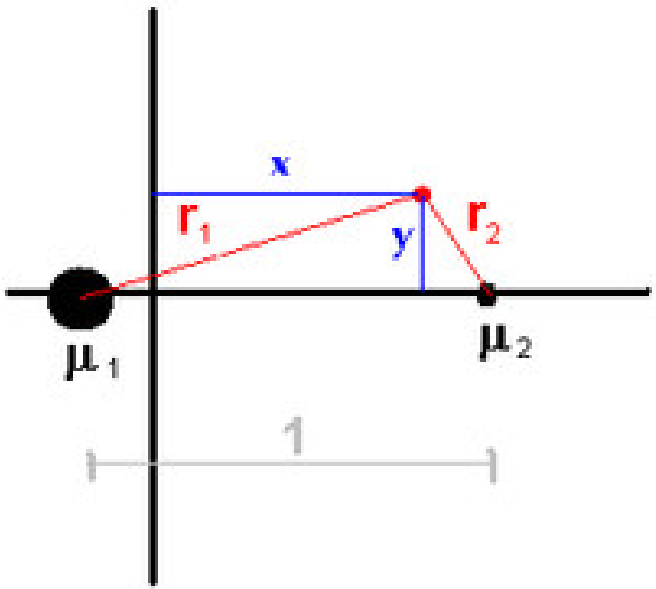
La componente normal no afecta la energía orbital. Como $E = -\mu/2a$ derivando podemos obtener la variación del semieje mayor:

$$\frac{da}{dt} = \frac{2a^2}{\mu}\left(R\dot{r} + T\frac{h}{r}\right)$$

donde hemos sustituido $r^2\dot{\theta} = h = \sqrt{\mu a(1-e^2)}$, donde h es el momento angular por unidad de masa.

El problema restringido de tres cuerpos

El problema restringido de tres cuerpos consiste de 2 cuerpos masivos y un tercer cuerpo de masa despreciable. Hay una única cantidad que se conserva en el sistema que se llama la integral (o constante) de Jacobi.



El problema se estudia en el sistema rotante que gira en torno al eje $\vec{z}$ que pasa por el centro de gravedad de las masas m_1 y m_2, además $m_1 > m_2$. Las unidades se eligen tal que $m_1 + m_2 = 1$. La distancia entre m_1 y m_2 es también la unidad, lo mismo que $G = 1$.

La integral de la energía

En el sistema rotante Jacobi halló la constante de movimiento:

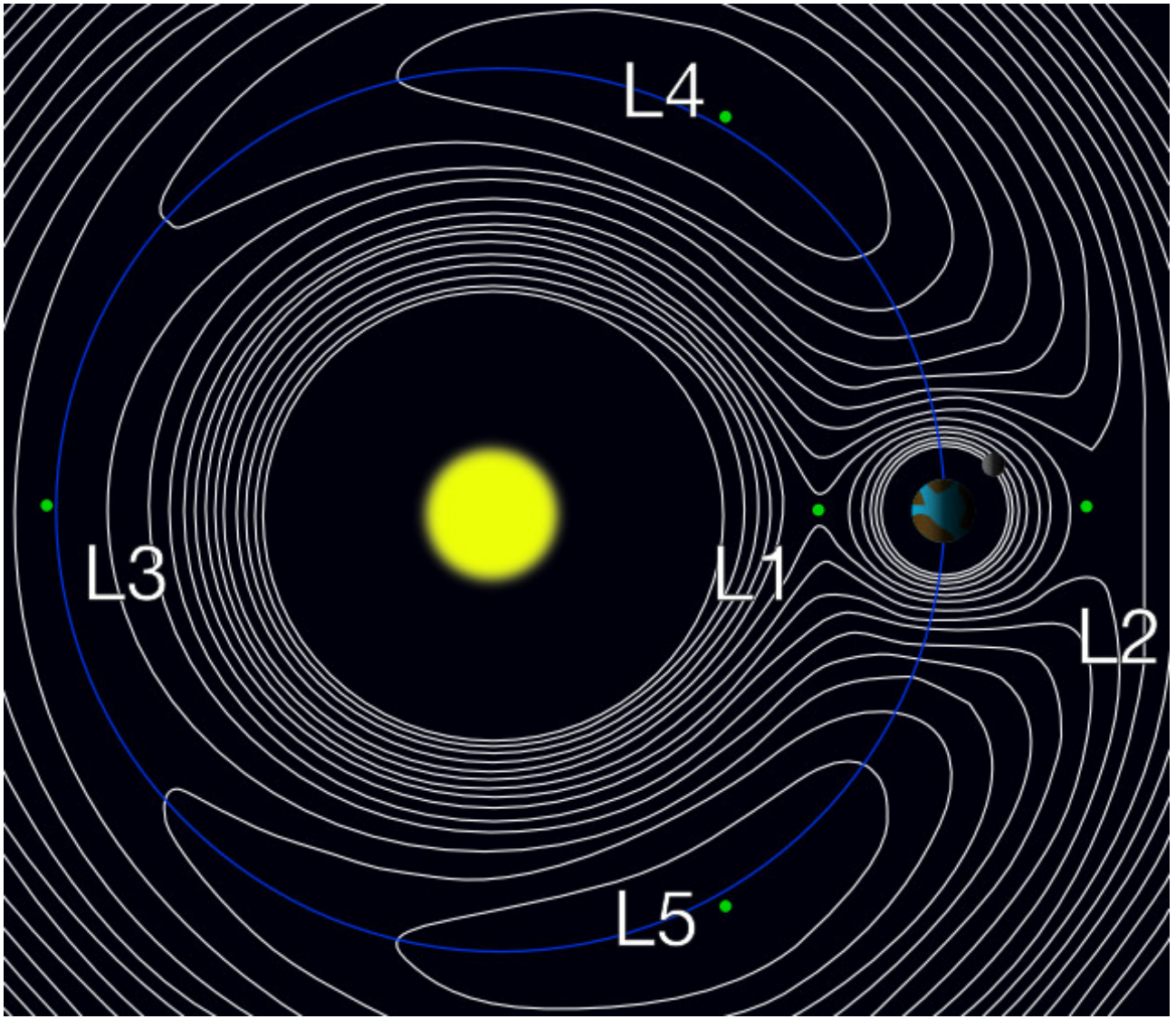
$$C_J = x^2 + y^2 + \frac{2m_1}{|\vec{r}_1|} + \frac{2m_2}{|\vec{r}_2|} - v^2$$

C_J: constante de Jacobi

Como v^2 no puede ser negativo, las superficies (curvas) en las cuales $v = 0$ se las llama *superficies (curvas) de velocidad cero* las cuales separan regiones permitidas de prohibidas.

$*$ En el problema restringido de 3 cuerpos, los puntos de Lagrange indican las posiciones donde las fuerzas gravitacionales combinadas de los 2 objetos masivos proveen exactamente la fuerza centrífuga requerida para que una partícula en uno de esos puntos orbite solidariamente con las 2 masas.

Los cinco punto de equilibrio de Lagrange



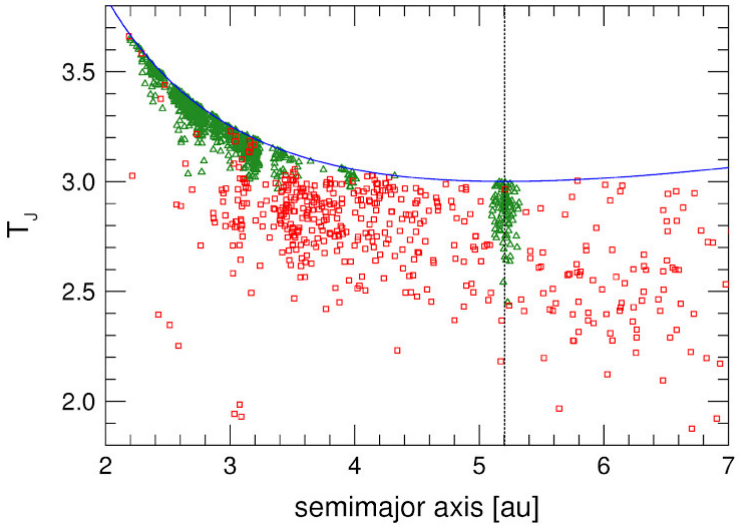
De la integral de Jacobi se deduce el parámetro (o constante) de Tisserand T del cuerpo de masa despreciable, en función de los elementos orbitales, q, a, i:

$$T = \frac{a_p}{a} + 2\cos i \left[\frac{q}{a_p}\left(2 - \frac{q}{a}\right)\right]^{1/2}$$

La velocidad de encuentro del objeto de masa despreciable con el planeta se puede expresar en función de T:

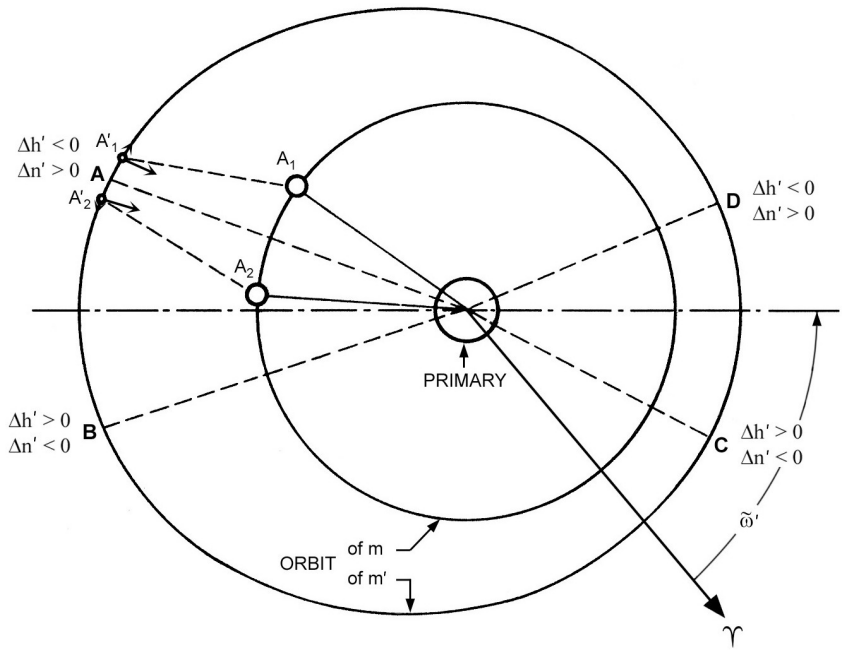
$$U = (3 - T)^{1/2}$$

vemos que los encuentros con el planeta serán posibles sólo si $T < 3$.



Triángulos verdes: asteroides con magnitud absoluta $H < 10$.
Cuadrados rojos: Cometas de la familia de Júpiter.
Curva azul: máximos valores de T_J para los respectivos a (asumiendo órbitas circulares con inclinación $i = 0°$).

Resonancias



Sean 2 objetos de masas $m >> m'$
m se mueve en una órbita circular, m' en una excéntrica.
Sus movimientos medios n y n' son cuasi conmensurables: $jn \simeq (j+k)n'$, j y k enteros.
Consideramos 2 posiciones simétricas en torno a la conjunción: A_1 y A'_1, A_2 y A'_2 ocupadas por los objetos en $t_A \pm \Delta t$, donde t_A es el tiempo de la conjunción en A.
Sin embargo, como la órbita de m' es excéntrica, la configuración A'_1 - A_1 - primaria - A_2 - A'_2 no es simétrica : m' se moverá más lento en A'_2 que en $A'_1 \Longrightarrow$ la velocidad relativa se incrementa después de la conjunción.

Antes de la conjunción m alcanza a m' viniendo de atrás $\Longrightarrow$ hay un frenado de m'.
Después de la conjunción m pasa a m' y la acelera : en el balance va a predominar

el efecto de frenado $\Longrightarrow$ m' perderá una cantidad de momento angular $\Delta h'_A < 0 \Longrightarrow$ m' se acercará un poco a la primaria mientras que m ganará un momento angular $\Delta h_A = -\Delta h'_A$ y por lo tanto se alejará de la primaria.

Ya que n decrece y n' aumenta, la próxima conjunción de m con m' puede ocurrir luego del apocentro, p. ej. en B lo que haría que la deceleración antes de B fuese algo menor que la aceleración posterior, tendríamos: $\Delta h'_B > 0 \Longrightarrow m'$ ganaría algo de momento angular (decreciendo n'), mientras que m lo perdería (aumentando n). Como resultado, la próxima conjunción ocurrirá de nuevo antes del apocentro y así sucesivamente. El objeto librará en forma estable alrededor del apocentro. La situación es similar a la de un péndulo.

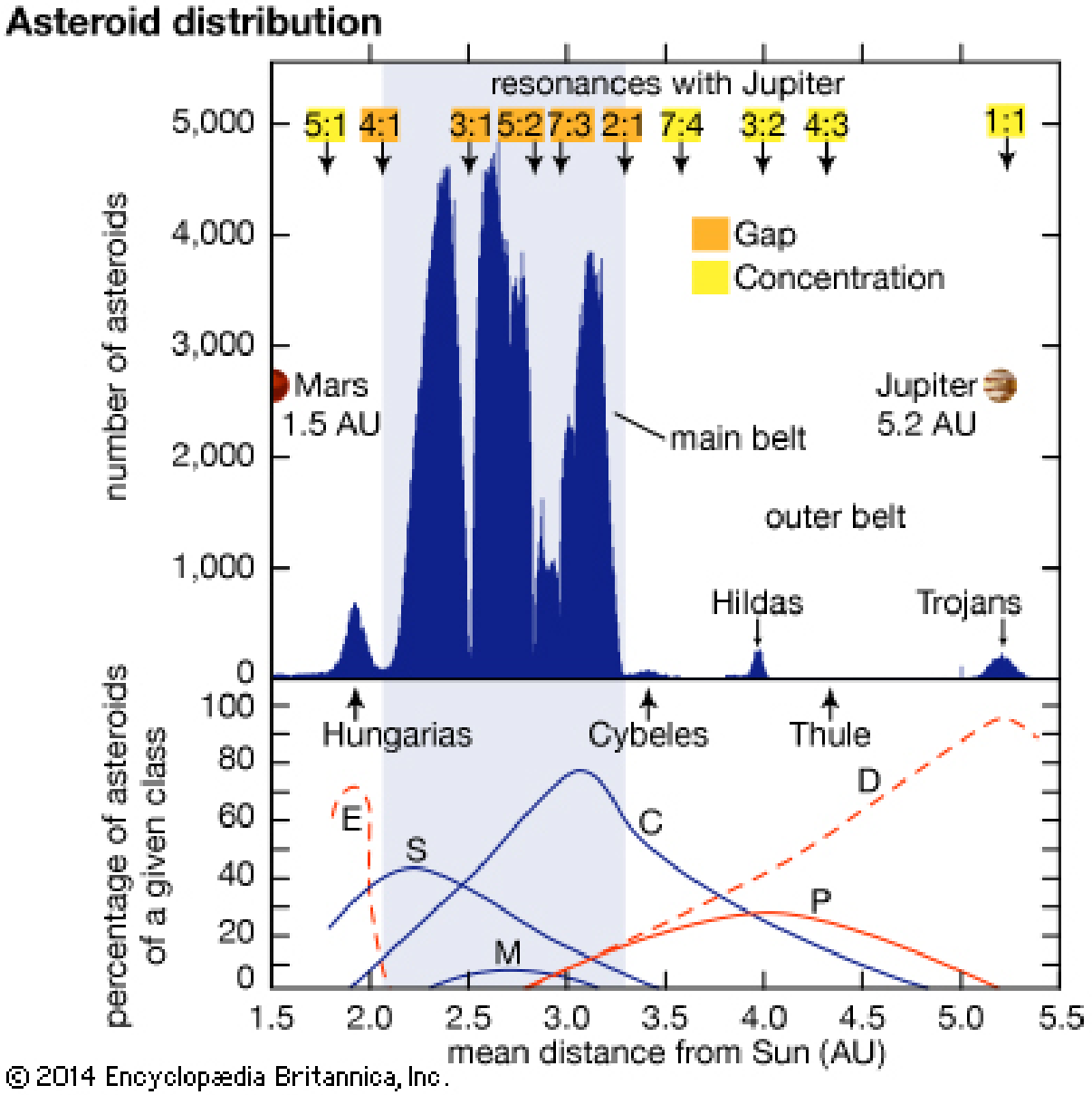
Hay configuraciones que no son estables: por ejemplo se puede ver que conjunciones cerca del pericentro son inestables ya que las sucesivas conjunciones tenderían a desplazarse del pericentro, no a oscilar en torno a éste.

Una resonancia de movimiento medio (o conmensurabilidad) de orden k debe cumplir con la relación:

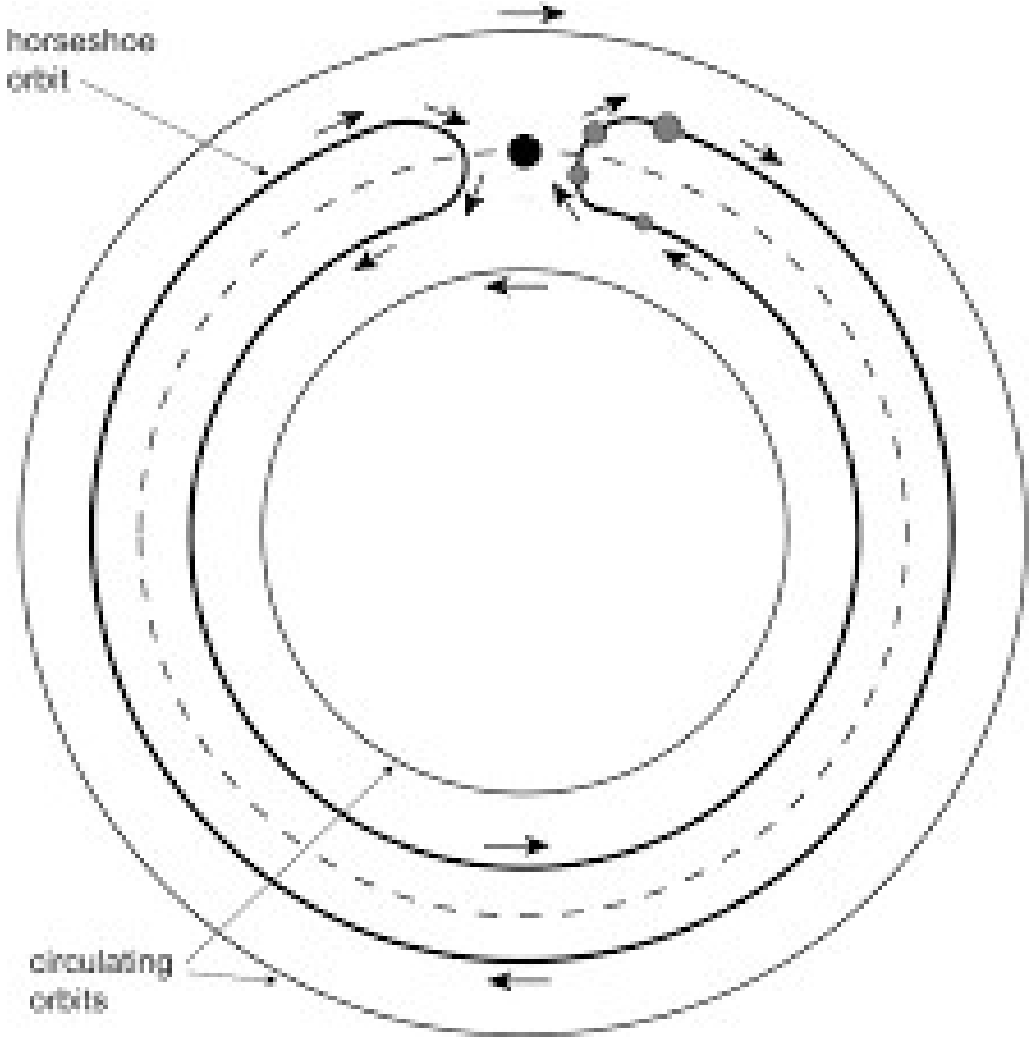
$$jn = (j + k)n'$$

No obstante, las libraciones implican que estos valores son próximos pero no iguales.

Resonancias en el cinturón asteroidal



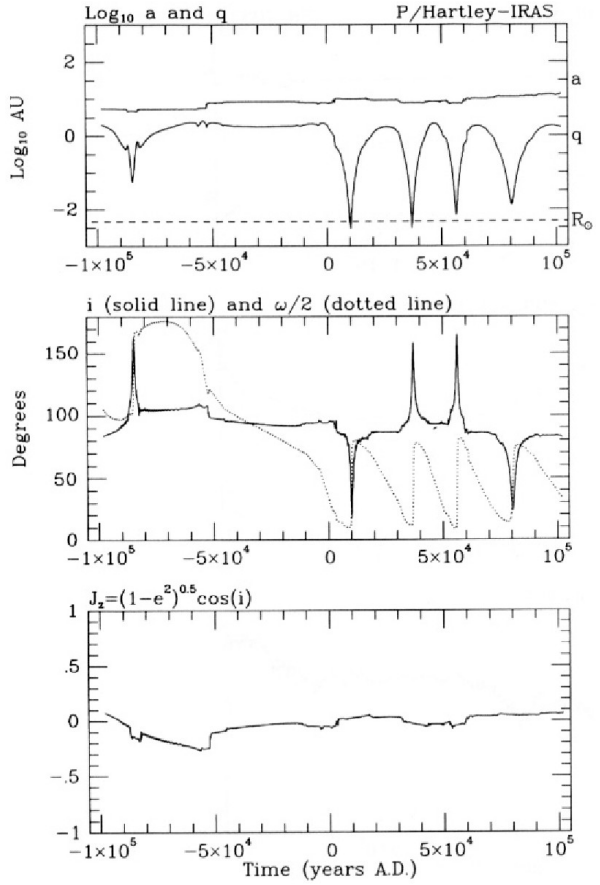
Órbitas en herradura - Coorbitales



La partícula se acerca al satélite por la parte inferior pero nunca lo pasa, al acercarse se acelera atraída por el satélite, pasa a una órbita superior más lenta y por lo tanto se aleja.

Resonancias seculares - El mecanismo de Kozai

Una resonancia secular entre 2 cuerpos ocurre cuando tienen una precesión sincronizada (perihelios, nodos).



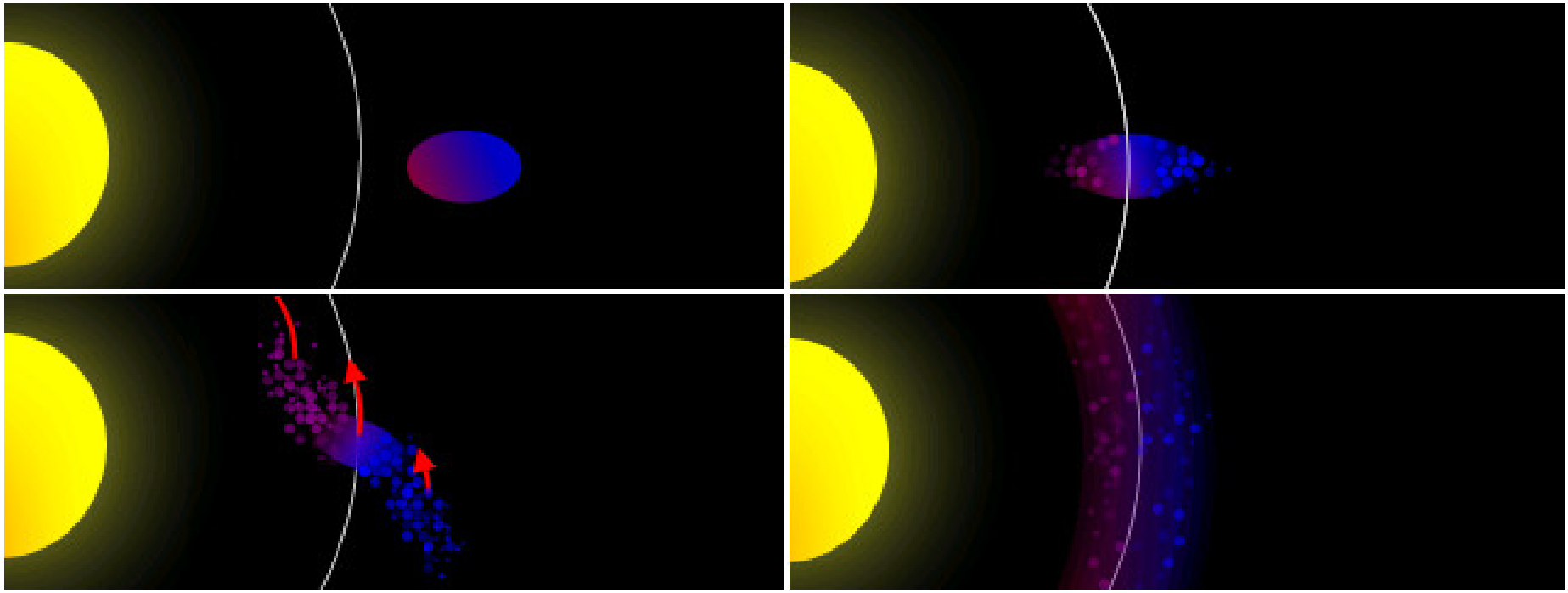
Evolución orbital del cometa P/1983 V1 (Hartley-IRAS).

El mecanismo de Kozai fuerza el argumento del periapsis a permanecer fijo para inclinaciones $\cos^2 i < 3/5$.
Se producen grandes variaciones de e, i, pero la cantidad:

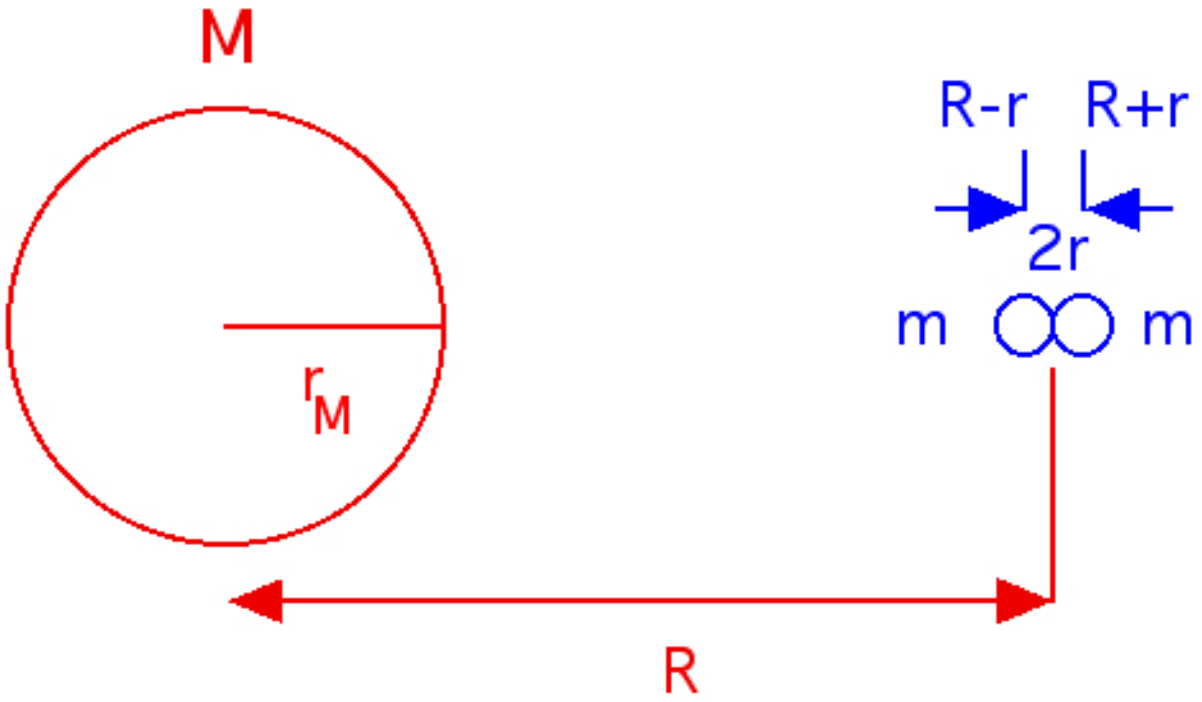
$$h_z = \sqrt{1-e^2}\cos i$$

se mantiene constante.

El límite de Roche



La fuerza de marea del astro central actúa sobre el objeto que se acerca llegando a fragmentarlo y dispersarlo. A velocidades de encuentro bajas, los fragmentos pueden quedar gravitacionalmente ligados formando un anillo alrededor del astro central.



2 partículas de masa m y radio r con un punto de contacto, que orbitan un planeta de masa M, serán separadas si la fuerza de marea del planeta ΔF (diferencia de las fuerzas gravitacionales ejercidas por el planeta sobre las partículas a distancias $R - r$ y $R + r$) supera su atracción mutua F es decir:

$$F < \Delta F$$

$\Longrightarrow$

$$\frac{Gm^2}{(2r)^2} < \frac{GmM}{(R-r)^2} - \frac{GmM}{(R+r)^2}$$

En el caso que $m << M$ (o $r << R$), nos queda como condición para que las partículas se separen como resultado de la fuerza de marea que alcancen una distancia al planeta:

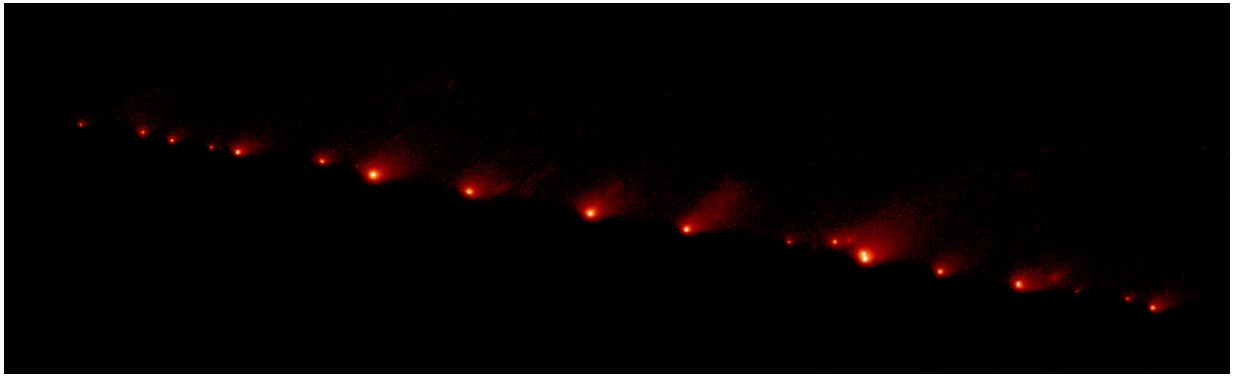
$$R \lesssim 2.5r \left(\frac{M}{m}\right)^{1/3}$$

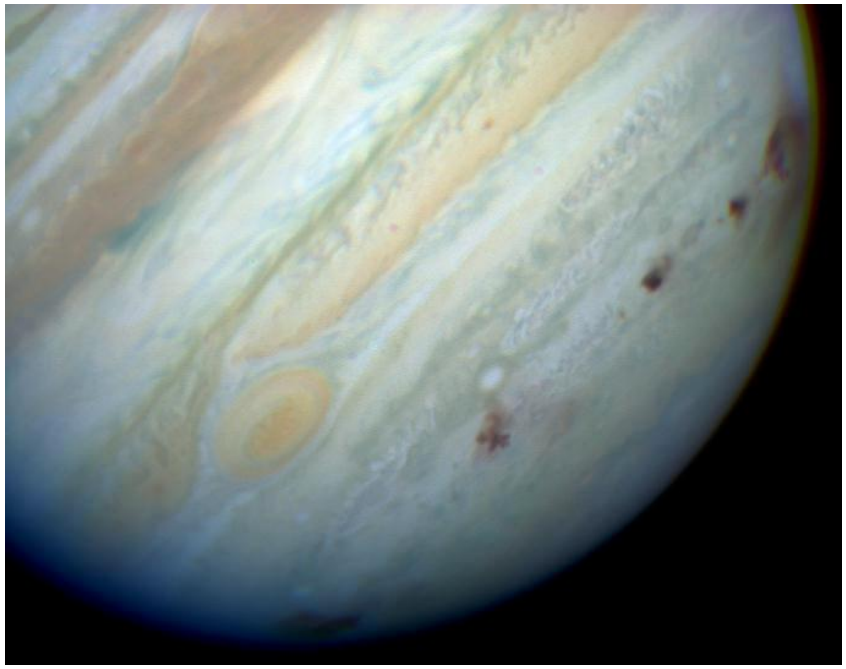
El límite de Roche corresponde a la condición limite $\Delta F = F$ es decir $R_{Roche} \sim 2.5r \left(\frac{M}{m}\right)^{1/3}$. Si introducimos las densidades del planeta y objeto : $m = \rho_m \times 4\pi \times r^3/3$ y $M = \rho_M \times 4\pi \times r_M^3/3$ nos queda:

$$R_{Roche} \sim 2.5 r_M \left(\frac{\rho_M}{\rho_m}\right)^{1/3}$$

donde r_M es el radio del planeta.

Ejemplo de fragmentación de un cometa por fuerza de marea: D/1993 F2 (Shoemaker-Levy 9)

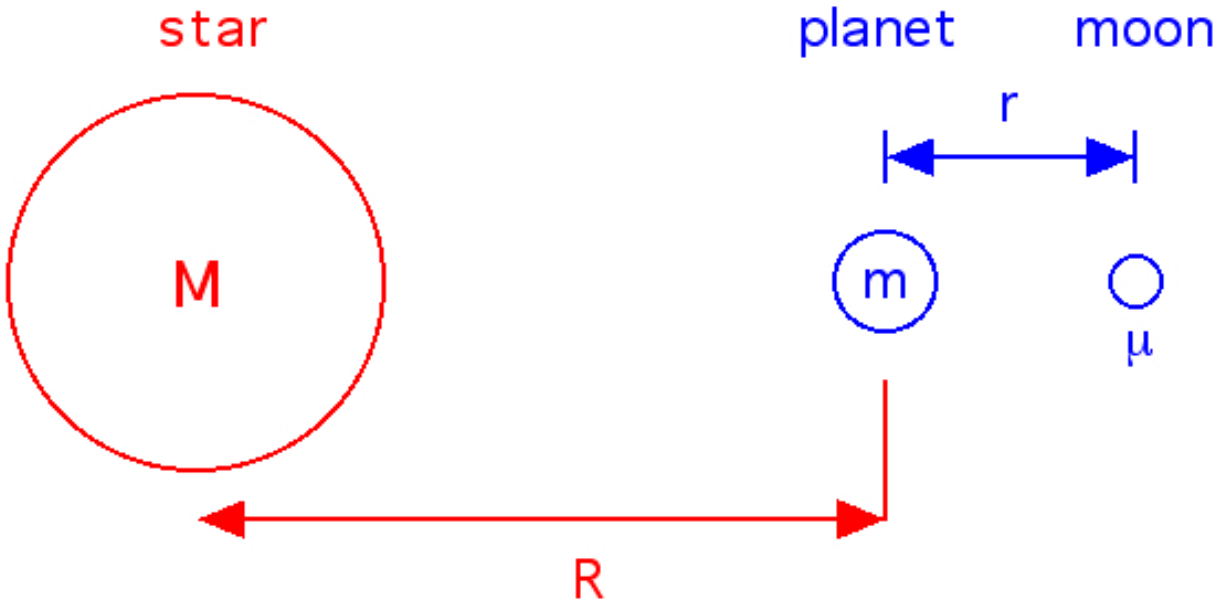




El cometa se fragmentó en un encuentro con Júpiter formando un tren de fragmentos (foto superior del HST). En un encuentro posterior los fragmentos chocaron con Júpiter dejando las manchas que se observan en su atmósfera.

La esfera de Hill

Consideremos el caso de una estrella (masa M), planeta (masa m) y satélite (masa μ) en la configuración de la figura.



La fuerza centrífuga requerida para que el satélite gire solidariamente con las masas M y m es:

$$\mu\omega^2(R+r) = \frac{G\mu M}{(R+r)^2} + \frac{G\mu m}{r^2}$$

donde $\omega^2 = GM/R^3$ es la velocidad de rotación del sistema.

Sustituyendo ω^2 en la ecuación anterior queda:

$$\frac{G\mu M(R+r)}{R^3} = \frac{G\mu M}{(R+r)^2} + \frac{G\mu m}{r^2}$$

que conduce a

$$mR^3(R+r)^2 = Mr^3 + (3R^2 + 3Rr + r^2)$$

Para $r << R$ la ecuación se simplifica:

$$mR^3 = 3Mr^3$$

De aqui obtenemos el radio de Hill:

$$r_{Hill} = \left(\frac{m}{3M}\right)^{1/3} R$$

Dinámica de cuerpos esféricos o esferoidales

El momento de inercia en torno a un cierto eje (polar) está dado por:

$$I \equiv \int\int\int \rho(\vec{r}) r_c^2 d\vec{r}$$

donde r_c es la distancia al eje. El momento angular rotacional de un rígido de rotación simple con una velocidad angular ω_{rot} es:

$$\vec{L} \equiv \int\int\int \rho(\vec{r})(\vec{r} \times \vec{v}) d\vec{r} =$$

$$\int\int\int \rho(\vec{r}) r_c^2 \omega_{rot} d\vec{r} = I\omega_{rot}$$

Momento de inercia de una esfera de radio R, masa M y densidad uniforme:

$$I = \frac{2}{5} M R^2$$

Cuerpos con concentración de masa hacia el centro (como los planetas) tendrán momentos de inercia $< 2/5$

Caso de un planeta oblato

La rotación planetaria causa un achatamiento que es del orden de la aceleración centrífuga sobre la aceleración de la gravedad:

$$e \sim \frac{\omega^2 R^3}{2GM}$$

donde el achatamiento e está dado por:

$$e = \frac{R_E - R_P}{R_E} \qquad R_E\text{: radio ecuatorial, } R_P\text{: radio polar}$$

Para un cuerpo esferoidal con simetría axial, el potencial gravitacional se puede obtener por un desarrollo en armónicos esféricos: $U = U_0 + U_1$.

$$U_0 = -\frac{GM}{r}$$

$$U_1 = \frac{GM}{r} \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n} \left(\frac{R_E}{r}\right)^{2n} P_{2n}(\sin\phi)$$

donde J_n son los *momentos gravitacionales* y $P_n(\sin\phi)$ son los *polinomios de Legendre*. En nuestro caso de simetría axial, solo dependen de la latitud ϕ (y los momentos gravitacionales solo tienen términos pares).

El coeficiente J_2 es importante ya que está vinculado al achatamiento y a la distribución de masa en el interior del planeta:

$$J_2 = H\frac{I_P}{MR_E^2}$$

$H = (I_P - I_E)/I_P$: *elipticidad dinámica*, asociada al movimiento de precesión del eje de rotación.

Efecto del segundo armónico en el movimiento de un satélite que se mueve en una órbita que forma un ángulo i con el plano del ecuador del planeta. Se manifiesta como una precesión del nodo de la órbita en sentido retrógrado a una tasa:

$$\dot{\Omega} = -\frac{3\pi}{P}\left(\frac{R_E}{R}\right)^2 J_2 \cos i$$

donde P es el período orbital del satélite y R el radio del planeta supuesto esférico.

Grado de concentración de materia hacia el núcleo

Planeta	I/MR^2
Mercurio	0.353
Venus	0.330
Tierra	0.331
Luna	0.393
Marte	0.365
Júpiter	0.254
Saturno	0.210
Urano	0.230
Neptuno	0.230
Io	0.378
Europa	0.346

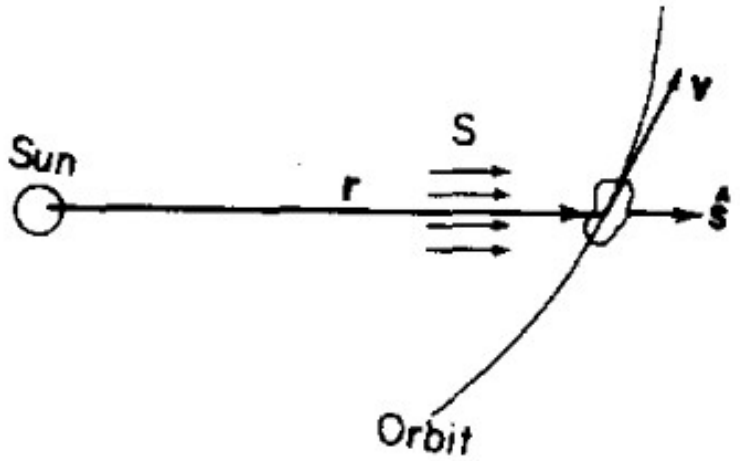
Fuerzas asociadas a la radiación solar

PRESION DE LA RADIACION

Se debe a la intercepción por la partícula del momento lineal incidente asociado al flujo de fotones.

EFECTO POYNTING-ROBERTSON

Es un término resistente debido a la tasa efectiva de pérdida de masa de la partícula en movimiento a medida que reradia la energía incidente.



Una partícula perfectamente absorbente, estacionaria, de sección eficaz A, interceptaría (por segundo) de un flujo F una cantidad de energía FA. Si la partícula se mueve con respecto al Sol con velocidad $\vec{v}$, debemos remplazar F por: $F' = F\left(1 - \frac{\dot{r}}{c}\right)$
donde $\dot{r} = \vec{v}.\hat{s}$ es la velocidad radial, $\hat{s}$ el radio vector unitario, y c la velocidad de la luz.

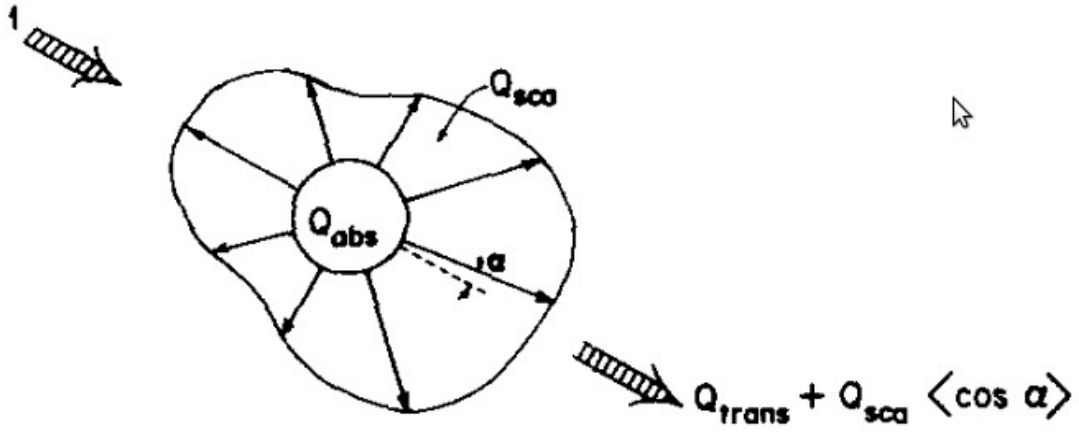
La ecuación del movimiento bajo las fuerzas asociadas a la radiación solar

Consideremos una partícula de masa m perfectamente absorbente, la ecuación del movimiento es:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} = \left(\frac{F'A}{c}\right)\hat{s} - \left(\frac{F'A}{c^2}\right)\vec{v} \simeq \left(\frac{FA}{c}\right)\left[\left(1-\frac{\dot{r}}{c}\right)\hat{s} - \frac{\vec{v}}{c}\right]$$

correcta dentro de términos del orden v/c.

En el caso general, parte de la luz será absorbida por la partícula y parte difundida. Se definen los coeficientes de difusión Q_{sca} y absorción Q_{abs}:



α : ángulo de difusión

Consideremos que la difusión es simétrica con respecto a la dirección del haz incidente (o sea solo depende de α). Si $f(\alpha)$ es la función de fase de la partícula, el parámetro de anisotropía va a estar dado por:

$$< \cos\alpha >= \int_0^\pi f(\alpha) \cos\alpha 2\pi \sin\alpha d\alpha$$

Se define el coeficiente de presión de la radiación Q_{pr} como:

$$Q_{pr} \equiv Q_{abs} + Q_{sca}(1 - < \cos\alpha >)$$

Este factor multiplica el flujo de cantidad de movimiento incidente. Si tuviésemos una difusión hacia adelante perfecta, entonces $< \cos\alpha >= 1 \Longrightarrow Q_{pr} = Q_{abs}$. Para difusión hacia atrás perfecta: $Q_{pr} = Q_{abs} + 2Q_{sca}$.

La fuerza neta sobre la partícula debida a las fuerzas asociadas a la radiación solar queda entonces :

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} \simeq \left(\frac{FA}{c}\right) Q_{pr} \left[\left(1 - \frac{\dot{r}}{c}\right)\hat{s} - \frac{\vec{v}}{c}\right]$$

Notemos que para una partícula totalmente absorbente $Q_{pr} = 1$.

La ecuación anterior la podemos descomponer en una componente radial y una transversa:

$$m\frac{d\vec{v}}{dt} \simeq \left(\frac{FA}{c}\right) Q_{pr} \left[\left(1 - 2\frac{\dot{r}}{c}\right)\hat{s} - \left(\frac{r\dot{\theta}}{c}\right)\hat{\theta}\right]$$

Los términos que dependen de v dan la resistencia de Poynting-Robertson, mientras que el primer término radial es la fuerza de la presión de la radiación.

Definición de β en función de Q_{pr}

Consideremos una partícula de polvo de radio s y densidad ρ a una distancia r del Sol. La fuerza de atracción gravitatoria del Sol sobre la partícula es:

$$F_G = \frac{4/3\pi s^3 \rho G M_\odot}{r^2}$$

La fuerza de la presión de la radiación es:

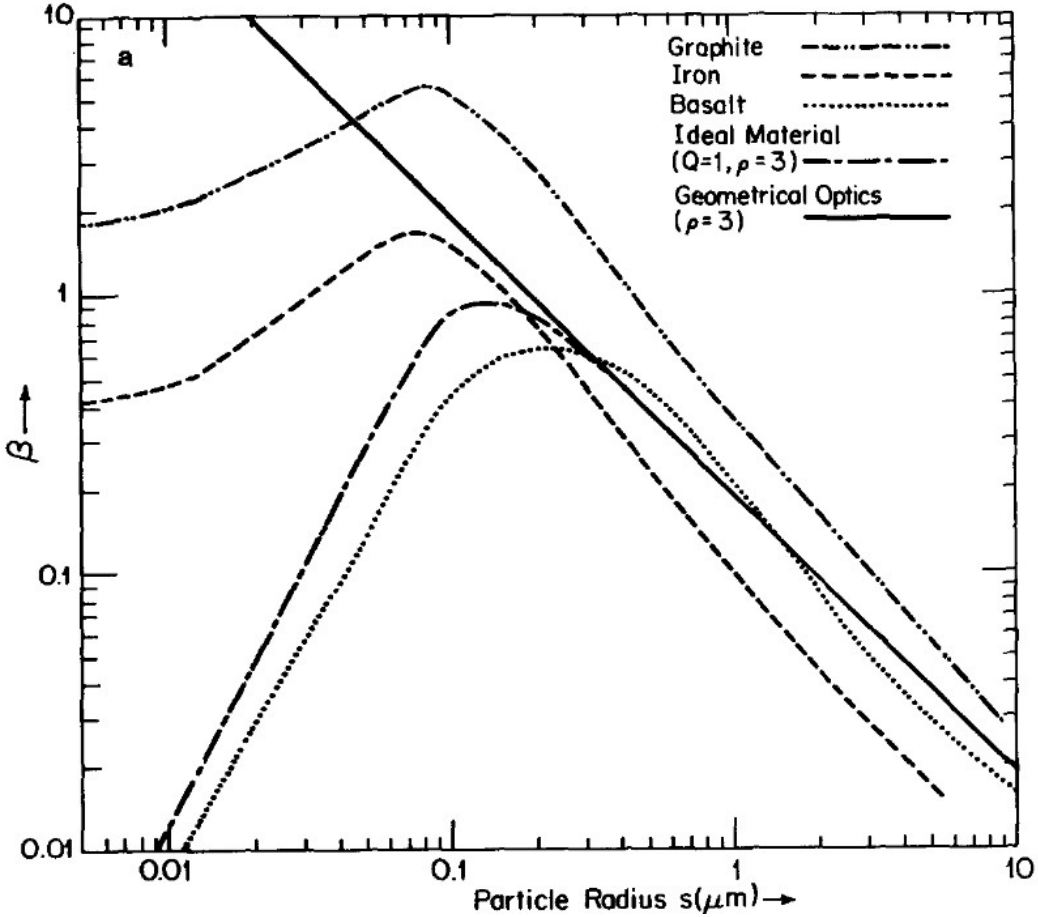
$$F_R = \left(\frac{FA}{c}\right) Q_{pr}$$

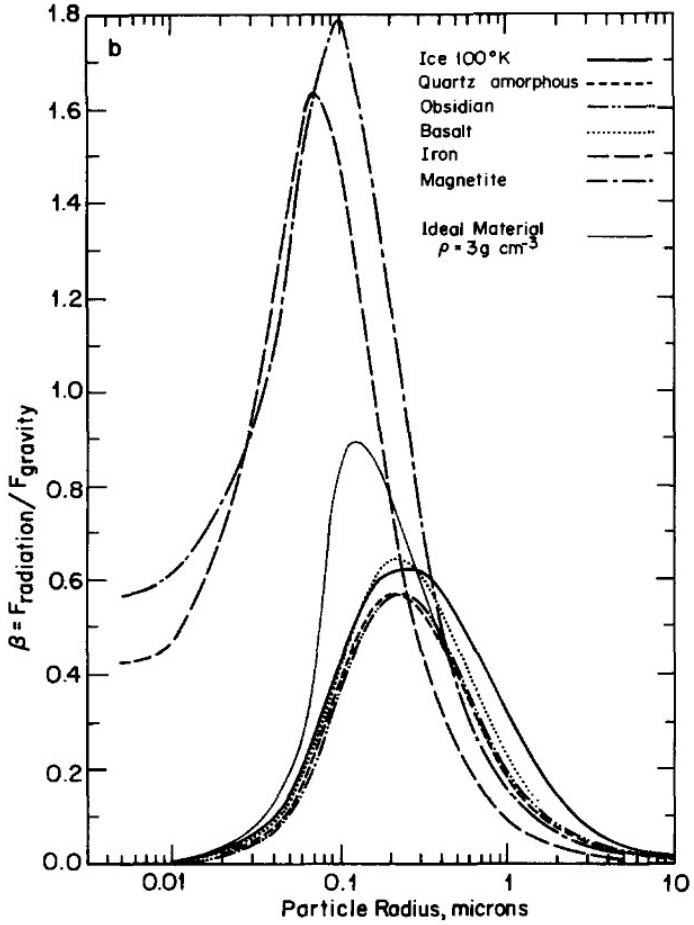
donde $F = c_\odot r_o^2/r^2$, $c_\odot$ es la constante solar y $r_o = 1.496 \times 10^{13}$ cm.

Definimos el coeficiente β como:

$$\beta \equiv \frac{F_R}{F_G} = \frac{3c_\odot r_o^2/4GM_\odot c}{Q_{pr}/\rho s} = 5.7 \times 10^{-5} \frac{Q_{pr}}{\rho s} \text{ (ρ y s en el sistema cgs)}$$

Evaluación de β para distintos materiales y tamaños





$\beta/Q_{pr} \sim 1$ para partículas de $s \sim 0.5$ μm que es del mismo orden que la longitud de onda del máximo de radiación solar.

Efectos dinámicos de la fuerza de la presión de la radiación y de la resistencia de Poynting-Robertson

Ya que la fuerza de la presión de la radiación sigue la dirección radial y varía como r^{-2}, la ecuación del movimiento queda:

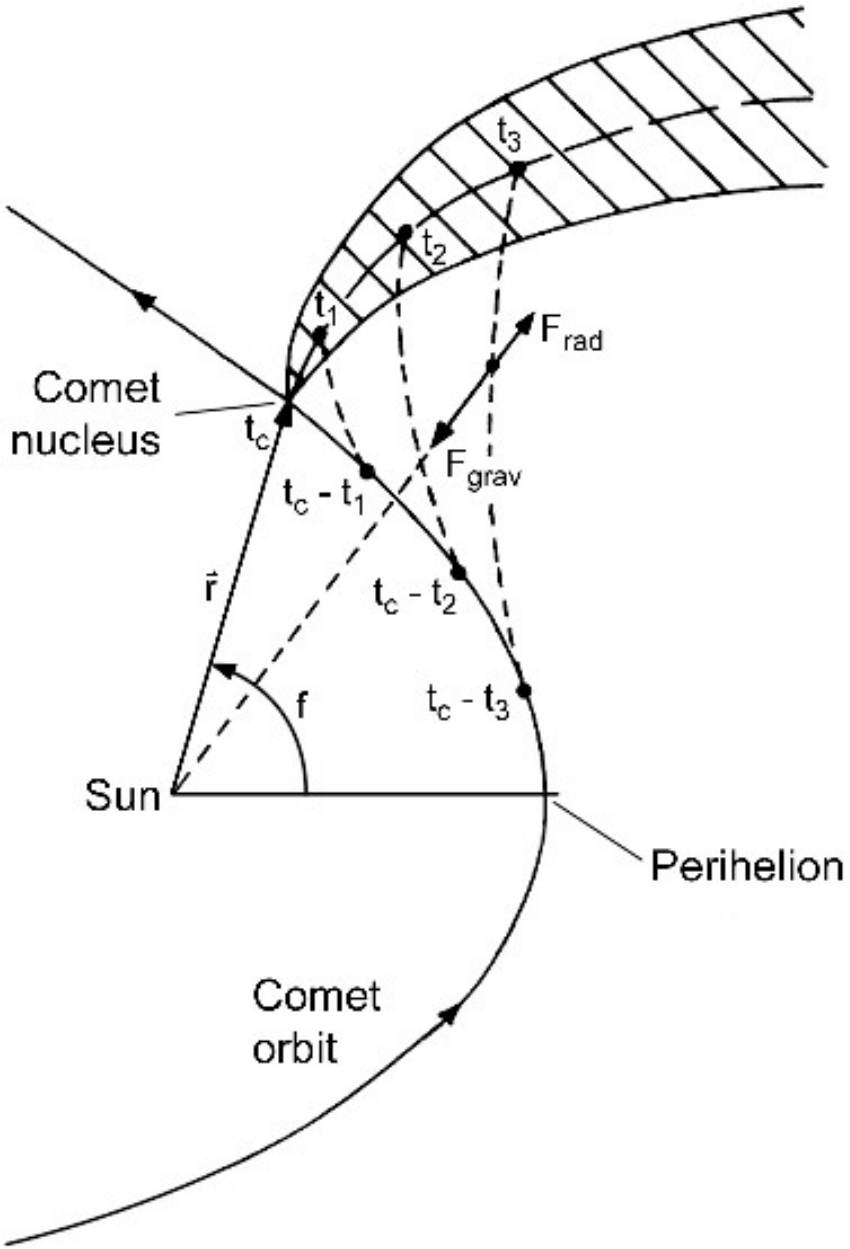
$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = -(1-\beta)\frac{\mu\hat{s}}{r^2}$$

donde $\mu \equiv GM_\odot$.

$*$ Para $\beta < 1$ la fuerza sigue siendo atractiva $\Longrightarrow$ órbitas elípticas, parabólicas o hiperbólicas serán posibles.

$*$ Para $\beta > 1$ la fuerza neta es repulsiva $\Longrightarrow$ sólo órbitas hiperbólicas son posibles.

Aplicación a la formación de la cola cometaria de polvo



Las partículas de polvo eyectadas en distintos puntos de la órbita recorrerán trayectorias crecientemente divergentes de la órbita del cometa.

La resistencia de Poynting-Robertson

Este efecto decrece tanto el semieje mayor a como la excentricidad e. Las componentes radial y transversa de la resistencia P-R están dadas por:

$$F_R = -2\left(\frac{FAQ_{pr}}{mc^2}\right)\dot{r}$$

$$F_T = -\left(\frac{FAQ_{pr}}{mc^2}\right)r\dot{\theta}$$

Como no hay componente normal, no hay cambio en la inclinación de la partícula.

Para el cálculo de las variaciones en a y e debido a las perturbaciones F_R y F_T podemos usar las ecuaciones de Gauss:

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{n\sqrt{1-e^2}}\left(F_R e \sin f + F_T \frac{p}{r}\right)$$

$$\frac{de}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{na}\left[F_R \sin f + F_T(\cos E + \cos f)\right]$$

donde f es la anomalía verdadera, E la anomalía excéntrica, n el movimiento medio y $p = a(1 - e^2)$.

A partir de este sistema de ecuaciones diferenciales, promediando en el tiempo las perturbaciones, llegamos a una expresión para el tiempo de decaimiento característico de una partícula de radio s y densidad ρ, asumiendo que la excentricidad $e = 0$:

$$t_{P-R} = \frac{a^2}{4\eta Q_{pr}}$$

donde $\eta = 2.53 \times 10^{11}/\rho s$ en unidades cgs.

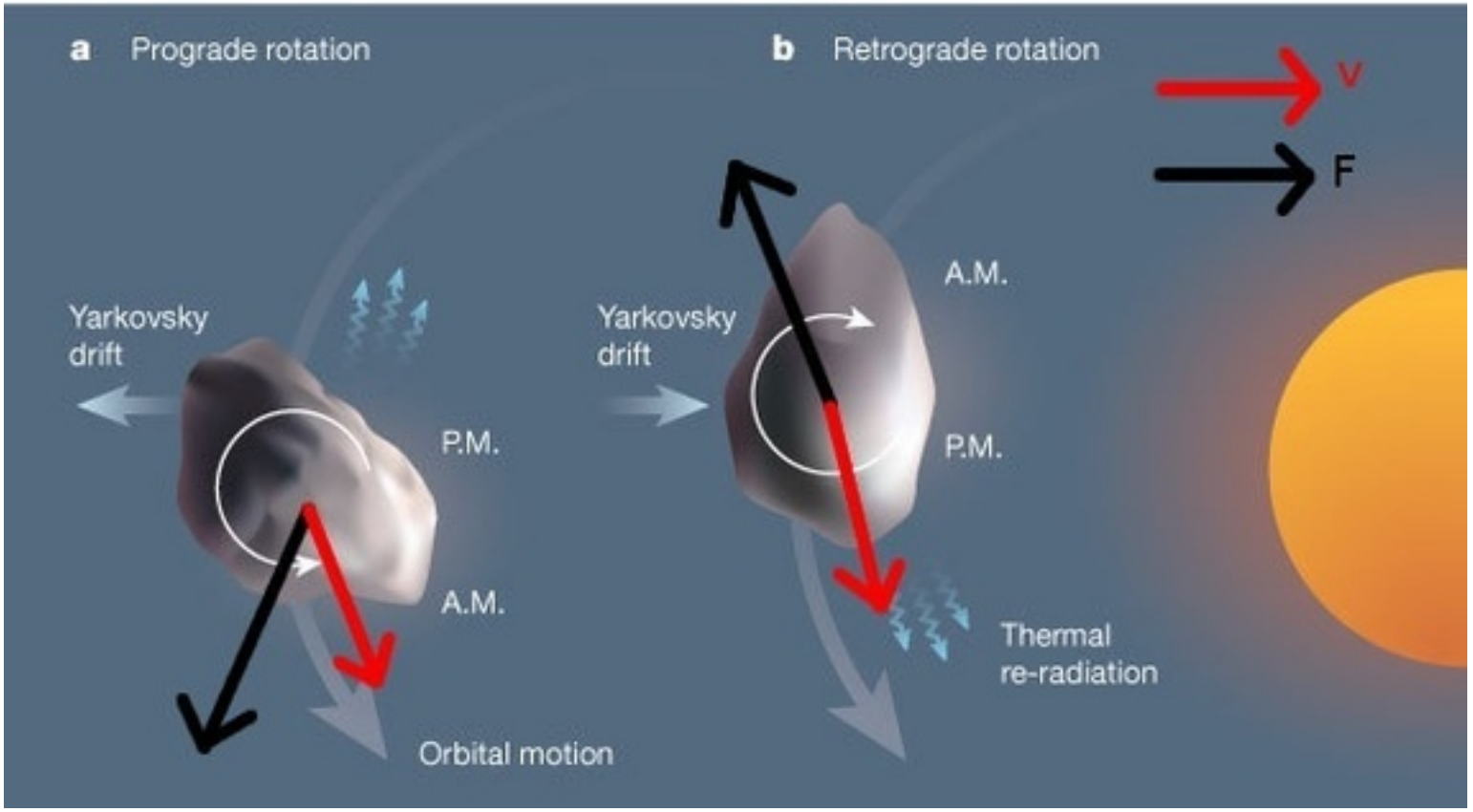
EJEMPLO: Consideremos una partícula de radio $s = 1$ cm y densidad $\rho = 3$ g cm^{-3} moviendose en una órbita circular de radio $a = 1$ ua. ¿Cuánto tiempo demoraría la partícula en caer en el Sol por la resistencia de Poynting-Robertson?

RESULTADO: $a = 1$ ua $= 1.5 \times 10^{13}$ cm, asumimos $Q_{pr} = 1$.

$$t_{P-R} = \frac{(1.5 \times 10^{13})^2 \times 3 \times 1}{4 \times 2.53 \times 10^{11}} = 6.67 \times 10^{14} \text{ s} = 2.1 \times 10^7 \text{ años}$$

El efecto Yarkovsky

Se debe al desplazamiento de la dirección radial de la radiación térmica re-emitida por un meteoroide o un pequeño asteroide que no es isotérmico y que tiene una cierta inercia térmica (objetos de dimensiones entre m y algunos km). Dependiendo del sentido de rotación del asteroide, el efecto lo puede tanto acelerar como frenar.



Veamos una derivación simple del efecto Yarkovsky: El hemisferio diurno de un objeto de radio R recibe la radiación solar alcanzando una temperatura de equilibrio (asumamos el caso de un rotador lento):

$$T = \frac{T_\odot R_\odot^{1/2}(1 - A_v)^{1/4}}{2^{1/4} r^{1/2}}$$

La emisión termica del hemisferio diurno durante un tiempo Δt estará dada por:

$$\epsilon = \sigma T^4 2\pi R^2 \Delta t$$

Pero si hay una diferencia de temperatura ΔT entre la mañana y la tarde debido a la inercia térmica, la diferencia de energía térmica emitida será:

$$\Delta\epsilon \sim \frac{d\epsilon}{dT}\Delta T = 4\sigma T^3 2\pi R^2 \Delta T \Delta t$$

La transferencia de momento lineal durante Δt será del orden:

$$\frac{\Delta\epsilon}{c} = M\Delta v$$

donde $M = 4/3\pi R^3\rho$ es la masa del objeto y ρ su densidad.

Si asumimos que el objeto se mueve en una órbita de baja excentricidad ($e \sim 0$), su velocidad orbital estará dada por:

$$v \simeq \left(\frac{GM_\odot}{a}\right)^{1/2} \Longrightarrow \Delta v = -\frac{1}{2}\left(\frac{GM_\odot}{a^3}\right)^{1/2}\Delta a$$

Combinando con la ecuación anterior (dejando de lado el signo de menos) nos queda :

$$\frac{1}{2}\left(\frac{GM_\odot}{a^3}\right)^{1/2}\Delta a = \frac{\Delta\epsilon}{Mc} = \frac{4\sigma T^3 2\pi R^2 \Delta T \Delta t}{Mc}$$

Vamos a introducir la luminosidad solar: $L_\odot = 4\pi R_\odot^2 \sigma T_\odot^4$, de aqui nos queda:

$$4\pi\sigma T^4 = \frac{L_\odot(1 - A_v)}{2a^2}$$

donde hemos asumido que la distancia heliocéntrica $r \sim a$. Sustituyendo esta expresión en la ecuación anterior nos queda:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{GM_\odot}{a^3}\right)^{1/2}\Delta a = \frac{L_\odot(1-A_v)2R^2(\Delta T/T)\Delta t}{2a^2 4/3\pi R^3\rho c}$$

La tasa de cambio del semieje mayor, $\Delta a/a$, debida al efecto Yarkovsky, queda entonces:

$$\frac{\Delta a}{\Delta t} = \frac{3}{2\pi}\times\frac{L_\odot}{c(GM_\odot)^{1/2}}\times(1-A_v)\frac{\Delta T}{T}\times\frac{1}{a^{1/2}}\times\frac{1}{R\rho}$$

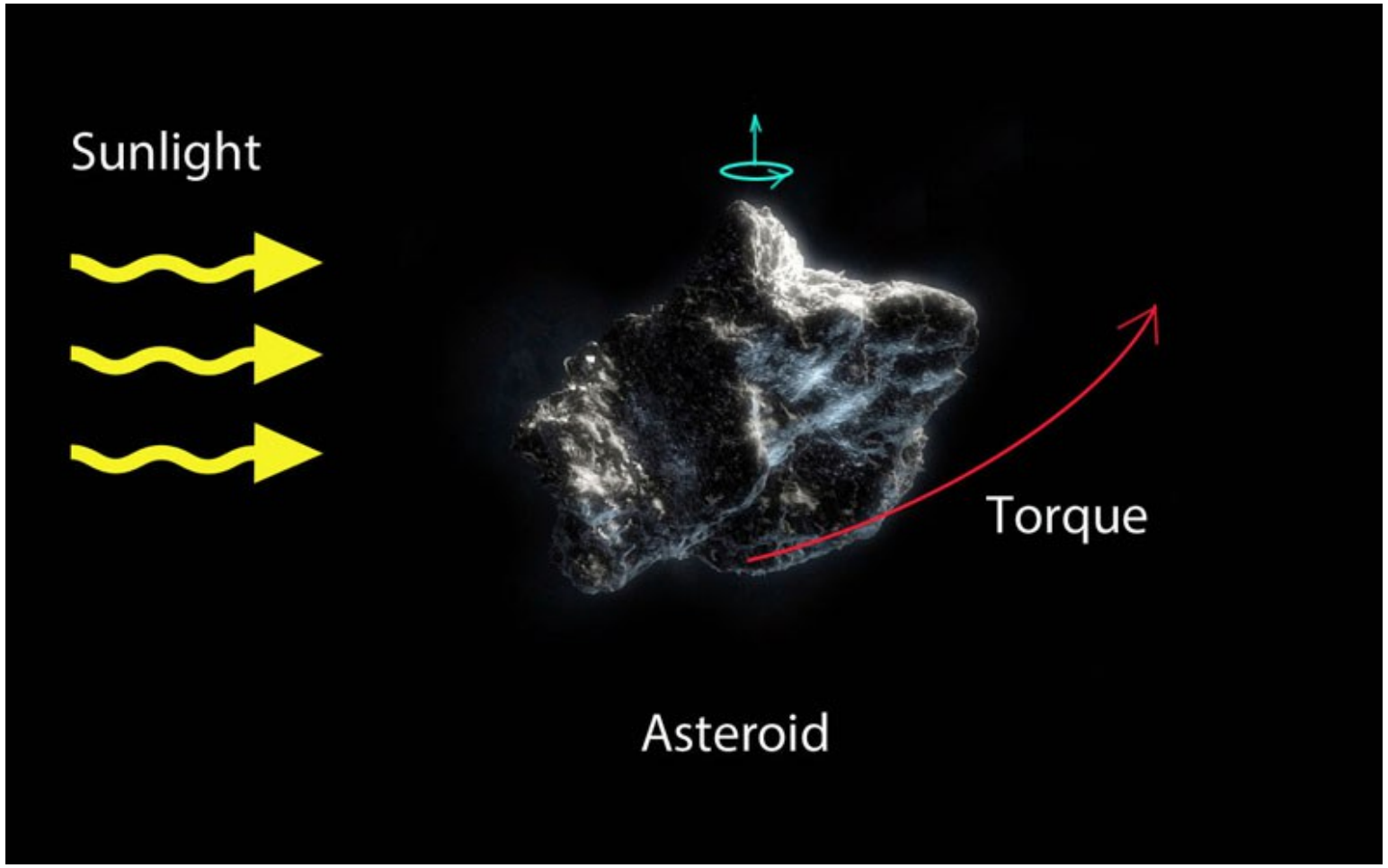
El factor $(1-A_v)\Delta T/T$ viene a ser como un factor de eficiencia, análogo al factor f_Y utilizado por Nugert et al. (2014, Astrophys. J. 144:60(13pp)). La máxima eficiencia sería $f_Y = 1$ para $A_v = 0$ y $\Delta T = T$.

EJEMPLO: ¿Cuál sería la tasa de cambio del semieje mayor (en ua $/10^6$ años) para un asteroide de radio $R = 1$ km, densidad $\rho = 3$ g cm^{-3}, con un semieje mayor $a = 2.5$ ua? Nota: Se asume que $\Delta T = 0.1T$ y que $(1-A_v)\sim 1$.

RESULTADO: $\Delta a/\Delta t = 6.27\times10^{-4}$ ua / 10^6 años (este resultado es consistente con algunos desplazamientos observados en asteroides.)

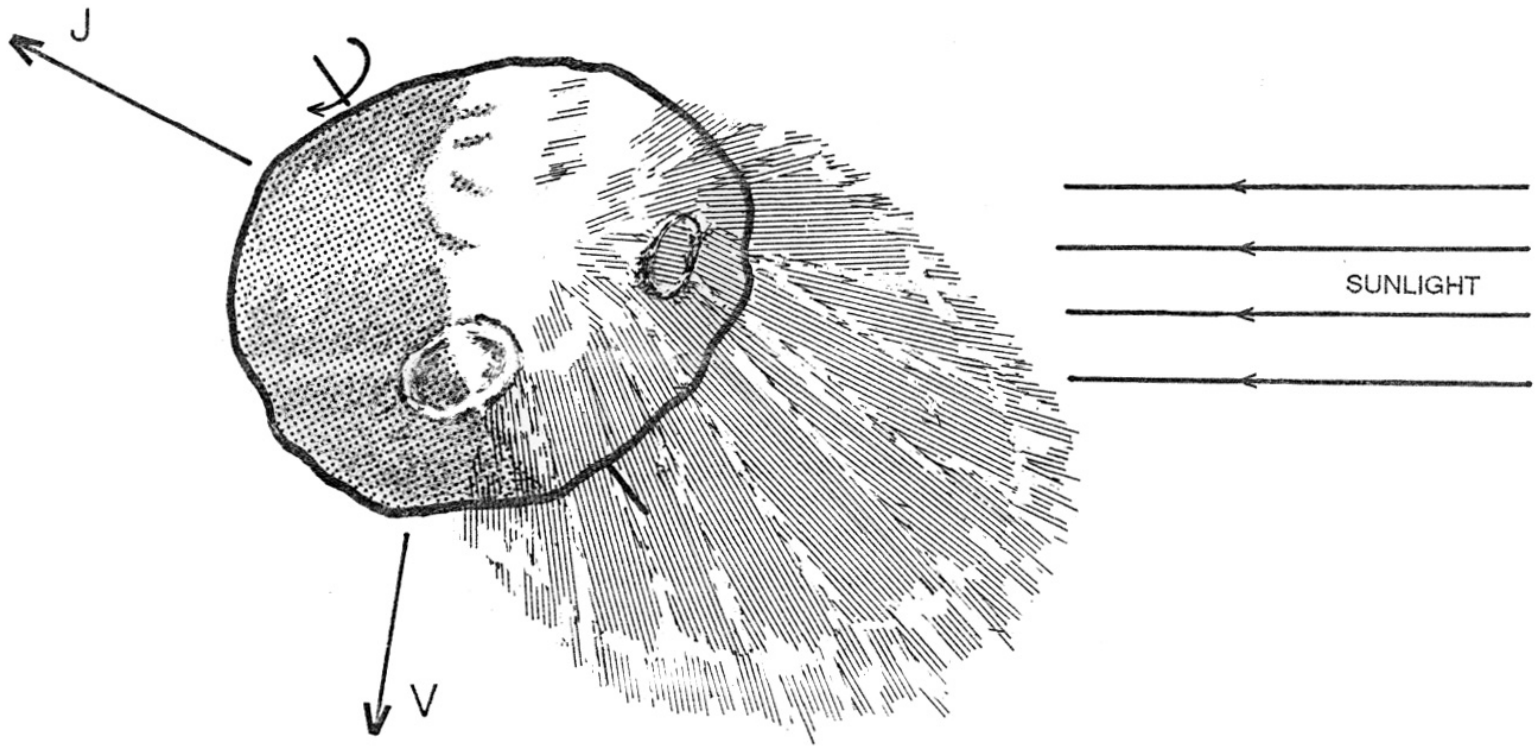
El efecto YORP

El efecto Yarkovsky-O'Keefe-Radzievskii-Paddack (YORP) es una variación de segundo orden del efecto Yarkovsky que cambia la orientación de spin y el período de rotación de un pequeño objeto de forma irregular.



Fuerzas nogravitacionales en cometas

Los gases producidos por la sublimación de los hielos dan lugar a una fuerza neta en la dirección opuesta al máximo de emisión gaseosa. Debido a la inercia térmica, la zona de máxima emisión en un núcleo rotante se desplazará con respecto al punto sub-solar.



Como vimos antes, la ecuación del movimiento se puede describir agregando 3 términos con coeficientes A_1, A_2 y A_3 que toman en cuenta esta fuerza. Usualmente, adoptamos $A_3 = 0$. La función $g(r)$ se puede describir por medio de la siguiente expresión:

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

donde $\alpha = 0.1113$ es un factor de normalización tal que $g(1) = 1$, $m = 2.15$, $n = 5.093$, $k = 4.6142$ y $r_o = 2.808$ ua (Marsden, Sekanina & Yeomans 1973).

TEMA 3: Radiación solar

* Leyes de la radiación de un cuerpo negro.
* El Sol. Observación en el visible. La constante solar.
* Leyes de la radiación.
* Leyes de Kirchhoff
* Fotometría. Magnitud absoluta y relativa. Colores.
* Ecuación de transferencia radiativa. Profundidad óptica.
* Albedo Bond y geométrico. Temperatura de equilibrio.
* Magnitudes en el sistema solar.

Leyes de la radiación de un cuerpo negro

Se define como *cuerpo negro* a un objeto ideal que absorbe y re-emite completamente toda la radiación incidente. No obstante, varios objetos de la naturaleza se asemejan a cuerpos negros (p. ej. estrellas, planetas).

La intensidad de la radiación emitida por un cuerpo negro con una temperatura superficial T tiene una distribución en frecuencias ν, o longitudes de onda λ, que sigue la **Ley de Planck**:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{\exp\left[h\nu/kT - 1\right]}$$

h: constante de Planck ($= 6,63 \times 10^{-34}$ J s^{-1})
c: velocidad de la luz ($= 3 \times 10^8$ m s^{-1})
k: constante de Boltzmann ($= 1,38 \times 10^{-23}$ J K^{-1})

Esta se puede también expresar en función de λ:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5}\frac{1}{\exp\left[hc/\lambda kT - 1\right]}$$

La intensidad total es:

$$B(T) = \int_0^\infty B_\nu d\nu = \int_0^\infty B_\lambda d\lambda = AT^4$$

donde $A = \frac{2\pi^4 k^4}{15c^2h^3}$.

La densidad de flujo para una radiación isotrópica de intensidad B es:

$$F = \pi B \Longrightarrow F = \sigma T^4$$

que se conoce como $Ley\ de\ Stefan\text{-}Boltzmann$. La constante $\sigma = 5,67 \times 10^{-8}$ W m^{-2} K^{-4}.

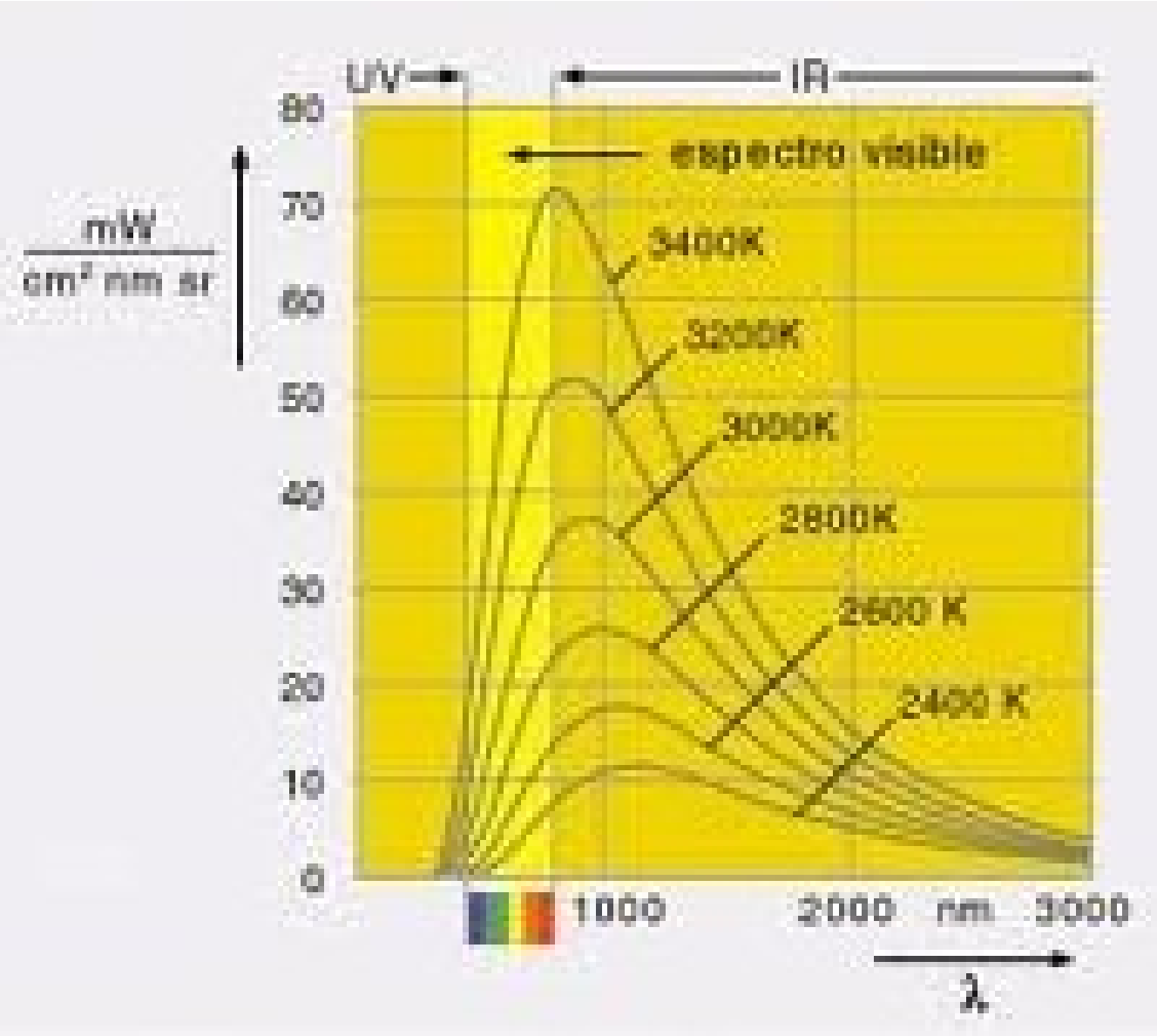
La $luminosidad\ L$ está dada por:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4$$

De la ley de Planck se deduce la $Ley\ de\ Wien$:

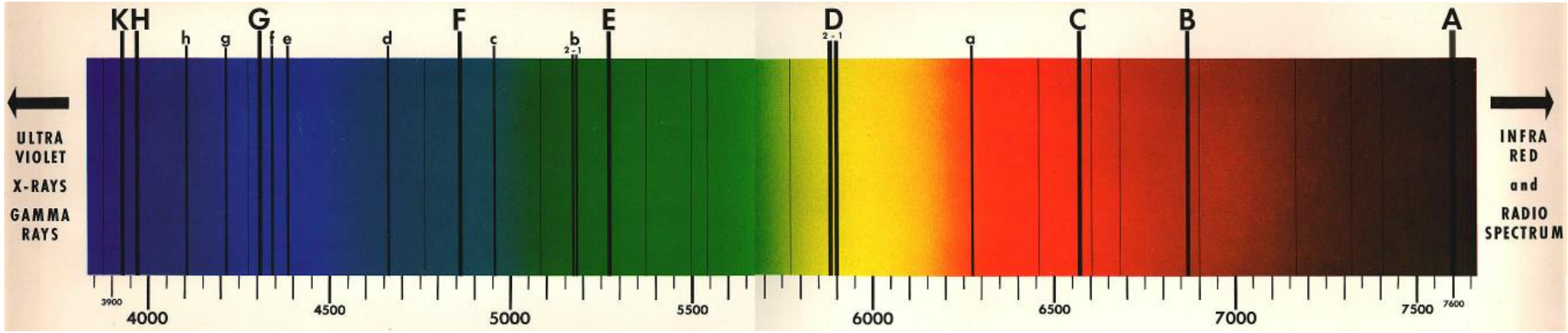
$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} \qquad \text{donde } b = 0,0029 \text{ K m}$$

Curvas de Planck para diferentes temperaturas

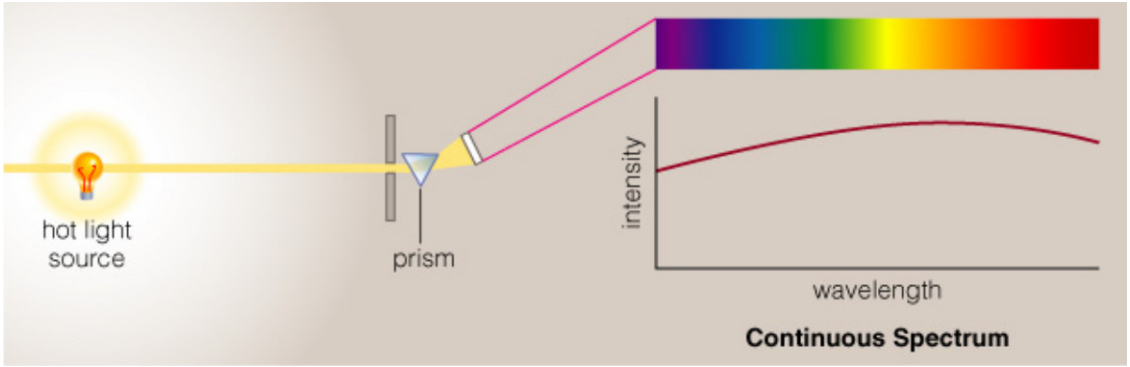


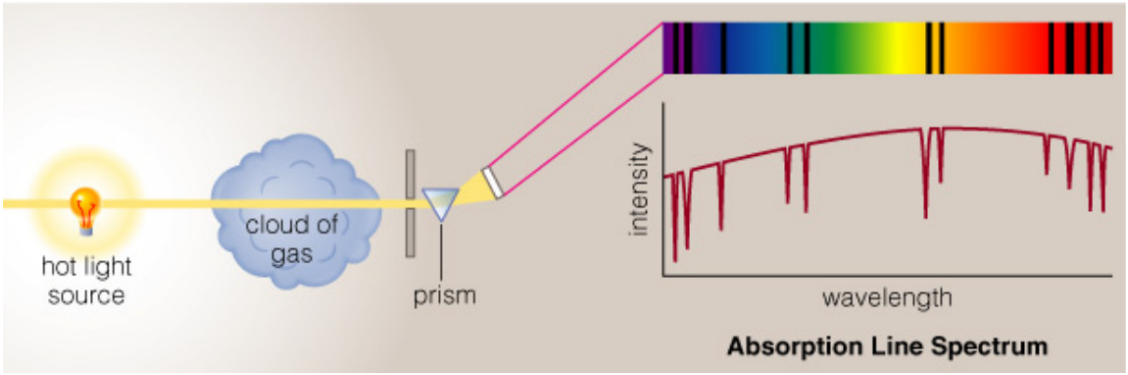
Espectro de Fraunhofer

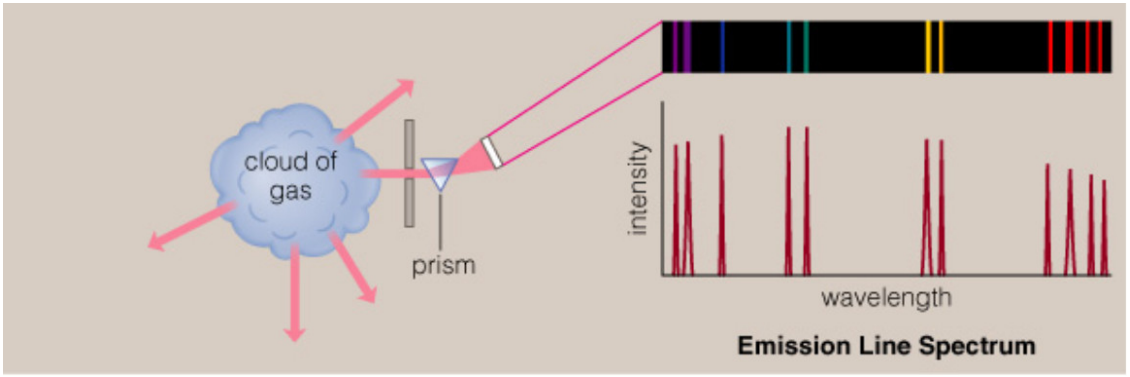
* Las líneas de absorción en el Sol fueron observadas por primera vez por Joseph Fraunhofer en 1814 sin entender en ese momento su naturaleza física.



Leyes de Kirchhoff







El Sol: Observación en el visible

DATOS GENERALES:

$M_\odot = 1,989 \times 10^{30}$ kg

$R_\odot = 6,96 \times 10^5$ km

$\rho =$ 1,4 g cm^{-3}

$T_{ef} =$ 5785 K

$T_c = 1,5 \times 10^7$ K

$*$ La baja densidad media del Sol comparada con la de la Tierra (5,5 g/cm^3) sugiere que en su constitución química predominan los elementos más livianos (H y He).

La constante solar

$*$ Es la cantidad de energía solar que se recibe en la Tierra por encima de la atmósfera (por unidad de área y de tiempo).

Se utilizan diferentes instrumentos como el *piranómetro* que mide la radiación solar global (difusa y directa). El instrumento utiliza un termopar sobre el que incide la radiación, se genera una tensión eléctrica que es la que se mide. El *pirheliómetro* mide en cambio sólo la radiación directa del Sol, y el instrumento debe estar orientado permanentemente hacia el Sol.

Resultado:
Se encuentra un valor para la constante solar de 1370 W/m^2.

Fotometría

$*$ La percepción del ojo humano a diferencias de brillo es logarítmica. Hiparco introdujo una clasificación del brillo de las estrellas en 6 magnitudes. Norman Pogson (1856) refinó la clasificación estableciendo que una estrella de 1ra magnitud era 100 veces más brillante que una de 6ta.

Relación entre magnitud y flujo luminoso

Si una estrella de magnitud $m_o = 1$ tiene una luminosidad L_o, una estrella de magnitud m tendrá una luminosidad L dado por la siguiente relación:

$$m - m_o = -2,5 \log \left(\frac{L}{L_o} \right)$$

Entonces si $m = 6 \Longrightarrow \log \frac{L}{L_o} = -2 \Longrightarrow \frac{L}{L_o} = 0,01$.

La *magnitud absoluta* M corresponde al brillo que tendría una estrella si estuviera a una distancia de 10 pc. Si la distancia real de la estrella es r, tendremos la siguiente relación:

$$\frac{L(r)}{L(10)} = \left(\frac{10\text{pc}}{r} \right)^2$$

$\Longrightarrow$

$$m - M = -2,5 \log \left(\frac{L}{L_o} \right) = -2,5 \log \left(\frac{10\text{pc}}{r} \right)^2$$

$\Longrightarrow$

$$m - M = 5 \log \frac{r}{10\text{pc}}$$

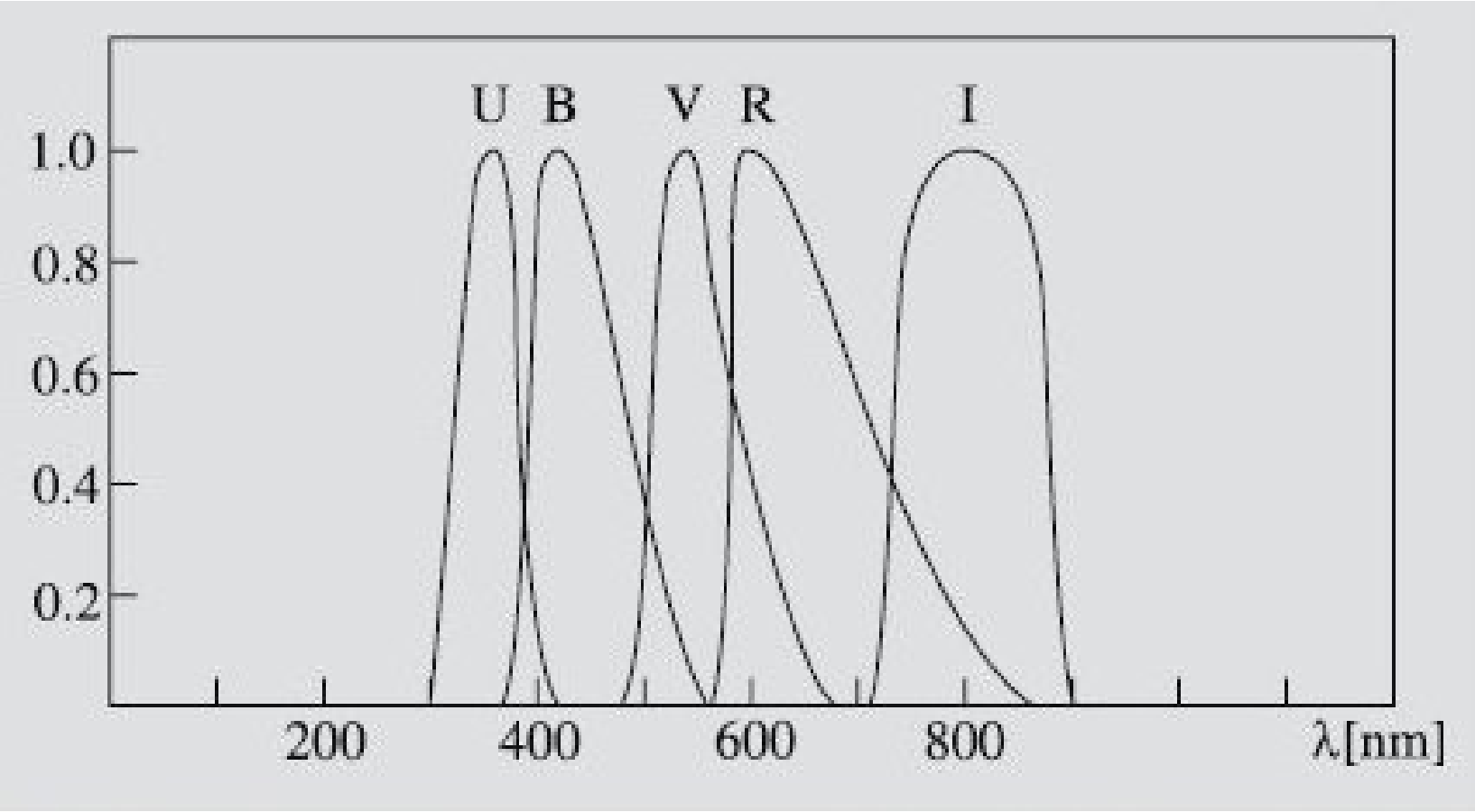
donde $m - M$ es el *módulo de distancia*.

Magnitud bolométrica

Es la magnitud que se obtendría en el caso ideal en que pudiésemos medir la radiación en todas las longitudes de onda. La magnitud bolométrica se puede derivar a partir de la magnitud visual si conocemos la corrección bolométrica CB:

$$m_{bol} = m_V - CB$$

Sistemas de magnitudes y colores



La diferencia entre magnitudes en 2 colores distintos se denomina *Indice de color*. Por ejemplo: B-V

Table 4.1. Wavelength bands of the UBVRI and uvby filters and their effective (≈ average) wavelengths

Magnitude		Band width [nm]	Effective wavelength [nm]
U	ultraviolet	66	367
B	blue	94	436
V	visual	88	545
R	red	138	638
I	infrared	149	797
u	ultraviolet	30	349
v	violet	19	411
b	blue	18	467
y	yellow	23	547

Extinción de la luz

$*$ Los rayos luminosos no viajan en el vacío, sino en un medio material que interactúa con los fotones. Esto lleva a la absorción y difusión de la luz con pérdida de la luminosidad inicial cuando abandonó la fuente. Los principales responsables por la absorción son las partículas de polvo que pueblan el medio interestelar.

En el espacio interestelar tenemos múltiples ejemplos de regiones donde el polvo bloquea la luz de estrellas más alejadas. Estas zonas aparecen como oscuras. Un ejemplo famoso es el *Saco de carbón* cerca de la Cruz del Sur.

La extinción provoca una pérdida de luminosidad dL, la cual es proporcional a la luminosidad L y a la distancia recorrida en el medio dr, es decir:

$$dL = -\alpha L dr$$

donde α es la *opacidad* la cual depende de la longitud de onda de la radiación que atraviesa el medio.

A partir de la opacidad se puede definir la *profundidad óptica* τ:

$$d\tau = \alpha dr \qquad \Longrightarrow \qquad dL = -Ld\tau$$

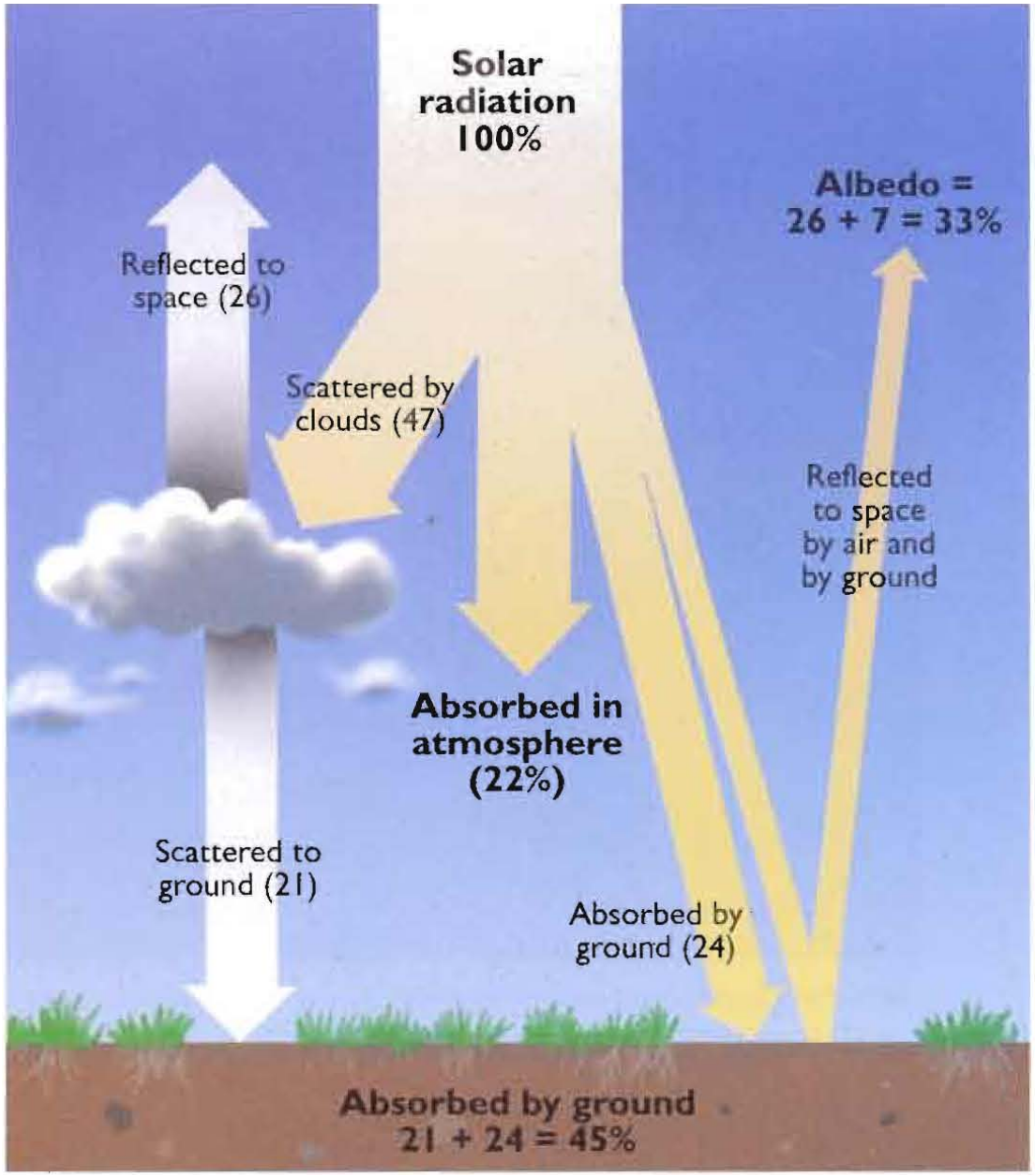
Esta es una ecuación diferencial, si la integramos obtenemos:

$$L = L_o e^{-\tau}$$

El medio que atraviesa la luz puede, además de absorber radiación, emitirla. Sea $j(r)$ la emisión de radiación por unidad de longitud. La ecuación de transferencia radiativa queda en este caso:

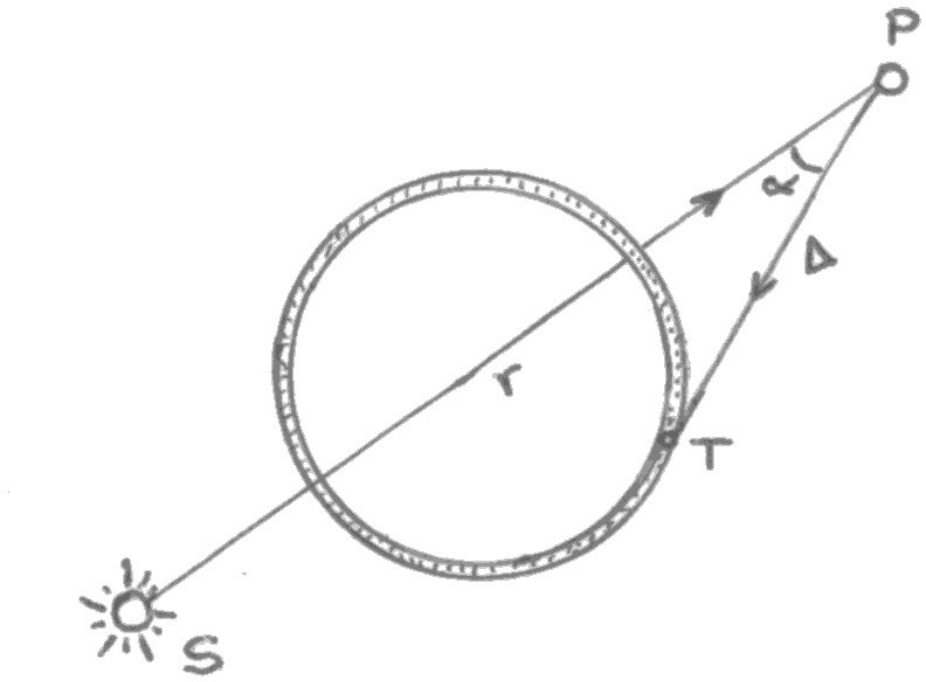
$$dL = -\alpha L dr + j(r)dr$$

Radiación absorbida por un planeta. Albedo



Albedo Bond y geométrico

$*$ Albedo Bond (A): Es el flujo de radiación total reflejado por el planeta en todas las direcciones sobre el flujo total incidente. El albedo depende de la longitud de onda λ. En general nos vamos a referir al albedo Bond visual A_v.



Consideremos la radiación incidente sobre el planeta P a distancia r del Sol. Parte de la radiación llegará a la Tierra que está a una distancia Δ de P. El ángulo de fase α es el formado por SPT. El flujo reflejado por el planeta en distintas direcciones a la distancia Δ está dado por la ecuación:

$F_r(\Delta, \alpha) = F_r(\Delta, 0)\phi(\alpha)$

donde $\phi(\alpha)$ es la función de fase.

La energía por unidad de tiempo recibida en el anillo de área $dS = 2\pi\Delta^2 \sin\alpha d\alpha$ está dada por:

$$F_r(\Delta, \alpha) dS = F_r(\Delta, 0) \phi(\alpha) 2\pi \Delta^2 \sin \alpha d\alpha$$

La radiación reflejada en todas las direcciones es:

$$F_r(\Delta, 0) 2\pi \Delta^2 \int_0^\pi \phi(\alpha) \sin \alpha d\alpha$$

La radiación solar interceptada por el planeta de radio R en la unidad de tiempo es:

$$\frac{c_\odot}{r_{ua}^2} \pi R^2$$

donde $c_\odot$ es la constante solar y r_{ua} es la distancia heliocéntrica expresada en ua.

El albedo Bond queda definido como:

$$A = \frac{F_r(\Delta, 0) 2\pi \Delta^2 \int_0^\pi \phi(\alpha) \sin \alpha d\alpha}{\frac{c_\odot}{r_{ua}^2} \pi R^2}$$

Si no hay extinción entre el planeta y la Tierra, se cumple:

$$F_r(\Delta, 0)\Delta^2 = F_r(R, 0)R^2$$

Sustituyendo esta expresión en la ecuación anterior nos queda una relación para el albedo A independiente de R y Δ:

$$A = \frac{F_r(0)2\int_0^\pi \phi(\alpha)\sin\alpha d\alpha}{\frac{c_\odot}{r_{ua}^2}}$$

$*$ Albedo geométrico (p): Es la fracción de radiación incidente que es reflejada con ángulo de fase $\alpha = 0$.

Tenemos la siguiente relación entre A y p:

$$A = \frac{F_r(0)}{\frac{c_\odot}{r_{ua}^2}} 2\int_0^\pi \phi(\alpha)\sin\alpha d\alpha = pq$$

donde q es la integral de fase.

Temperatura de equilibrio

La energía total emitida por el Sol por seg (luminosidad) es:

$$L_\odot = 4\pi R_\odot^2 \sigma T_\odot^4$$

donde $T_\odot$ es la temperatura efectiva del Sol y $R_\odot$ el radio.

La cantidad de energía solar que intercepta el planeta de radio R a distancia heliocéntrica r es:

$$4\pi R_\odot^2 \sigma T_\odot^4 \frac{\pi R^2}{4\pi r^2}$$

de la cual el planeta absorbe (en el visual) $(1 - A_v)$ y el resto la refleja.

Para un planeta en "rotación rápida" el balance térmico define la temperatura de equilibro T de la superficie del planeta:

$$4\pi R^2 \epsilon \sigma T^4 = (1 - A_v)\sigma T_\odot^4 \frac{\pi R^2 R_\odot^2}{r^2}$$

donde ϵ es la emisividad infrarroja del material de la superficie planetaria, en general es $\epsilon \sim 1$. Despejando la temperatura de equilibro de la ecuación anterior queda:

$$T = \frac{T_\odot R_\odot^{1/2}(1 - A_v)^{1/4}}{2^{1/2} r^{1/2}}$$

En el caso de un planeta de "rotación lenta", se asume que sólo un hemisferio recibe la radiación solar, mientras que en el hemisferio nocturno tenemos $T = 0$. La única diferencia con la ecuación anterior es que como divisor aparece $2^{1/4}$ en lugar de $2^{1/2}$.

Temperatura subsolar

En un modelo más complejo, la temperatura de equilibrio dependerá de la distancia cenital z del Sol. El flujo absorbido estaría dado en este caso por:

$$F_\odot \frac{R_\odot^2}{r^2} \cos z (1 - A)$$

y el reemitido: σT^4.

Igualando se obtiene la temperatura T en función de z. La *temperatura subsolar* es la que corresponde al punto de la superficie en que el Sol está en el cenit ($z = 0$).

Insolación

Es la cantidad de energía solar,$S_\odot$, recibida por un elemento de área de la superficie del planeta al cabo del día. La misma está dada por:

$$S_\odot = \int_{t_{sal}}^{t_{pue}} F_\odot \frac{R_\odot^2}{r^2} \cos z dt$$

Es más conveniente trabajar con el ángulo horario del Sol $H_\odot$. Si P_r es el período sinódico de rotación del planeta, la variación del ángulo horario $dH_\odot$ está relacionada con la variación del tiempo dt por medio de:

$$dH_\odot = \frac{2\pi}{P_r} dt$$

Asimismo, podemos expresar la distancia cenital en función de la latitud del lugar ϕ y de la declinación del Sol $\delta_\odot$:

$$\cos z = \sin\phi \sin\delta_\odot + \cos\phi \cos\delta_\odot \cos H_\odot$$

Sustituyendo en la integral nos queda:

$$S_\odot = 2\int_0^{H_{pue}} F_\odot \frac{R_\odot^2}{r^2}(\sin\phi\sin\delta_\odot + \cos\phi\cos\delta_\odot\cos H_\odot)\frac{P_r}{2\pi}dH_\odot$$

que integrada da:

$$S_\odot = 2F_\odot \frac{R_\odot^2}{r^2}\frac{P_r}{2\pi}(\sin\phi\sin\delta_\odot H_{pue} + \cos\phi\cos\delta_\odot\sin H_{pue})$$

donde:

$$\cos H_{pue} = -\tan\delta_\odot\tan\phi$$

Magnitudes en el sistema solar

Podemos calcular la magnitud de un objeto sólido, asumiendo que es esférico de radio R y albedo geométrico (visual) p_v, a una distancia r del Sol. El flujo solar reflejado en la superficie del objeto y recibido en la Tierra a un ángulo de fase α está dado por:

$$F_r(\Delta, \alpha) = \frac{c_\odot}{r_{ua}^2} \frac{R^2 p_v \phi(\alpha)}{\Delta^2}$$

Notemos que r_{ua} está dado en ua. si expresamos Δ en ua y R en km, tenemos que dividir la ecuación anterior por $(1.5 \times 10^8)^2$.

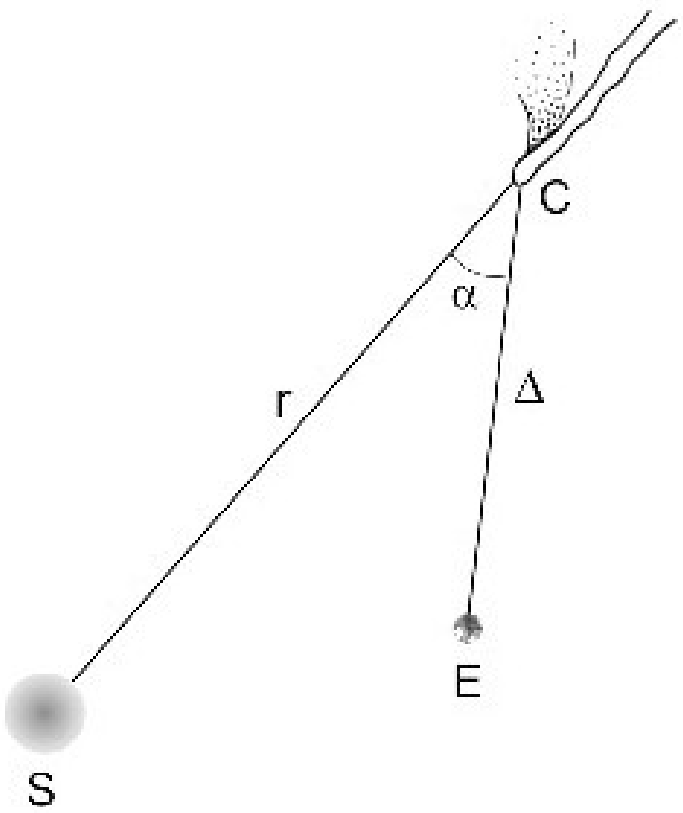
Tomando logaritmos y teniendo en cuenta que $m = C - 2.5 \log F_r(\Delta, \alpha)$ y $m_\odot = C - 2.5 \log F_\odot$ son las magnitudes aparentes (visuales) del objeto y del Sol respectivamente, obtenemos:

$$m = 14.11 - 5 \log R - 2.5 \log p_v \phi(\alpha) + 5 \log r\Delta$$

donde hemos adoptado $m_\odot = -26.77$.

La magnitud absoluta del objeto H se define como la magnitud que tendría si estuviera a distancias $r = \Delta = 1$ ua y a un ángulo de fase $\alpha = 0$, en cuyo caso $\phi(0) = 1$. Con estos valores numéricos, la ecuación anterior nos queda:

$$H = 14.11 - 5\log R - 2.5\log p_v$$



Geometría
Sol-Tierra-objeto

Podemos adoptar la relación empírica : $-2.5\log\phi(\alpha) = \beta_v\alpha$, donde β_v es el coeficiente de fase en el visible. Se ha derivado un valor promedio empírico de $\beta_v = 0.04$ mag grado^{-1} para asteroides oscuros y algunos núcleos cometarios. Usando la relación anterior nos queda:

$$H = m - 5\log r\Delta - 0.04\alpha$$

En el caso de los cometas debemos distinguir entre la magnitud total M_T y la magnitud nuclear m_N. El brillo aparente total de un cometa B_T (núcleo + coma) varía con su distancia heliocéntrica r y su distancia geocéntrica Δ, de acuerdo a la ley:

$$B_T = B_o r^{-n} \Delta^{-2}$$

Una ley de reflexión pura daría un exponente $n = 2$, pero los cometas muestran usualmente exponentes $n > 2$ lo cual indica que al aproximarse al Sol aumentan el brillo mucho más rápidamente que un cuerpo sólido desnudo. La magnitud total aparente es:

$$m_T = H_T + 2.5n\log r + 5\log\Delta$$

donde H_T es la magnitud total absoluta. A menudo se define la magnitud total absoluta H_{10} que asume la asunción adicional de un exponente $n = 4$, lo cual representa un promedio de pendientes observadas en un número alto de curvas de luz de cometas.

TEMA 4: Atmósferas

* Origen de las atmósferas. Captura isotérmica y adiabática.
* Desgaseamiento de los minerales.
* Escala de altura.
* Escape de Jeans.
* Descripción de algunas atmósferas: Venus, Tierra, Marte, Júpiter, Saturno, Io, Titán, Tritón, Plutón.

Moléculas gaseosas predominantes

Dependiendo de la abundancia de hidrógeno, la atmósfera será reductora u oxidada, de acuerdo al sentido de las siguientes reacciones químicas:

$$CH_4 + H_2O \rightleftharpoons CO + 3H_2$$

$$2NH_3 \rightleftharpoons N_2 + 3H_2$$

$$H_2S + 2H_2O \rightleftharpoons SO_2 + 3H_2$$

$$8H_2S \rightleftharpoons S_8 \text{ (sólido)} + 8H_2$$

$$CO + H_2O \rightleftharpoons CO_2 + H_2$$

$$CH_4 \rightleftharpoons C \text{ (grafito)} + 2H_2$$

Compuestos químicos principales antes y después de la pérdida de hidrógeno

Elemento	Abundancia cósmica (Si=10^6)	Compuestos dominantes Cuando $X_{H2} \simeq 1$	Cuando $X_{H2} << 1$
H	2.66×10^{10}	H_2	H_2O
O	1.84×10^{7}	H_2O	CO_2
C	1.12×10^{7}	CH_4	CO_2, CO, C (grafito)
N	2.32×10^{6}	NH_3	N_2
S	5.0×10^{5}	H_2S	COS, SO_2, S_8 (sólido)

Problema del Ne: Sumamente escaso en las atmósferas cuando es cósmicamente muy abundante $\Longrightarrow$ Las atmósferas no pueden ser primordiales

Captura de gases isotérmica y adiabática

Captura isotérmica

El modelo asume la introducción de un cuerpo masivo de radio R y masa M en un medio de temperatura constante. La envoltura gaseosa se asume en equilibrio hidrostático:

$$P_s = P_\infty \exp\left(\frac{G\bar{\mu}m_H M}{kT_\infty R}\right)$$

donde $\bar{\mu}$ es el peso molecular medio del gas, y k la constante de Boltzmann. En un modelo de nebulosa solar asumimos que el gas capturado es H_2, de donde $\bar{\mu} = 2$.

Captura de gas (proceso isotérmico)

Objeto	R (km)	T_∞ (K)	P_s/P_∞
Mercurio	2430	1400	6
Venus	6050	900	1.5×10^7
Tierra	6370	600	3.6×10^{12}
Luna	1735	370?	8?
Marte	3390	450	2.3×10^3
Ceres	470	~ 300	1
Titán	2500	~ 80	3.3×10^5

Captura adiabática

Para una atmósfera rápidamente capturada (tiempo de captura más corto que el tiempo de enfriamiento radiativo) podemos asumir que se cumple aproximadamente un proceso adiabático. La captura adiabática suministra atmósferas mucho menos masivas que la captura isotérmica.

Captura de gas (proceso adiabático)

Objeto	ΔT_{ad}	P_s/P_∞
Mercurio	315	2.5
Venus	1900	1.3×10^3
Tierra	2200	1.4×10^3
Luna	240	5
Marte	1000	50
Ceres	8	1
Titán	360	50

Estructura térmica de la atmósfera de la Tierra y otros planetas

Troposfera: Es la capa más baja. El calor acumulado en la superficie se trasmite hacia el exterior esencialmente por convección, tenemos pues un proceso adiabático en donde

$$P = C\rho^{\gamma}$$

donde C es una constante y $\gamma = C_P/C_V$ es el cociente de calores específicos. Para un gas ideal tenemos:

$$P = \frac{\rho k T}{\bar{\mu}}$$

donde $\bar{\mu}$ es el peso molecular medio. Asumimos además equilibrio hidrostático:

$$\frac{dP}{dh} = -g\rho$$

donde g es la aceleración de la gravedad. Combinando las ecuaciones anteriores obtenemos:

$$\frac{dT}{dh} = -\frac{\bar{\mu}g}{k}\frac{(\gamma - 1)}{\gamma}$$

La temperatura de la atmósfera disminuye hasta alcanzar la tropopausa.

Estratosfera: La temperatura vuelve a aumentar debido a la acción de la radiación UV solar que forma ozono:

$$O_2 + h\nu \Rightarrow O + O \qquad \text{para } \lambda < 2420 \text{ Å}$$

$$O_2 + O + M \Rightarrow O_3 + M$$

El ozono se forma por recombinación colisional con la participación de una molécula M (p. ej. O_2, N_2) que lleva la energía excedente permitiendo la unión del O_2 con el O $\Longrightarrow$ M gana energía lo cual calienta la estratósfera.

Mesosfera: La producción de ozono disminuye en esta capa y con ella la energización de las moléculas M. Las moléculas de CO_2 se desexcitan emitiendo radiación infrarroja. La temperatura vuelve a disminuir.

Termosfera: La temperatura vuelve a aumentar debido a la fotodisociación y fotoionización de moléculas (especialmente O_2, N_2) por la radiación UV solar. La mayoría de la radiación IR la emiten O y NO pero son menos eficientes en radiar energía que el CO_2 (que escasea en la termosfera). Al no haber procesos eficientes de disipación de energía por radiación, la termosfera se calienta hasta unos 1200 K.

Ionosfera: Es la región de la atmósfera donde predominan los átomos ionizados. Comprende la termosfera, la exosfera y parte de la mesosfera.

Escape atmosférico - Escape de Jeans

• Es la capa superior de la atmósfera donde la trayectoria libre media de las partículas gaseosas es tan larga que pueden escapar sin impedimento.

Para escapar la energía cinética de un átomo o una molécula debe superar la energía potencial gravitatoria:

$$\frac{1}{2}\mu v^2 = \frac{3}{2}kT \geq \frac{GM\mu}{(R+h_e)}$$

donde μ es la masa de la partícula, M la masa del planeta, k la constante de Boltzmann, R el radio planetario y h_e la base de la exósfera.

Las partículas gaseosas tienen una distribución maxwelliana de velocidades, o sea:

$$f(v)dv = \frac{1}{\pi^{3/2}u^3}\exp\left(-\frac{v^2}{u^2}\right)v^2dv$$

donde $u = (2kT/\mu)^{1/2}$ es la velocidad cuadrática media.

Para escapar, la partícula debe cumplir la condición: $v \geq \left[\frac{2GM}{(R+h_e)}\right]^{1/2}$

El flujo de partículas de una cierta especie con densidad numérica N_c que escapa está dado por:

$$\Phi_{esc} = N_c \int_{v_e}^{+\infty} v f(v) dv$$

Integrando y sustituyendo por los valores de u y v_e nos queda:

$$\Phi_{esc} = N_c \left(\frac{kT}{2\pi\mu}\right)^{1/2} \left[1 + \frac{GM\mu}{(R+h_e)kT}\right] \exp\left[-\frac{GM\mu}{(R+h_e)kT}\right]$$

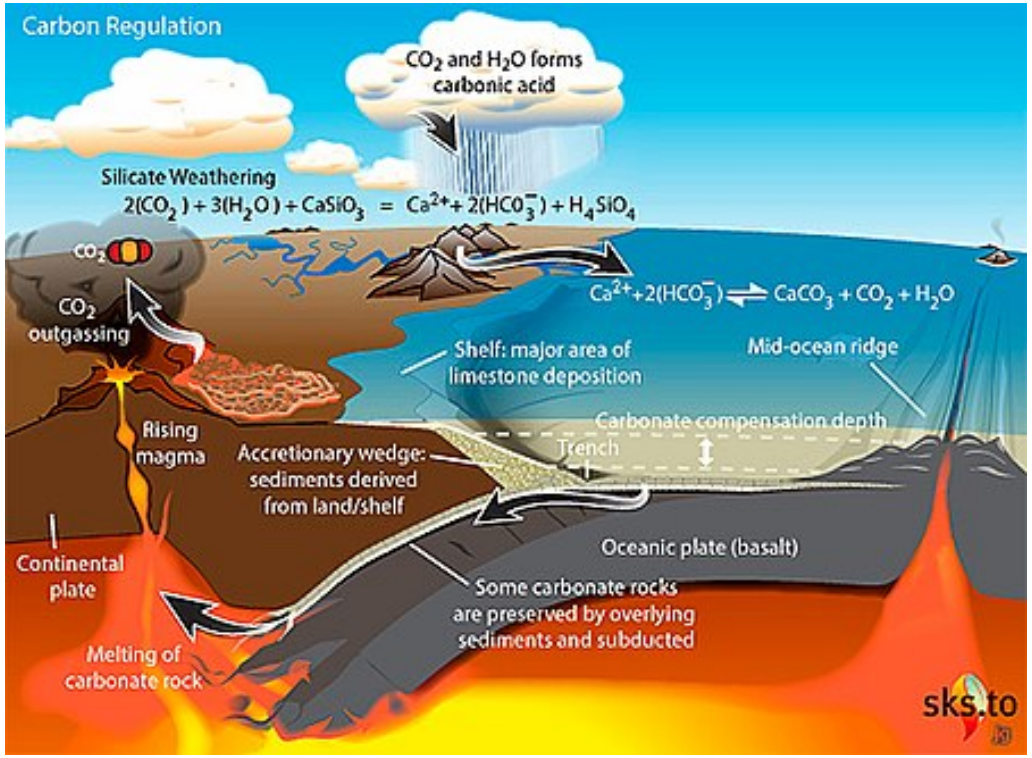
La cual se conoce como fórmula de Jeans (1928) y a este mecanismo de pérdida como *escape de Jeans*. Veamos la vida media de algunas especies en la atmósfera terrestre, teniendo en cuenta que la temperatura de la exosfera es $T \simeq 1000$ K.

Escape Jeans en la Tierra

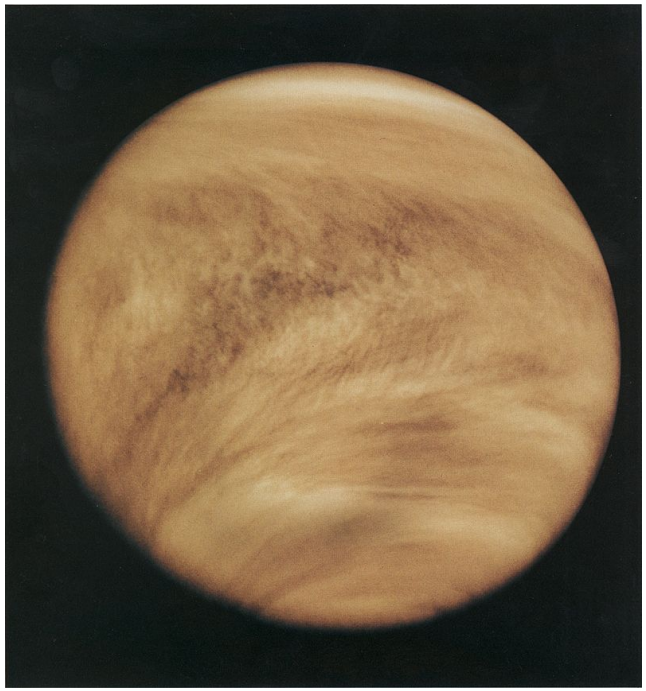
Especie	t (años)
H	8×10^4
O	4×10^{51}
N_2	10^{90}

Regulación del CO_2 atmosférico a través de su interacción océano-atmósfera

El CO_2 es removido de la atmósfera a través de su disolución en el agua de lluvia formando ácido carbónico (H_2CO_3). En contacto con el suelo esta lluvia causa *meteorización* ("weathering") que consiste en la disolución de minerales en iones. A través de reacciones inorgánicas o por microorganismos marinos, los iones se combinan para formar minerales carbonatados. El CO_2 retorna a la atmósfera a través de volcanismo.



Atmósfera de Venus



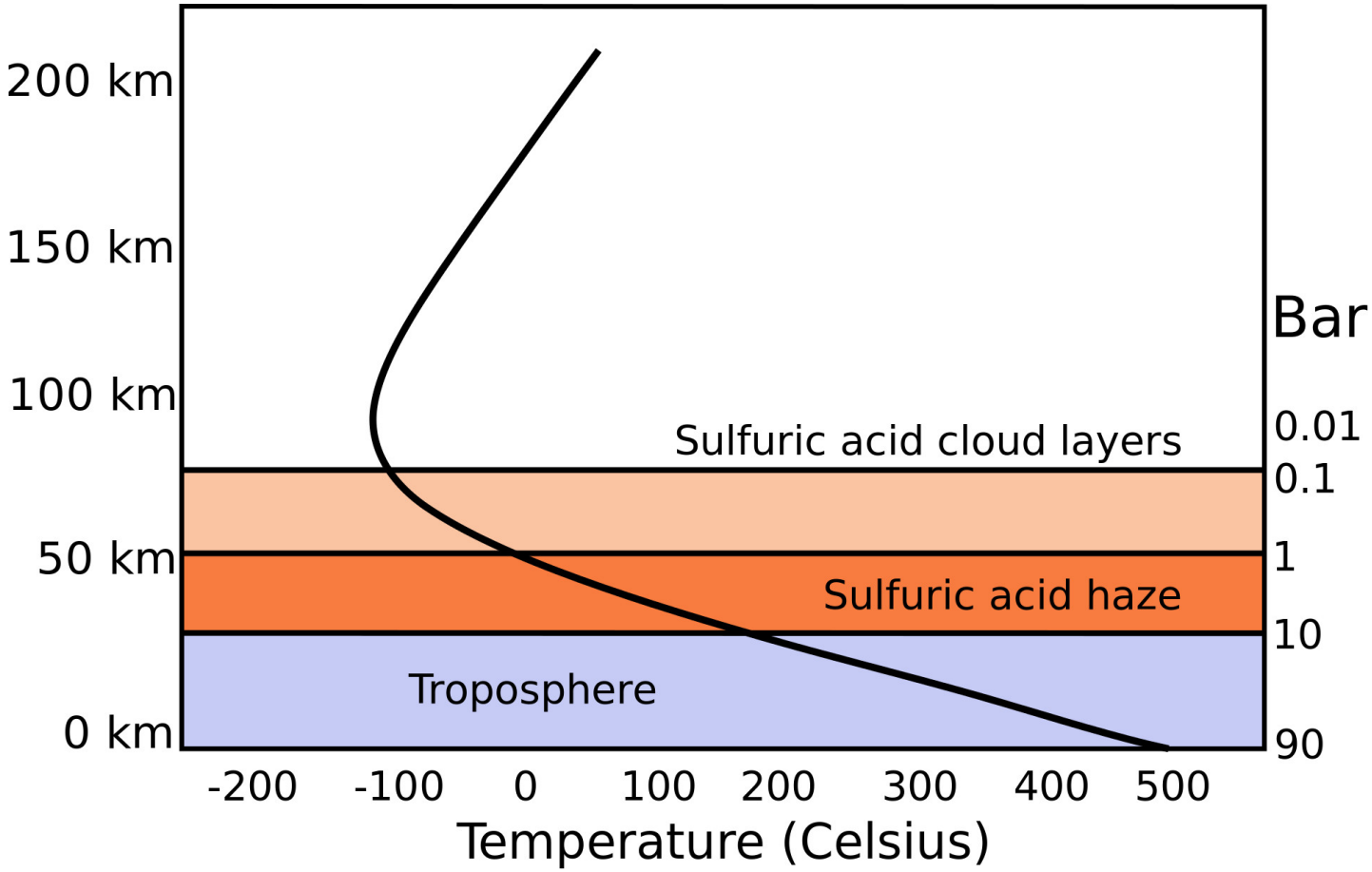
Estructura de nubes en la atmosfera de Venus observada en el UV por la sonda *Pioneer Venus Orbiter* en 1979.

DATOS GENERALES:
CO_2 : 96.5%
N_2 : 3.5%
SO_2 : 150 ppm
Ar : 70 ppm
H_2O : 20 ppm
CO : 17 ppm
He : 12 ppm
Ne : 7 ppm

Temperatura superficial : 740 K
Presión superficial : 93 bar (9.3 MPa)

Se observa una relación isotópica D/H en la atmósfera de Venus 100-150 veces más alta que en la Tierra, lo que demuestra una pérdida importante de hidrógeno (se retiene más el isótopo más pesado).

Perfil y composición de las nubes



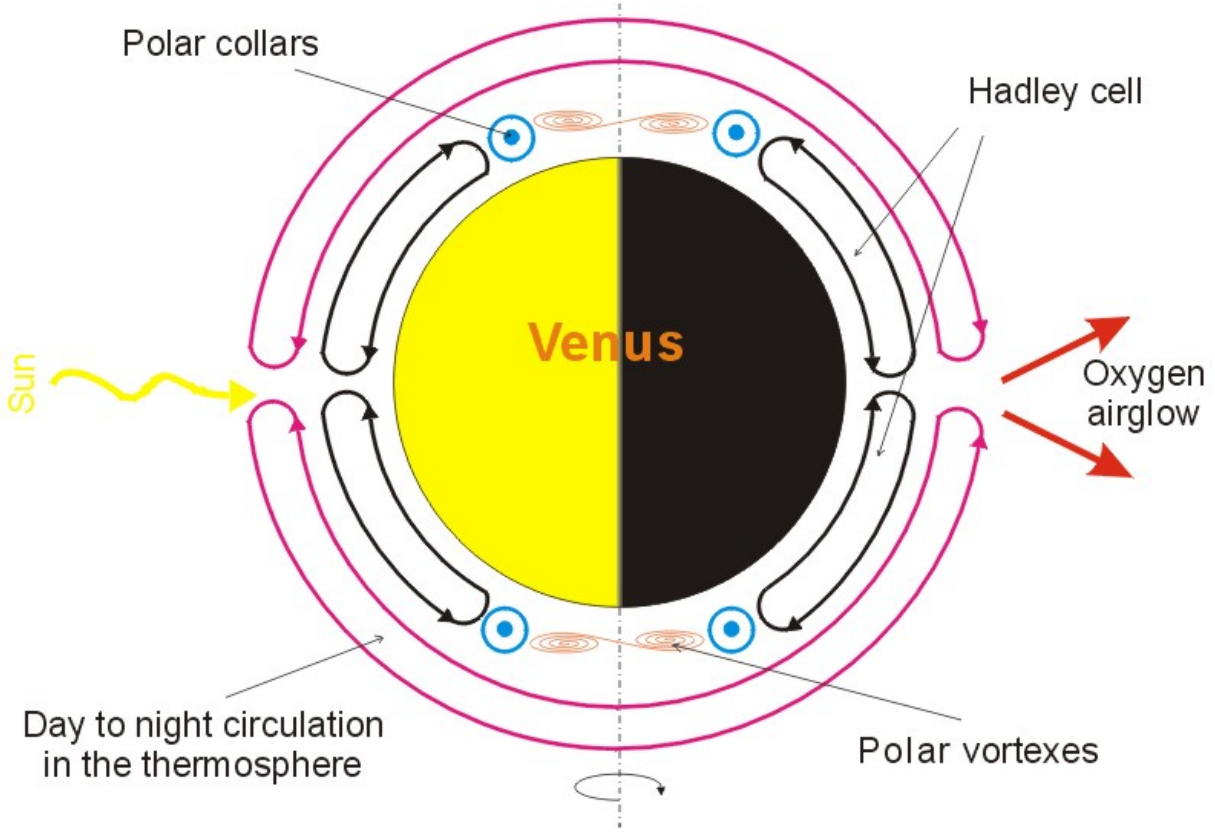
La capa superior de la troposfera exhibe un fenómeno de super-rotación con un período de unos 4 días, en claro contraste con el período de rotación de la superficie de 243 días. Los vientos en esa zona alcanzan velocidades de ~ 360 km/h. Sin embargo en la superficie son apenas una briza de unos 10 km/h.

La gruesa capa de nubes está compuesta principalmente por gotas de ácido sulfúrico. Estas nubes oscurecen la superficie de Venus y reflejan $\sim 75\%$ de la luz solar que incide en ellas. El ácido sulfúrico es producido por la acción fotoquímica del Sol sobre el dióxido de carbono, dióxido de azufre y vapor de agua, de acuerdo a las siguientes reacciones:

$CO_2 \rightarrow CO + O$
$SO_2 + O \rightarrow SO_3$
$2SO_3 + 4H_2O \rightarrow 2H_2SO_4 + H_2O$

Un día típico en Venus sería como un día de la Tierra parcialmente nublado. La radiación solar que alcanza la superfice es menor que en la Tierra debido a la alta reflectividad de las nubes.

Circulación atmosférica



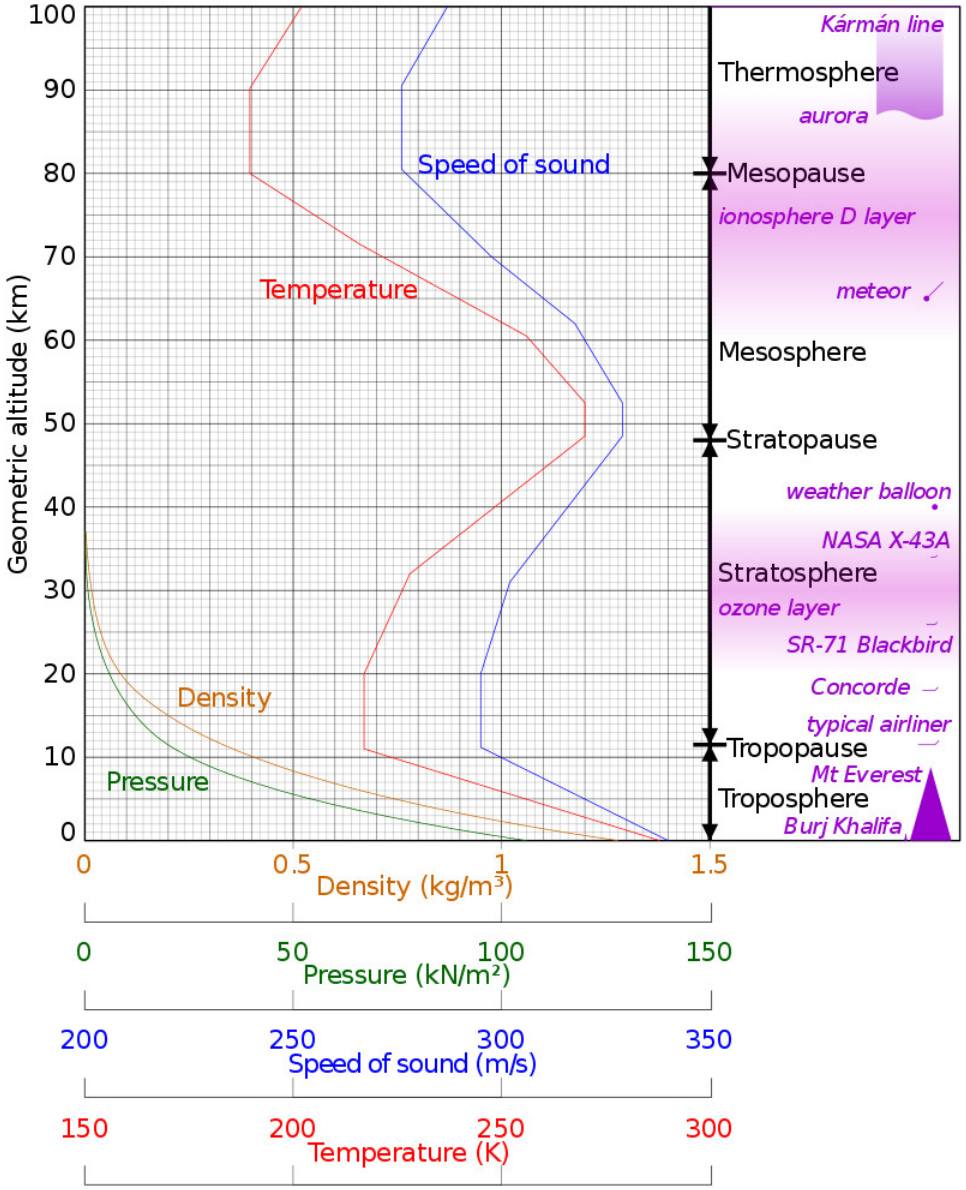
Todos los vientos en Venus están en última instancia potenciados por convección. El aire caliente se eleva en la zona ecuatorial donde el calor solar se concentra y fluye hacia los polos dando origen a la circulación de Hadley. A aproximadamente $\pm 60^\circ$ de latitud el aire comienza a descender y retorna al ecuador por debajo de las nubes.

Atmósfera de la Tierra

DATOS GENERALES:
N_2 : 78.08%
O_2 : 20.95%
Ar : 0.93%
H_2O (vapor) : 0.25% (promedio)
CO_2 : 0.041%
Ne : 0.0018%
He : 0.00052%
H_2 : 0.000055%
H_2O : 20 ppm

Presión superficial : 101325 Pa

Estructura térmica de la atmósfera



Circulación atmosférica

Escala de altura H: Describe el espesor de una atmósfera supuesta isotérmica y en equilibrio hidrostático. Tenemos

$$\frac{dP}{dh} = -g\rho$$

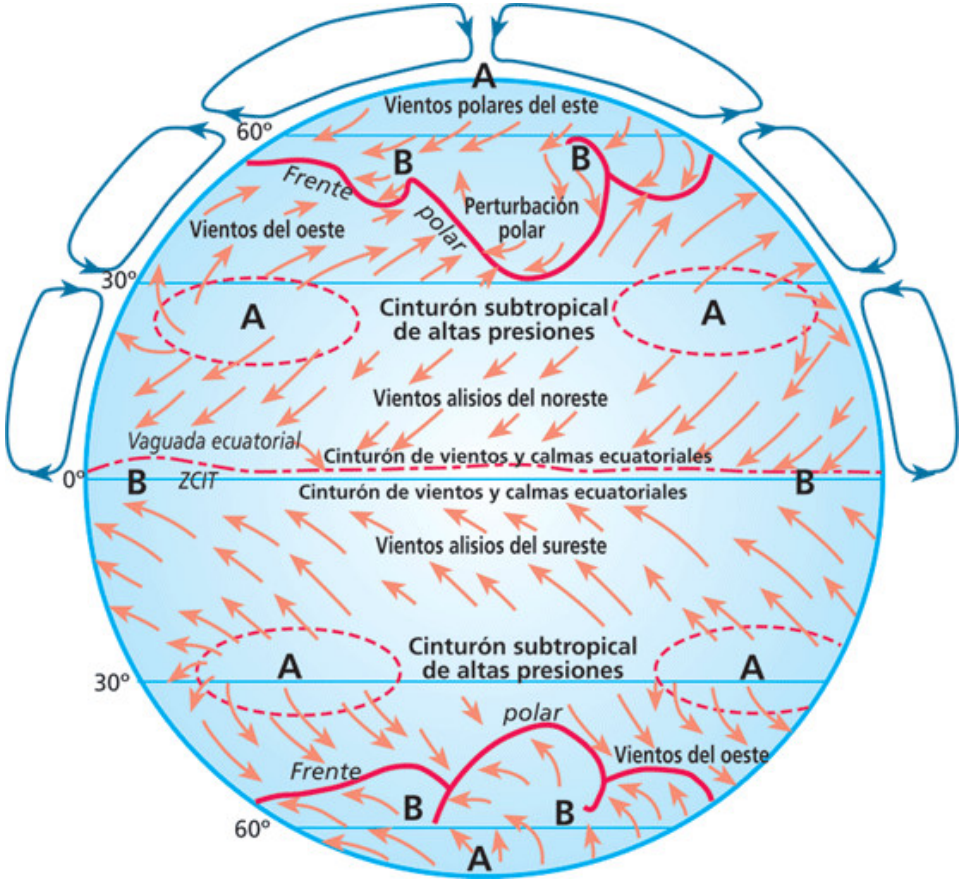
Asumiendo ρ constante queda:

$$P = g\rho H$$

Por otro lado:

$$P = \frac{\rho k T}{\mu}$$

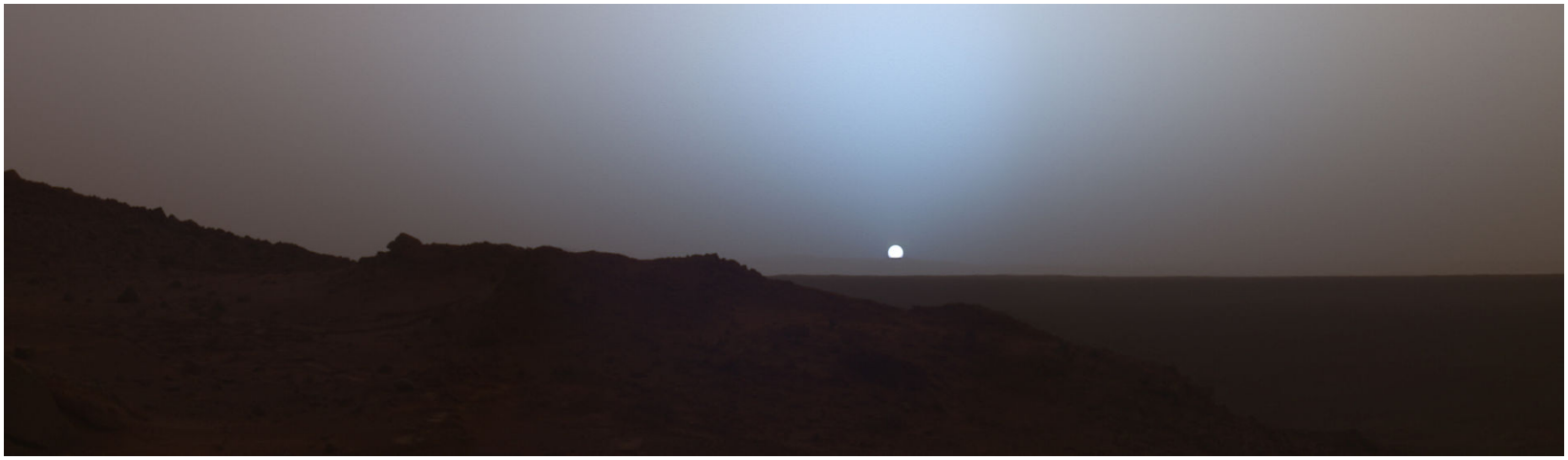
$$\Longrightarrow \qquad H = \frac{kT}{\mu g}$$



En la zona ecuatorial el aire más caliente tiene una escala de altura mayor que en la zona polar. El aire caliente en las regiones ecuatoriales tiende a fluir sobre la cima de la atmósfera a latitudes cada vez mayores debido a la disminución de H. El aire caliente desplazado hacia las zonas polares es remplazado por aire frío proveniente de las zonas polares. Esta se conoce como *circulación de Hadley*.

La alta rotación de la Tierra transforma la circulación N-S en una E-W debido a la fuerza de Coriolis. La célula de Hadley se descompone en tres generando los vientos alisios, vientos del oeste y los vientos polares del este.

Atmósfera de Marte

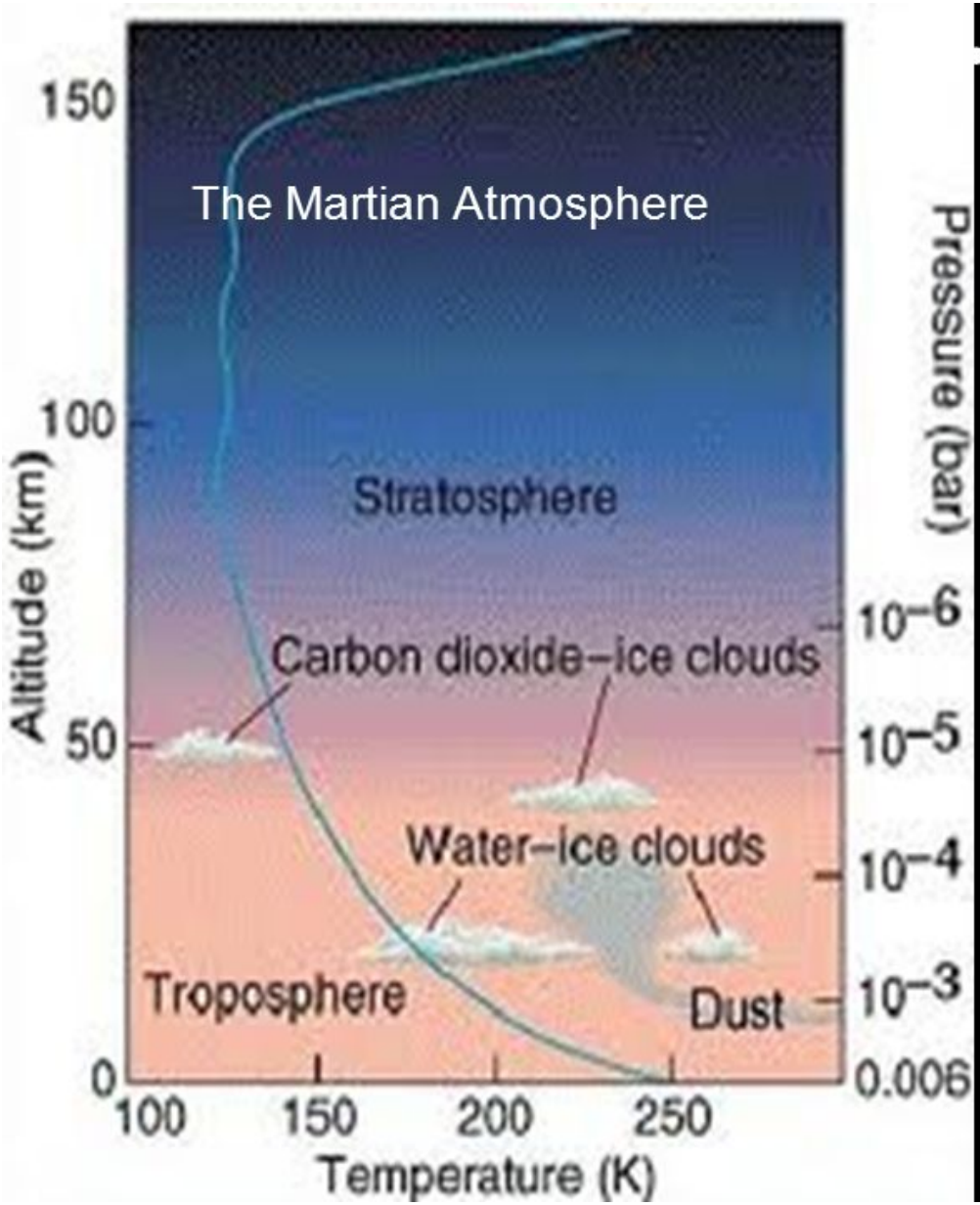


DATOS GENERALES:
CO_2 : 95.3%
N_2 : 2.7%
Ar : 1.6%
O_2 : 0.13%
CO : 0.08%

Presión superficial : 600 Pa (6×10^{-3} de la presión atmosférica al nivel del mar en la Tierra).

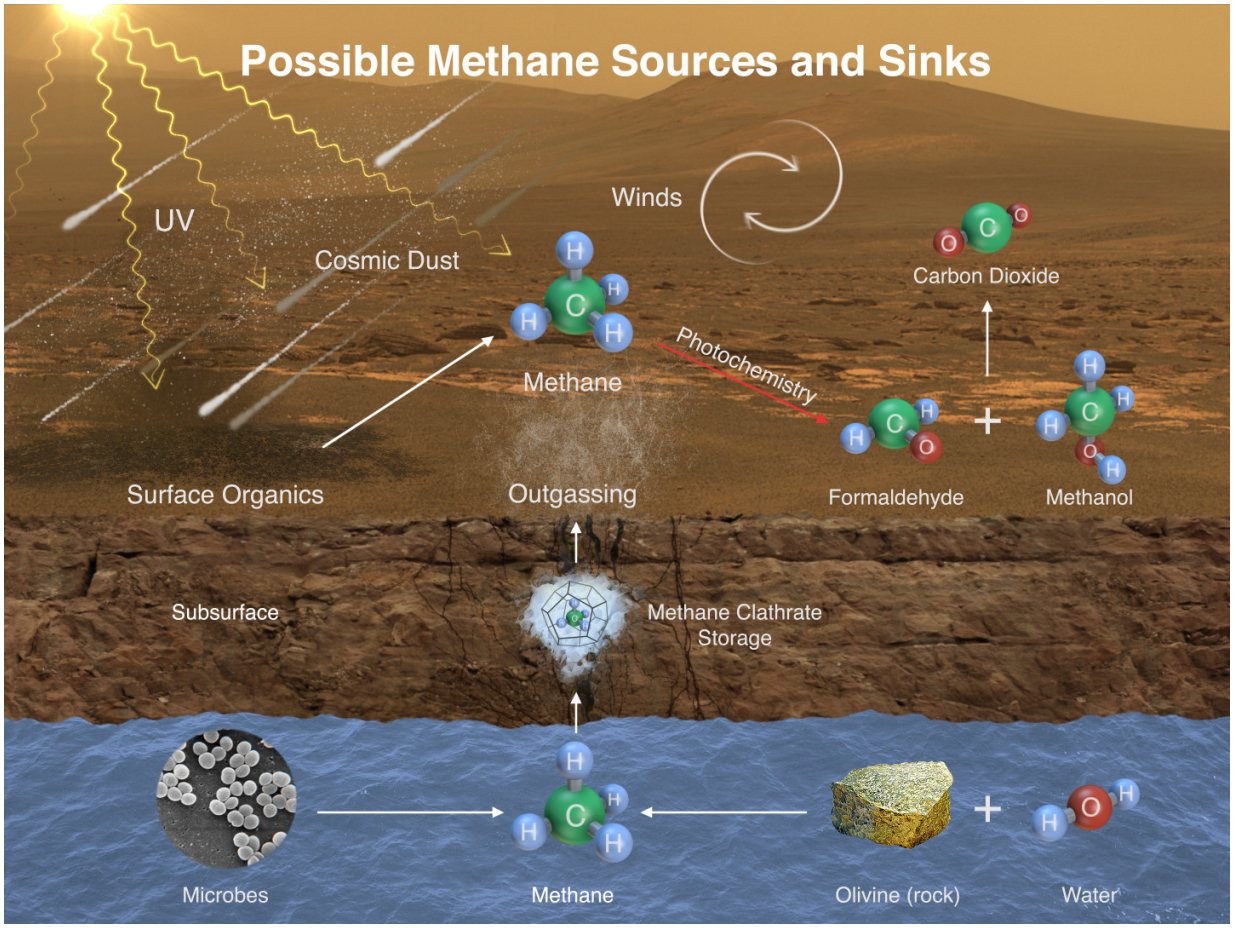
Muy escasa proporción de dióxido de azufre (SO_2) (~ 0.2 ppb) que es una sustancia trazadora de actividad volcánica reciente.

Estructura térmica de la atmósfera



- The Martian atmosphere is very different from Earth's
  - **95% carbon dioxide,**
  - **3% nitrogen**
  - Surface pressure is very low – same pressure as Earth at 35 km!

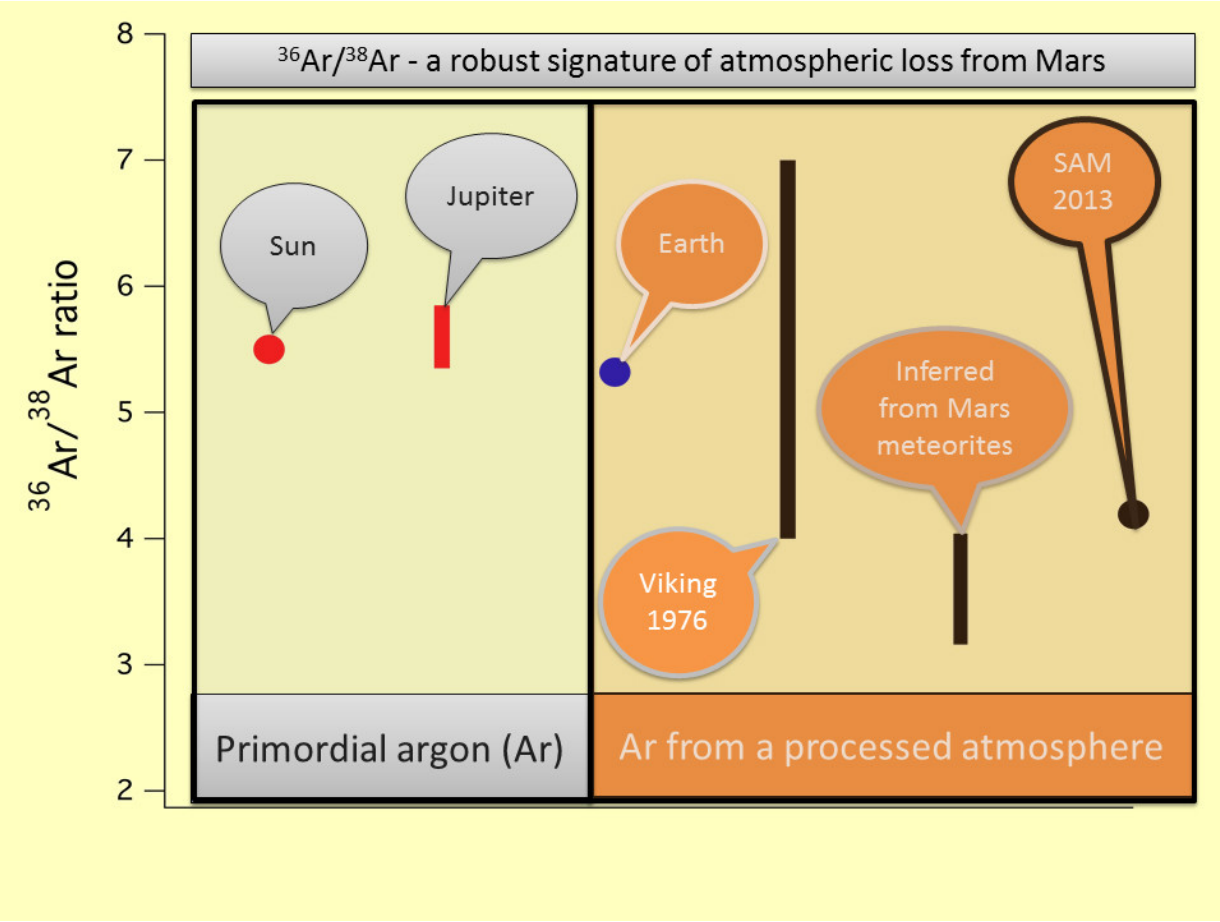
El ciclo del metano: ¿Biogénico o mineral?



La explicación mineral involucra reacciones de agua con minerales de la superficie que liberan hidrógeno, el cual puede producir hidrocarburos a través de reacciones del tipo:

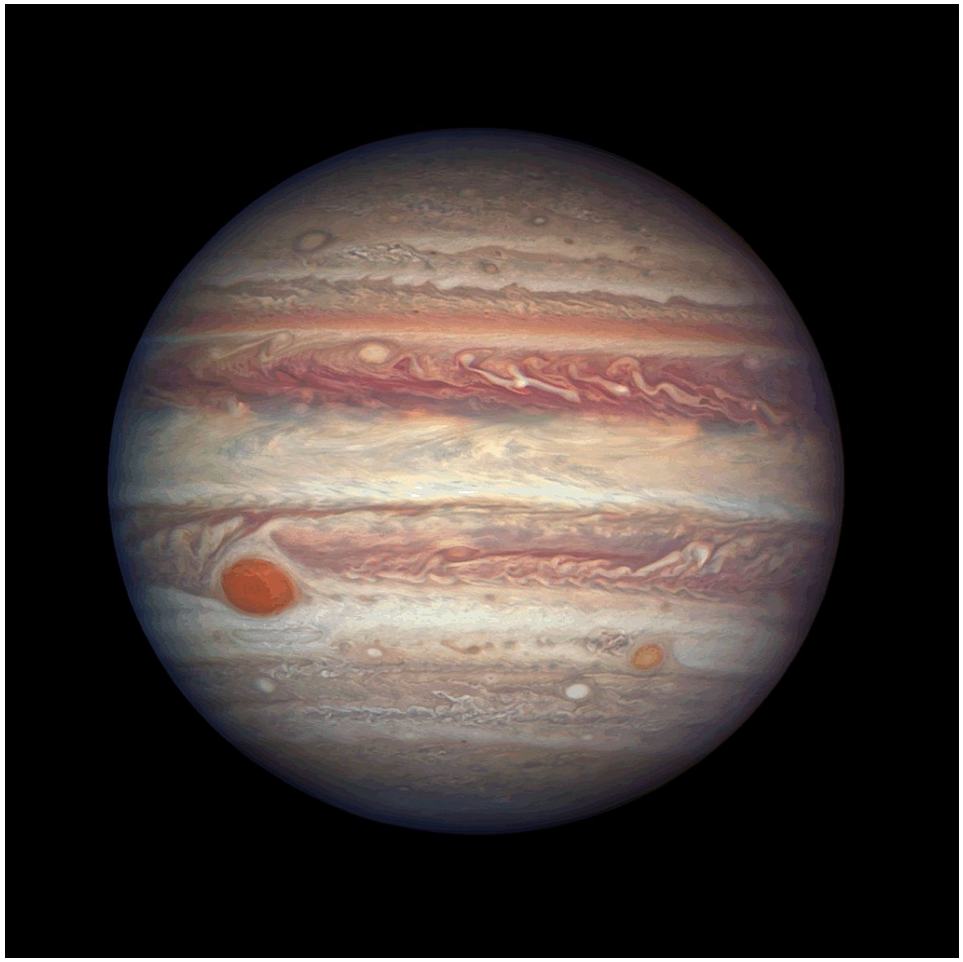
$$(2n+1)\mathrm{H_2} + n\mathrm{CO} \Rightarrow \mathrm{C}_n\mathrm{H}_{2n+2} + n\mathrm{H_2O}$$

Argón y la pérdida de la atmósfera primitiva



La atmósfera de Marte está enriquecida considerablemente en argón. Como no se combina con otros elementos ni condensa, su cantidad en la atmósfera marciana es constante. También se constata un enriquecimiento en Ar^{38} con respecto a Ar^{36} que es una fuerte indicación de que Marte ha perdido una parte considerable de su atmósfera primitiva.

Atmósfera de Júpiter



DATOS GENERALES

Elemento	Júpiter/Sol
He/H	0.807 ± 0.02
Ne/H	0.10 ± 0.01
Ar/H	2.5 ± 0.5
Kr/H	2.7 ± 0.5
Xe/H	2.6 ± 0.5
C/H	2.9 ± 0.5
N/H	3.6 ± 0.5
O/H	0.033 ± 0.015
P/H	0.82
S/H	2.5 ± 0.15

Compuestos químicos en la atmósfera y nubes

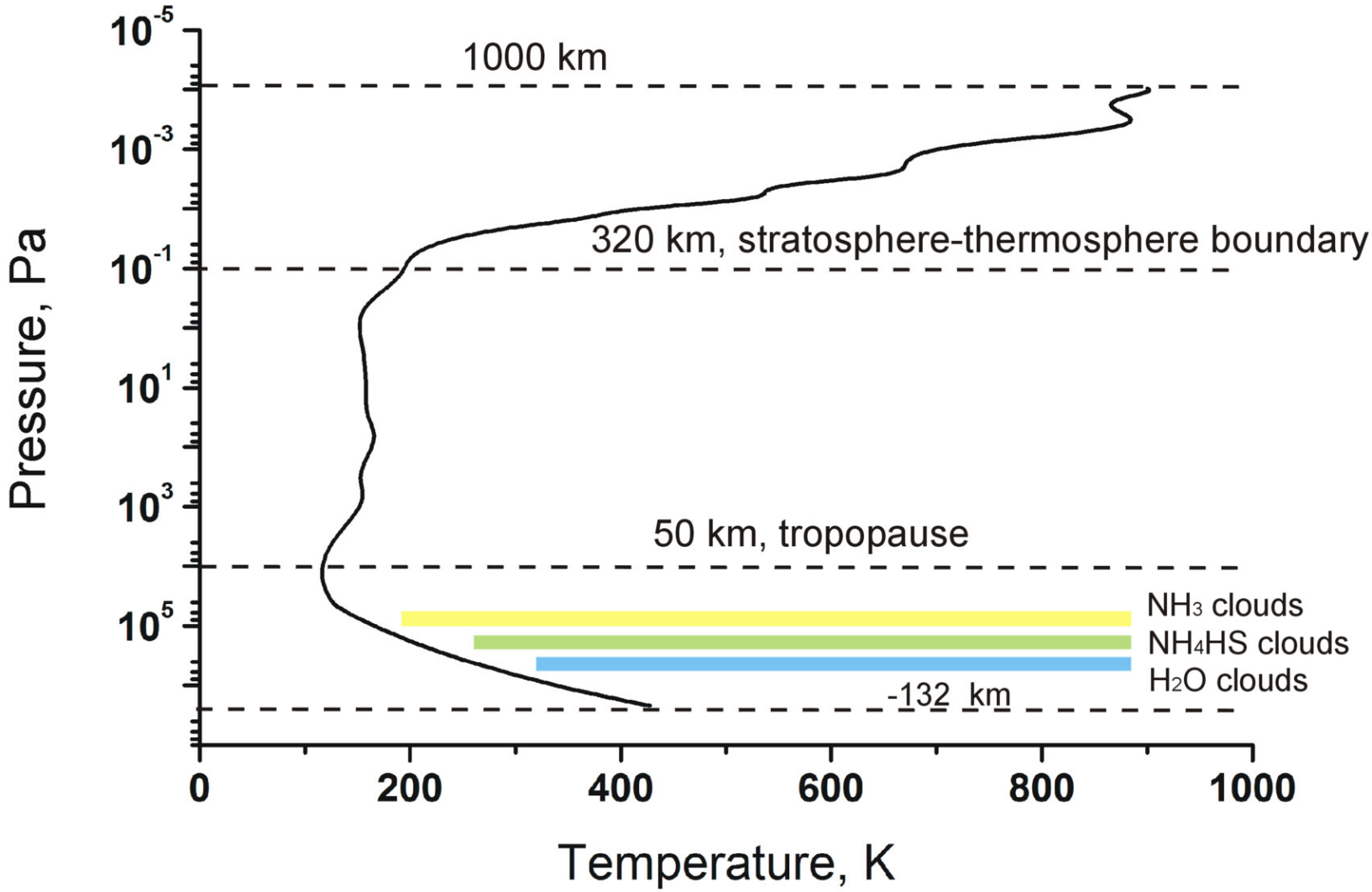
Predominantes: CH_4, NH_3, H_2S y H_2O (esta última reside a mayores profundidades, su concentración en la atmósfera es muy baja).

La troposfera tiene un sistema complicado de nubes y niebla, compuesto por capas de NH_3, hidrosulfuro de amonio (NH_4SH) y H_2O.

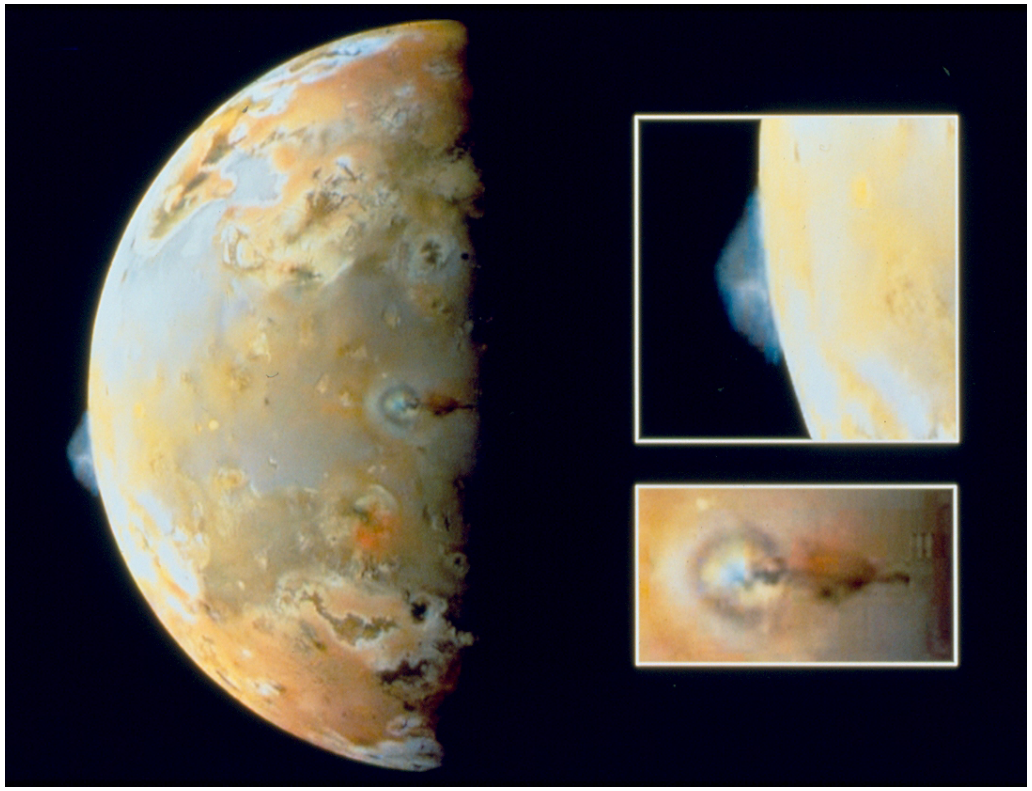
Las nubes se organizan en bandas paralelas al ecuador donde zonas oscuras ($cinturones$) se intercalan con zonas claras ($zonas$). Las zonas corresponden a gas ascendente mientras que los cinturones corresponden a gas descendente.

La atmósfera es muy activa mostrando: ciclones, anticiclones, tormentas y relámpagos. La gran mancha roja es un ejemplo de anticiclón.

Estructura térmica de la atmósfera



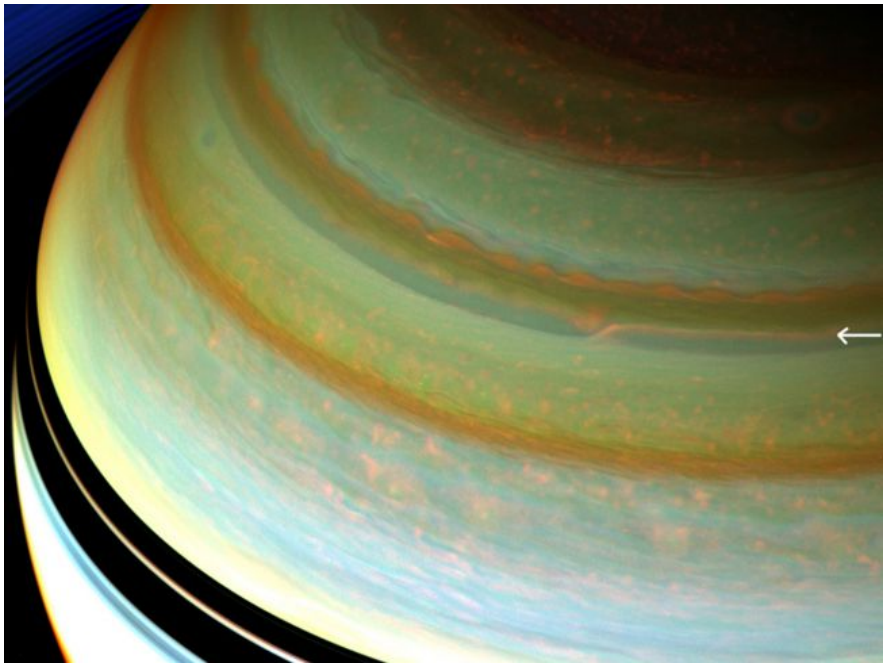
Atmósfera de Io



La atmósfera consiste esencialmente de dióxido de azufre (SO_2), y menores constituyentes como monóxido de azufre (SO), cloruro de sodio (NaCl), y oxígeno y azufre atómico.

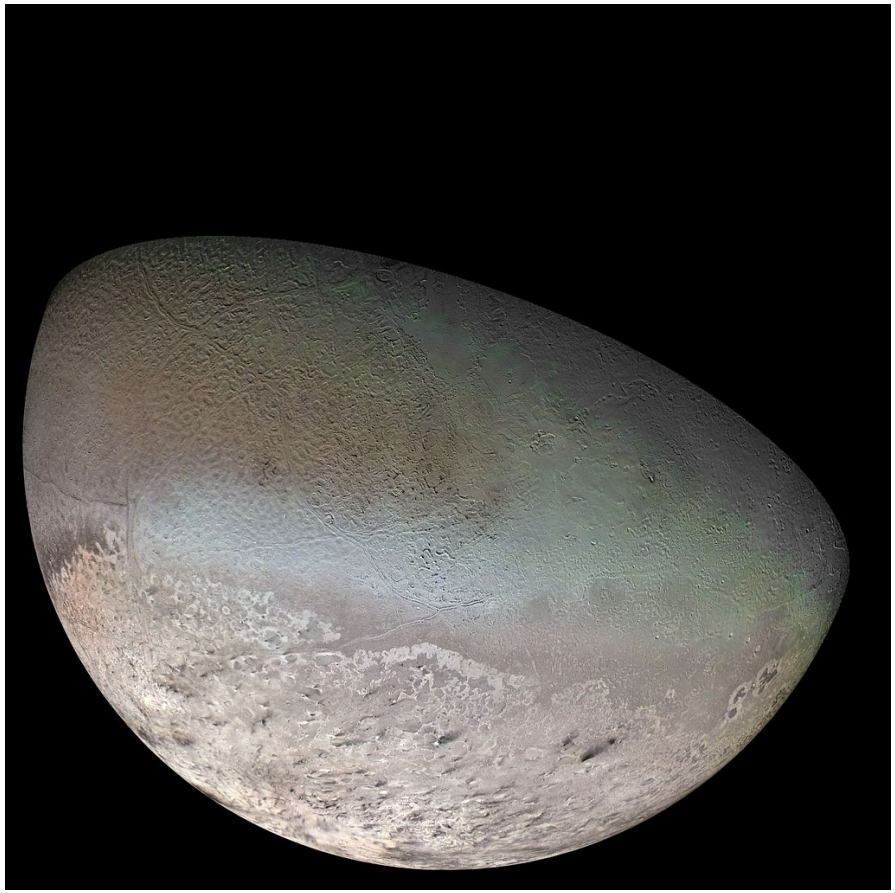
Io es el objeto geológicamente más activo del sistema solar con más de 400 volcanes activos. La fuente de energía proviene de la fricción en su interior por las mareas generadas por Júpiter y los otros satélites galileanos.

Atmósfera de Saturno



COMPOSICION (por volumen):
H_2 : 96.5%
He : 3.25%
Metalicidad: no bien conocida.
La atmósfera de Saturno también es deficiente en He.
Trazas de acetileno, etano, propano, fosfina (PH_3) y metano.
Composición de las nubes: cristales de amoníaco (superiores), hidrosulfuro de amonio (NH_4SH) o agua (inferiores).

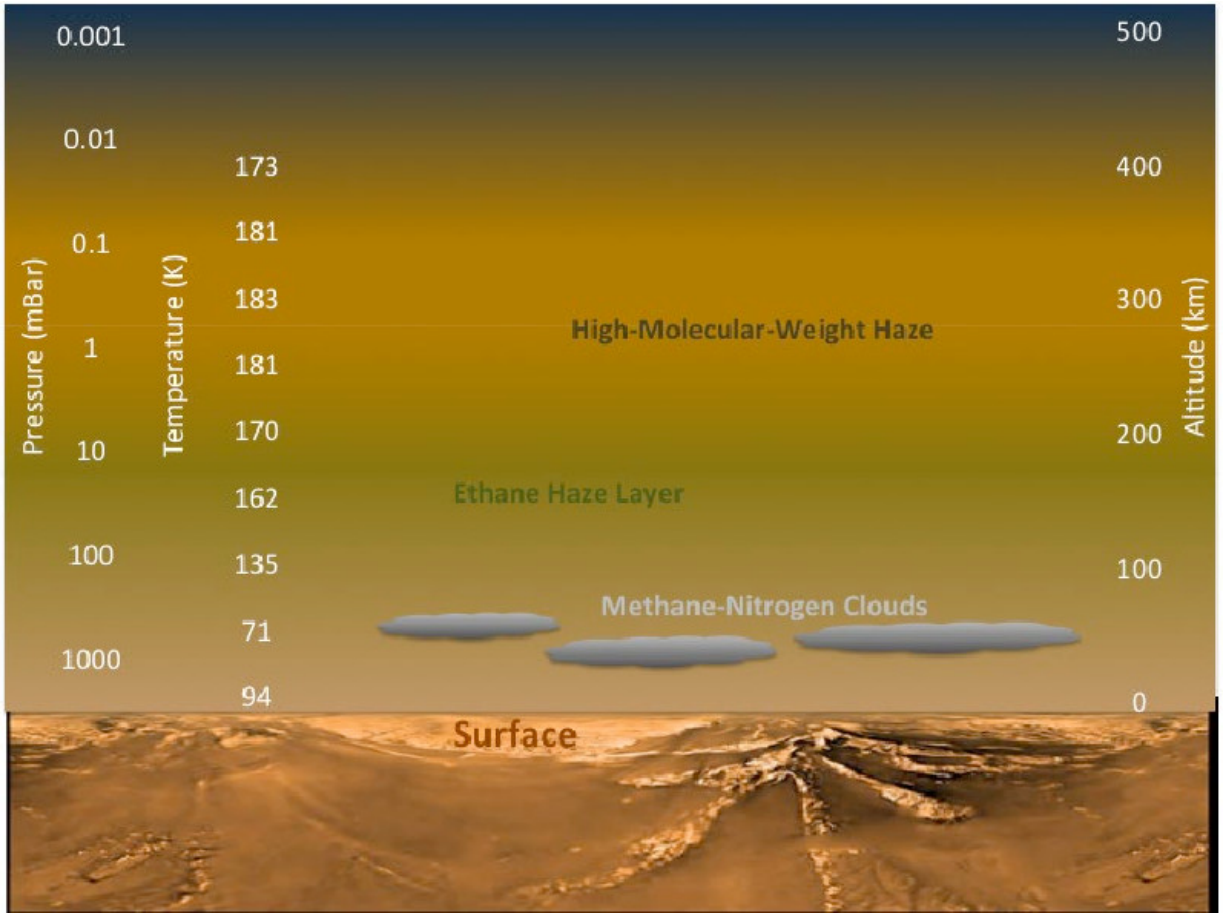
Atmósfera de Titán



COMPOSICION (por volumen) N_2 : 97.0%
CH_4 : 2.7%
H_2 : 0.1-0.2%

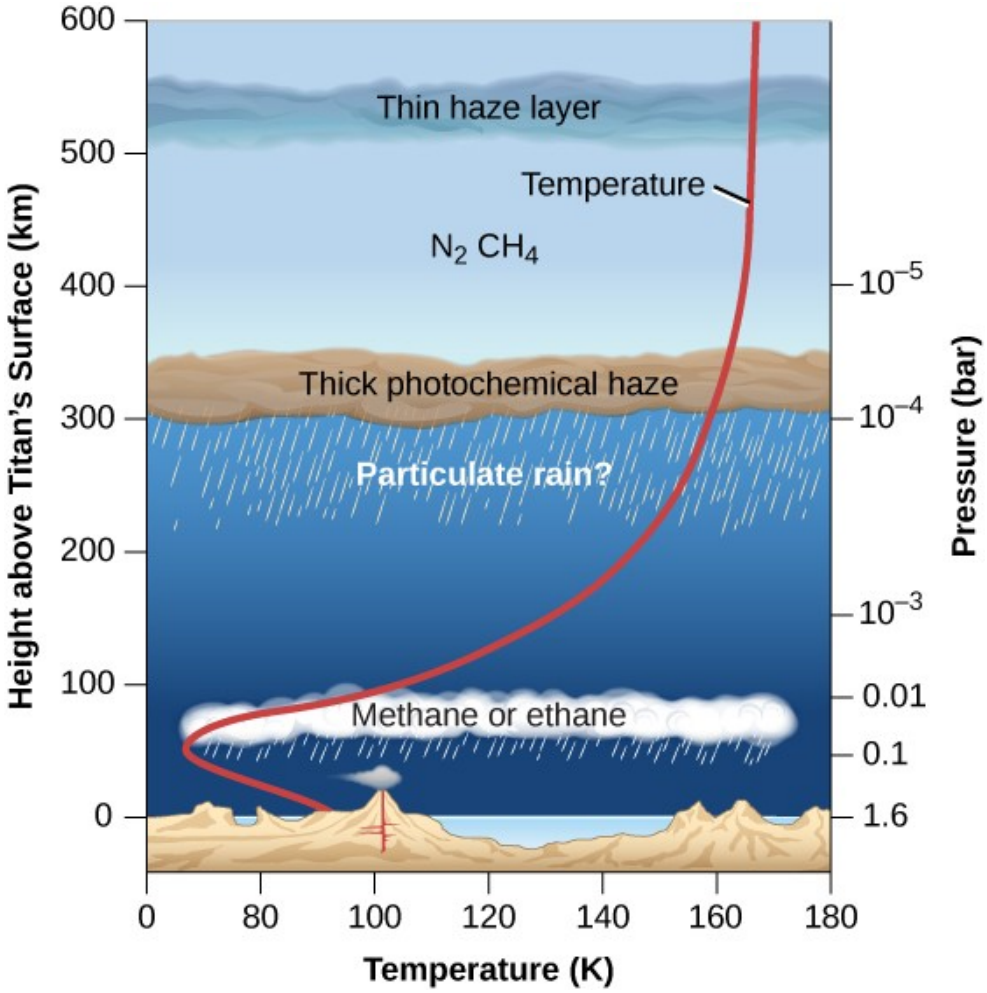
Temperatura : 93.7 K
Presión superficial : 146.7 kPa (1.45 atm.)

La atmósfera de Titán resulta ser algo más masiva que la de la Tierra en términos absolutos.



La inmensa niebla que rodea a Titán está compuesta por materia orgánica formada a partir de la disociación de moléculas de metano por la radiación UV del Sol. Esos polímeros que se forman a partir de moléculas más simples como el metano (CH_4) o el etano (C_2H_6) reciben el nombre de tolinas. Estas son sustancias sólidas que, en suspensión en la atmósfera, forman la niebla de coloración anaranjada. Con el tiempo precipitan en la superficie formando una densa capa de "arena" de materia orgánica.

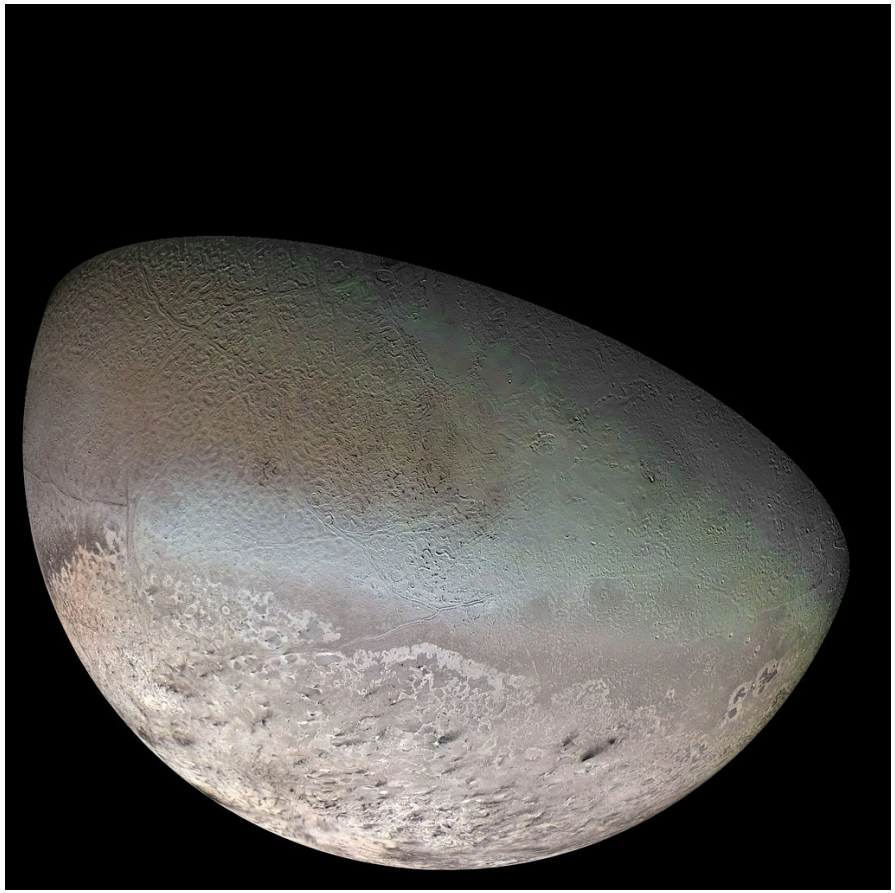
Ciclo hidrológico en Titán



En Titán el metano y el etano cumplen el rol del agua en la Tierra. Esos gases se vaporizan se incorporan en la atmósfera de Titán donde forman nubes y precipitan como lluvia nutriendo los ríos y lagos del satélite.

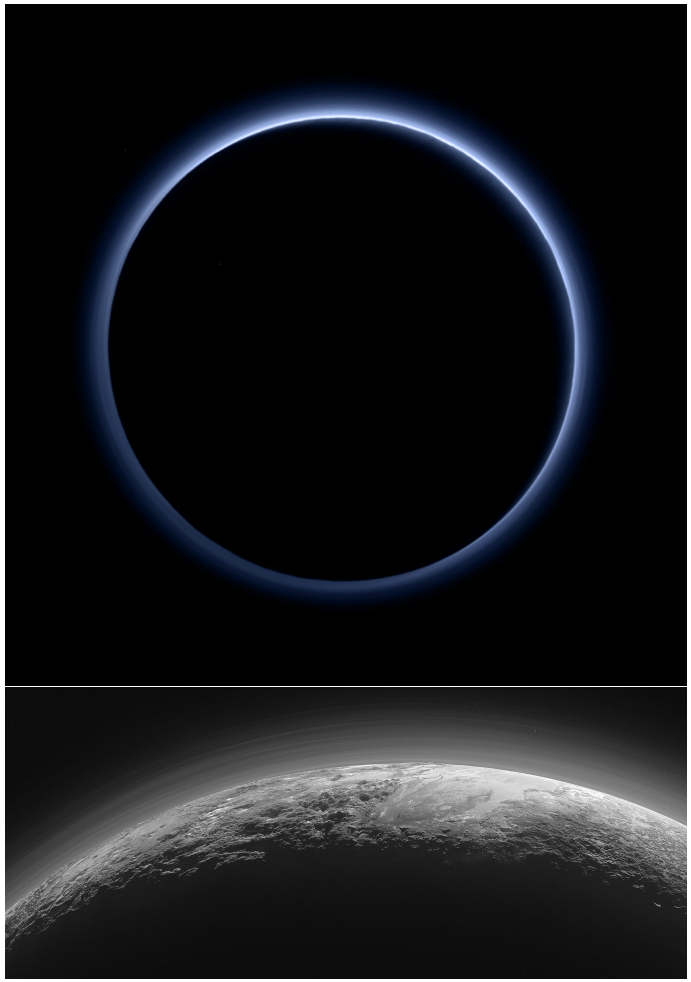
Atmósfera de Tritón

Tritón es el satélite más grande de Neptuno visitado por la sonda *Voyager 2*. Su radio es 1353 km.



Gas dominante: N_2 y trazas de CH_4 y CO. La superficie está cubierta de N_2 congelado (temperatura ~ 36 K) que origina la atmósfera por evaporación. Presión superficial : 1.4×10^{-5} atm.

Atmósfera de Plutón



Imágenes de Plutón con su tenue atmósfera tomadas desde la sonda *New Horizons*.

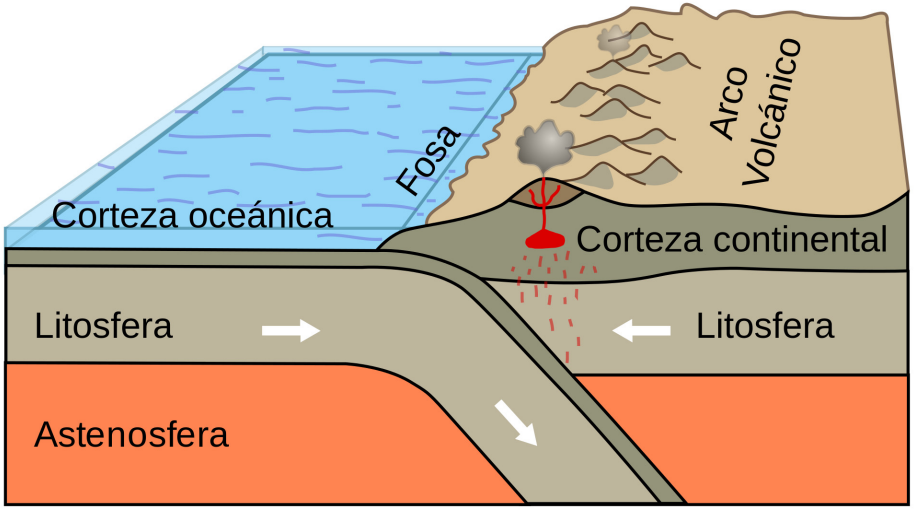
La atmósfera de Plutón consiste principalmente de nitrógeno, con pequeñas cantidades de metano y CO. En Plutón también se forman tolinas que precipitan a la superficie como sólidos siendo responsables del color marrón de la superficie. La atmósfera es extremadamente tenue, la sonda *New Horizons* midió en su superficie aproximadamente 1 Pa (10^{-5} de la presión atmosférica al nivel del mar en la Tierra).

TEMA 5: Superficies

* Temperatura superficial e inercia térmica.
* Minerales y rocas.
* Métodos de estudio de superficies planetarias.
* Procesos geológicos (tectónica de placas, volcanismo, efectos atmosféricos, impactos).

Litosfera y corteza

Litosfera: Es la capa sólida superficial de la Tierra, caracterizada por su rigidez. Está formada por la *corteza* y la zona más externa del manto manteniendo un equilibrio isostático sobre la *astenosfera*, la capa "plástica" que forma parte del manto superior. Desde el punto de vista térmico, la litosfera se puede caracterizar como la zona en que la conducción de calor predomina sobre la convección. La parte más externa de la litosfera, de menor densidad, se denomina la *corteza*.



Temperatura superficial - Inercia térmica

Las variaciones de temperatura superficial son considerablemente más suaves en planetas con atmósferas debido a la transferencia de calor por convección. Aun en objetos que no tengan atmósfera debemos esperar alguna suavización de la diferencia de temperatura debido a la conducción térmica hacia el interior durante el día y hacia afuera durante la noche. Veamos este problema.

El flujo de calor Q está relacionado con el gradiente de temperatura en la dirección vertical z a través de la ecuación:

$$Q = -K_T \frac{\partial T}{\partial z}$$

donde K_T es la conductividad térmica.

Una variación en el flujo de calor estará acompañada por una variación de temperatura. Consideremos un volumen elemental $\Delta V = \Delta x \Delta y \Delta z$ en el material superficial de densidad ρ y calor específico C. La variación de temperatura está dada por:

$$\Delta x \Delta y \Delta z \rho C \Delta T = [Q(z) - Q(z + \Delta z)] \Delta x \Delta y \Delta t$$

De donde

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{1}{\rho C}\frac{\partial Q}{\partial z}$$

Por otro lado, derivando Q con respecto a z nos queda:

$$\frac{\partial Q}{\partial z} = -K_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

Combinando las ecuaciones anteriores obtenemos la ecuación de difusión del calor:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\alpha^2 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

donde $\alpha^2 = K_T/\rho C$ es la difusividad térmica.

Consideremos un planeta cuya temperatura superficial ($z = 0$) se hace variar en forma periódica. La variación temporal de temperatura se puede describir por la ecuación:

$$T = T_o \sin \omega t$$

donde T_o es la amplitud de las fluctuaciones de temperatura en la superficie. $\omega = 2\pi/P$ donde P puede ser el período de rotación o de traslación del objeto.

En general vamos a tener soluciones $T(z,t)$ del tipo:

$$T = T_o \exp\left(-\frac{\sqrt{\omega/2}}{\alpha}z\right)\sin\left(\omega t - \frac{\sqrt{\omega/2}}{\alpha}z\right)$$

que describe la onda térmica atenuada que se propaga dentro del medio cuya amplitud va decreciendo con la profundidad z y que presenta un desfasaje $(\omega/2)^{1/2}/\alpha \times z$.

La cantidad

$$L = \frac{\alpha}{\sqrt{\omega/2}}$$

se define como el espesor de la "piel térmica" que da una idea de hasta qué profundidad son apreciables las variaciones periódicas de temperatura (diarias, anuales).

La ley sinusoidal no es la más adecuada para el tratamiento de las variaciones diurnas de temperatura. La temperatura de equilibrio va a depender del ángulo ψ que da la distancia angular del punto subsolar. Tendremos entonces el siguiente sistema de ecuaciones:

$$(1 - A_v)\frac{F_\odot}{r^2}\cos\psi = (1 - A_{IR})\sigma T^4 - K_T\frac{\partial T}{\partial z} \text{ : DIA}$$

$$0 = (1 - A_{IR})\sigma T^4 - K_T\frac{\partial T}{\partial z} \text{ : NOCHE}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\alpha^2\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

La solución del sistema completo es bastante compleja y debe hallarse numéricamente. No obstante, se puede tener una idea de la variación diurna tomando en cuenta solo las 2 últimas ecuaciones, de donde obtenemos:

$$K_T\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = (1 - A_{IR})\sigma 4T^3\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{(1 - A_{IR})^2\sigma^2}{K_T}4T^7$$

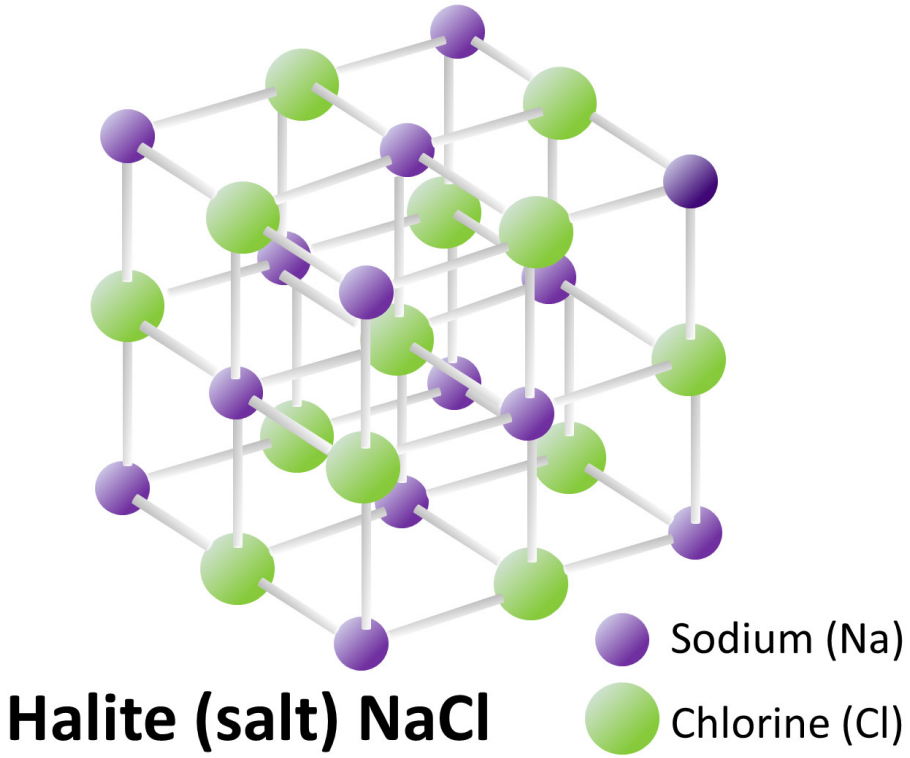
que sustituido en la ecuación de difusión del calor da:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\alpha^2\frac{(1 - A_{IR})^2\sigma^2}{K_T}4T^7 = -\frac{(1 - A_{IR})^2\sigma^2}{K_T\rho C}4T^7$$

donde $I_T = (K_T\rho C)^{1/2}$ se define como la $inercia\ térmica$ del material. Hay una relación inversa entre I_T y la variación de temperatura durante la noche.

Mineralogía y petrología

Minerales: Son compuestos químicos sólidos que ocurren naturalmente y que pueden ser separados de otros minerales de una roca. Se caracterizan por una cierta composición química y una cierta arquitectura regular de los átomos.



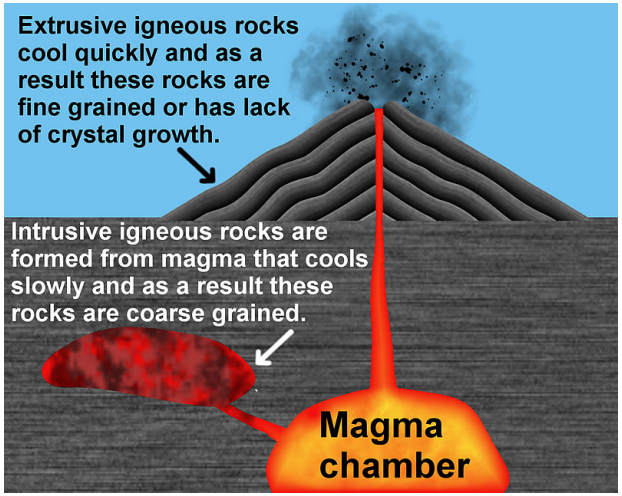
La estructura cristalina del mineral halita (NaCl).

Rocas

Son agrupaciones de diferentes minerales. Se distinguen 4 grupos: *primitivas*, *ígneas*, *metamórficas* y *sedimentarias*.

Rocas primitivas : Se formaron directamente a partir del material que condensó en la nebulosa protoplanetaria. Este material nunca ha sido sujeto a altas temperaturas y presiones.

Rocas ígneas : Son las más comunes en la Tierra y otros objetos en que las rocas se han derretido en su interior formando un *magma*. Cuando el magma aflora y se solidifica forma la roca ígnea. Cuando el magma solidifica bajo la superficie forma rocas *intrusivas* y cuando lo hace en la superficie forma rocas *extrusivas* o *volcánicas*.



Rocas ígneas

Granito: Ejemplo de roca intrusiva.
El magma solidifica lentamente y como consecuencia resulta de granos gruesos.

Basalto: Ejemplo de roca extrusiva.
El magma solidifica en la superficie más rápido formando un mineral de textura suave y granos finos.

Rocas metamórficas : Son rocas que han sido alteradas por temperaturas o presiones altas, o por haber sido expuestas a ingredientes químicamente activos.

Rocas metamórficas

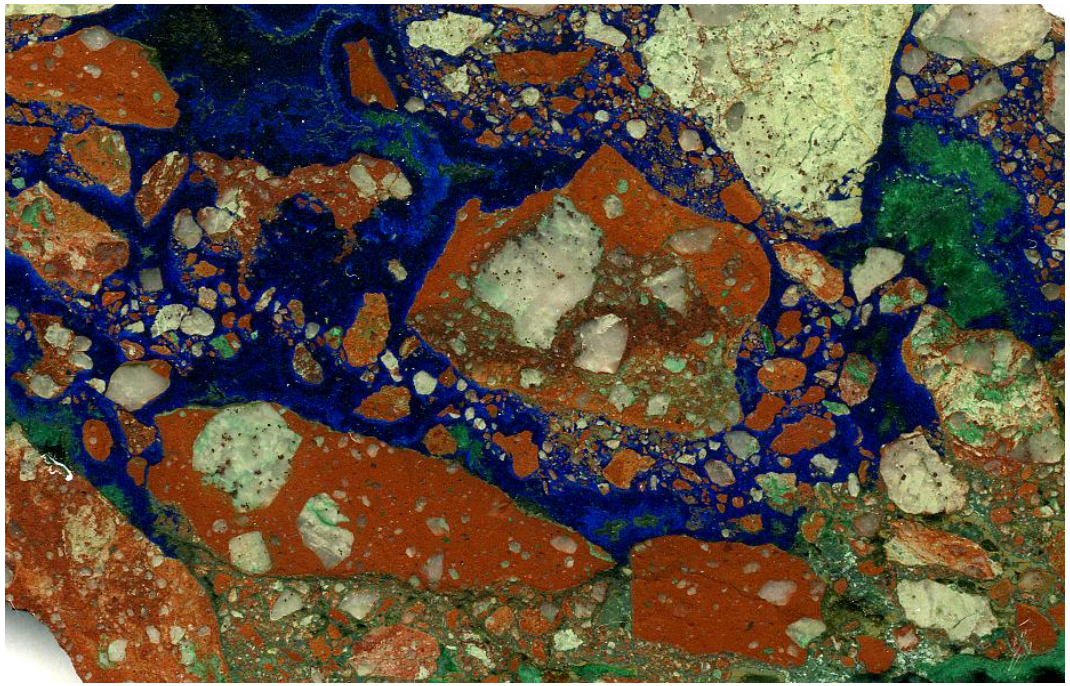
Gneiss: Muestra una textura en bandas más claras y más oscuras.

Mármol: Es una roca metamórfica compuesta de minerales carbonatados recristalizados. La textura es en general no foliada.

Rocas sedimentarias : En planetas que poseen atmósferas el material puede ser transportado por vientos, lluvia y líquidos (p. ej. agua). Estos sedimentos forman nuevas rocas sedimentarias. También pueden tener origen en los restos de organismos marinos. Según el tamaño de los granos sedimentarios formarán distintos tipos como las areniscas y rocas arcillosas.

Rocas sedimentarias del tipo areniscas y lutitas (rocas de granos muy finos del tamaño de la arcilla y limo). Formación Utrillas del Cretácico (Soria, españa).

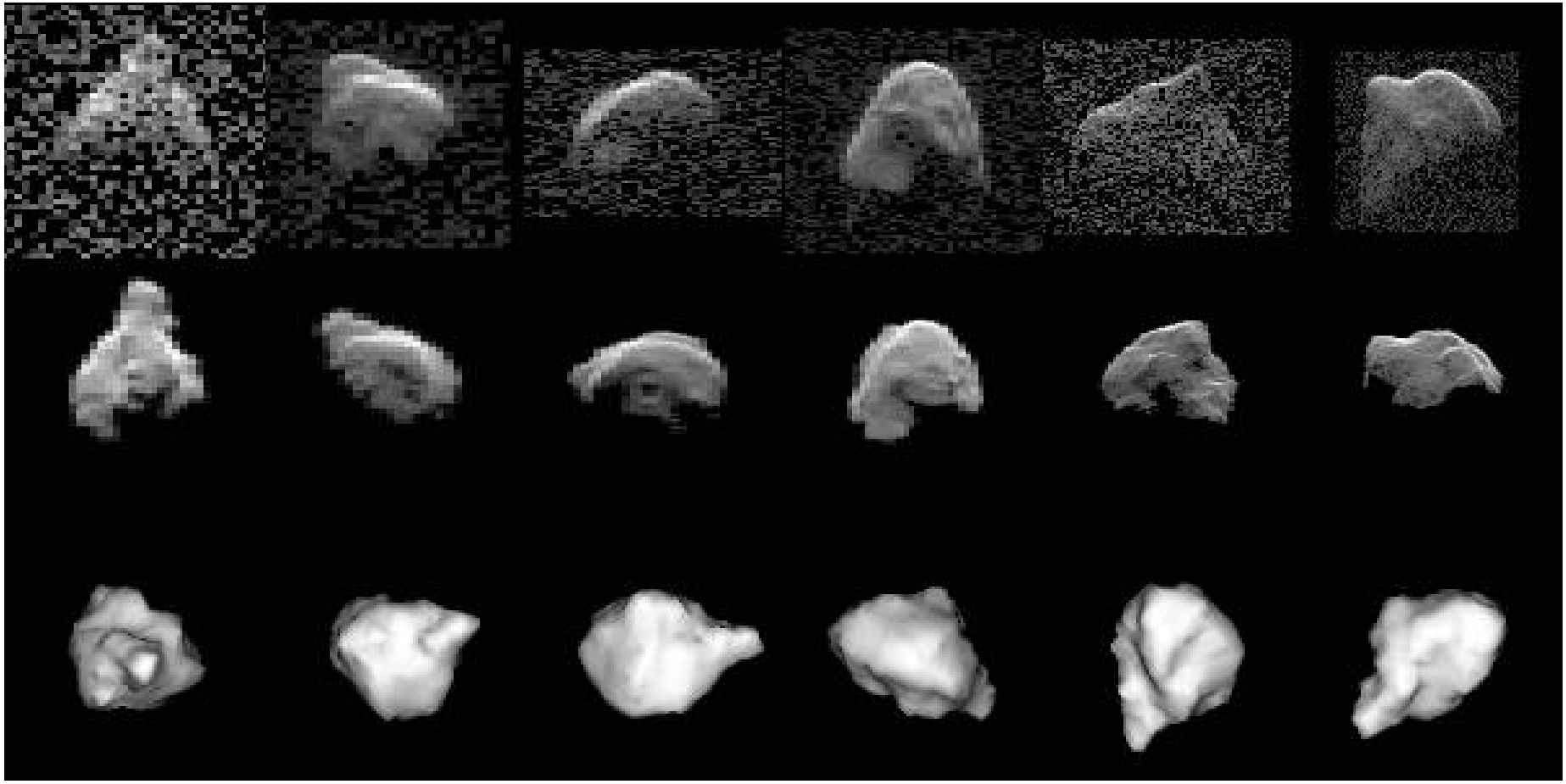
Brechas : Es una roca compuesta de fragmentos rotos de minerales o rocas cementadas por una matriz de granos finos de composición similar o diferente a la de los fragmentos. Algunas brechas pueden ser formadas por impacto y se las observa en cráteres de impacto.



Brecha cementada por granos finos de distintos colores.

Técnicas de observación de superficies

Mapeado con radar : Consiste en enviar señales de radar y registrar su eco. Para tener una buena relación señal/ruido se requieren grandes antenas como la de Arecibo. Se podrá discriminar el punto geográfico de donde procede la señal combinando 2 parámetros: el corrimiento Doppler, y 2) el tiempo de llegada de la señal. Se ha utilizado para estudiar las superficies de objetos cercanos a la Tierra (Luna, Venus, asteroides, cometas).

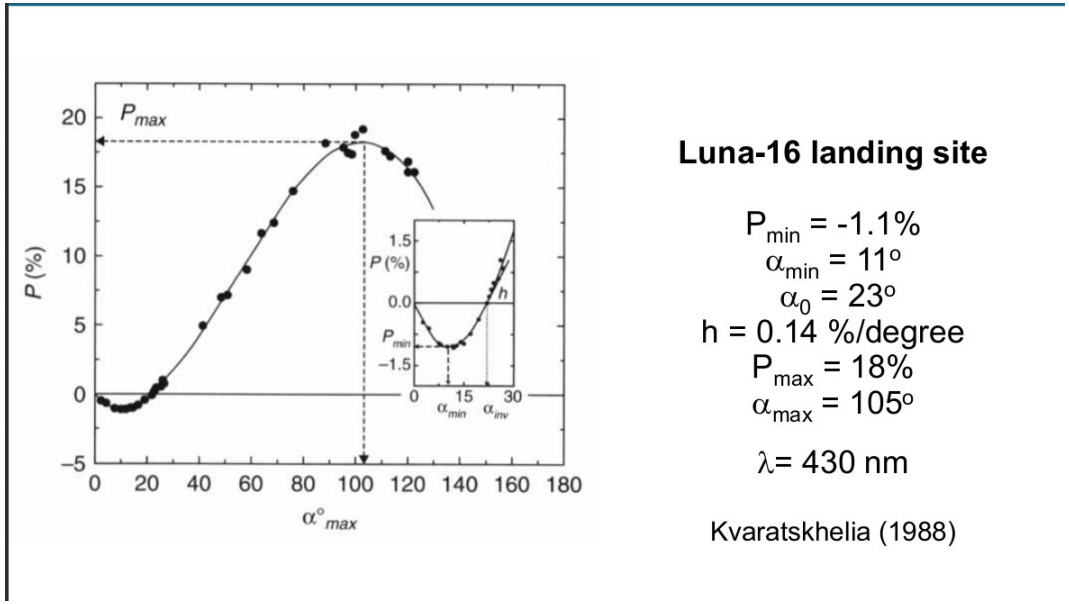


Imágenes de radar y modelo computacional del asteroide 1999 JM8.

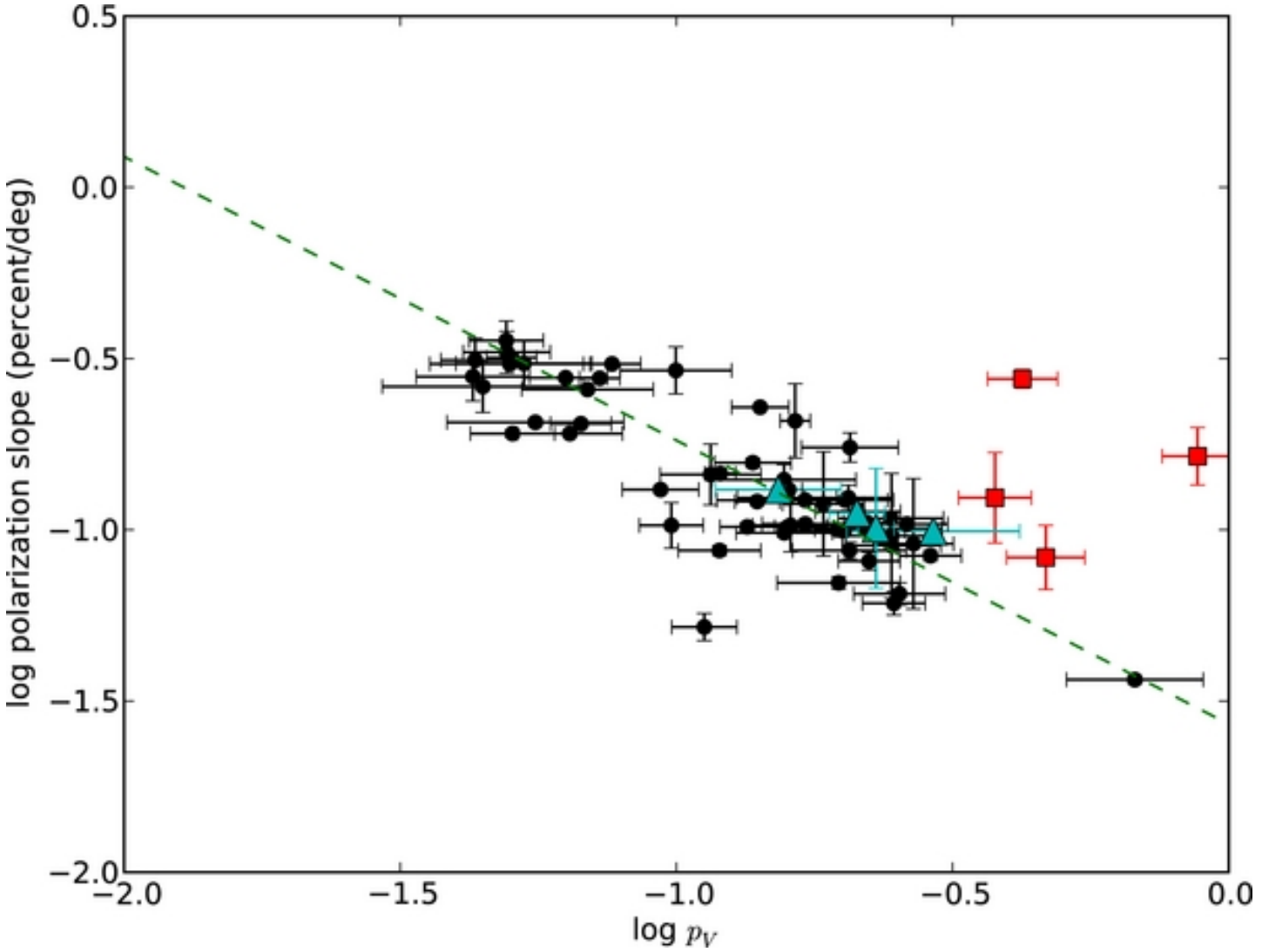
Polarimetría : El principio de este método se basa en que cuando la luz no polarizada (proveniente del Sol) incide sobre una superficie rugosa se difunde parcialmente polarizada. El grado de polarización P se define como:

$$P = \frac{I_\perp - I_\parallel}{I_\perp + I_\parallel}$$

donde $I_\perp$ e $I_\parallel$ son las intensidades de la luz difundida en las direcciones perperdicular y paralela al plano de difusión (plano que contiene el rayo incidente y el observado).

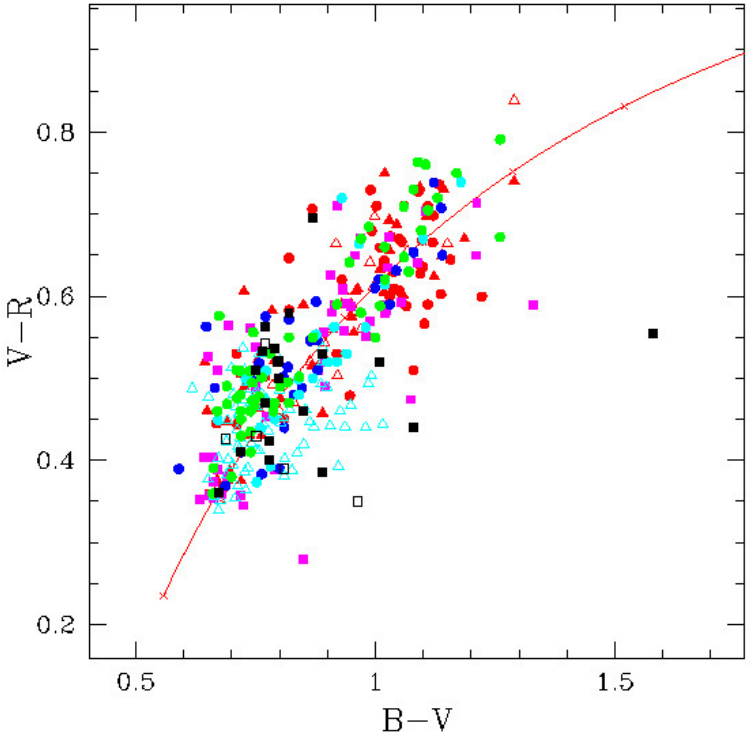


P es una función del ángulo de fase α. La forma de la curva brindará información sobre la textura de la superficie y su albedo que está asociado a la pendiente h.



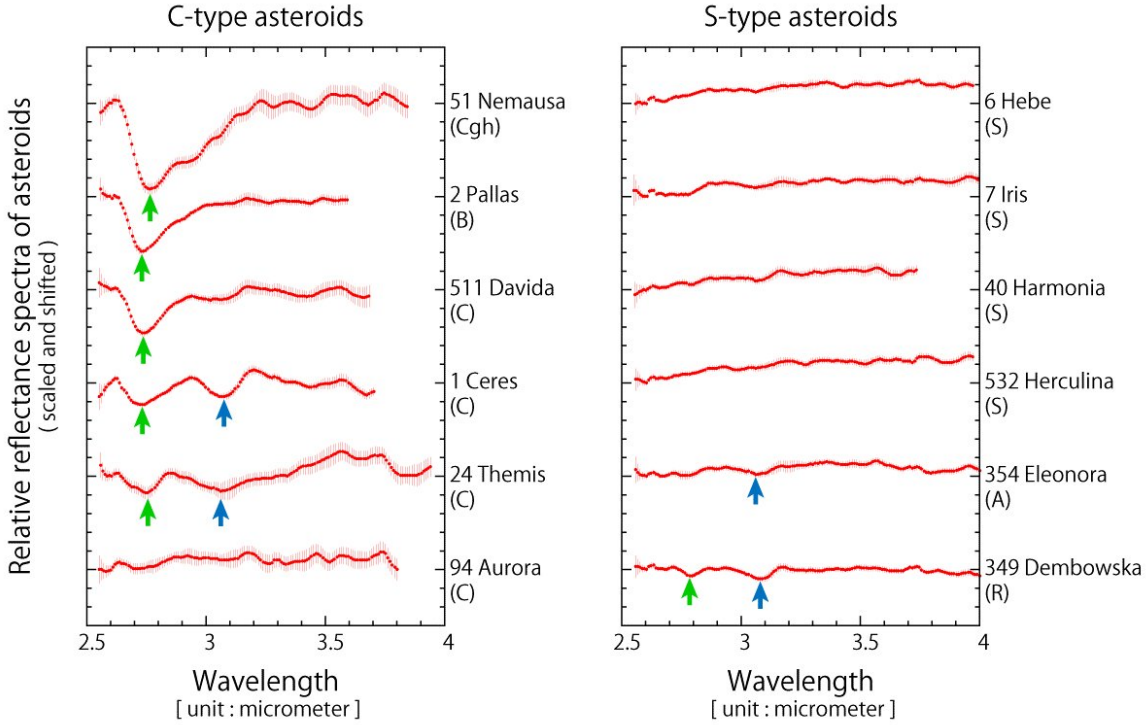
Determinación reciente de la relación entre la pendiente de polarización y el albedo geométrico con datos de WISE/NEOWISE. Cuadrados rojos: Hungarias, triángulos verdes: NEOs (Masiero et al. 2012).

Fotometría : Permite estudiar la textura y las propiedades mineralógicas de las superficies. Se puede estudiar como varía el brillo con el ángulo de fase, como su variación en distintos colores. Se usan varios sistemas los más comunes son el de banda ancha U, B, V, R, I, J (1.25 ± 0.15 μm), H (1.65 ± 0.15 μm) y K (2.20 ± 0.21 μm).



En la figura se pueden ver los colores (B-V) versus (V-R) de varias poblaciones de objetos: Plutinos (triángulo rojo), TNOs resonantes (otra que la 2:3) (triángulo vacío), Clásicos fríos (círculo rojo), Clásicos calientes (cuadrado lila), disco disperso (círculo azul), disco desacoplado (círculo celeste), Troyanos de Júpiter (triángulo vacío), Centauros (triángulo verde), cometas de la familia de Júpiter (triángulo negro), cometas de largo período (triángulo vacío). La curva roja es el lugar de objetos con un espectro de reflexión plano. Los colores correspondientes al Sol son: $(B\text{-}V)_\odot = 0.642$, $(V\text{-}R)_\odot = 0.354$.

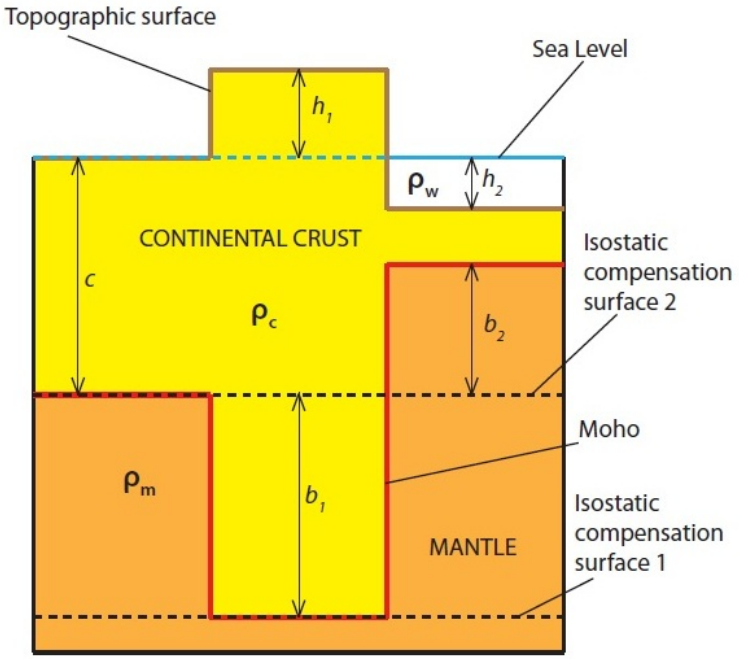
Espectroscopía : Los espectros de superficies sólidas se denominan de reflexión. La luz solar que incide sobre la superficie es difundida o absorbida por los granos minerales de la superficie. La fracción de luz que es reflejada hacia la Tierra puede variar con la longitud de onda. La medida de la fracción de luz reflejada requiere el uso de análogas solares que proveen espectros de comparación.



Espectros de reflexión de asteroides de tipos espectrales C y S en el infrarrojo. Se puede ver claramente en los tipo C (y algún tipo S) una banda de absorción alrededor de 2.7 μm atribuida a minerales hidratados (Indicada con la flecha verde), y otra banda de absorcion en 3.1 μm atribuida a hielo de H_2O o material rico en amoníaco (flecha azul).

Procesos geológicos

Isostasia : Es el estado de equilibrio gravitacional entre la corteza y el manto, tal que la corteza "flota" a una elevación que depende de su espesor y densidad. Cuando una cierta porción de la corteza alcanza el estado de isostasia, se dice que está en *equilibrio isostático*.



h_1 = elevation of mountain belt (above sea level)
h_2 = depth of marine basin (below sea level)
b_1 = thickness of crustal roots (below depth of Moho in a cratonic area)
b_2 = thickness of lithosphere mantle bulge (above depth of Moho in a cratonic area)
c = thickness of continental crust in an undeformed (cratonic) area (ca. 35 km)

ρ_w = density of sea water (ca. 1,000 Kg/m^3)
ρ_c = density of continental crust (ca. 2,800 Kg/m^3)
ρ_m = density of mantle (ca. 3,300 Kg/m^3)

El modelo en que se apoya es que dentro de un fluido en equilibrio estático, la presión hidrostática es la misma en cada punto a la misma elevación, o sea: $h_1\rho_1 = h_2\rho_2 .... = h_n\rho_n$. En el ejemplo de la figura donde tenemos una montaña de altura h_1 con una correspondiente cuenca marina de profundidad b_1, el equilibrio hidrostático significa:

$$\begin{aligned} (h_1 + c + b_1)\rho_c &= (c\rho_c) + (b_1\rho_m) \\ b_1(\rho_m - \rho_c) &= h_1\rho_c \\ \Longrightarrow \qquad b_1 &= \frac{h_1\rho_c}{\rho_m - \rho_c} \end{aligned}$$

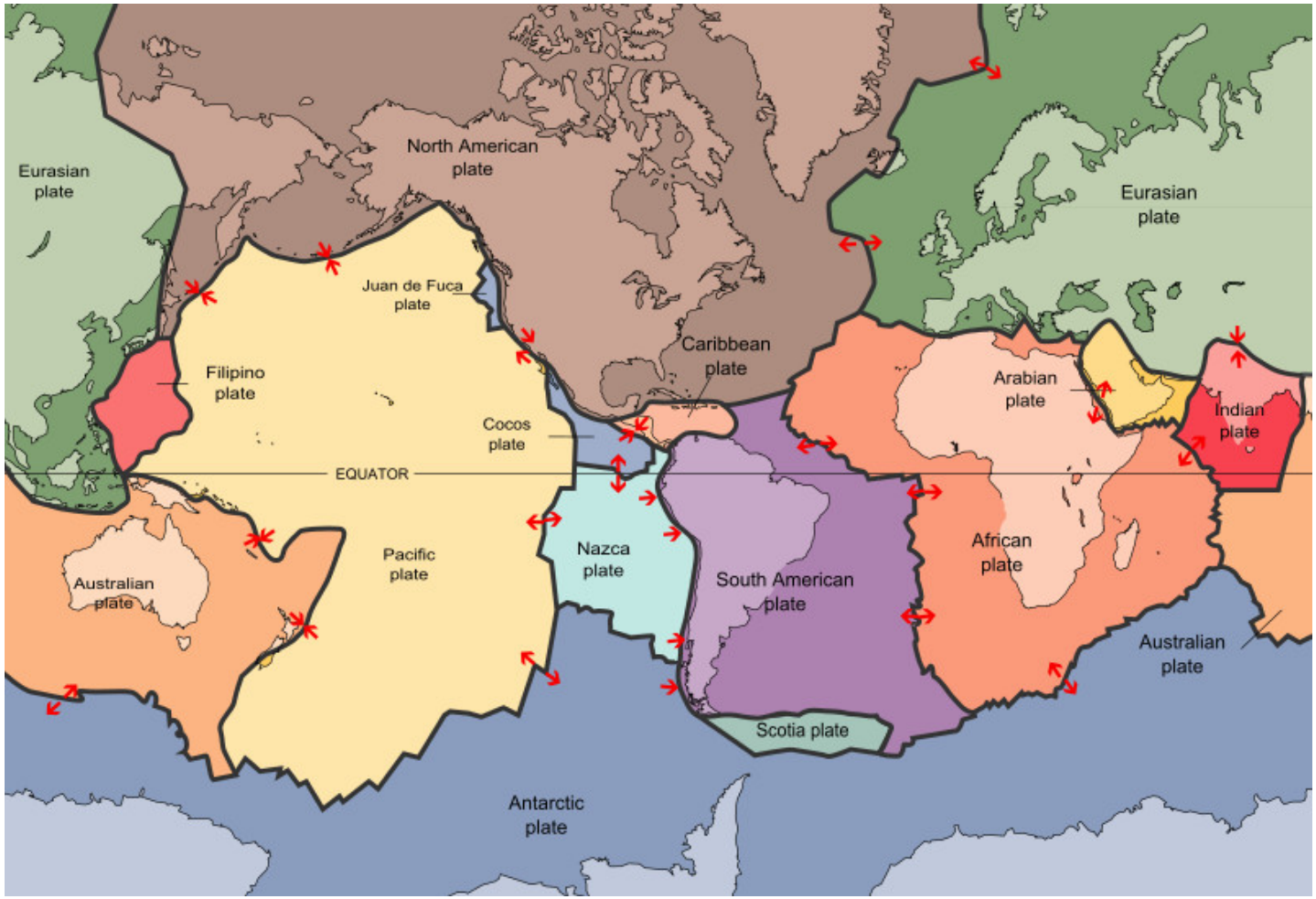
donde $\rho_m \simeq 3.3$ g cm^{-3} es la densidad del manto y $\rho_c \simeq 2.75$ g cm^{-3} la densidad de la corteza. Sustituyendo por los valores numéricos nos queda: $b_1 \simeq 5h_1$.

En el caso de una cuenca marina, el balance de la columna litosférica da:

$$\begin{aligned} c\rho_c &= (h_2\rho_w) + (b_2\rho_m) + [(c - h_2 - b_2)\rho_c] \\ b_2(\rho_m - \rho_c) &= h_2(\rho_c - \rho_m) \\ \Longrightarrow \qquad b_2 &= \left(\frac{\rho_c - \rho_w}{\rho_m - \rho_c}\right) h_2 \end{aligned}$$

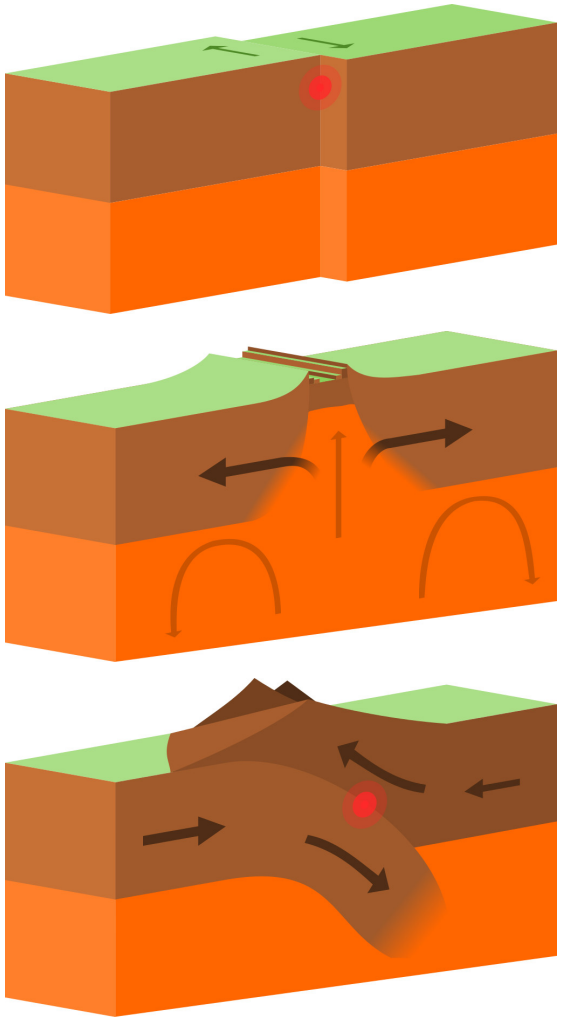
donde $\rho_w = 1$ g cm^{-3} es la densidad del agua. En este caso tenemos: $b_2 \simeq 3.2h_2$

Tectónica : La litosfera está partida en placas tectónicas que se van moviendo. La mayor parte del calor interior de la Tierra se libera a través de procesos tectónicos.



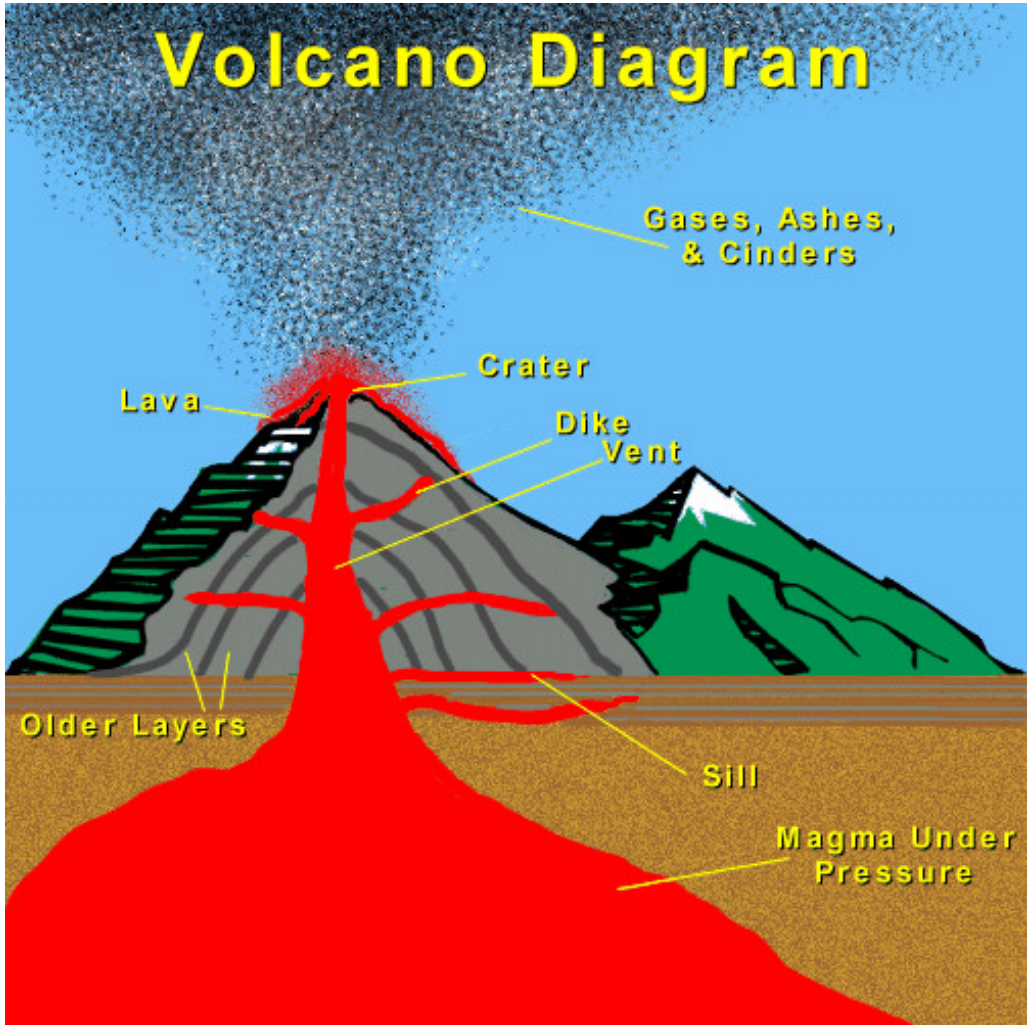
Las placas tectónicas mayores con sus bordes de interacción.

En los bordes de las placas en donde se presenta la mayor actividad tectónica (sismos, formación de montañas, actividad volcánica), ya que es donde se produce la interacción entre placas. Hay tres clases de límite:



Transformantes: son límites donde los bordes de las placas se deslizan una con respecto a la otra a lo largo de una falla.
Divergentes: son límites en los que las placas se separan unas de otras y, por lo tanto, emerge magma desde regiones más profundas (por ejemplo, la dorsal mesoatlántica formada por la separación de las placas de Eurasia y Norteamérica y las de Africa y Sudamérica).
Convergentes: son límites en los que una placa choca contra otra, formando una zona de subducción (la placa oceánica se hunde bajo la placa continental) o un cinturón orogénico (si las placas chocan y se comprimen). También se conocen como "bordes activos".

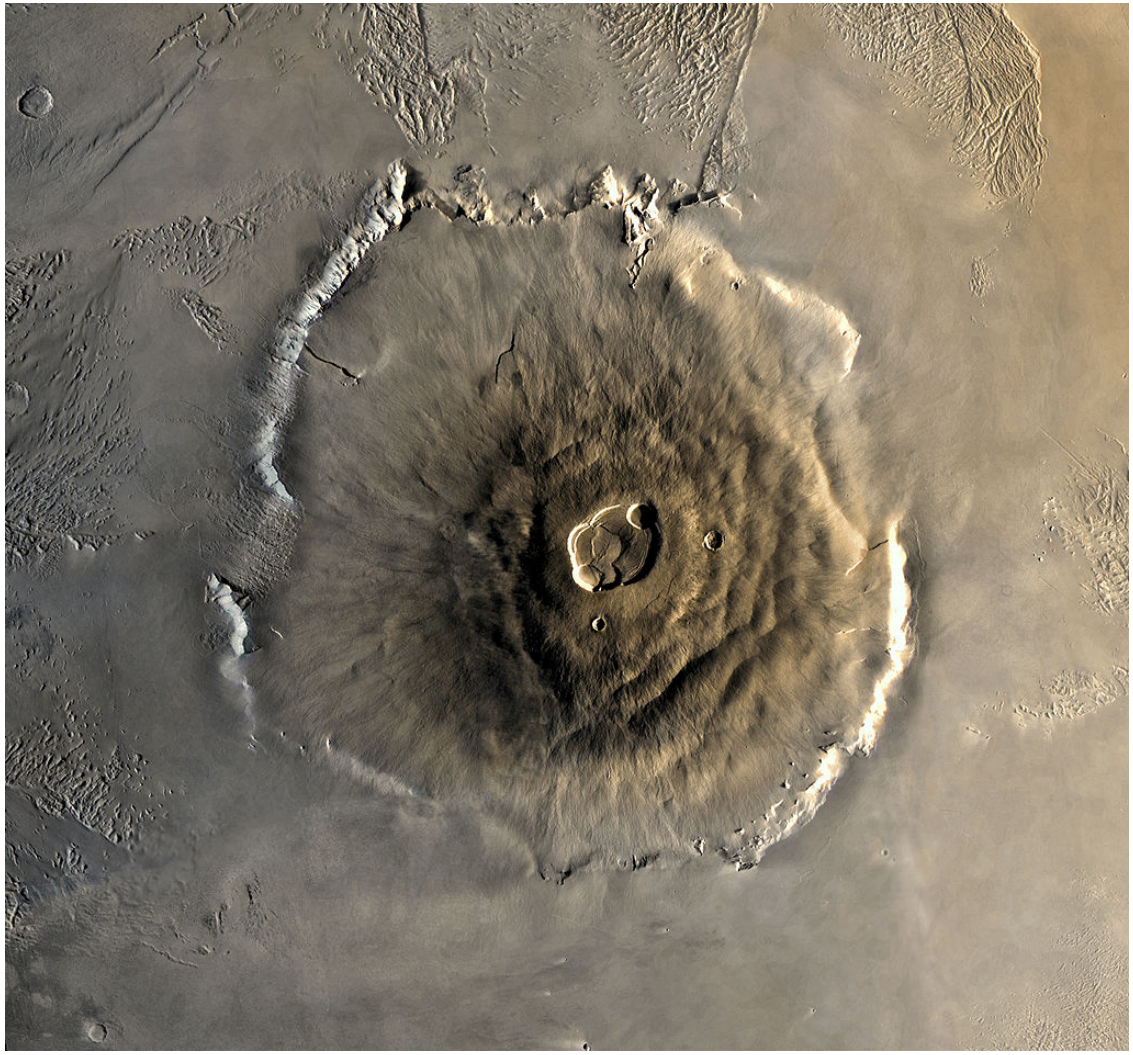
Volcanismo : Son lugares donde el magma alcanza la superficie. Volcanes activos sólo se han observado en la Tierra, Io y Encelado (criovolcanismo).



El derrame de lava va construyendo un cono volcánico.

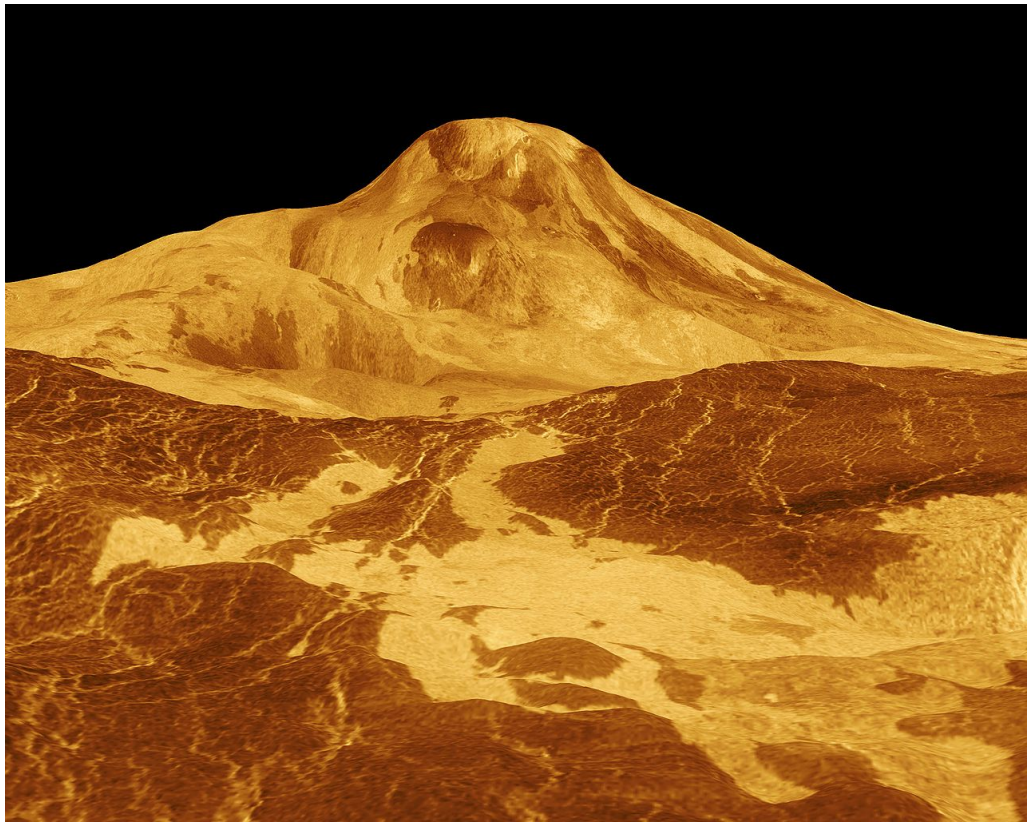
Volcanes en Marte

En Marte no se observa actualmente actividad volcánica, pero sí la hubo en el pasado como lo atestigua el cono volcánico Olympus Mons de unos 22 km de altura. Pudo haber derrame de lava unos 2 millones de años atrás.



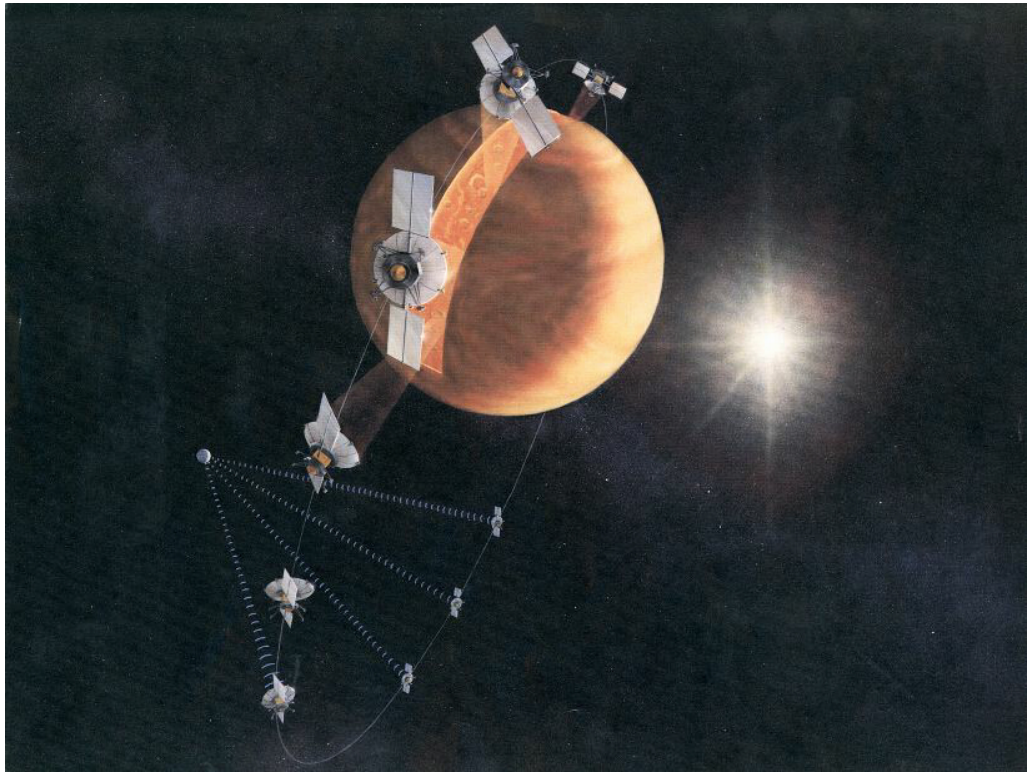
Volcanes en Venus

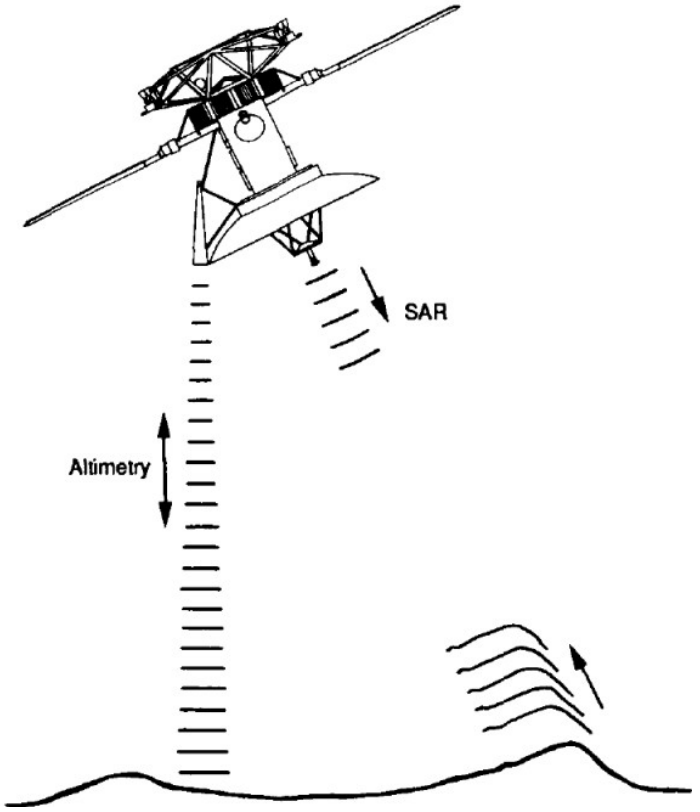
Venus es el planeta en que se observan más volcanes del sistema solar. Alrededor del 90% de la superficie es basalto y un 65% de la superficie consiste de una mosaico de planicies de lava volcánica. Imágenes de radar muestran más de 1000 estructuras volcánicas y evidencia de posible repavimentación periódica de la superficie por inundaciones de lava.



Maat Mons: Volcán de 8 km de altura. La escala vertical está multiplicada por un factor de 22.5 (imagen de radar tomada por la sonda Magellan).

Radarmapeado de Venus

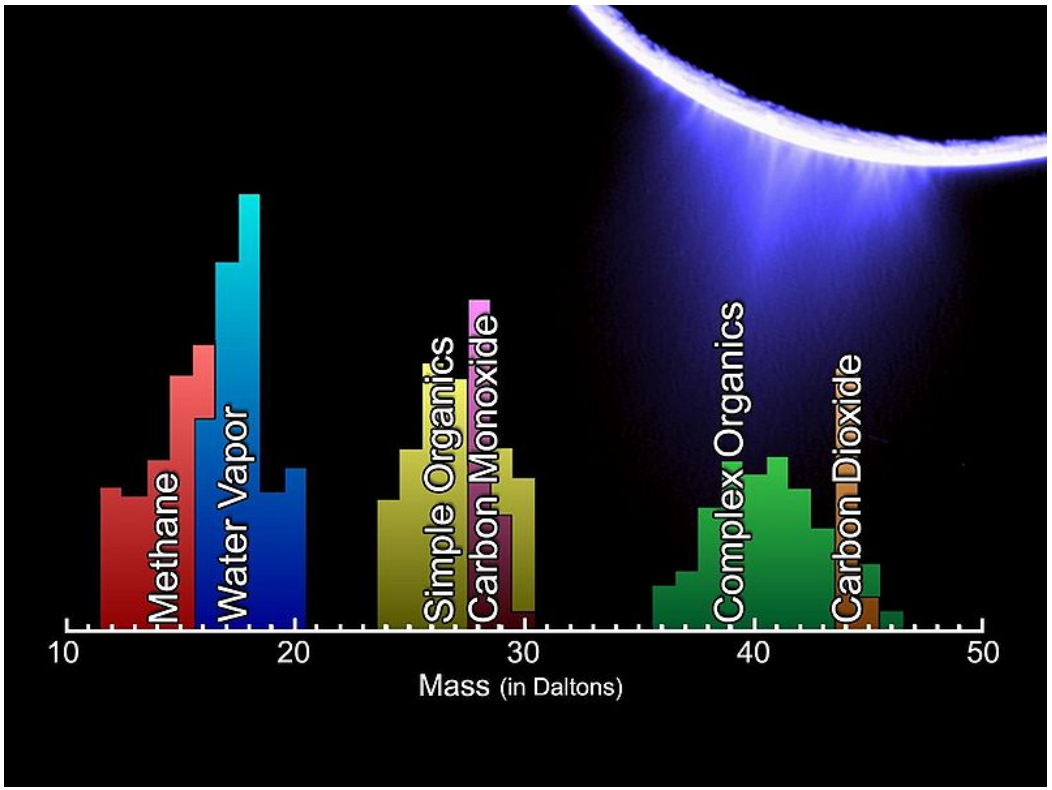


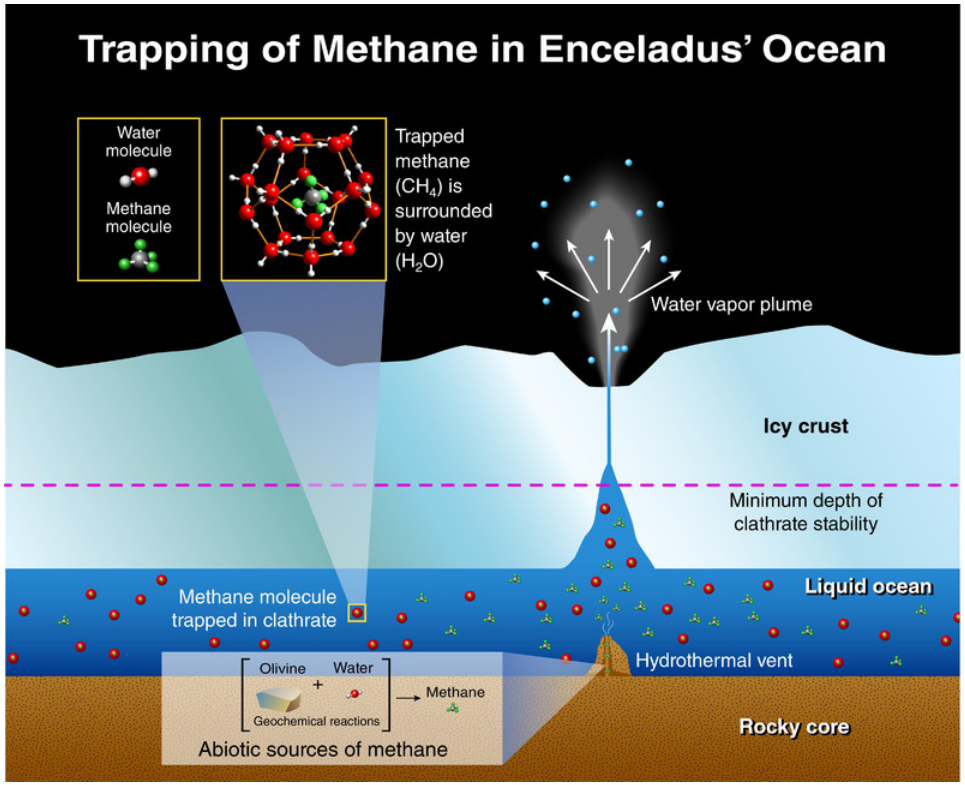


La sonda *Magellan* de la NASA fue lanzada en 1989 con el objetivo de mapear la superficie de Venus mediante un radar. La nave fue puesta en órbita alrededor del planeta.

Criovolcanismo

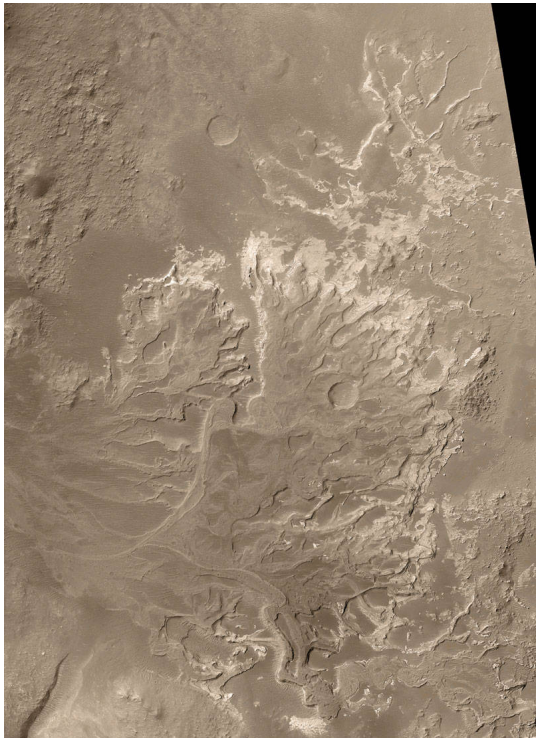
Actividad en Encelado: La misión *Cassini* descubrió plumas ricas en agua, lo que muestra que Encelado (sexta luna en tamaño de Saturno) es geológicamente activa. Se observan tipo géiseres proveniente de un "magma" interior, que no es roca fundida, sino que puede corresponder a un océano subterráneo. Esto también se traduce en regiones con superficie muy joven. La fuente de energía proviene esencialmente del calor disipado por mareas ya que Encelado está atrapado en la resonancia de movimiento medio 2:1 con Dione, otro satélite de Saturno.





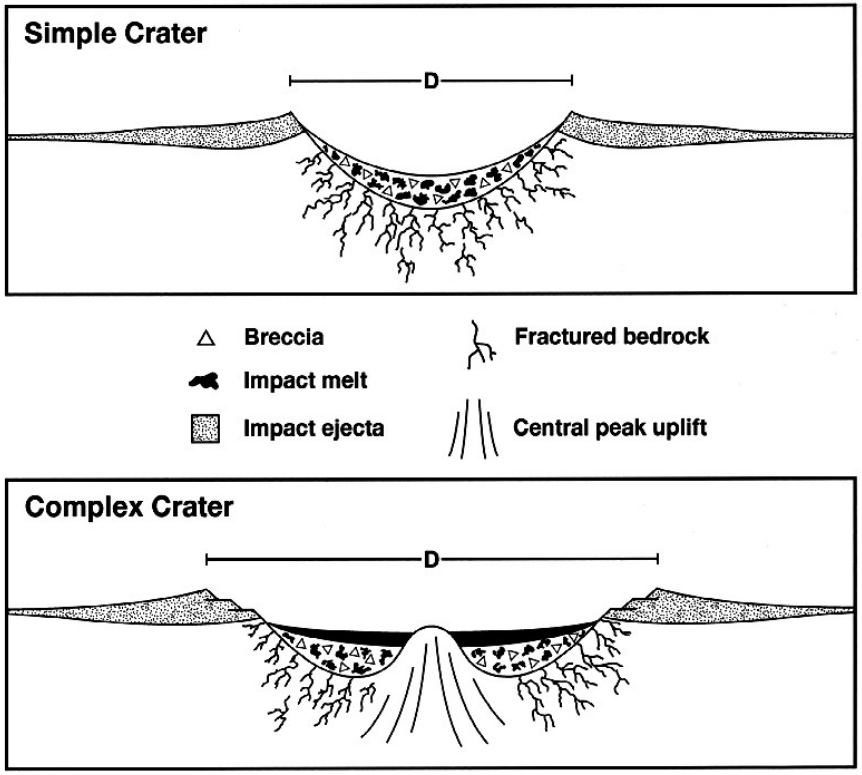
Efectos atmosféricos : Las atmósferas pueden alterar la superficie a través de diversos mecanismos: (a) dunas generadas por vientos que transportan la arena; (b) depósitos de hielo (H_2O o CO_2), glaciares; (c) procesos hidrológicos (lluvias, formación de ríos, lagunas, arrastre de material, procesos sedimentarios).

Campo de dunas en la parte más baja del cráter Victoria de unos 800 m (Mars Global Surveyor)



La imagen de un delta en forma de abanico muestra depósitos de sedimento transportado y endurecido en capas con crestas curvas. Esto es también una prueba de que el planeta tuvo ríos de larga duración (Mars Global Surveyor).

Impactos : Colisiones con objetos extraterrestres han contribuido a moldear las superficies planetarias. La colisión excava material en el punto de impacto dejando como secuela un cráter con un diámetro órdenes de magnitud mayor que el del proyectil.



Estructura de cráteres de impacto simple y compleja. La marca distintiva de un cráter de impacto es la presencia de roca que ha experimentado efectos metamórficos por shock, tales como brechas, rocas de alta temperatura, como esférulas y tektitas, formación de materiales a altas presiones tales como diamante y cuarzo en shock.

La distribución cumulativa de cráteres $N_c(> D)$ (número de cráteres con diámetro $> D$ por unidad de área) se suele ajustar a una ley potencial:

$$N_c(> D) = CD^{\alpha}$$

donde C es una constante y $\alpha \sim -2.5$ - -3.

La distribución dferencial es:

$$N(D) = \frac{dN_c}{dD} = C\alpha D^{\alpha-1}$$

El área ocupada por el cráteres con diámetros $D_1 < D < D_2$, suponiendo que no se superponen es

$$Area(D_1, D_2) = \int_{D_1}^{D_2} \pi (D/2)^2 N(D) dD$$

En general para $D < D_{sat}$ la superficie se satura de cráteres, es decir los cráteres se superponen, D_{sat} se obtiene aproximadamente a través de la siguiente condición:

$$4\pi R^2 = \int_{Dmax}^{D_{sat}} \pi (D/2)^2 N(D) dD$$

donde D_{max} es el máximo cráter que cumple la condición: $N_c(D_{max}) = 1$.

Los diámetros de los cráteres de impacto se pueden relacionar con los diámetros de los proyectiles que los producen mediante relaciones empíricas

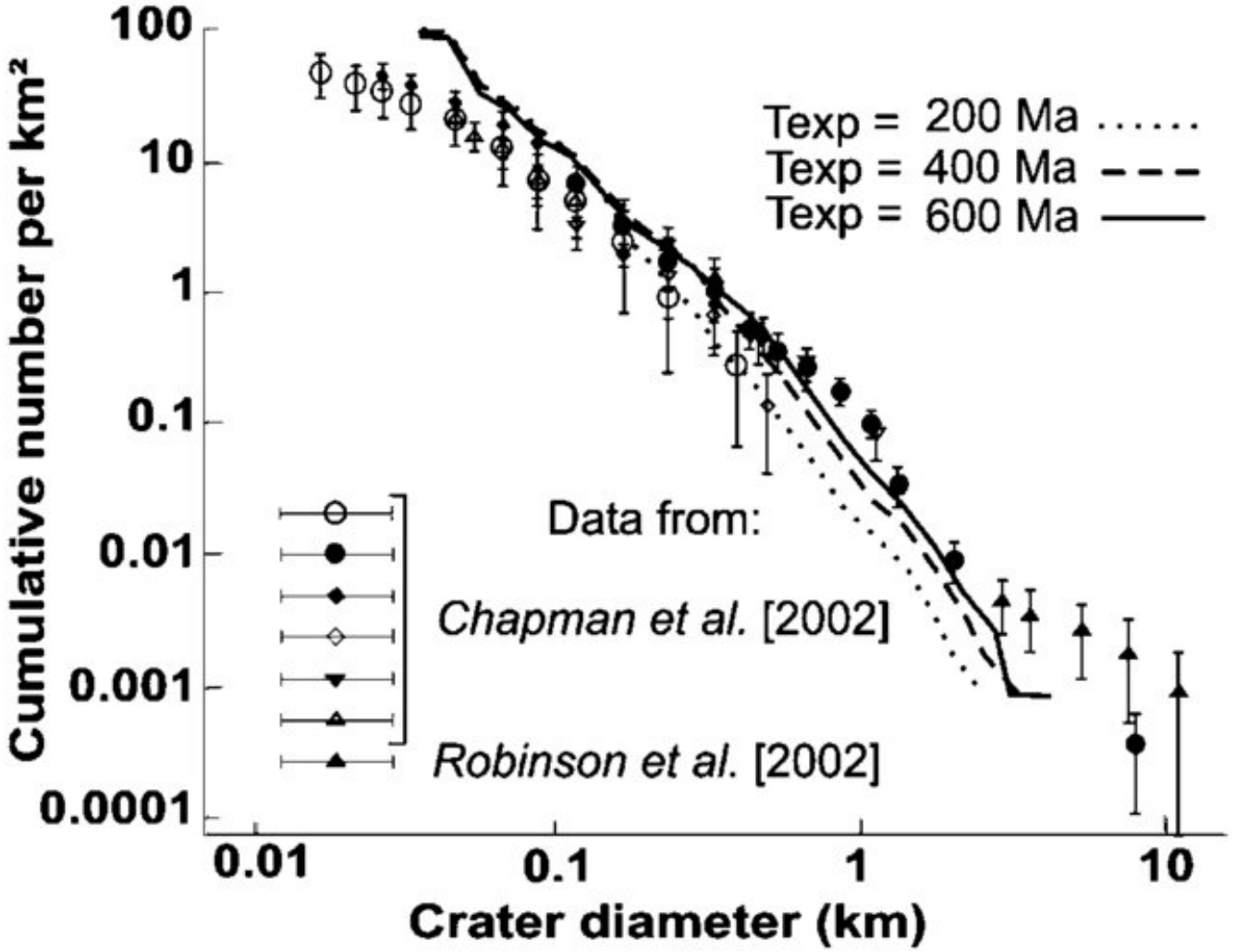
$$D_c = c_f K_n (W \rho_a / \rho_t)^{(1/3.4)}$$

donde c_f: es un factor de colapso del cráter (varía entre 1 y 1.4), $K_n \sim 0.074$ km kilotones$^{-(1/3.4)}$, $\rho_a \simeq 1.8$ g cm^{-3}, ρ_t: densidad media de las rocas superficiales, y W: es la energía cinética del proyectil de diámetro D, densidad δ y velocidad de impacto v. 1 kiloton de TNT equivale a 4.184×10^9 Joules. Tenemos

$$W = \pi D^3 \delta v^2 / (12 \times 4.19 \times 10^{19}) \text{ kilotones}$$

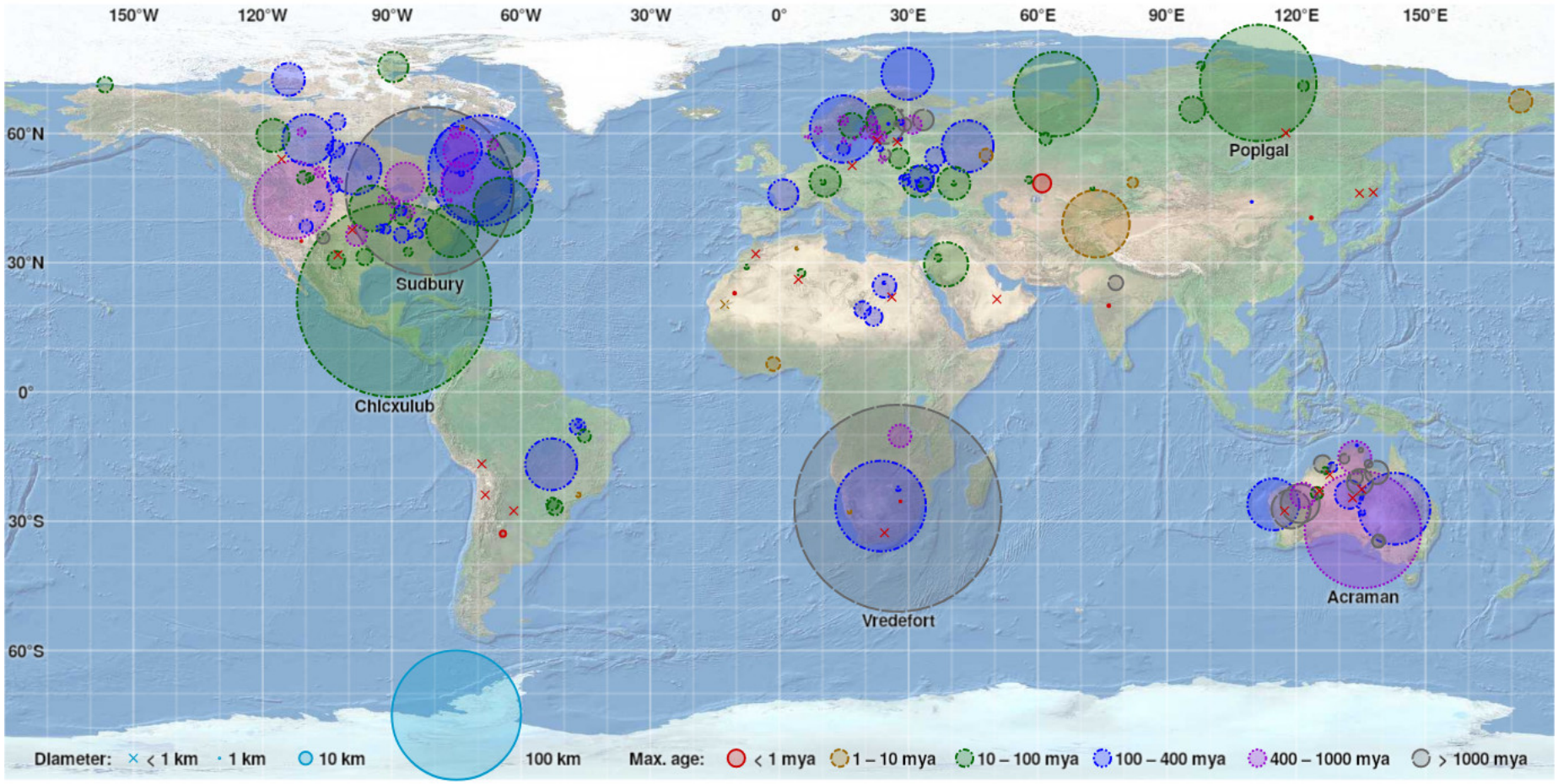
donde usamos unidades cgs.

A partir de estas ecuaciones podemos convertir diámetros de cráteres D_c en diámetros de proyectiles D.



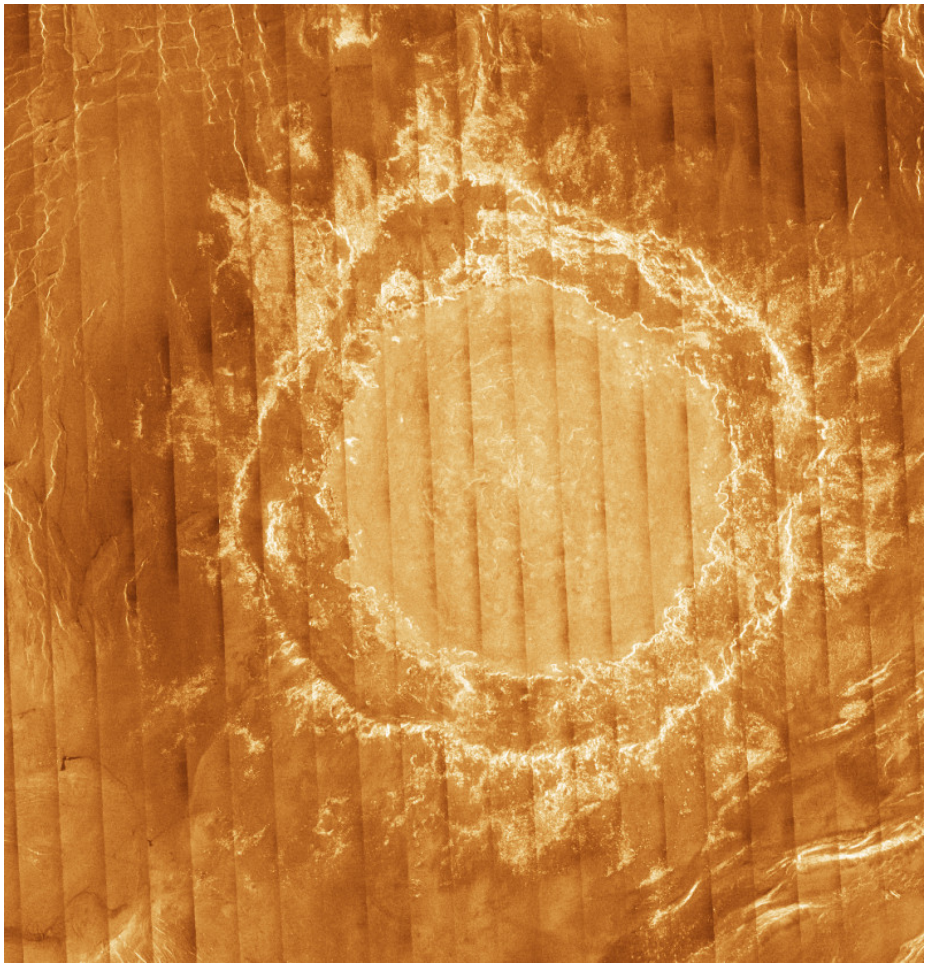
Distribución cumulativa de tamaños de cráteres de impacto sobre la superficie del asteroide Eros (por km^2) que muestran los mejores acuerdos con modelos que asumen tiempos de exposición en el cinturón principal de 400 y 600 millones de años. Eros tiene una superficie de 1125 km^2 y 13 de sus cráteres tienen diámetros > 1 km.

Cráteres identificados y datados en la Tierra



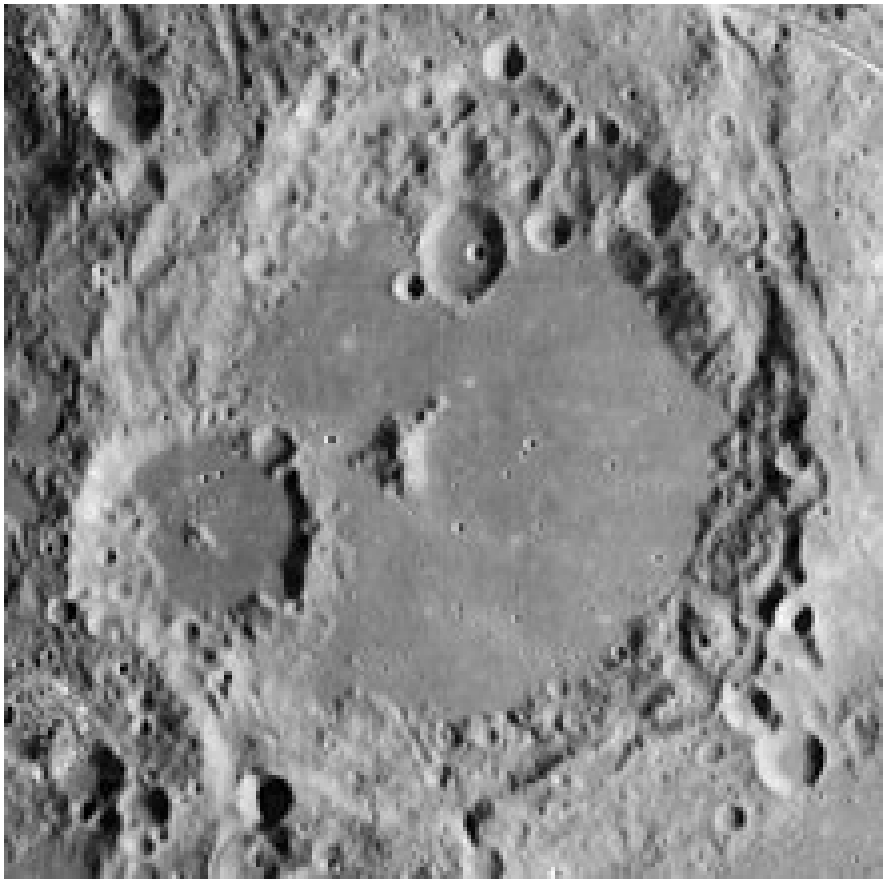
Pese a la erosión por el viento y el agua y a los movimientos tectónicos, la superficie de la Tierra conserva la huella de antiguos cráteres de impacto, el más antiguo de más de 2000 millones de años.

Cráteres en Venus



Aun en un planeta con una densa atmósfera como Venus se pueden identificar cráteres de impacto ocasionados por la colisión de objetos masivos que lograron penetrar su atmósfera hasta la superficie. Este es el caso del cráter Mead, el más grande que se ha identificado con un diámetro de 280 km. Imagen de radar desde la sonda Magellan de la NASA.

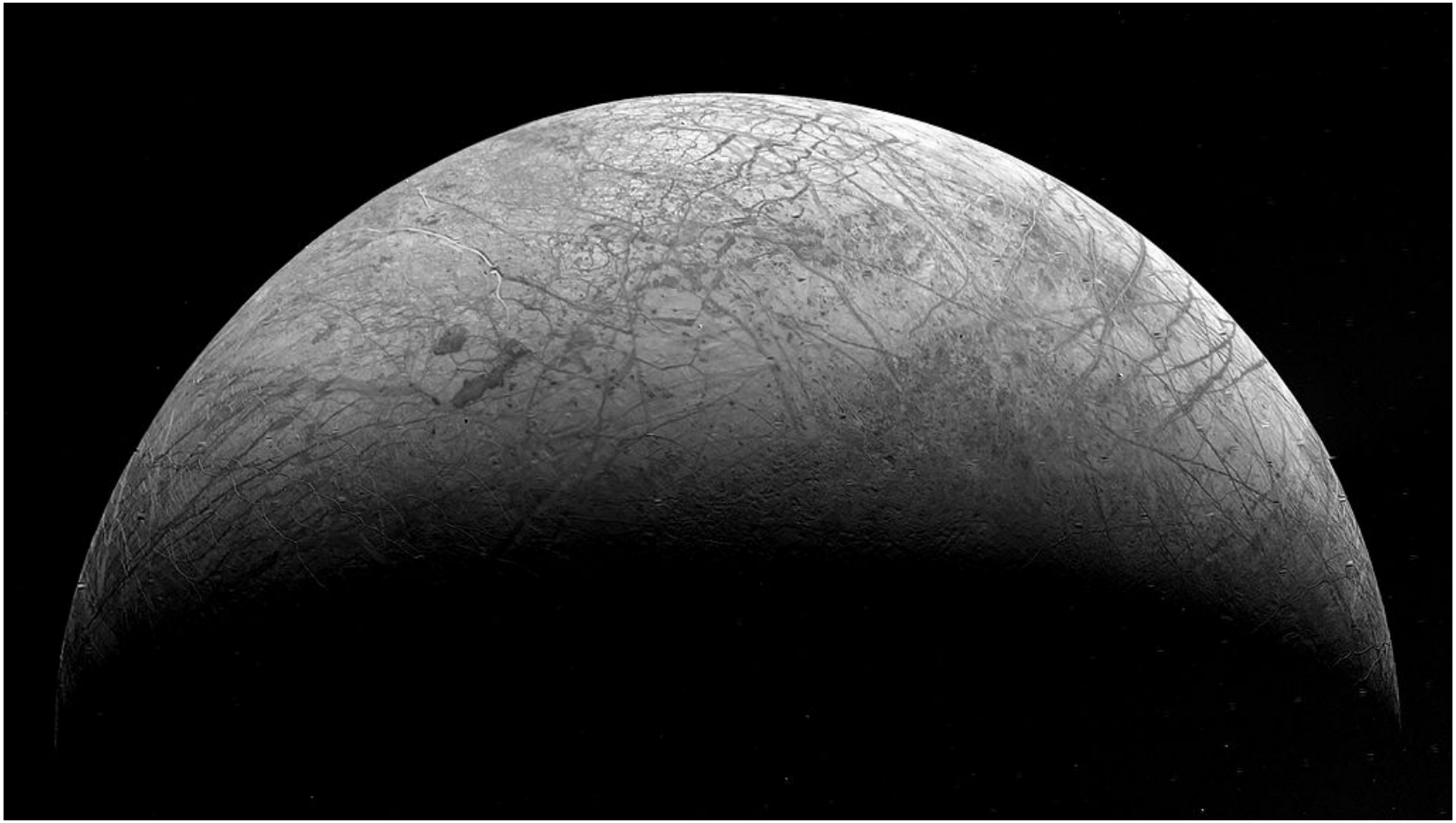
Cráteres en cuerpos sin atmósfera



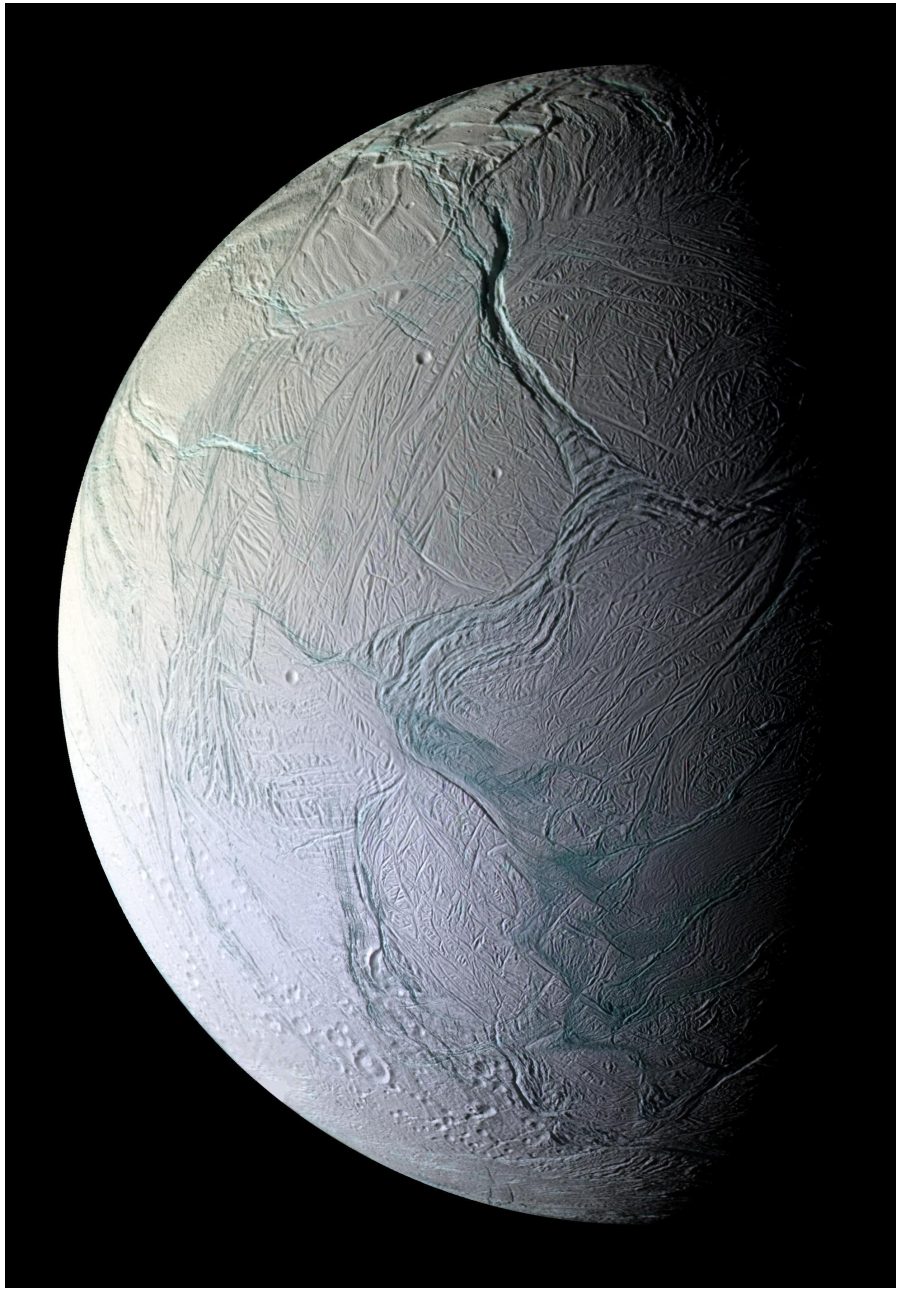
Cráter Albategnius en las tierras altas de la Luna de 129 km de diámetro y 4,4 km de profundidad

Superficie craterizada de Mercurio.

Cráteres en cuerpos sin atmósfera pero con superficies rejuvenecidas



Hay cuerpos sin atmósfera, como el caso del satélite de Júpiter Europa, que presentan superficie rejuvenecidas por procesos de criovolcanismo. Estas superficies muestran muy pocos cráteres.



Criovolcanismo y tectónica son responsables del rejuvenecimiento de la superficie de Encelado dejando las grandes planicies casi desprovistas de grandes cráteres. Los cañones y grietas son producidos por movimientos tectónicos.

Superficie de Plutón

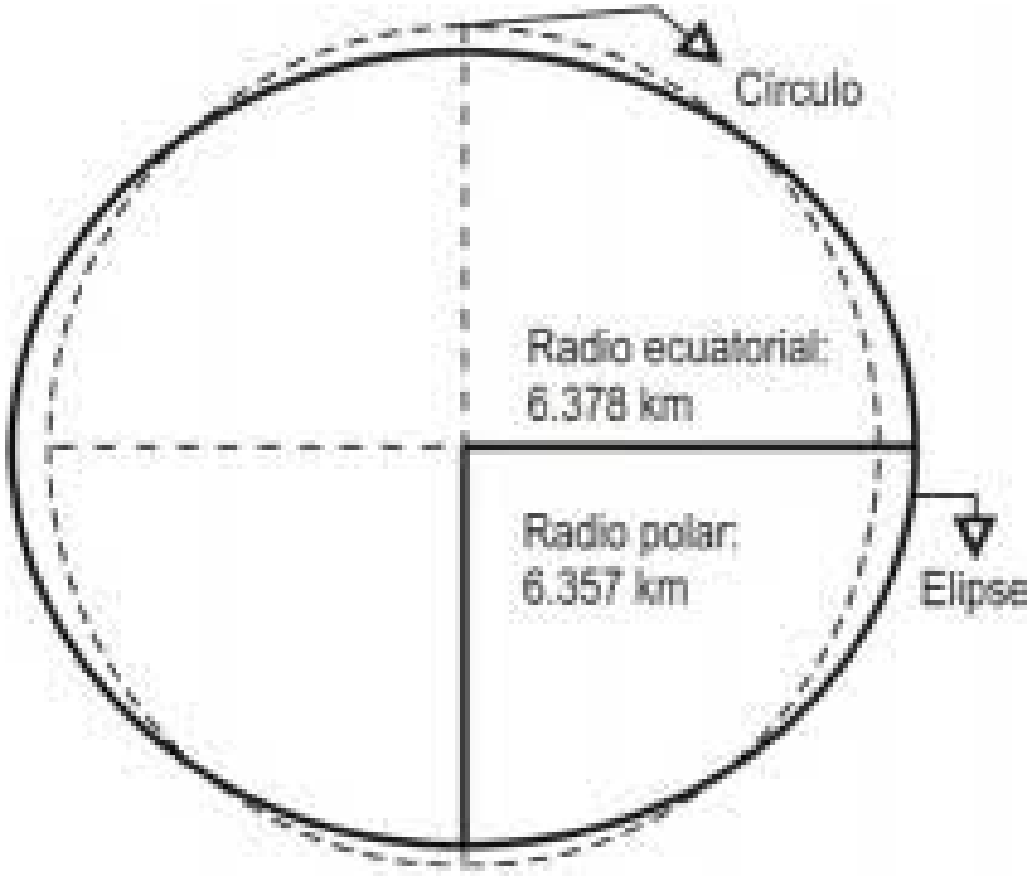
Es otro ejemplo de superficie rejuvenecida por la deposición de hielos de nitrógeno y metano en la planicie Sputnik. La ausencia de cráteres indica que es una superficie muy joven, estimada en unos 1.8×10^5 años. Hay también zonas antiguas, craterizadas de coloración parduzca debida a la presencia de materia orgánica del tipo de las tolinas (creadas cuando partículas cargadas del viento solar interactúan con mezclas de nitrógeno y metano (imagen de *New Horizons*).

TEMA 6: Interiores planetarios

* Gravedad y figura de un planeta.
* Modelos del interior de la Tierra.
* Ondas sísmicas.
* Campo magnético.
* Interior de la Luna.
* Interiores de los planetas terrestres.
* Interiores de los planetas gigantes.
* Interiores de algunos satélites y planetas enanos.

Achatamiento polar

La rotación del planeta dará lugar a un achatamiento debido a la fuerza centrífuga.



Si el cuerpo está en equilibrio las presiones de las columnas ecuatorial y polar se deben igualar en el centro:

$$p_E = p_P$$

Asumamos que el planeta tiene una densidad uniforme ρ_o, las presiones p_E y p_P están dadas por:

$$p_E = g_E \rho_o R_E$$
$$p_P = g_P \rho_o R_P$$

donde R_E y R_P son los radios ecuatorial y polar del planeta.

Las aceleraciones g_E y g_P están dadas por:

$$dp_E = \rho_o R_E dg_E = \rho_o \left[-\frac{GM}{R^3} r + r\omega^2 \right] dr$$

donde M y R son la masa y el radio promedio del planeta, y ω es la velocidad angular de rotación del planeta. Integrando queda:

$$R_E g_E = \int_0^{R_E} -\frac{GMr}{R^3} dr + r\omega^2 dr = -\frac{GMR_E^2}{2R^3} + \frac{R_E^2 \omega^2}{2}$$

Para el radio polar tenemos una relación más simple ya que no hay aceleración centrífuga:

$$R_P dg_P = -\frac{GMr}{R^3} dr$$

$$R_P g_P = -\frac{GMR_P^2}{2R^3}$$

Igualando estas ecuaciones, introduciendo el *achatamiento polar*, definido como: $e = (R_E - R_P)/R_E$, y haciendo algunas simplificaciones ($R_E + R_P \sim 2R$; $R_E \sim R$), nos queda:

$$e \sim \frac{\omega^2 R^3}{2GM}$$

Vemos que el achatamiento es del orden del cociente de la aceleración centrífuga sobre la aceleración de la gravedad.

Caso de la Tierra: $\omega = 7.27 \times 10^{-3}$ s^{-1}, $M = 6 \times 10^{27}$ g, $R = 6.4 \times 10^8$ cm. Sustituyendo estos valores nos queda: $e \simeq 1.73 \times 10^{-3}$, que se puede comparar con una determinación más precisa $e \simeq 1/300 \simeq 3.3 \times 10^{-3}$.

Grado de concentración de materia hacia el núcleo

Se vió en el Capítulo 2 que estaba relacionado el momento de inercia I del objeto en torno a su eje polar. Para una esfera de radio R y masa M está dado por:

$$I = \alpha M R^2$$

Donde $\alpha = 0.4$ para un cuerpo de densidad uniforme. Cuerpos con concentración de masa hacia el centro (como los planetas) tendrán momentos de inercia $\alpha < 0.4$.

El segundo armónico J_2 del desarrollo del potencial gravitacional y el achatamiento polar son importantes porque están relacionados a la distribución de masa en el interior del planeta.

Modelo de interior planetario. Ecuación de estado

Consideremos un planeta isotérmico en equilibrio hidrostático en que la densidad puede ser descripta como $\rho = \rho(r)$. El *módulo de elasticidad de volumen*, K, del material se define como:

$$K = \lim_{\Delta V \to 0} \left(-V \frac{\Delta P}{\Delta V} \right) = -V \frac{\partial P}{\partial V}$$

que describe la variación de volumen bajo una presión hidrostática.

Teniendo en cuenta que $M = V\rho$, nos queda:

$$\frac{\partial M}{\partial V} = V \frac{\partial \rho}{\partial V} + \rho = 0$$
$$\frac{V}{\partial V} = -\frac{\rho}{\partial \rho}$$

Sustituyendo en la ecuación que define K nos queda:

$$K = \rho \frac{\partial P}{\partial \rho}$$

Para muchos materiales el módulo K se puede expresar como (hipótesis de Bullen):

$$K = K_o + bP$$

donde valores típicos son: $K_o \sim 2 - 3 \times 10^{12}$ bar y $b \sim 3.5$ (NOTA : 1 bar $\sim$ 1 atm $\sim$ 10^6 barias (dinas/cm^2) $\sim 10^5$ Pa).

La ecuación de equilibrio hidrostático nos da:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho g_t$$

donde $g_t = GM_r/r^2 - \omega^2 r \cos^2 \phi$.

La masa M_r dentro de un radio r está dada por:

$$M_r = 4\pi \int_0^r r^2 \rho(r) dr$$

Con este sistema de ecuaciones podremos calcular $P(r)$ y $\rho(r)$.

Ondas sísmicas

Constantes elásticas: Vamos a considerar el caso simplificado de un material isótropo y homogéneo (no cristalino). Ya definimos el módulo de comprensibilidad (isotérmica) K. El esfuerzo (fuerza por unidad de área) aplicado al material es proporcional al estiramiento fraccional, o sea:

$$\frac{F}{A} = Y \times \frac{\Delta l}{l}$$

donde Y se conoce como el $módulo\ de\ Young$.

Cuando se estira un bloque de material, se contrae a ángulos rectos. Si a y b son las direcciones a ángulos rectos, se cumple:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{\Delta b}{b} = -\sigma \frac{\Delta l}{l}$$

donde σ es otra constante del material conocida como la $razón\ de\ Poisson$.

Las constantes elásticas están relacionadas entre si por medio de la ecuación:

$$K = \frac{Y}{3(1-2\sigma)}$$

Como K tiene que ser positivo (de lo contrario habría un aumento del volumen bajo presión hidrostática) se debe cumplir:

$$\sigma < \tfrac{1}{2}$$

Todavía nos queda por definir otra constante elástica que concierne al cambio de forma sin afectar el volumen. Esto ocurre cuando se aplica un esfuerzo de corte g sobre el material que provocará una torsión de ángulo ϕ. Se tiene la siguiente relación: $g = \mu\phi$, donde μ es el *módulo de torsión* o *coeficiente de rigidez*. Se tiene la siguiente relación:

$$\mu = \frac{Y}{2(1+\sigma)}$$

La barra de torsión: Ondas de corte: Si en una varilla torcemos de golpe uno de sus extremos, una onda de torsión la recorrerá a lo largo de la varilla. La ecuación de la onda (unidimensional) viene dada por:

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} - \frac{\rho}{\mu}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = 0$$

La velocidad de propagación de la onda es:

$$v_{corte} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

Ondas longitudinales: Cuando ejercemos presión en un medio elástico podemos provocar ondas longitudinales en las cuales los desplazamientos son en la misma dirección de propagación de la onda. Consideremos el ejemplo de una varilla de longitud l sobre el eje $\vec{x}$ al que le aplicamos una fuerza que le ocasiona una deformación longitudinal Δl. Esto ocasionará una onda en la dirección longitudinal descripta por la ecuación de ondas:

$$\frac{\partial^2 l}{\partial t^2} - \frac{Y'}{\rho}\frac{\partial^2 l}{\partial x^2} = 0$$

donde

$$Y' = \tfrac{4}{3}\mu + K$$

La velocidad de propagación de las ondas longitudinales está dada por:

$$v_{long} = \sqrt{\frac{(\frac{4}{3}\mu + K)}{\rho}}$$

Comparando las 2 velocidades se tiene que siempre se verfica:

$$v_{long} > v_{corte}$$

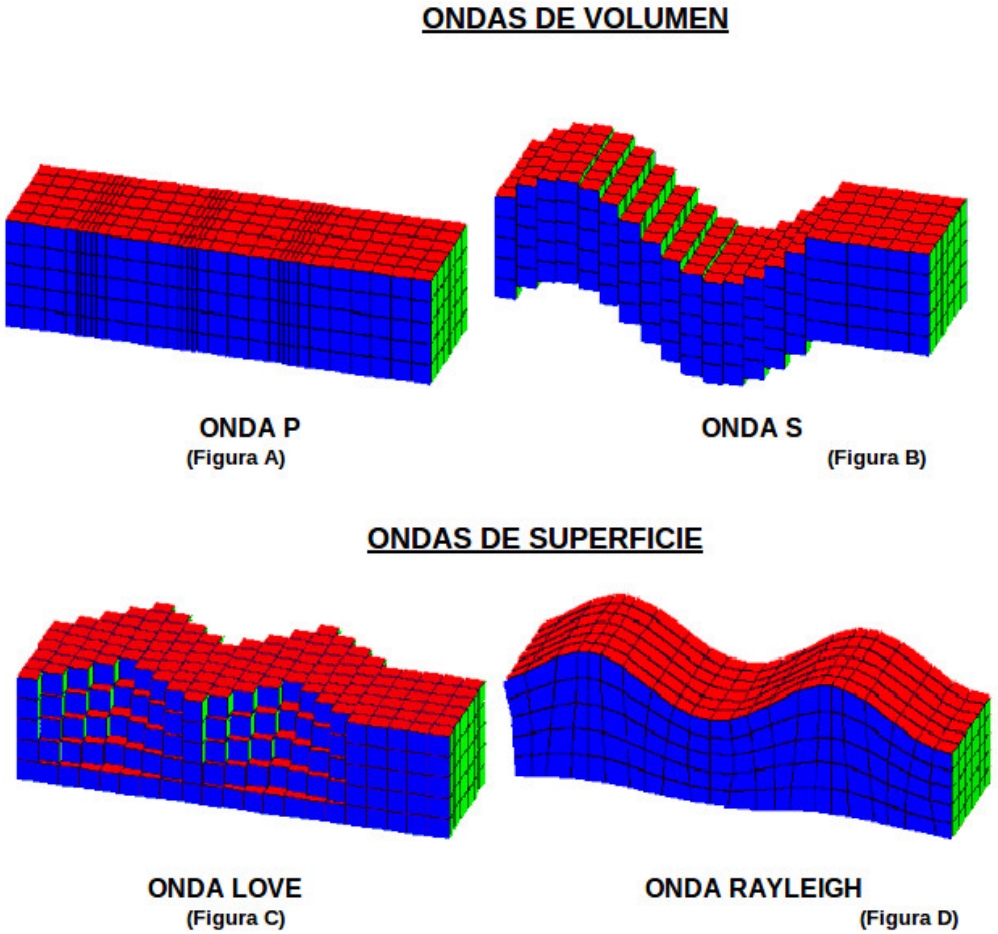
Las ondas longitudinales viajan siempre más rápido que las transversales. Las primeras se propagan por una serie de "empujones" y "tirones" que involucran un cambio de volumen sin esfuerzo de corte.

En sismología a las ondas longitudinales se le llaman $primarias$ (P) y a las de corte $secundarias$ (S), debido a que las ondas P llegan primero a un punto de la Tierra que las S. Las ondas P pueden viajar a través de cualquier tipo de material líquido o sólido. Velocidades típicas son 1450 m/s en el agua y cerca de 5000 m/s en el granito.

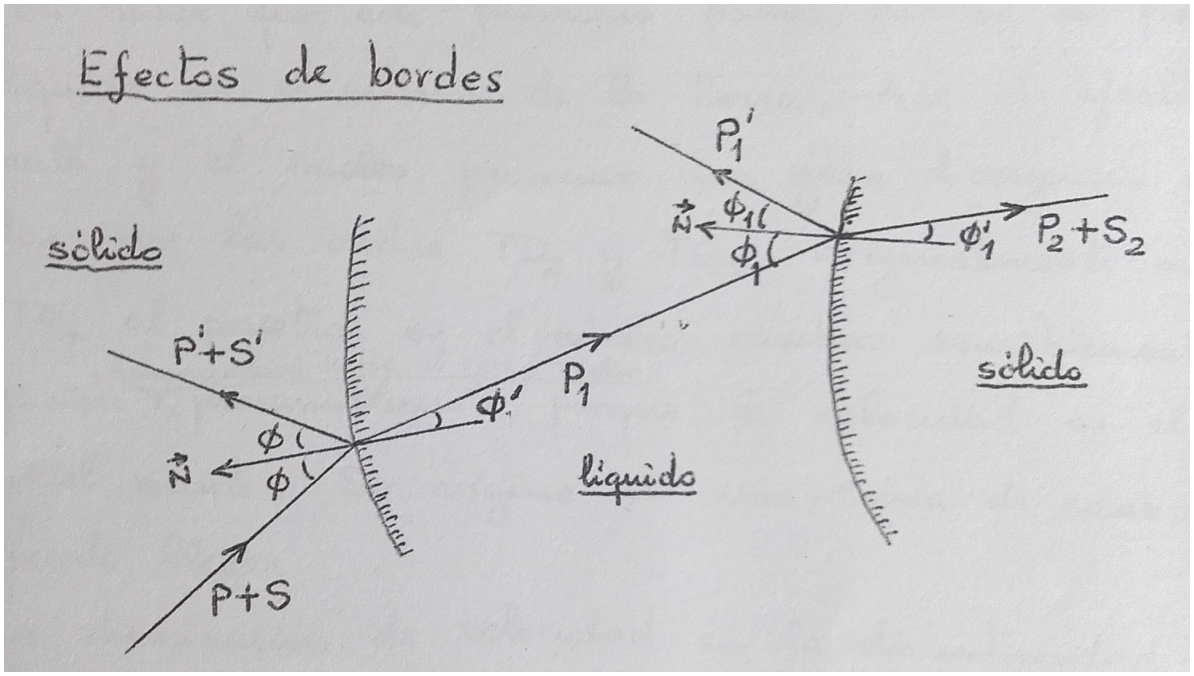
De aqui en adelante le llamaremos a la velocidad de las ondas primarias v_P y a la de las ondas secundarias v_S.

Para un medio líquido el coeficiente de rigidez $\mu = 0$, por lo tanto $v_S = 0$. Las ondas S no se pueden propagar en un medio líquido.

Ondas superficiales: Las *ondas Rayleigh* son ondas superficiales que producen un movimiento elíptico retrógrado del suelo y se desplazan a una velocidad un poco menor que las ondas S. Las *ondas de Love* son ondas superficiales que producen un movimiento horizontal de corte en superficie. Su velocidad de desplazamiento es similar a la de las ondas Rayleigh.



Efectos de bordes: Reflexión y refracción: Las ondas sísmicas están sujetas a fenómenos de reflexión y refracción cuando atraviesan medios de diferentes propiedades.



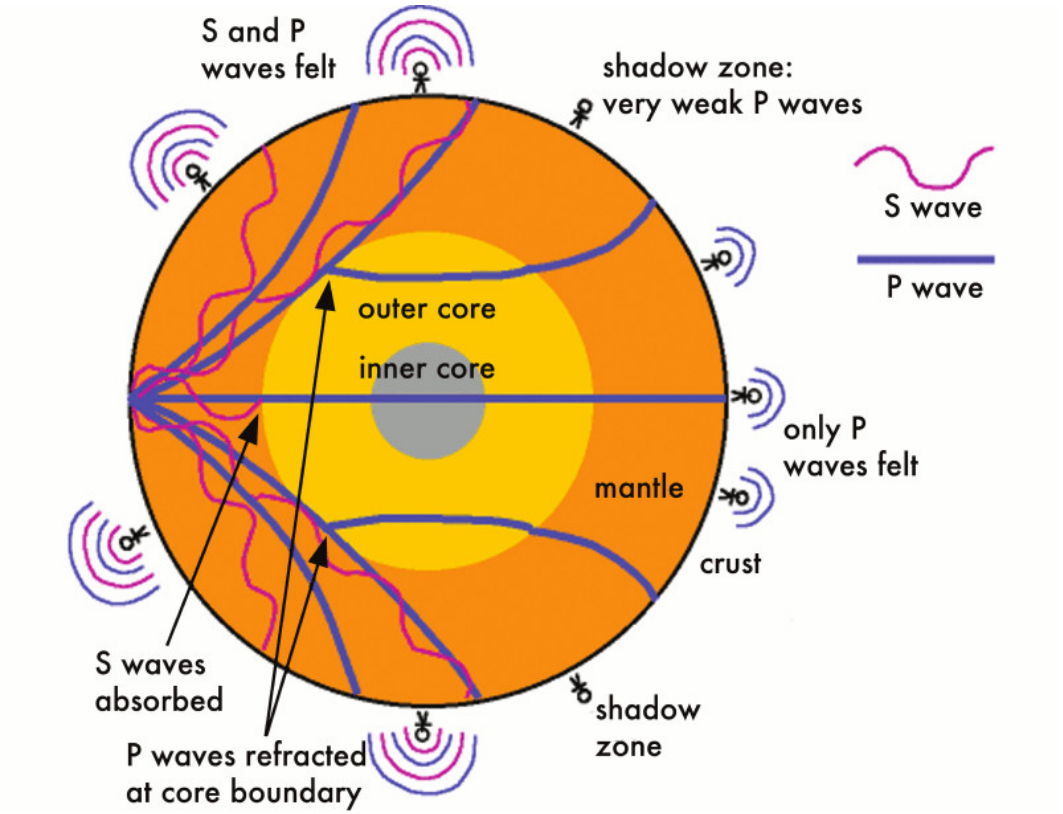
Reflexiones y refracciones dan lugar a una redistribución de la energía ondulatoria entre las ondas P y S, teniendo presente que en un medio líquido las ondas S no se propagan. Para la refracción se cumple la ley de Snell:

$$\frac{\sin\phi}{\sin\phi'} = \frac{v}{v'}$$

siendo v y v' las velocidades de propagación en los 2 medios diferentes.

Modelo de interior de la Tierra

La propagación de las ondas sísmicas permiten obtener información sobre la estructura interna de la Tierra.



Las ondas sísmicas generadas en un terremoto seguirán trayectorias curvas por causa de sucesivas refracciones. las trayectorias son cóncavas hacia afuera debido a que las velocidades v_P y v_S aumentan hacia el interior.

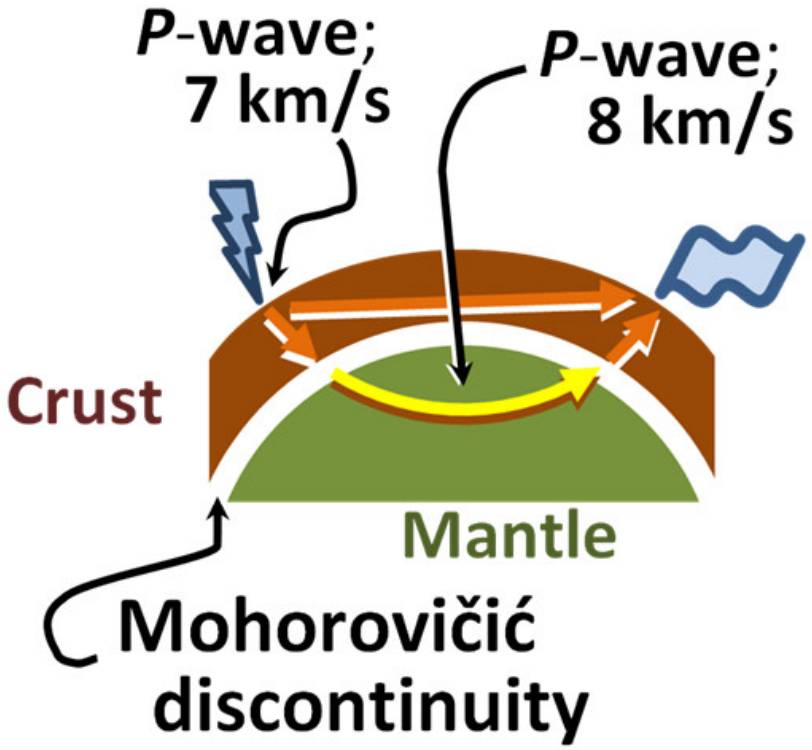
Las onas P y S pueden rastrearse hasta separaciones angulares de unos 103° del lugar donde ocurre el terremoto, luego prácticamente desaparecen hasta una distancia de unos 140°, originándose una "zona de sombra". Entre 140° y las antípodas reaparecen las señales pero solamente bajo ondas tipo P.

La existencia de un núcleo líquido : El geólogo irlandés Richard Oldham sugirió en 1906 que la presencia exclusiva de ondas P cerca de las antípodas podrían indicar la presencia de un núcleo líquido en el interior de la Tierra. El efecto de contorno entre el manto y el núcleo líquido promueve una gran divergencia en las trayectorias de las ondas generando las zonas de sombra.

Manto superior y manto inferior : Se descubrió una discontinuidad en el manto a través de un cambio brusco en el tiempo de propagación de las ondas P y S versus la distancia angular. Esa discontinuidad se da a una distancia de unos 20°. Esto se debería a un cambio brusco en los parámetros elásticos y de densidad a unos 600 km de profundidad. El manto superior consistiría fundamentalmente de olivino (Mg_2SiO_4 y Fe_2SiO_4) y piroxeno ($MgSiO_3$ y $FeSiO_3$). El salto en densidad en el manto inferior se debería en parte a un cambio de fase de esos minerales que pasarían de una estructura cristalina exagonal a una más densa de estructura cúbica conocida como espinela. También se puede dar en el manto inferior una mayor abundancia de SiO, Fe y Mg.

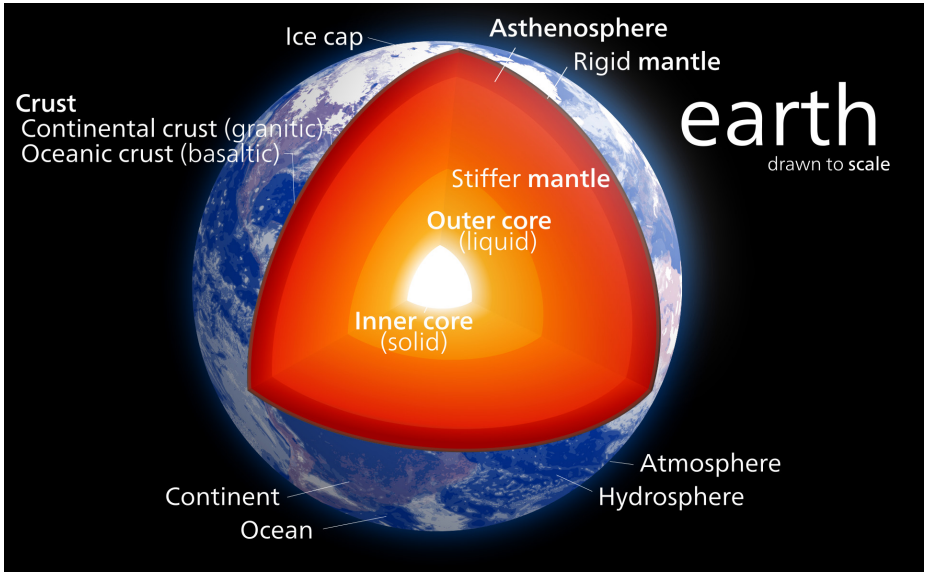
La existencia de un núcleo sólido interior al líquido : La sismóloga danesa Inge Lehmann propuso en 1937 que debería existir un núcleo sólido interior al líquido basado en la observación de que algunas ondas P se filtran hacia la zona de sombra. La única manera de que estan ondas pudieran llegar a esa zona era que hubiera un núcleo interior en que la velocidad de propagación v_P fuera mayor que en el núcleo exterior. Como la densidad aumenta hacia el centro, la única manera de que v_P aumente es con un aumento en el numerador. Lo más razonable para ello es que $\mu \neq 0$, o sea el material esté en estado sólido.

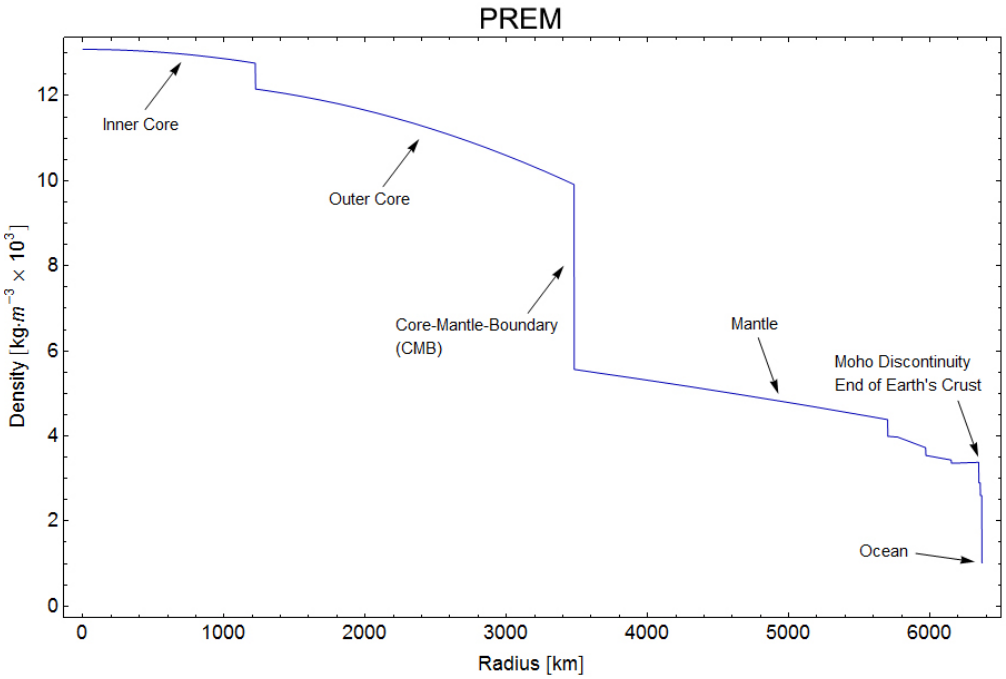
La discontinuidad de Mohorovičić : El sismólogo croata Andrija Mohorovičić descubrió en 1909 una discontinuidad que marca el límite entre la corteza terrestre y el manto. Observó que la propagación de 2 conjuntos de ondas P y S arribaban en un punto cercano con dos tiempos diferentes: las que llegaban antes parecían seguir trayectorias directas en la corteza mientras que las que demoraban más se refractaban en un medio más denso a unos 30 km de profundidad. El cambio de una velocidad menor a una mayor aparejaba un desvío hacia la superficie.



La corteza se formó por la solidificación del magma oceánico en la Tierra primitiva, constituida por rocas menos densas que el manto (escoria).

Resumen: Distintas capas del interior de la Tierra

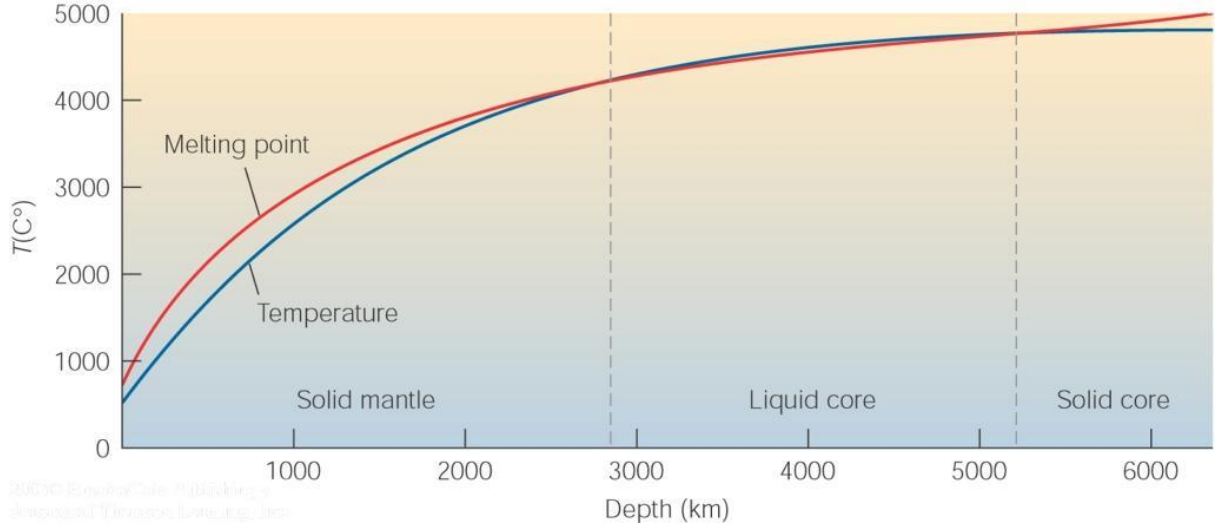




La propagación de ondas sísmicas nos dan una buena idea de las mayores discontinuidades en el interior de la Tierra y de ahi de las capas más importantes. Otra fuente de información es el perfil de temperaturas.

Perfil de temperaturas en el interior de la Tierra

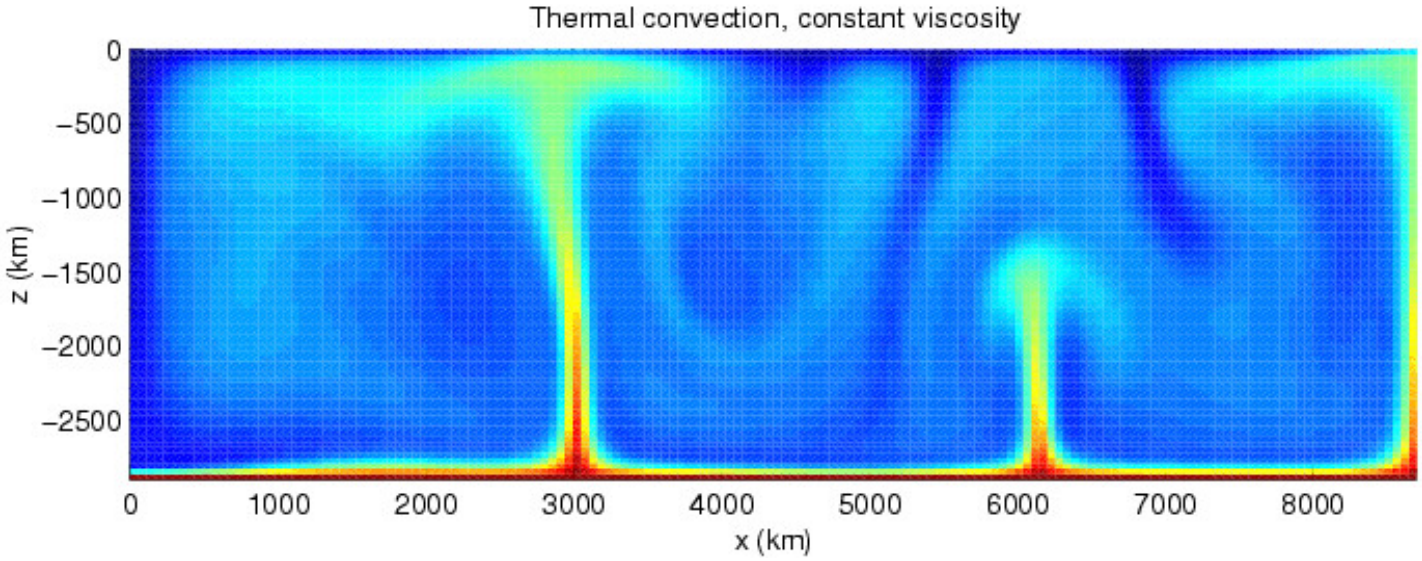
El perfil se puede establecer a partir de datos directos cerca de la superficie e inferencias del material que compone el núcleo: en su mayoría Fe con una pequenña proporción de Ni, que además sabemos que parte está en estado líquido y parte en estado sólido. En el núcleo sólido la curva de temperatura debe quedar por debajo de la temperatura de fusión del Fe.



1. Medidas de temperatura por ejemplo en minas profundas dan un aumento de $30°$C/km.
2. La temperatura en el manto superior debe ser al menos $\sim 2000°$ para que sea una fuente de material volcánico.
3. Para que el Fe esté parcialmente en estado líquido en el núcleo la temperatura debe ser $\sim 4000° - 5000°$.

Dinámica del manto

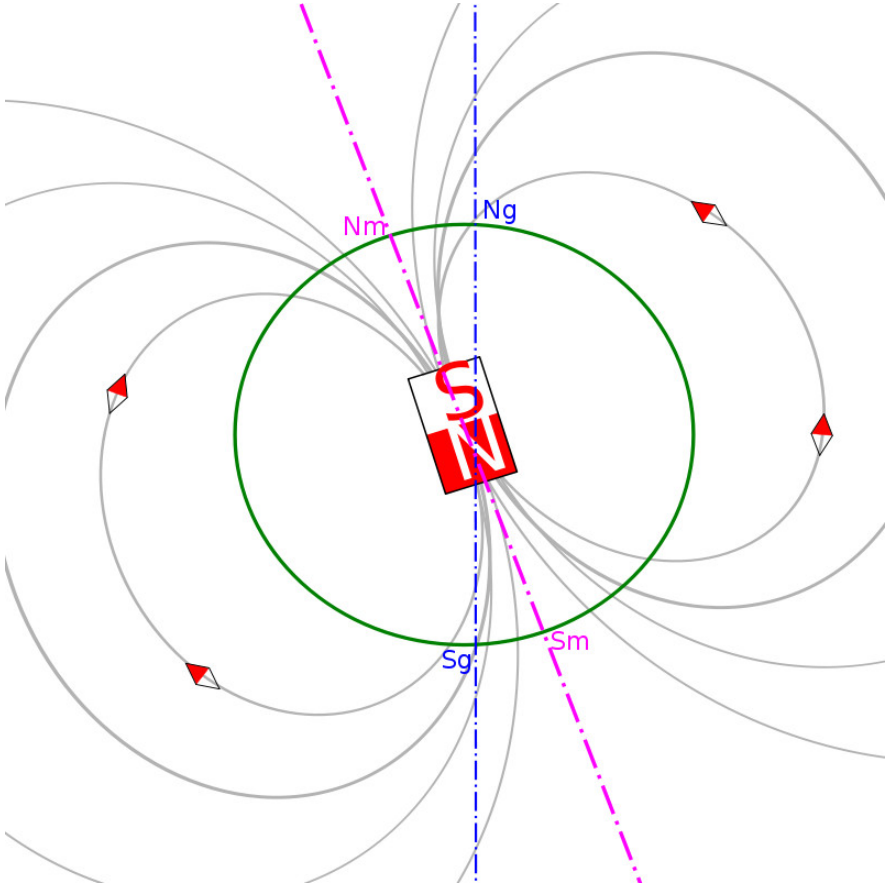
La convección en el manto terrestre es una parte integral del movimiento de placas. Las rocas a altas temperaturas y presiones tienen la habilidad de experimentar lentas deformaciones y deslizamientos sobre millones de años generando un movimiento convectivo. Material caliente en la interfase manto-núcleo asciende, mientras que material frío desciende en los bordes convergentes de placas conocidas como *zonas de subducción*.



Modelo de convección del manto: Zonas rojas son áreas calientes. Colores azulados son zonas frías.

Campo magnético de la Tierra

El campo magnético se genera por corrientes eléctricas producidas por corrientes de convección de Fe fundido en el núcleo exterior. La intensidad del campo magnético de la Tierra en la superficie oscila en el rango 0.25-0.65 Gauss. Como una aproximación se puede representar por un dipolo magnético que al presente tiene una inclinación de unos 11° con respecto al eje de rotación de la Tierra.



A intervalos aleatorios que oscilan entre menos de 0.1 a unos 50 millones de años el campo magnético invierte sus polos.

Sobrevivencia de un campo magnético primordial

Para producir un campo magnético exterior dipolar debe haber un movimiento ordenado del fluido interior que es proporcionado por la rotación de la Tierra. De las ecuaciones de Maxwell obtenemos una ecuación para la variación temporal del campo magnético de densidad de flujo B:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}) + \nu_m \nabla^2 \vec{B}$$

donde $\vec{u}$ es la velocidad del fluido y ν_m es la viscosidad magnética.

Notemos que hay una continua pérdida de energía debida al calentamiento Joule (resistencia eléctrica). Debemos tener entonces una fuente de energía para mantener el campo de velocidades para evitar el decaimiento del campo $\vec{B}$. Si no existe tal fuente de energía el primer término de la derecha se anula y nos queda la ecuación de difusión para $\vec{B}$:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nu_m \nabla^2 \vec{B}$$

De esta ecuación se obtiene que la densidad de flujo magnético B decae proporcionalmente a $\exp(-\nu_m t/L^2)$ donde L es una dimensión típica (p. ej. el radio del planeta). El tiempo τ para que B decaiga por un factor $1/e$ será:

$$\tau \propto \sigma L^2$$

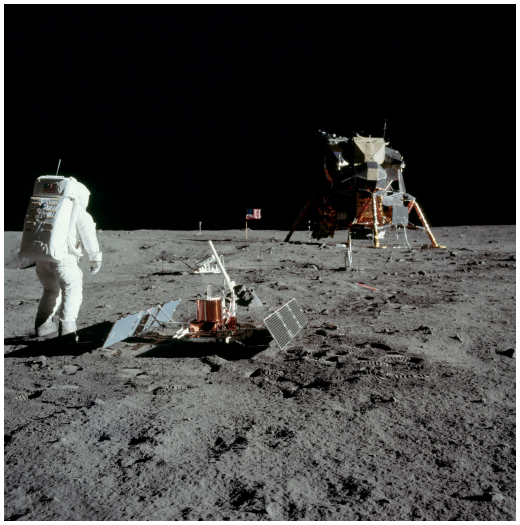
donde $\sigma \propto 1/\nu_m$ es la conductividad del medio.

Aun en el caso de una σ alta, se obtendría para la Tierra un τ típico de algunos 10^4 años, lo que demuestra que el campo magnético terrestre no puede ser primordial.

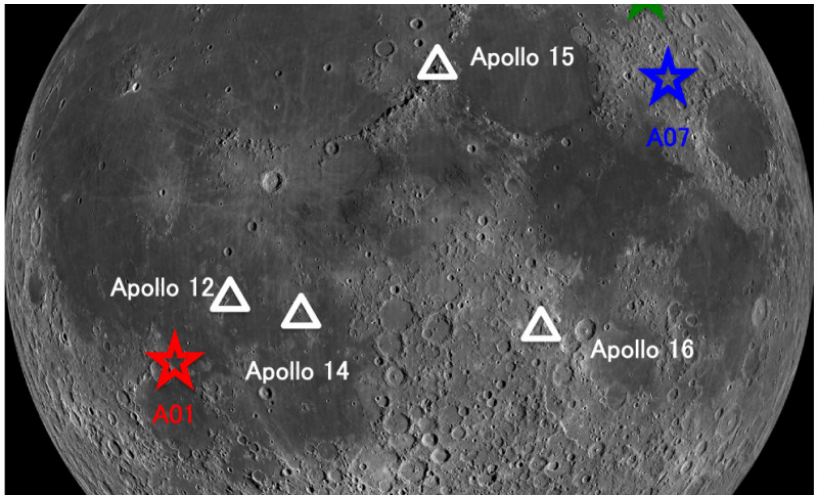
Se infiere de lo anterior que un tamaño grande para el planeta, de modo que pueda mantener un núcleo líquido, una alta conductividad eléctrica, y una rotación rápida para mantener un cierto orden en el movimiento del fluido, son condiciones necesarias para que posea campo magnético.

Interior de la Luna

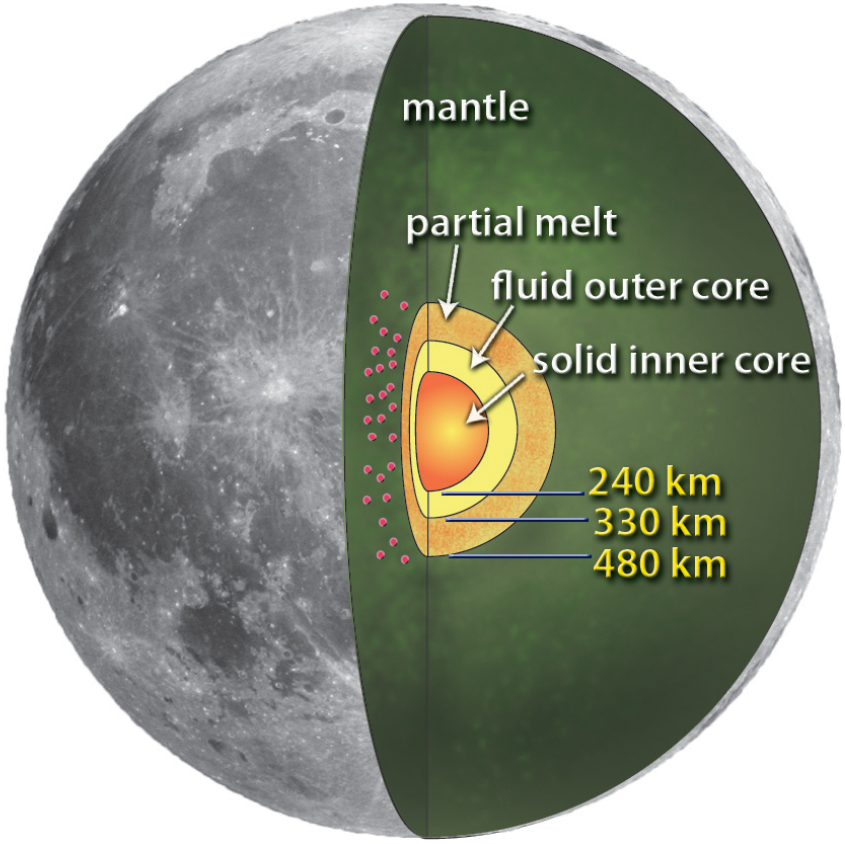
Después de la Tierra, el interior de la luna es el mejor estudiado. Las misiones Apolo instalaron varios sismómetros en la superficie lunar que registraron "lunamotos", los más profundos serían causados por tensiones de mareas por la Tierra y el Sol. Además de las ondas sísmicas, el campo gravitacional de la Luna ha sido estudiado mediante satélites artificiales. Una correcta descripción del campo gravitacional lunar exige la adopción de más armónicos que el de la Tierra (determinación de los coeficiente J_n). En la Tierra los armónicos de orden superior decaen rápidamente. De ese modo se identificaron en la Luna concentraciones de masa ("mascons") asociadas a ciertos cráteres grandes.



Instalando un sismómetro como parte de la misión Apolo 11.



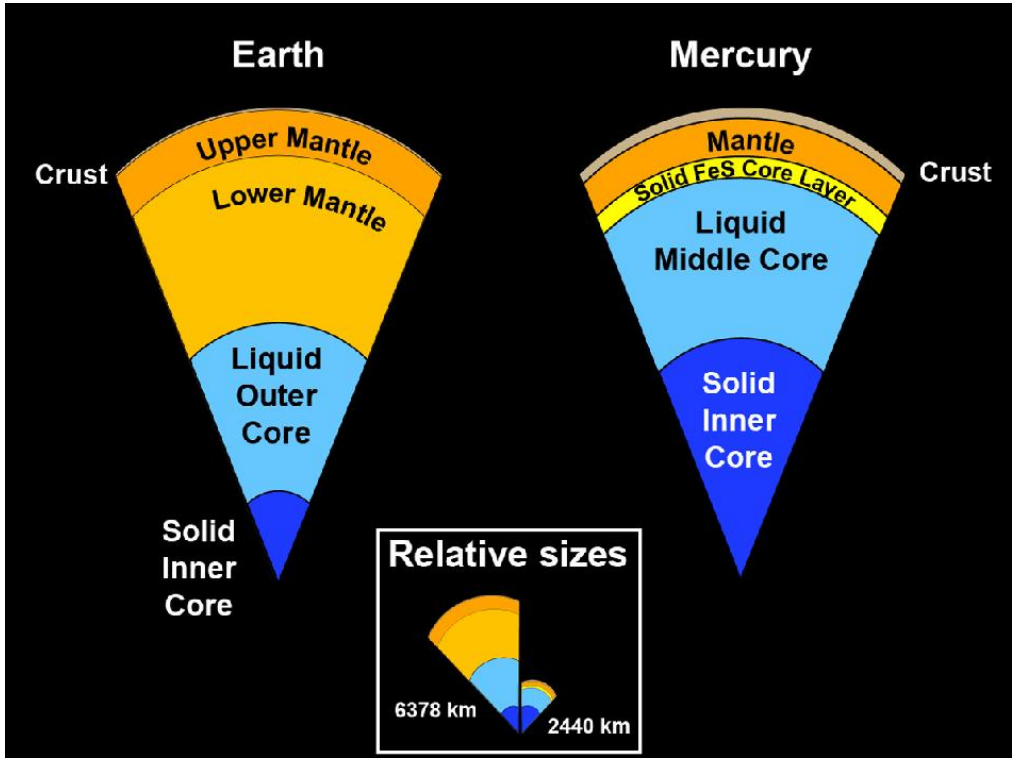
Sismómetros instalados en la Luna.
En rojo y azul se indican 2 profundos maremotos.



La Luna es un cuerpo diferenciado. Tiene una corteza, un manto y un núcleo. La corteza tiene un espesor de unos 50 km y, al igual que la Tierra, es rica en un tipo de minerales conocidos como *plagioclasas*. La fusión parcial del manto lunar dio origen a la erupción de los mares de basalto que cubren parte de la superficie. Se ha confirmado que la Luna tiene un núcleo metálico de hierro, con pequeñas cantidades de níquel y azufre, de unos 330 km de radio. Este estaría dividido en un núcleo sólido más puro en hierro, rodeado de un núcleo líquido como en la Tierra. La temperatura del núcleo es probablemente de unos 1600-1700 K.

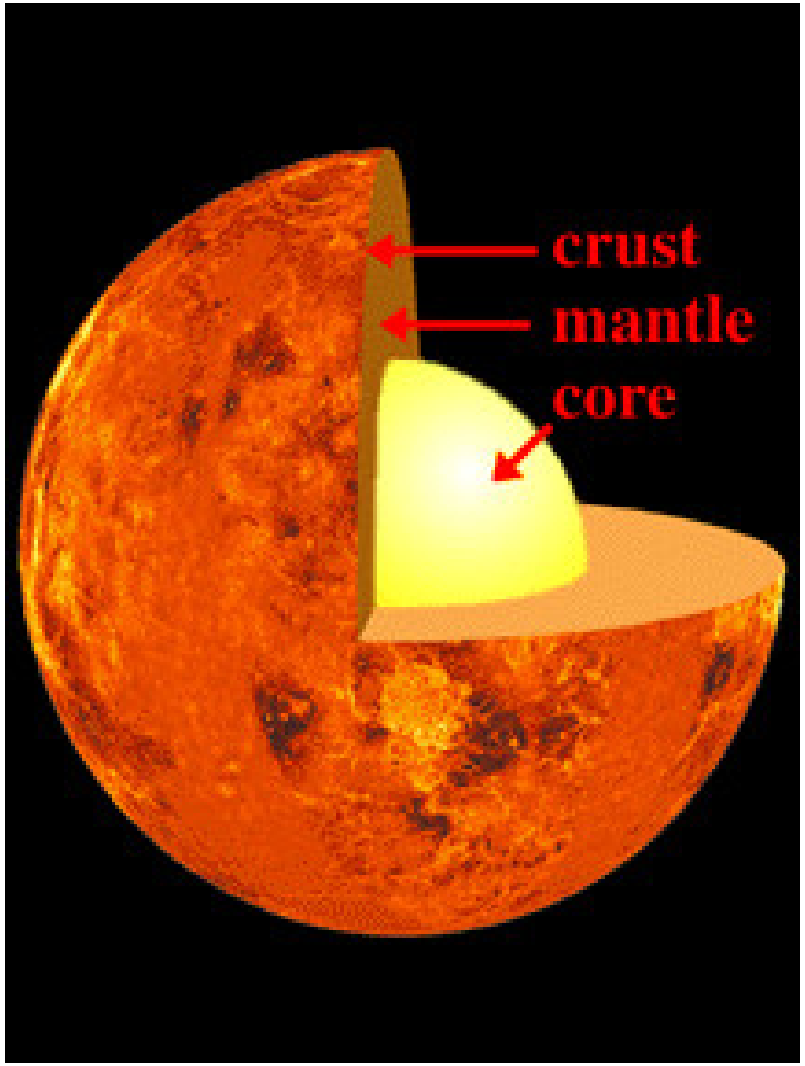
Interior de los planetas terrestres

Interior de Mercurio



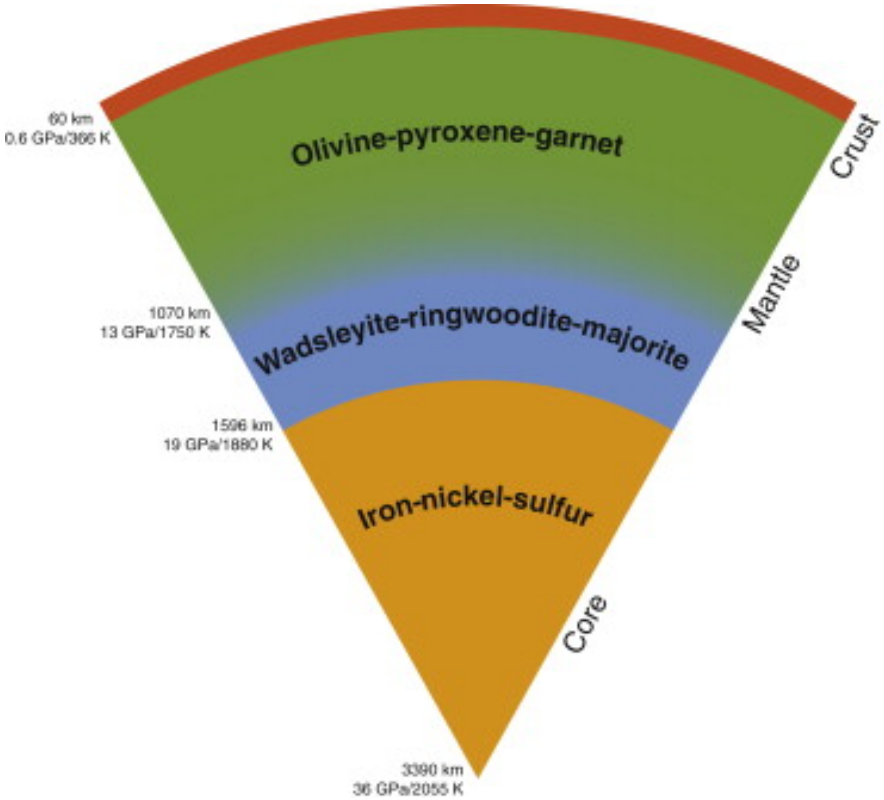
La alta densidad media (5.4 g/cm^3) y un factor de inercia de 0.35 sugieren la presencia de un núcleo masivo. Esto ha sido comprobado por la sonda *Messenger*. Mercurio también parece tener una capa de sulfuro de hierro rodeando al núcleo. Mercurio tiene un campo magnético dipolar de una intensidad de 1.1% del correspondiente a la Tierra. Como en la Tierra, su origen está en el mecanismo del dínamo.

Interior de Venus



La densidad media (5.2 g/cm^3) y el factor de inercia de 0.330 de Venus son muy similares a los de la Tierra, lo que sugiere una constitución interna similar. Un resultado interesante de las sondas *Messenger* y *Venus Express* es que Venus carece de campo magnético. Su ausencia parece deberse en parte a su lenta rotación (243 días) incapaz de generar un dínamo. También es necesaria una fuente de calor interna para generar movimientos convectivos necesarios para mantener un campo global. Venus parece haber disipado totalmente la fuente de calor primordial.

Interior de Marte



La densidad media (3.9 g/cm^3) y el factor de inercia de 0.365 de Marte indican alguna diferencia en su constitución interna con respecto a la Tierra. El núcleo contiene 16-17% de azufre bajo la forma de sulfuro de hierro. En terminos generales parece tener una riqueza de elementos livianos del doble con respecto al de la Tierra. La corteza tiene un espesor medio de 50 km. Contrariamente a lo que sucede en la Tierra, Marte no tiene un dínamo interior que pueda generar un campo magnético global. Eso indicaría que Marte no tiene un núcleo líquido como la Tierra.

Interior de los planetas gigantes

El hecho de ser planetas tan masivos, llevan a que tengan en sus regiones centrales muy altas temperaturas y presiones si los comparamos con los planetas terrestres. En el caso de Júpiter y Saturno el hidrógeno pasaría a metálico bajo presiones de 4×10^6 atmósferas. Pero, ¿pueden reinar esas presiones en el interior de Júpiter y Saturno? Hagamos un cálculo sencillo:

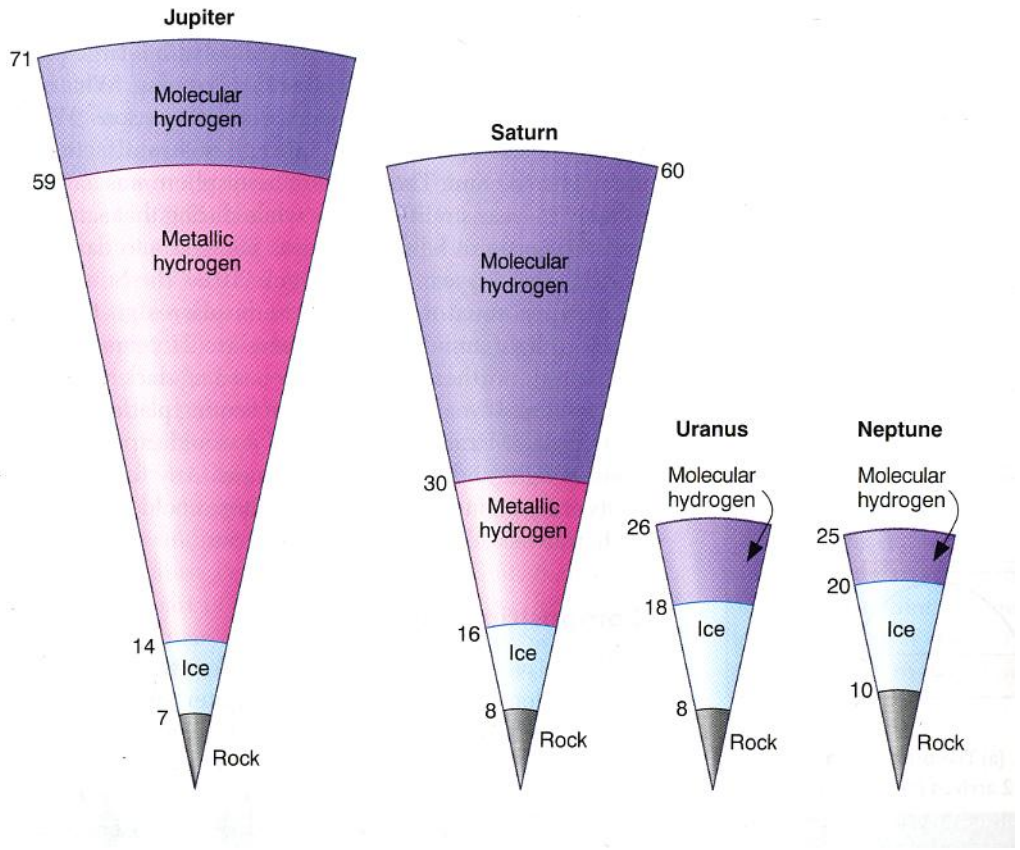
Por equilibrio hidrostático tenemos:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho g = -\rho \frac{GM(r)}{r^2}$$

Para el caso de Júpiter, la presión central será del orden:

$$\frac{P_c}{R} \sim \rho \frac{GM}{R^2} \longrightarrow P_c \sim G\rho^2 R^2 \sim 10^{12} \text{ N m}^{-2} \sim 10^7 \text{ atm}$$

La presión en el interior supera la necesaria para metalizar el hidrógeno. Eso mismo ocurriría en el caso de Saturno, pero no en los casos de Urano y Neptuno.



Las bajas densidades medias y factores de inercia entre 0.21-0.25 indican el predominio de elementos livianos (hidrógeno y helio) y compuestos hidrógenados, y una fuerte concentración de masa hacia el centro. Júpiter y Saturno tienen un manto externo de hidrógeno molecular líquido el que pasaría a hidrógeno metálico bajo grandes presiones. En el interior habría nucleos de hierro-silicatos rodeados por uno de hielo. En los casos de Urano y Neptuno no se alcanzan las presiones para metalizar el hidrógeno.

Los planetas jovianos poseen campos magnéticos sustanciales. En el caso de Júpiter es en su superficie 10 veces más intenso que el nuestro. El de Saturno es tan intenso como el nuestro, mientras que los de Urano y Neptuno son una fracción del nuestro. En Júpiter y Saturno es el hidrógeno metálico el responsable de generar los campos magnéticos junto a la rápida rotación de esos planetas. En los casos de Urano y Neptuno se originarían en una región más superficial con un líquido conductor (agua, metano, amoníaco).

Emisión térmica por Júpiter y Saturno debida a su lenta contracción gravitacional

La energía potencial gravitacional de un cuerpo esférico de masa M y radio R es aproximadamente:

$$E_P \sim \frac{GM^2}{R}$$

Si el cuerpo sufriera una contracción ΔR liberaría una cantidad de energía potencial:

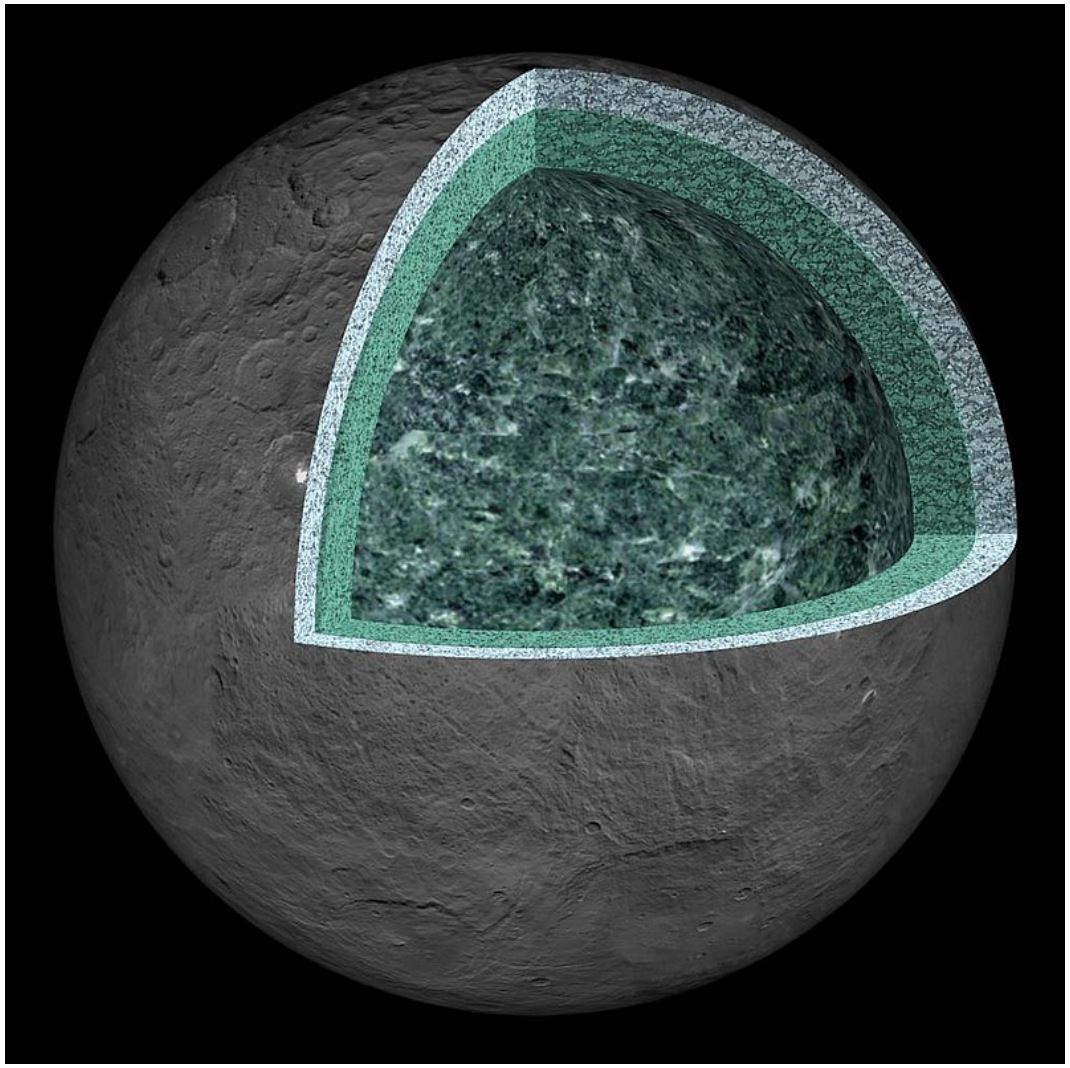
$$\Delta E_P \sim \frac{GM^2}{R^2}\Delta R$$

La cual se perdería esencialmente como radiación térmica.

Júpiter: Se observa que emite una cantidad de radiación térmica similar a la radiación que recibe del Sol. Este calor adicional implicaría una contracción de su radio de unos 2 cm/año.

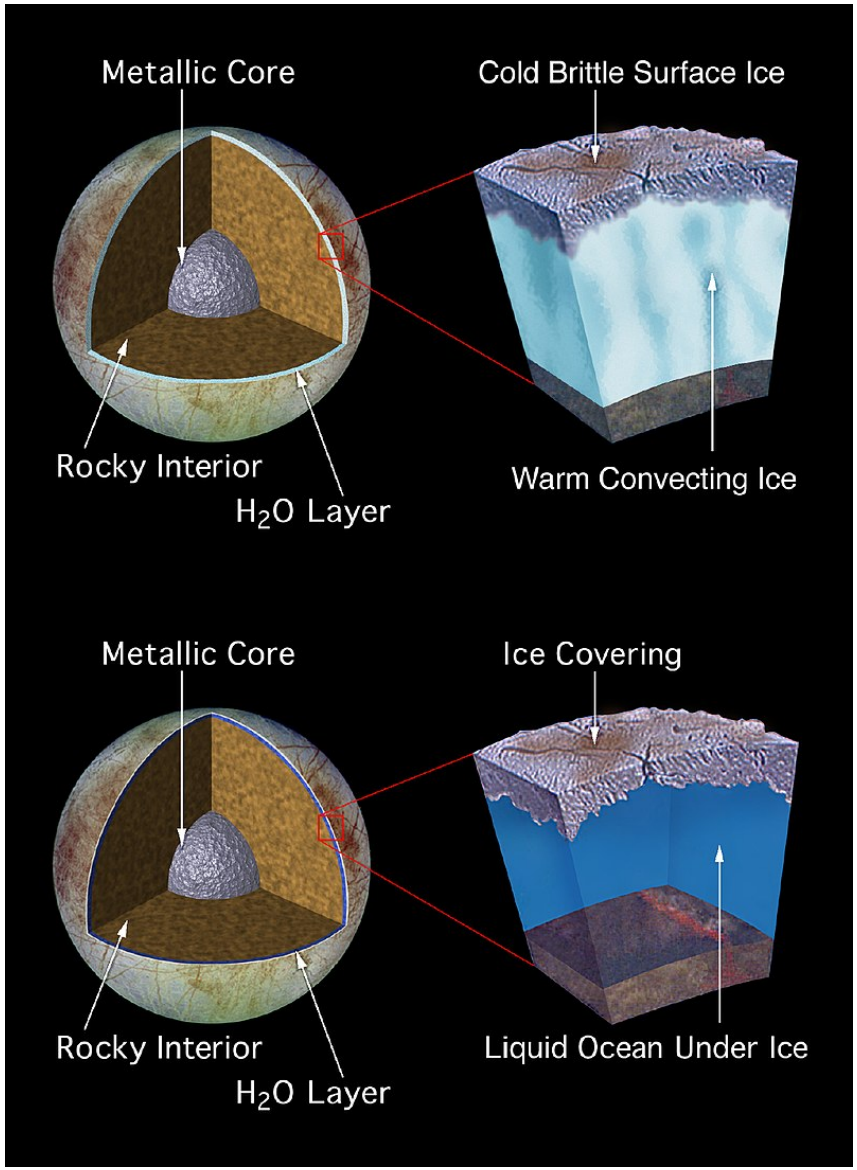
Saturno: Al igual que Júpiter, Saturno irradia al espacio unas 2.5 veces más energía de la que recibe del Sol.

Interior de Ceres



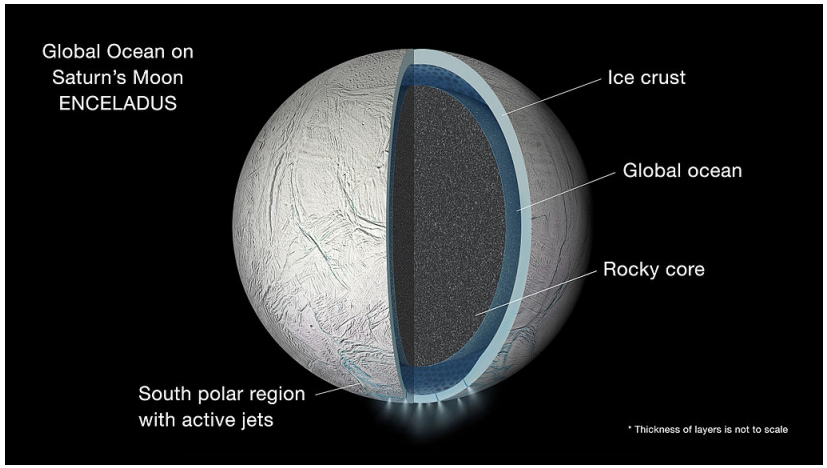
Datos provistos por la misión *Dawn* sobre su campo de gravedad, topografía y achatamiento muestran que Ceres es un objeto diferenciado. Su factor de inercia es 0.37. Aun no se conoce si posee un núcleo rico en metales. Su manto está compuesto por rocas hidratadas del tipo de arcillas. La capa externa o corteza de unos 40 km de espesor es una mezcla de hielos, sales y minerales hidratados. Entre la corteza y el manto puede haber una fina capa de salmuera de unos 100 km de espesor.

Interior de Europa



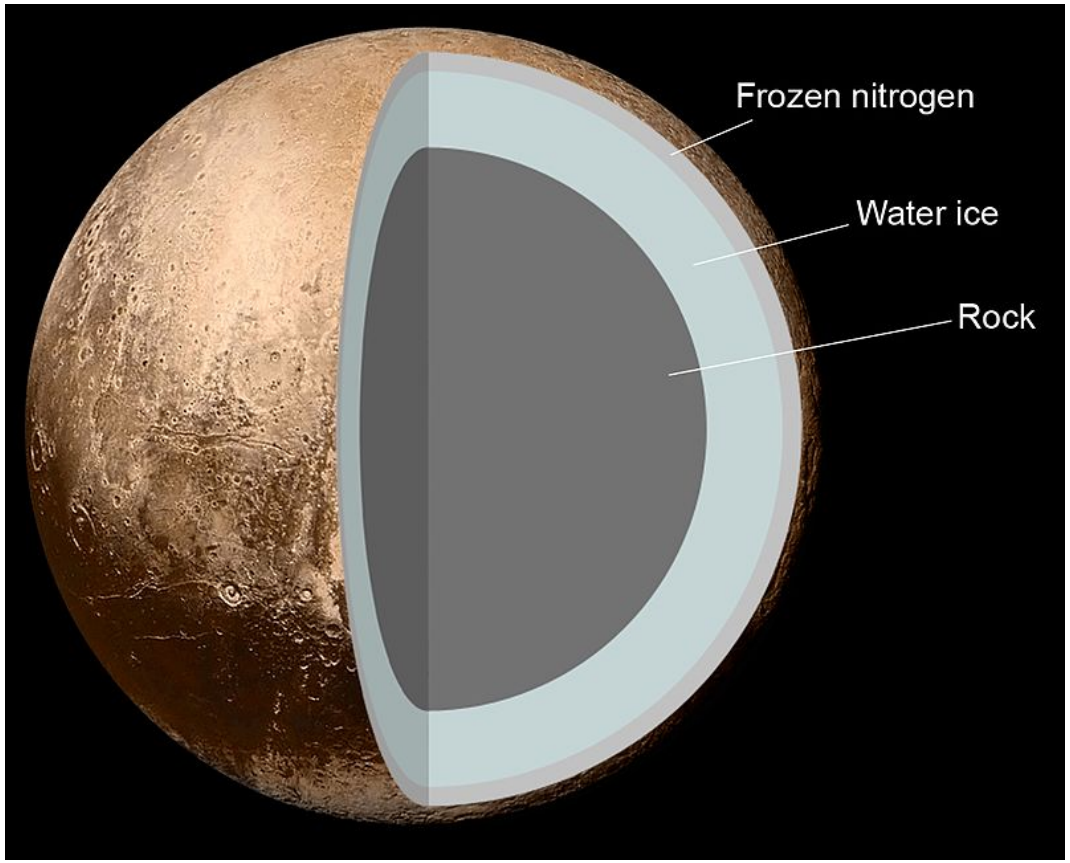
A partir de la datos de la sonda Galileo se pueden inferir 2 modelos para el interior de Europa: Uno implicaria una capa de hielo cálida y convectiva debajo de una superficie helada y frágil. El otro implicaría una capa de agua líquida salina de unos 100 km de espesor. En vez de cloruro de sodio como en la Tierra, la sal dominante en ese putativo océano subterráneo sería el sulfato de magnesio. La fuente de energía interna es fricción por las mareas ocasionadas por Júpiter y los otros satélites galileanos. Aun no se conoce si Europa posee un núcleo metálico aunque es probable.

Interior de Encelado



Datos de la misión Cassini indican que el ligero bamboleo (libración) del satélite a medida que orbita Saturno sólo puede explicarse si no es enteramente sólido desde la superficie hasta el núcleo. La interpretación es que la corteza de Encelado está desconectada del manto rocoso, interponiéndose entre ambas capas un océano. La perturbaciones gravitacionales sobre la sonda Cassini permitieron determinar la masa de Encelado y de ahi su densidad media de 1.61 g/cm^3. La densidad es mas alta de lo que se esperaba para un satélite helado, lo que indica que es más rocoso. La constitución más rocosa y la diferenciación puede ser resultado de una rápida formación en un medio rico en radioisótopos de corta vida como el ^{26}Al o el ^{60}Fe que fundieron el material interior evitando su congelamiento.

Interior de Plutón



La densidad media de Plutón es 1.87 g/cm^3 indicando un alto contenido rocoso confinado en un manto que cubre el 70% de su diámetro. Los isótopos radioactivos contenidos en los minerales generaron el suficiente calor para separar los minerales de los materiales volátiles. Plutón tiene una capa exterior de hielo con amoníaco de unos 100-180 km de espesor. Estudios de *New Horizons* revelan que el interior de Plutón está aun en expansión, lo que indicaría la presencia de un océano interior (si fuera todo sólido uno esperaría una ligera contracción). Se especula también con una capa exterior de nitrógeno congelado.

TEMA 7: Sol y magnetosferas

* Estructura del Sol.
* Actividad solar. Manchas, protuberancias, eyecciones de masa coronal, fulguraciones.
* Campo magnético del Sol. Causas de la actividad solar.
* El ciclo undecenal.
* Radioexplosiones solares.
* Neutrinos solares. El problema de los "neutrinos faltantes".
* Viento solar. Interacción con los campos magnéticos planetarios.
* Clima espacial.
* El futuro del Sol.

El Sol: Propiedades generales

DATOS GENERALES:

$M_\odot = 1.989 \times 10^{30}$ kg

$R_\odot = 6.96 \times 10^5$ km

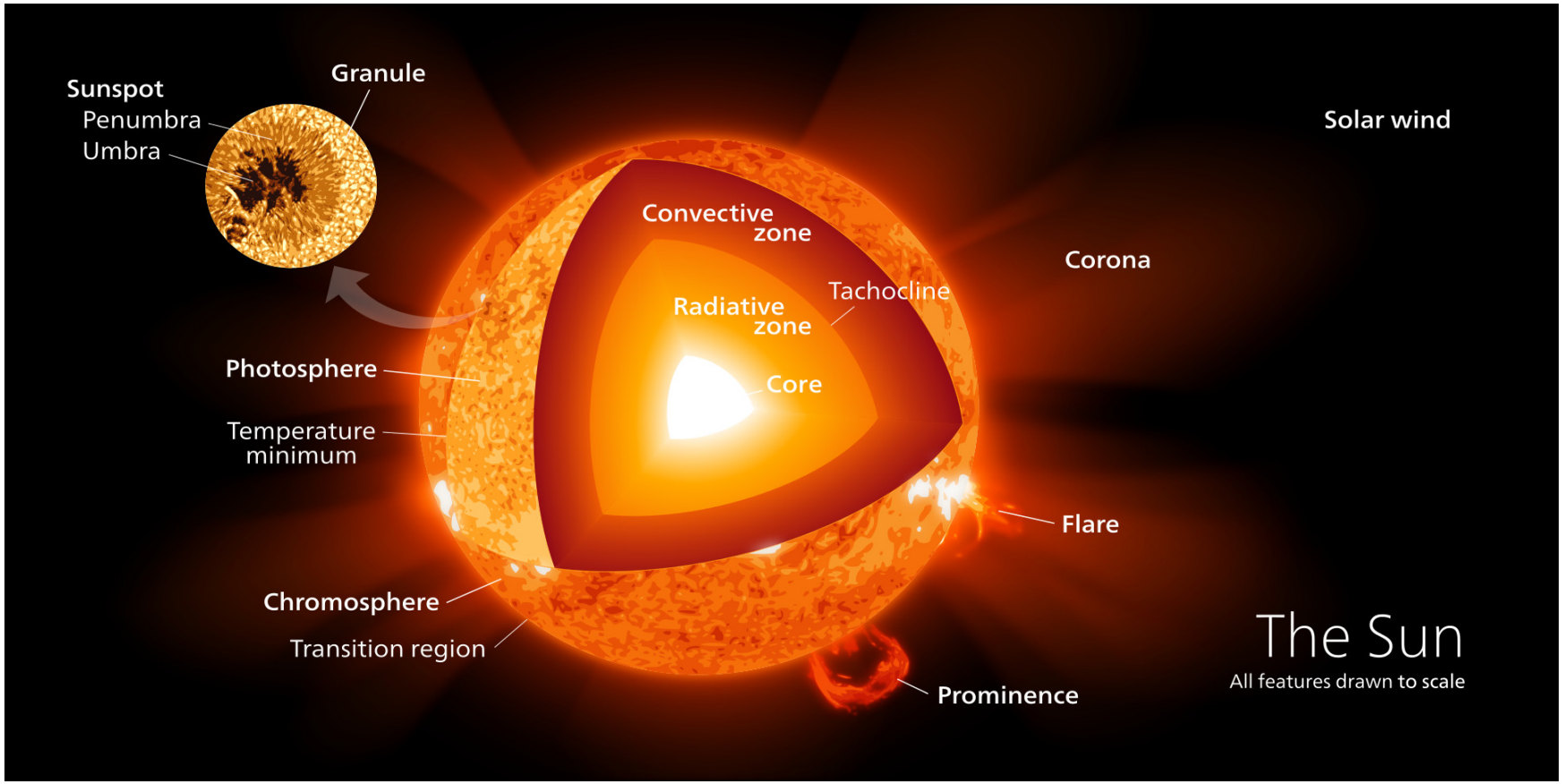
$\rho = 1.4$ g cm^{-3}

$T_{ef} = 5785$ K

$T_c = 1.5 \times 10^7$ K

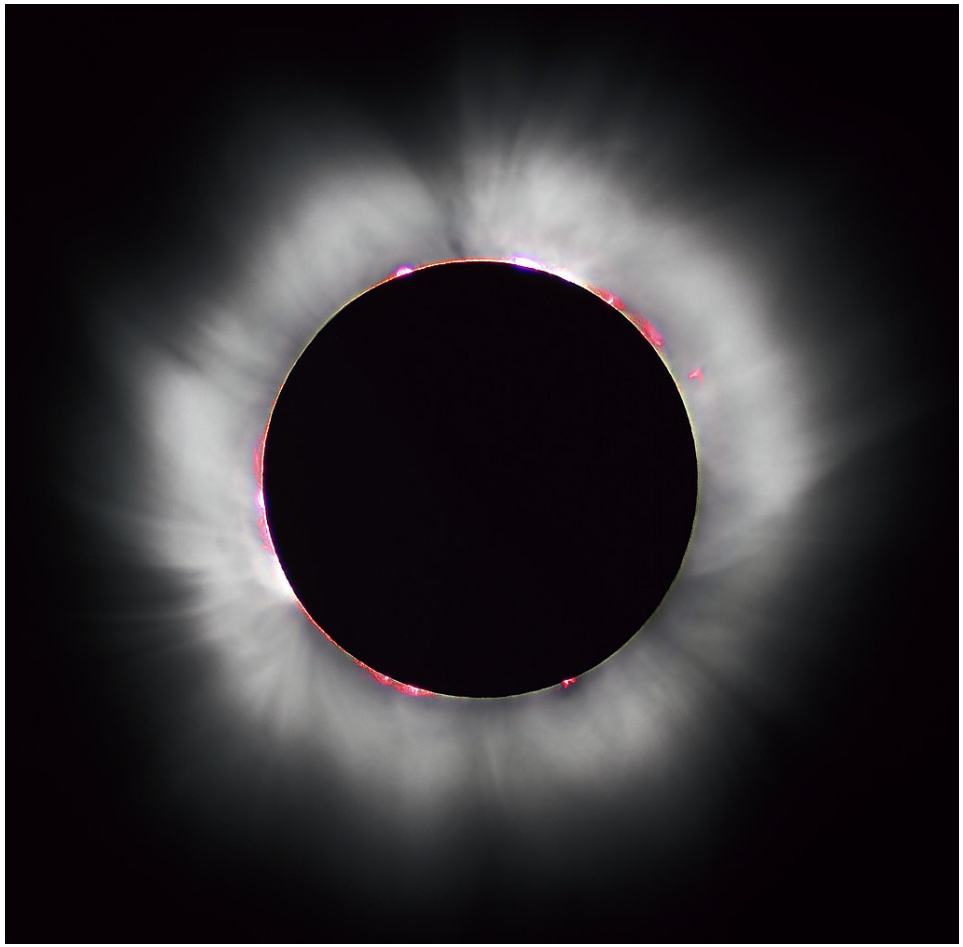
En luz visible es notorio el fenómeno del *oscurecimiento del limbo*, un efecto geométrico debido a que la radiación en el visible proviene de una capa superficial (fotosfera) a la misma profundidad óptica $\tau = 2/3$. El lugar geométrico de igual τ no coincide con el lugar de igual temperatura.

Estructura interna



NUCLEO: Abarca un 20-25% del radio del Sol. Es donde se genera la energía solar por fusión termonuclear (ciclo protón-protón) donde el hidrógeno se va convirtiendo en helio.

ZONA RADIATIVA: Es la zona en donde la energía se transfiere por radiación (fotones). Se extiende hasta un 70% del radio solar.



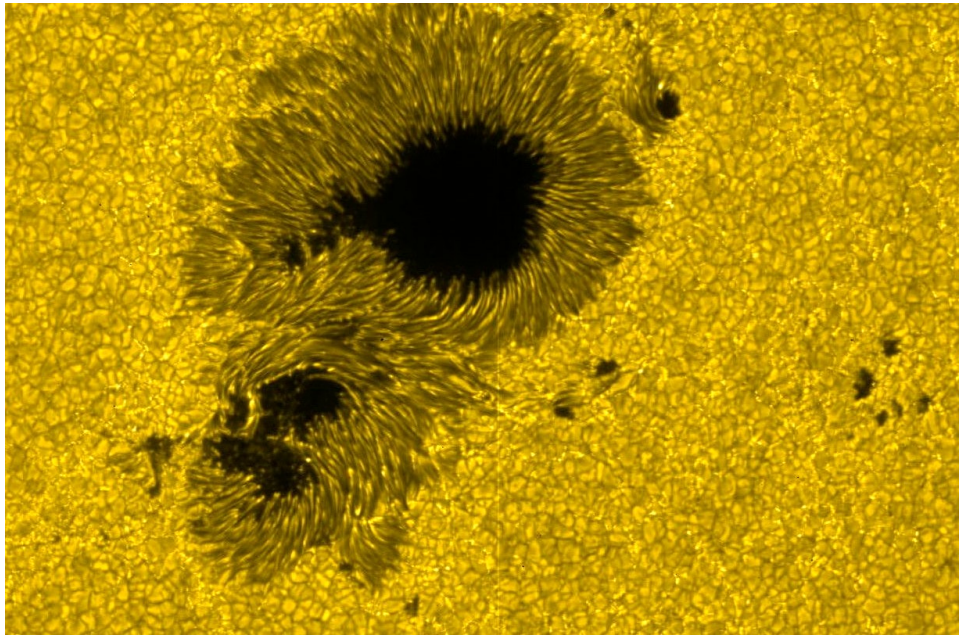
ZONA CONVECTIVA: Es la zona más externa que se extiende desde la zona radiativa hasta la superficie. El material es lo suficientemente frío y poco denso para que se genere convección que transporta el calor.

FOTOSFERA: Es la fina capa exterior de donde procede la mayor parte de la radiación que recibimos.

ATMOSFERA: Es el halo gaseoso que rodea al Sol. Comprende la cromosfera, la región de transición, corona y heliosfera.

Campo magnético y actividad solar

El Sol posee un campo magnético general de 1-2 Gauss, pero pueden haber campos localizados en las manchas con intensidades de unos 3000 Gauss, y de unos 10-100 Gauss en las denominadas prominencias. Los campos magnéticos solares son dínamos autosustentables en los que movimientos convectivos y la rotación diferencial en el interior del Sol de fluidos eléctricamente conductores (plasmas) convierten la energía cinética del movimiento en energía eléctrica y magnética.



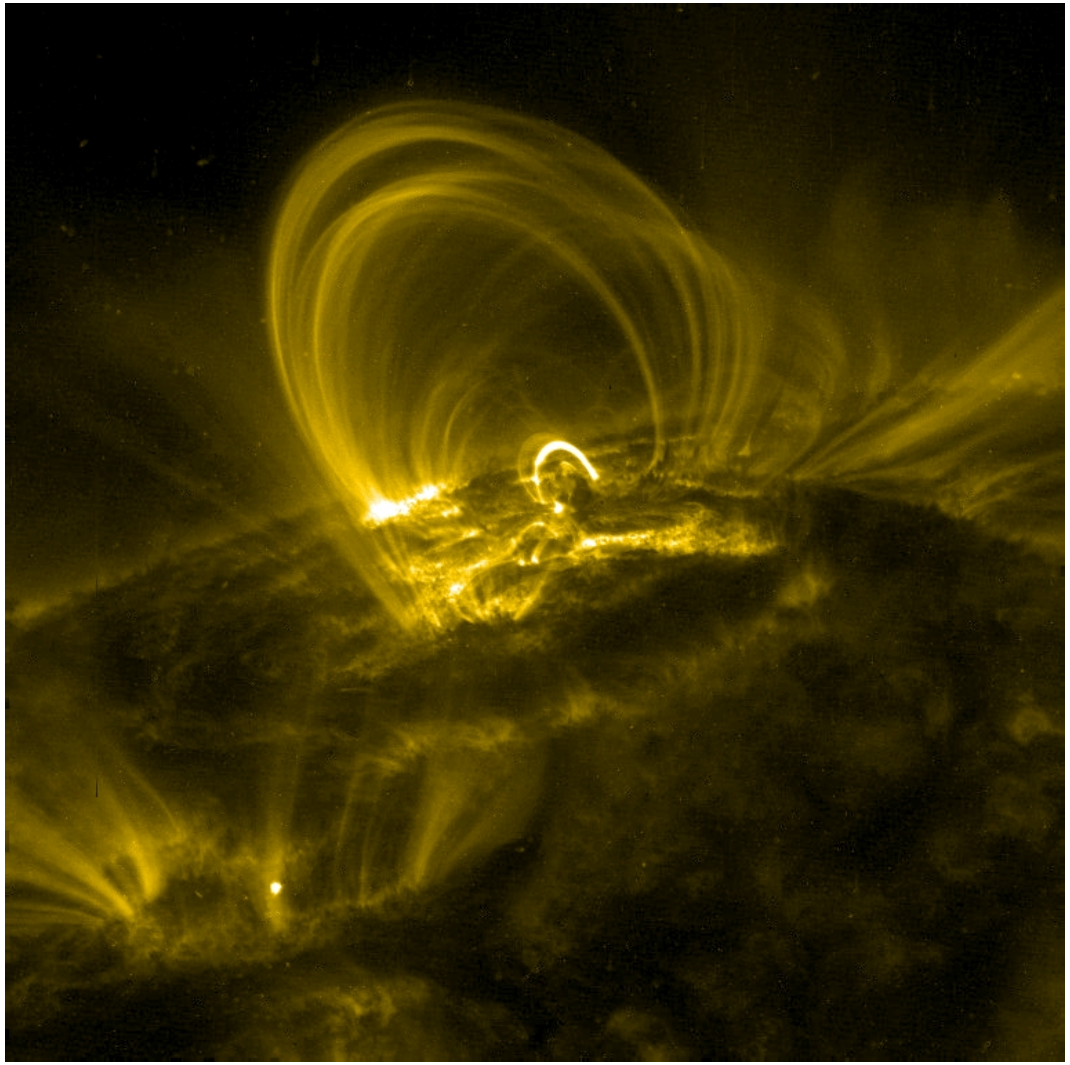
GRANULACIONES: Las columnas convectivas de gases ascendentes calientes generan el aspecto granular de la superficie solar.

MANCHAS SOLARES: Corresponden a zonas de concentración de campos magnéticos que inhiben la convección, por lo tanto son zonas más frías de la fotosfera (temperaturas ~ 3800 K). Usualmente aparecen en pares de polaridad magnética opuesta.

Actividad asociada a las manchas solares

Las manchas solares están acompañadas por *protuberancias*, *eyecciones de masa coronal*, *fulguraciones* ("flares") y *eventos de reconexión magnética* en los cuales la topología del campo magnético es reordenada y la energía magnética se convierte en energía cinética térmica y aceleración de partículas.

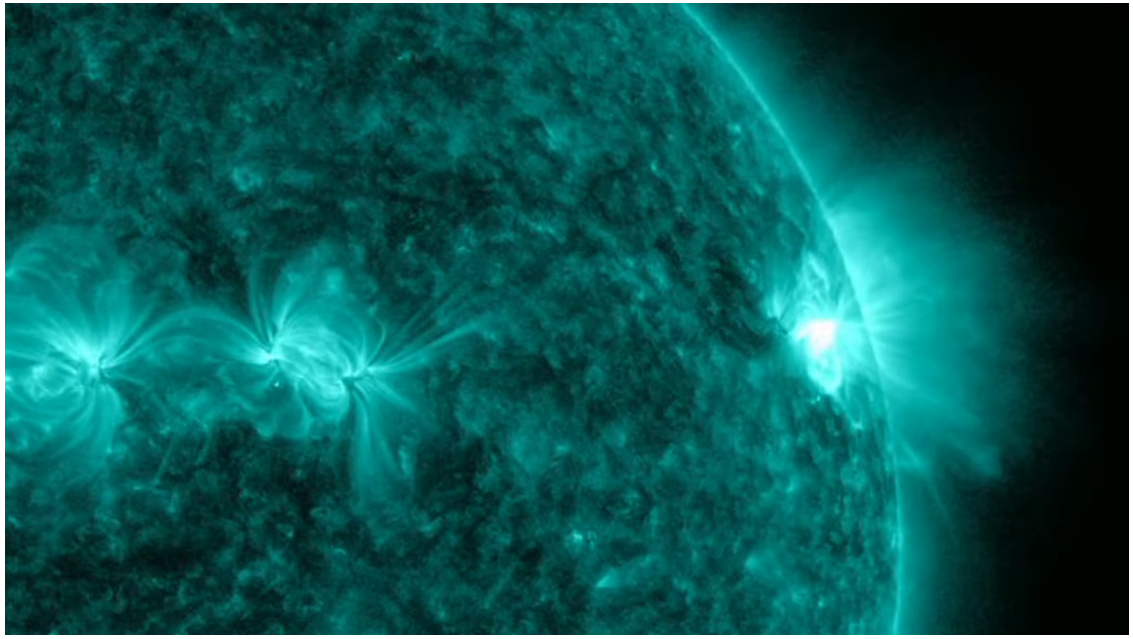
Protuberancia solar observada en agosto 2012 desde el satélite *Solar Dynamics Observatory*.



LAZO CORONAL: Es otro ejemplo de prominencia en forma de arco que conecta áreas de polaridad magnética opuesta en la fotosfera.

Fulguraciones solares

Una fulguración es un repentino flash muy brillante usualmente próximo a un grupo de manchas. Pueden involucrar energías de entre 10^{20} Joules hasta 10^{25} Joules. Las fulguraciones están potenciadas por la liberación repentina de energía magnética almacenada en las manchas (escala de tiempo de minutos a decenas de minutos). La energía es liberada bajo forma de energía electromagnética a lo largo de todo el espectro y electrones, protones e iones más pesados que son acelerados hasta velocidades cercanas a la de la luz.



Fulguración solar masiva observada desde el satélite *Solar Dynamics Observatory* (SDO) el 9/agosto/2011.

El Sol a través de filtros

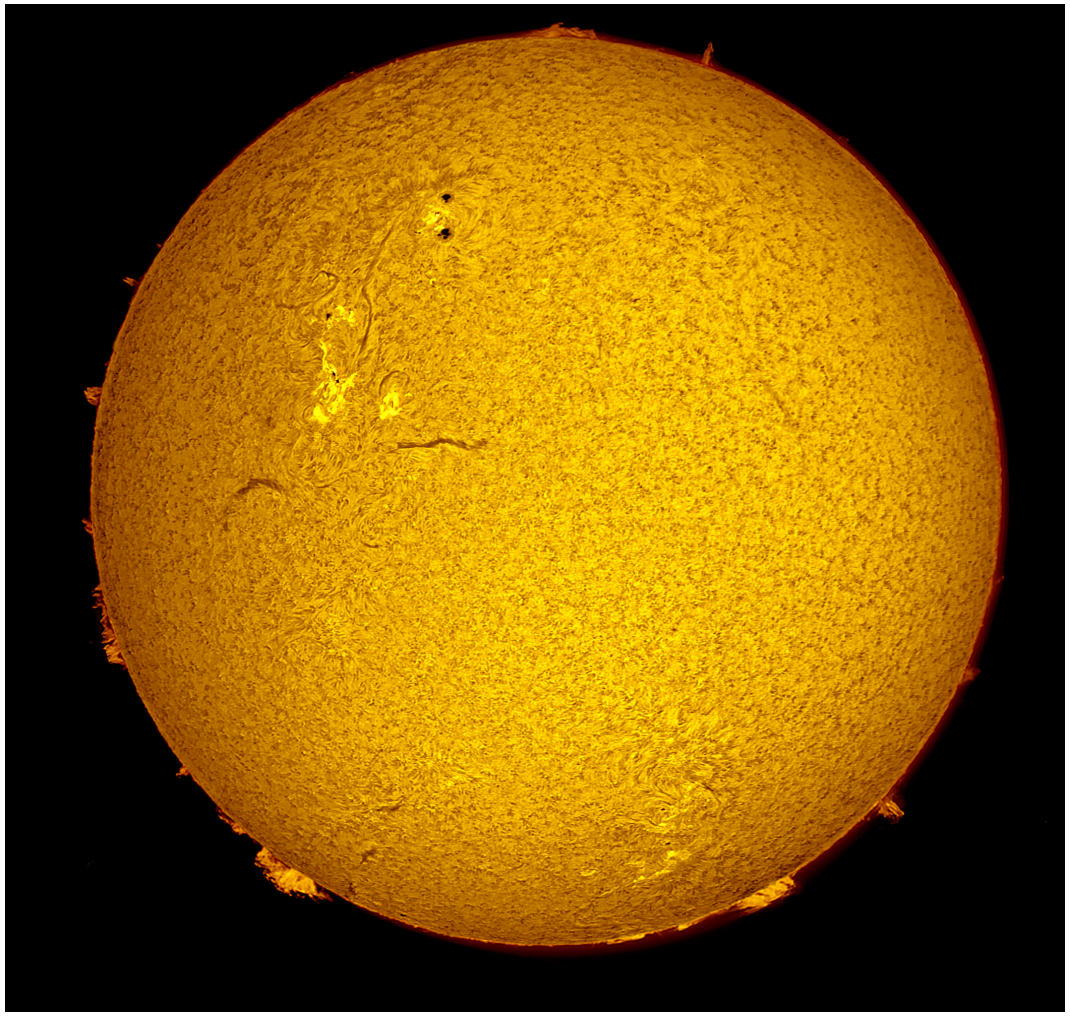


Imagen en H_α ($\lambda = 6563$ Å) tomada en el Observatorio Astrofísico de Canarias. Su pueden observar con gran detalle filamentos (protuberancias proyectadas sobre el disco solar) y *playas* que son zonas brillantes en la cromosfera, asociadas a *fáculas* (zonas brillantes en la fotosfera) y manchas solares. Los filamentos aparecen oscuros porque están constituidos por gas más frío que el de la fotosfera.

La densidad de energía u asociada a un campo magnético de intensidad B esta dada por:

$$u = \frac{1}{2}\frac{B^2}{\mu_o}$$

donde μ_o es la permeabilidad. En el sistema MKS vale: $\mu_o = 4\pi \times 10^{-7}$.

Si esa energía almacenada en el campo magnético se liberara repentinamente como energía cinética, se tendría un reservorio de energía capaz de explicar fenómenos violentos como las fulguraciones.

EJEMPLO: Campo magnético asociado a una mancha $B = 3000$ Gauss $= 0.3$ Tesla. Una mancha puede ocupar un volumen similar al de la Tierra $V \sim 1.1 \times 10^{21}$ m^3. Tenemos:

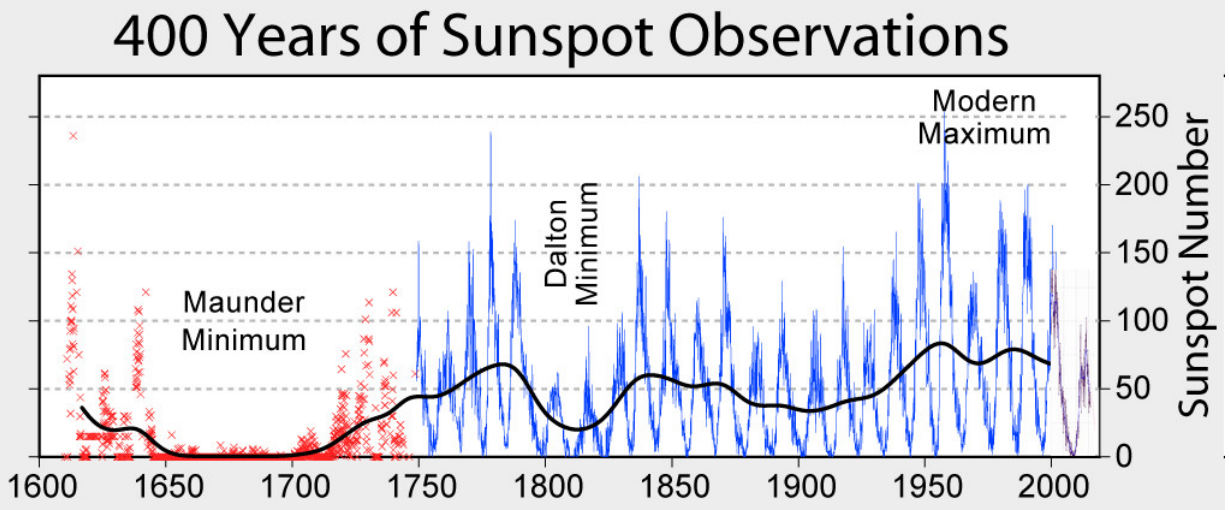
$$u = \frac{1}{2}\left(\frac{0.3^2}{4\pi \times 10^{-7}}\right) \simeq 3.58 \times 10^4 \text{ Joule m}^{-3}$$

La energía total liberada es:

$$E = uV = 3.58 \times 10^4 \times 1.1 \times 10^{21} = 3.93 \times 10^{25} \text{ Joules}$$

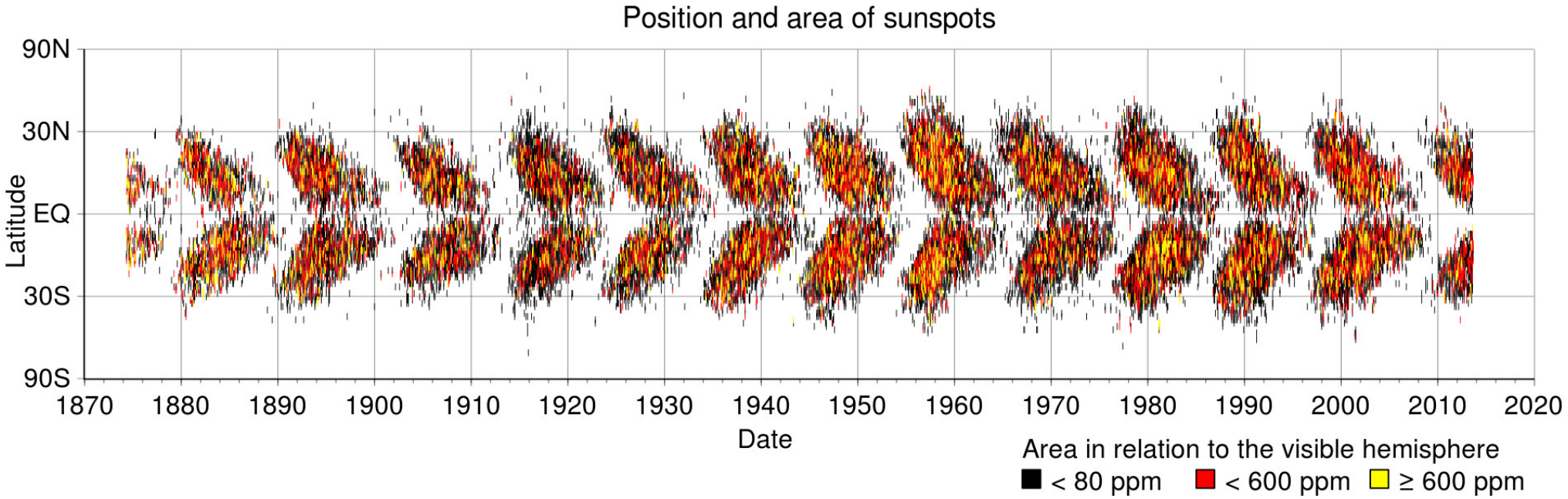
El ciclo undecenal

La frecuencia de manchas solares y actividad relacionada sigue un ciclo de 11 años relacionada con cambios oscilatorios de energía entre los campos magnéticos toroidal y poloidal del Sol. Cuando el campo toroidal adquiere su máxima intensidad, afloran a la superficie intensos campos magnéticos acompañando el movimiento convectivo ascendente de gases. El campo magnético del Sol cambia su polaridad cada 11 años a su pico de actividad.



Ciclo de manchas solares. No se mantiene inalterado a través del tiempo. Se puede distinguir el mínimo de Maunder entre 1645 y 1715 en que las manchas prácticamente desaparecieron. Es interesante que este período coincidió con una pequeña edad de hielo. La causa es controversial y ésta pudo deberse a una intensa actividad volcánica.

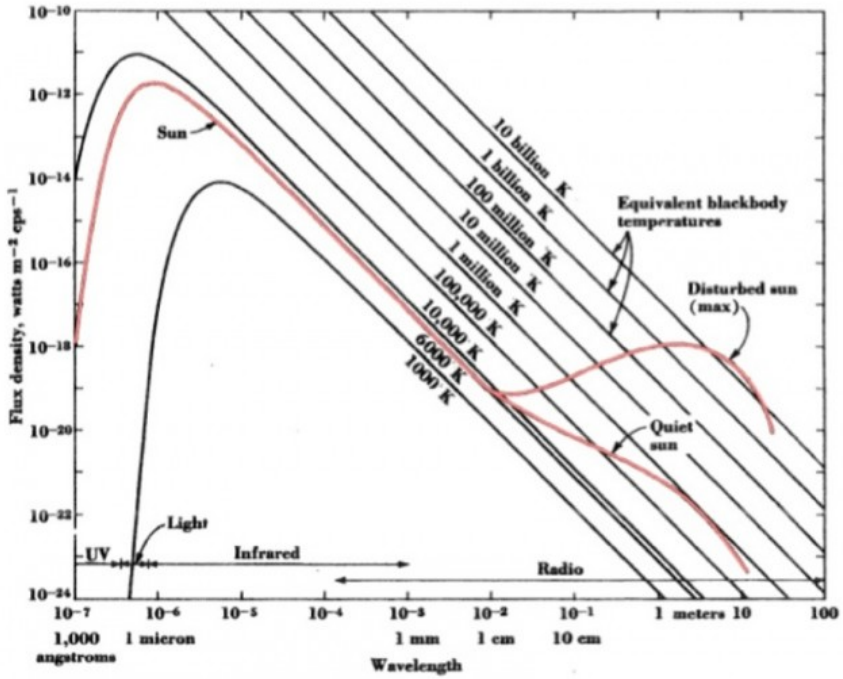
Diagrama mariposa



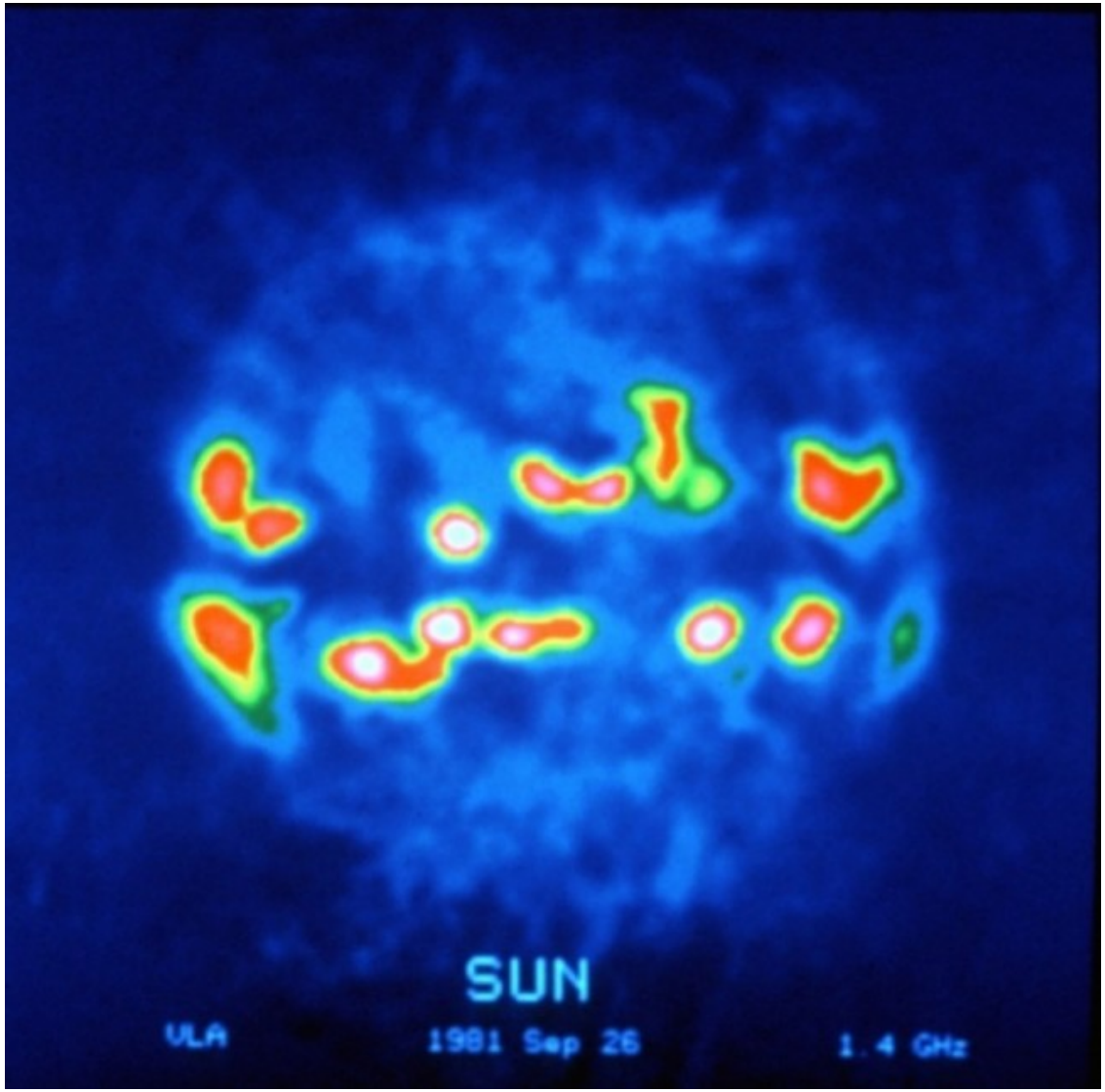
Al comienzo de cada ciclo, las manchas aparecen a latitudes medias, y entonces se van desplazando hacia el ecuador hasta alcanzar el mínimo. Notemos que la vida de las manchas es muy breve (de algunos días a unos pocos meses) lo que significa que en cada ciclo las manchas se renuevan muchas veces.

Radioemisiones solares

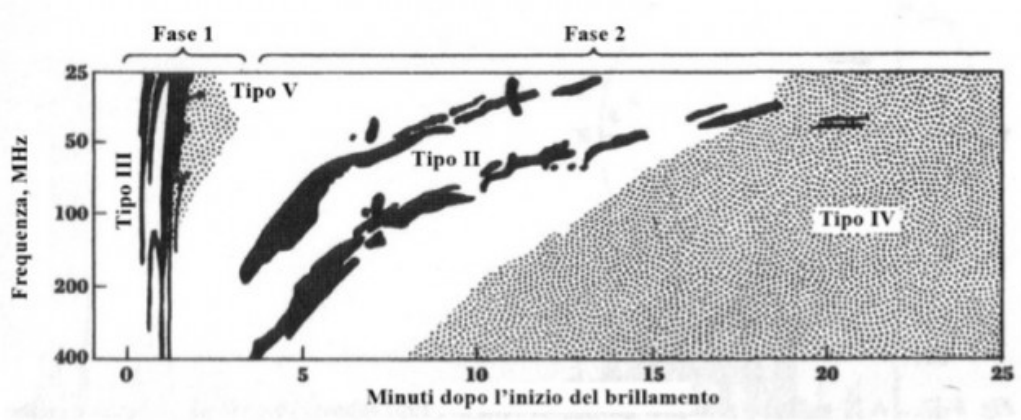
El Sol es una de las más poderosas radiofuentes en el cielo. Las radioemisiones se generan más bien en la cromosfera y la corona. La mayoría de esta radiación es no térmica generada por el mecanismo de radiación sincrotrón a partir del movimiento de electrones acelerados en el campo magnético solar.



Curvas Plankianas de radiación térmica a las que se le superpone la radiación no térmica del Sol para $\lambda > 1$ cm. Se consideran 2 casos: el "Sol tranquilo" (mínimo de actividad) y "Sol perturbado" (máximo de actividad).



Radioimagen del Sol en 4 GHz (7.49 cm) obtenida con el *Very Large Array*. Las zonas brillantes son parte de la corona, cercanas pero más allá de las manchas solares.



Espectro de radio de un evento intenso asociado a una fulguración. La radioemisión se clasifica de acuerdo a sus características en el espacio de frecuencias y lapsos de tiempo con respecto al inicio del fenómeno.

Radiotelescopio interferométrico constituido por 16 antenas tipo yagi ubicado en el Aeropuerto Nacional de Carrasco. Se lo utilizó para estudiar radioexplosiones solares, en particular las Tipo IV (ca. 1965).

Neutrinos solares

Como subproducto de las reacciones de fusión termonuclear en el núcleo del Sol, se libera un flujo enorme de neutrinos. Como ejemplo de reacción que produce neutrinos tenemos la primera etapa de ciclo protón-protón que lleva a la trasmutación de hidrógeno en helio:

$$ {}^{1}_{1}\mathrm{H} + {}^{1}_{1}\mathrm{H} \rightarrow {}^{2}_{1}\mathrm{H} + \mathrm{e}^{+} + \nu_e $$

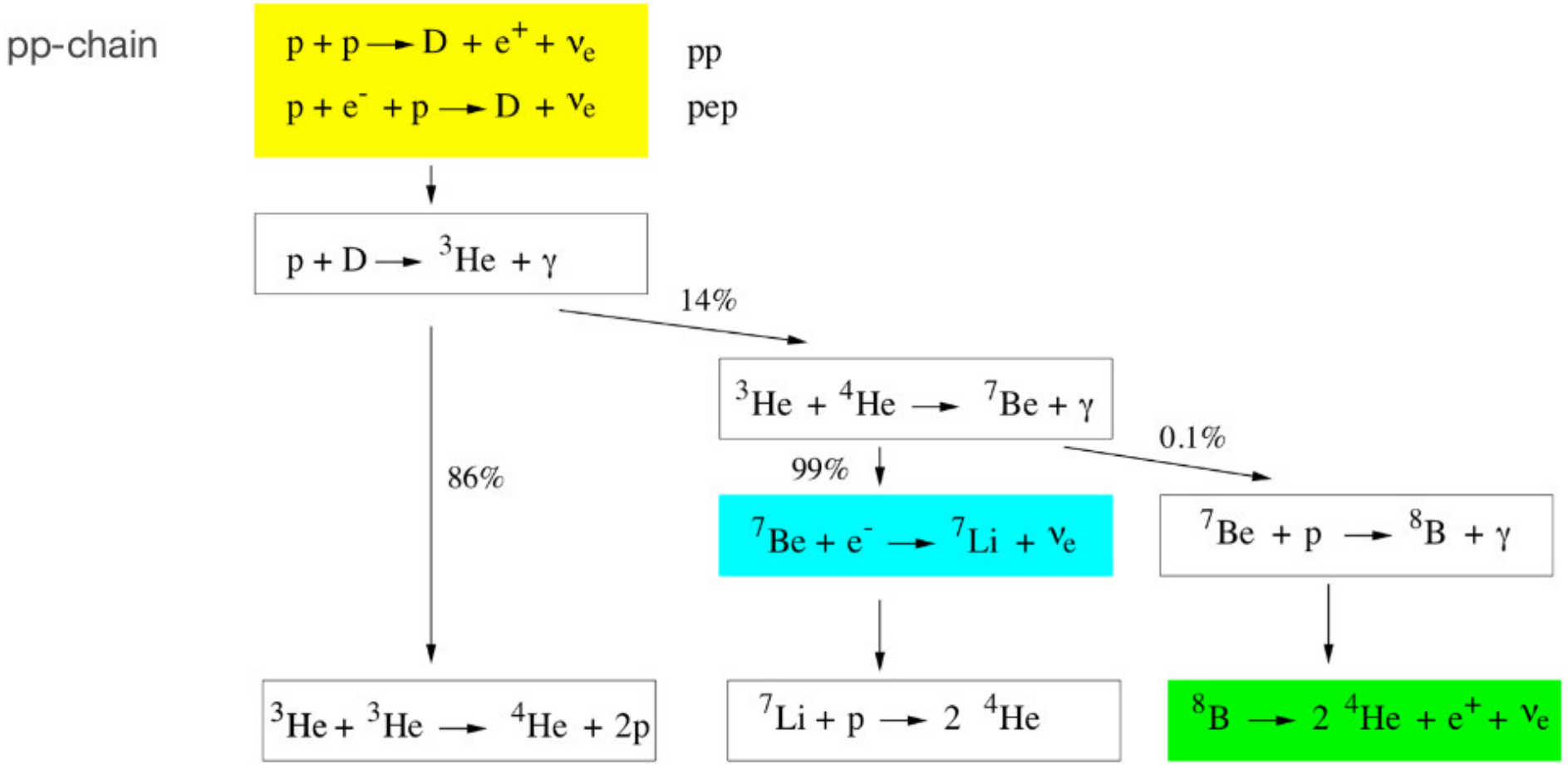
donde ν_e es un tipo de neutrino denominado electrónico.

La cadena de reacciones que termina en un núcleo atómico de helio libera 26.73 MeV de los cuales el 2% de esa energía se la llevan los 2 neutrinos producidos y el 98% se va como fotones gamma.

Hay varias ramificaciones en la cadena que transforma 4 núcleos de hidrógeno en uno de helio y en todas ellas se liberan neutrinos con distintas energías.

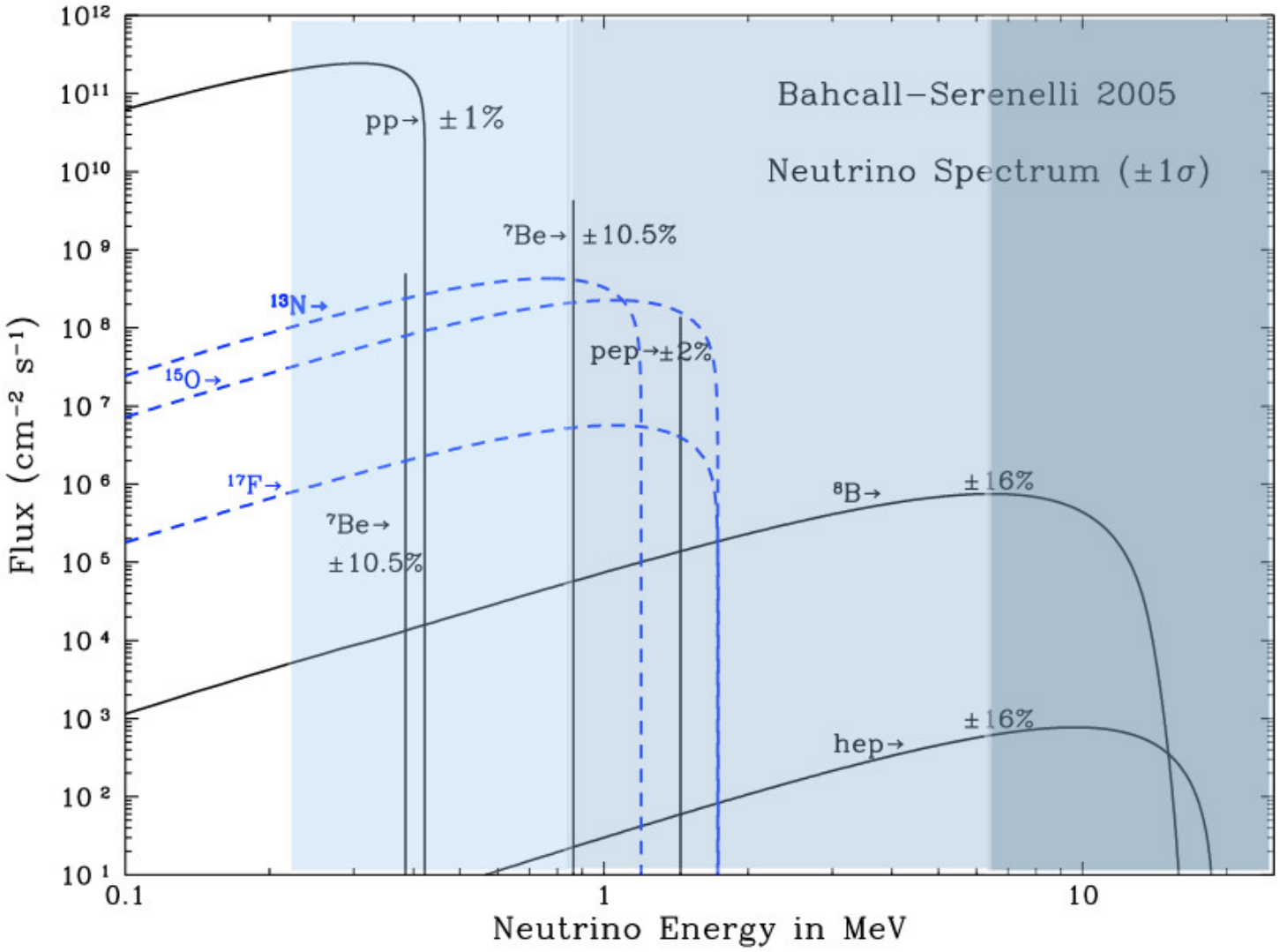
La detección de neutrinos solares nos permitiría estudiar el interior del Sol y los detalles de las reacciones termonucleares que generan su energía. Como los neutrinos prácticamente no interactúan con la materia, pueden atravesar el interior del Sol sin ser absorbidos.

Producción de neutrinos en distintas reacciones termonucleares



Distantas ramificaciones en ciclo protón-protón que producen neutrinos con diferentes energías.

Espectro de energías de los neutrinos solares



La mayoría de los neutrinos solares tienen energías < 0.3 MeV.

Estimación del flujo de neutrinos que llega a la Tierra:

La luminosidad solar es $L_\odot = 4 \times 10^{26}$ Joules/s de los cuales 2% se va en neutrinos. Asumamos que cada neutrino tiene una energía $E_\nu = 0.26$ MeV $= 4.2 \times 10^{-14}$ Joules. Por lo tanto tasa de neutrinos liberada por el Sol es:

$$\frac{4 \times 10^{26} \times 0.02}{4.2 \times 10^{-14}} \simeq 2 \times 10^{38} \text{ neutrinos/s}$$

De ese tasa de neutrinos emitidos por el Sol en todas direcciones la Tierra, a una distancia $r = 1.5 \times 10^{11}$ m, interceptará un flujo:

$$\frac{2 \times 10^{38}}{4\pi r^2} = 7.1 \times 10^{14} \text{ neutrinos/m}^2\text{/s}$$

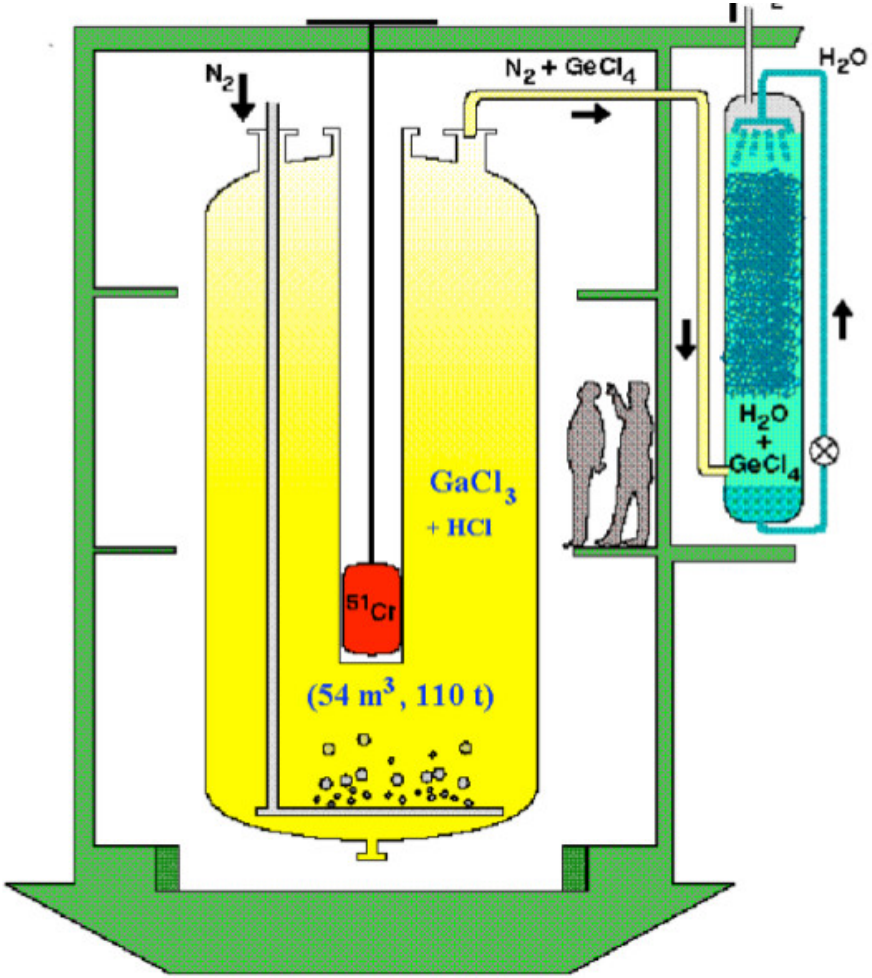
La pregunta es cómo se puede detectar este flujo de neutrinos si interactúan tan poco con la materia. El primer experimento diseñado tenía en cuenta que se puede producir la rara reacción:

$$\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + \text{e}^-$$

El mayor problema es que esta reacción sólo se puede dar para neutrinos con energías $>$ 0.814 MeV que son la mínoria entre los neutrinos solares.

Primer detector diseñado para medir el flujo de neutrinos provenientes del Sol. Estaba constituido por un tanque conteniendo 380000 litros de tetracloroetileno (C_2Cl_4) localizado en la mina Homestake a aproximadamente 1.5 km de profundidad. La interacción de neutrinos solares con átomos de cloro producian isótopos de ^{37}Ar que eran posteriormente recogidos. La localización en la mina le proporcionaba protección contra los rayos cósmicos que podrían interactuar con el cloro produciendo átomos de ^{37}Ar espúreos. El experimento fue conducido por Raymond Davis, Jr. Estos resultados mostraron por primera vez que el flujo de neutrinos solares es menor que el predicho.

Otros detectores para neutrinos de menor energía



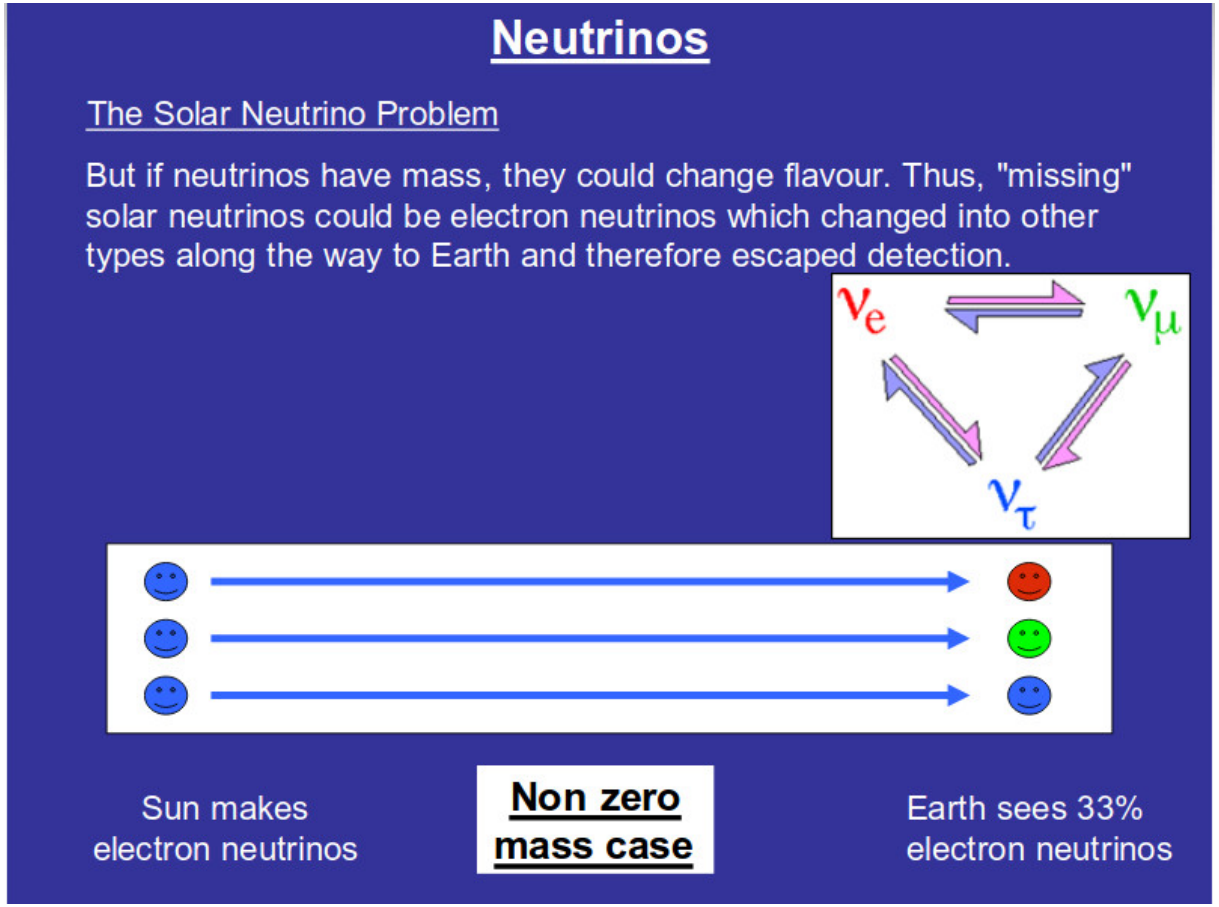
La mayoría de neutrinos solares tienen energías del orden de 0.26 MeV. Se precisaba entonces otro elemento que pudiera detectar neutrinos de menor energía. Ese elemento es el galio a través de la reacción:

$^{71}\mathrm{Ga} + \nu_e \rightarrow {}^{71}\mathrm{Ge} + \mathrm{e}^-$

Esta reacción puede medir neutrinos con un umbral de energía de 0.233 MeV.

Este experimento se materializó en el Baksan Neutrino Observatory en el Caucaso, Rusia, que emplea un tanque con 50 toneladas de $GaCl_3$ localizado a 2.1 km de profundidad. La reacción produce un isótopo de germanio radioactivo que se recoge.

El problema de los neutrinos faltantes



Todos los experimentos han mostrado que el número de neutrinos electrónicos que produce el Sol es menor que el predicho teóricamente, en lo que se conoce como el "problema de los neutrinos faltantes". Hoy se explica sobre la base de que los neutrinos tienen algo de masa que los lleva a cambiar su "sabor" durante su trayecto a la Tierra pasando una fracción de ellos a neutrinos tau o neutrinos muon que no son detectados por los instrumentos utilizados.

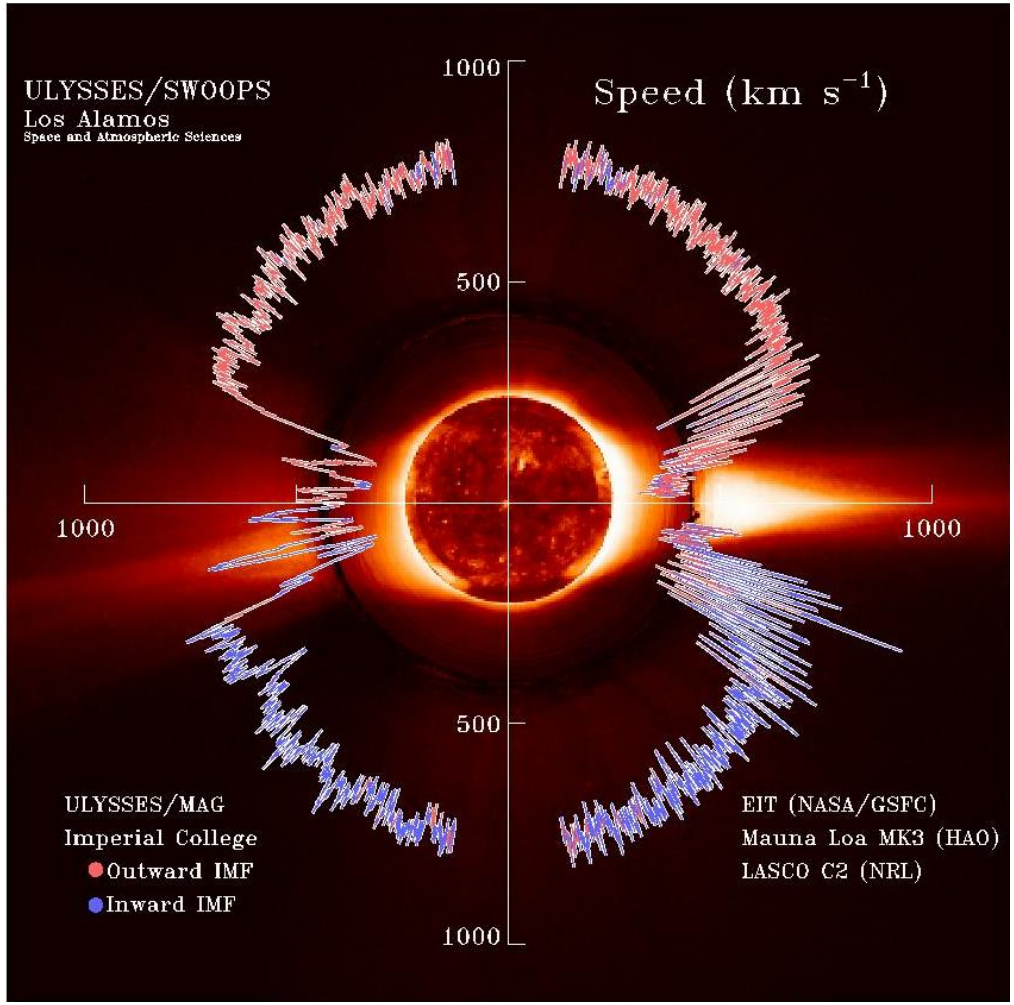
Corona y viento solar

La corona solar se extiende millones de km en el espacio exterior y se puede observar durante un eclipse total de Sol o con un coronógrafo. La materia está en forma de plasma (altamente ionizada) a temperaturas muy altas (algunos millones de Kelvin) y muy bajas densidades (del orden de 10^{15} partículas/m^3). El descubrimiento de la alta ionización de la corona se dio a través de la identificación de las líneas de emisión del Fe IX y Ca XIV en el espectro solar, al principio atribuidas a un elemento desconocido denominado "coronium".

El problema del calentamiento coronal: Se reduce a la siguiente pregunta: ¿Si la temperatura de la fotosfera es de unos 6000 K, cómo puede la temperatura de la corona elevarse millones de grados? Se han propuesto varias teorías, pero dos aparecen como más aceptadas: (1) calentamiento por ondas magnetohidrodinámicas, (2) ocurrencia de nanofulguraciones por la conversión de energía magnética en cinética.

Desde la corona se libera una corriente de partículas cargadas, constituida fundamentalmente por electrones, protones y partículas alfa, con energía cinéticas entre 0.5 y 10 keV. Este flujo de partículas se denomina *viento solar* y se desplaza arrastrando consigo líneas de fuerza del campo magnético solar.

Aceleración de partículas



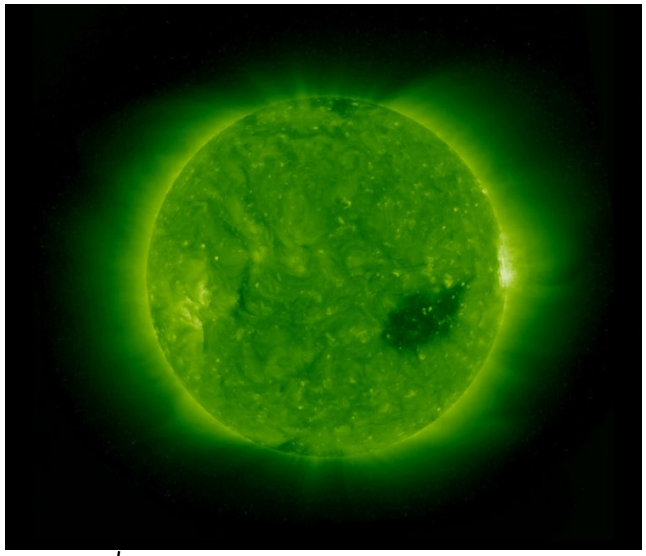
Aun a temperaturas de algunos millones de K, el viento solar no podría escapar del Sol, cuya velocidad de escape en la superficie es 618 km/s. Para una corona termalizada la velocidad cuadrática media es:

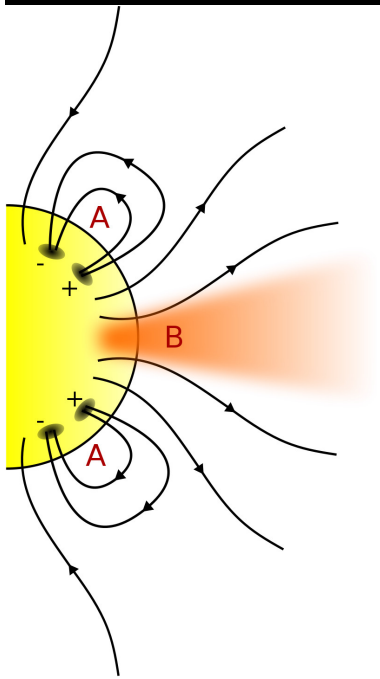
$$v = \left(\frac{3kT}{m}\right)^{1/2}$$

Si adoptamos $T = 2 \times 10^6$ K y $m = 1.67 \times 10^{-24}$ g, obtenemos $v = 220$ km/s, bien por debajo de la velocidad de escape.

La sonda *Ulysses* midió velocidades de hasta 750 km/s en las zonas polares y unos 400 km/s en las zonas ecuatoriales. Interacciones con líneas de fuerza del campo magnético aceleran las partículas.

Agujeros coronales





Son áreas donde la corona solar es más fría y por ende, más oscura, que contiene plasma de menor densidad. En estos túneles de líneas de fuerza magnéticas las partículas escapan a una tasa muy alta, dejando atrás un embudo con una baja densidad de partículas con velocidades menores.

Viento solar y pérdida de masa del Sol

A la distancia de la Tierra, durante el período de poca actividad solar, el viento solar contiene entre 1-10 protones por cm^3 con velocidades de entre 350-700 km/s. A partir de este dato observacional podemos estimar cuánta materia pierde el Sol por segundo:

$$\dot{M} = 4\pi \times r^2 \times n \times m_H \times v$$

si adoptamos: $r = 1.5 \times 10^{13}$ cm, $n = 5$ protones/cm^3, $m_H = 1.67 \times 10^{-24}$ g, $v = 500$ km/s, nos queda:

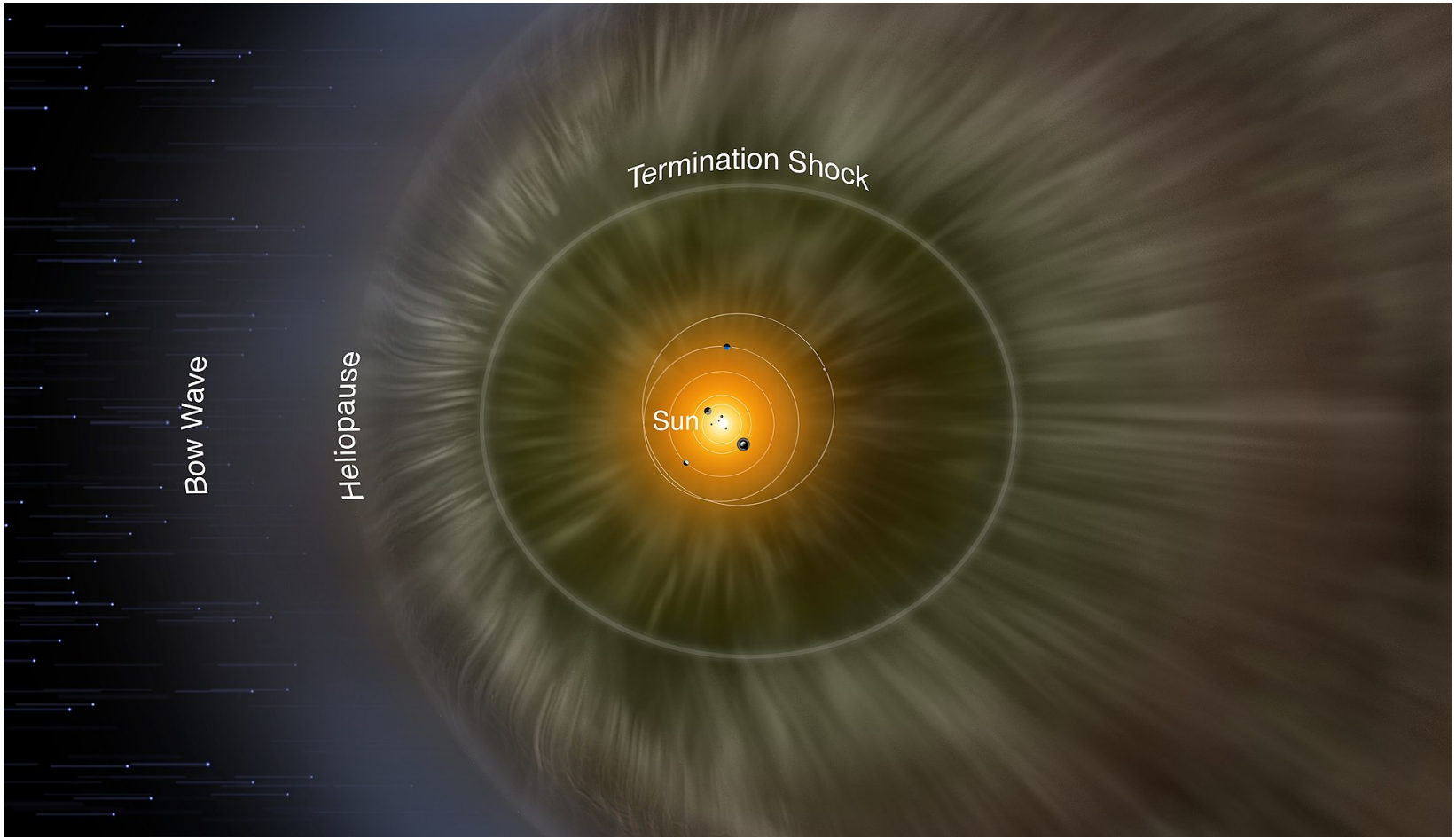
$$\dot{M} = 1.2 \times 10^{12} \text{ g/s}$$

A cabo de 1 año el Sol perderá una cantidad de masa:

$$1.2 \times 10^{12} \text{ g/s} \times 3.156 \times 10^7 s = 3.8 \times 10^{19} \text{ g/año} = 1.9 \times 10^{-14} \text{ M}_\odot\text{/año}$$

O sea, una pérdida de masa de $1.9 \times 10^{-14} \times 4.6 \times 10^9 = 8.7 \times 10^{-5}$ M$_\odot$ durante toda la vida del sistema solar. Esto representa apenas 0.01% de la masa total. Hay tipos de estrellas en que la pérdida de masa a través del viento solar es mucho más significativa.

Heliopausa



La heliopausa es el límite donde el viento solar es detenido por el medio interestelar, en otras palabras es el límite en el cual las presiones del viento solar y del medio interestelar se balancean. En este cruce, el viento solar disminuye su temperatura y densidad, y aumenta por otro lado la densidad de rayos cósmicos.

Interacciones del viento solar con el campo magnético de la Tierra

Podemos estimar la distancia de separación de la magnetosfera que enfrenta al Sol (magnetopausa). La condición es que la presión dinámica ram del viento solar sea igual a la presión magnética del campo magnético de la Tierra:

$$(\rho v^2)_{vs} \approx \left(\frac{4B(r)^2}{2\mu_0}\right)_m$$

donde ρ y v son la densidad y la velocidad del viento solar. $B(r)$ es la intensidad del campo magnético del planeta.

Ya que la intensidad del campo magnético dipolar varía con la distancia como $1/r^3$, se puede escribir: $B(r) = B_0/r^3$, donde $B_0 = 8 \times 10^{15}$ Tesla m^3 es el momento magnético de la Tierra. Sustituyendo esta expresión obtenemos

$$\rho v^2 \approx \frac{2B_0^2}{r^6 \mu_0}$$

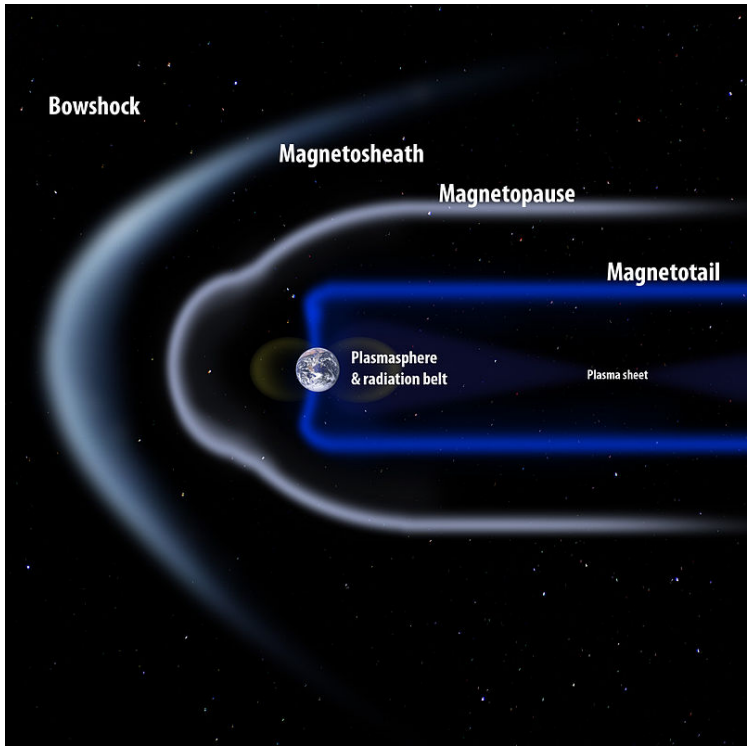
De donde obtenemos la distancia de la magnetopausa:

$$r \approx \left(\frac{2B_0^2}{\mu_0 \rho v^2} \right)^{1/6}$$

Ejemplo: $n = 5$ protones/cm^3, de donde obtenemos una densidad $\rho = 8.35 \times 10^{-21}$ kg/m^3, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$, $v = 5 \times 10^5$ m/s. Obtenemos:

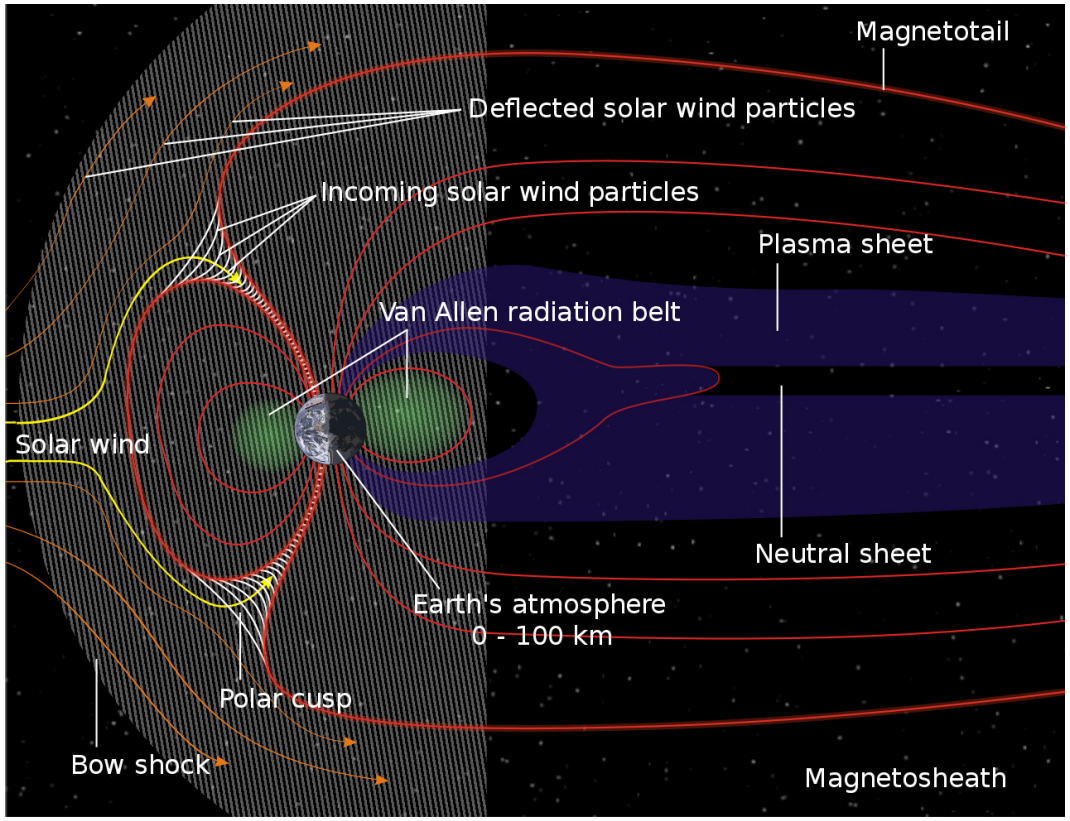
$$r \approx \left[\frac{2 \times (8 \times 10^{15})^2}{4\pi \times 10^{-7} \times 8.35 \times 10^{-21} \times (5 \times 10^5)^2} \right]^{1/6} \simeq 6 \times 10^7 \text{ m} \simeq 9.4 \text{ R}_\oplus$$

Este valor concuerda bastante bien con el valor observado.



El viento solar es supersónico y se forma una onda de choque antes de la magnetopausa que desacelera y desvía al plasma del viento solar a ambos lados de la magnetopausa. Algo de plasma logra atravesar la magnetopausa y quedar atrapado en la magnetosfera. Al atrapar y desviar partículas muy energéticas, el campo magnético terrestre protege la atmósfera evitando su destrucción.

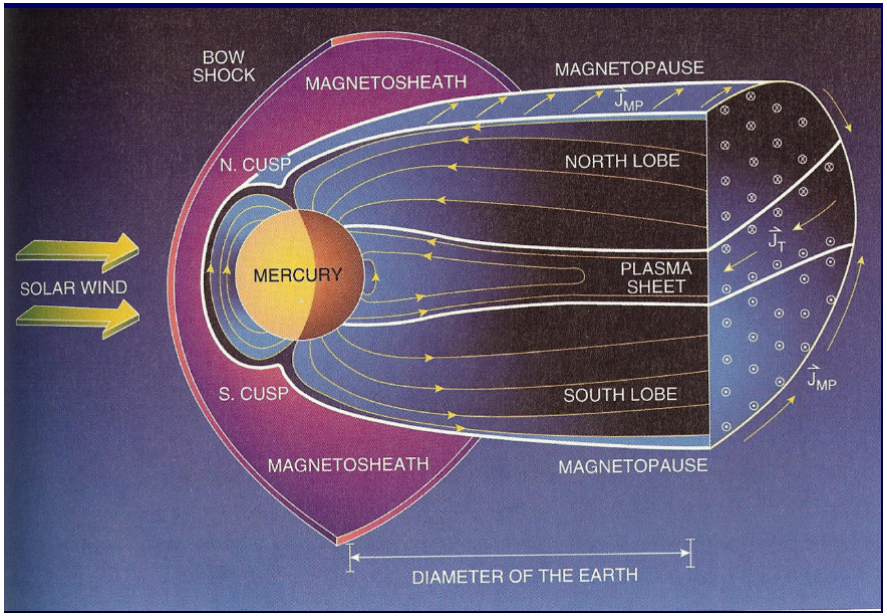
Cinturones de radiación de Van Allen

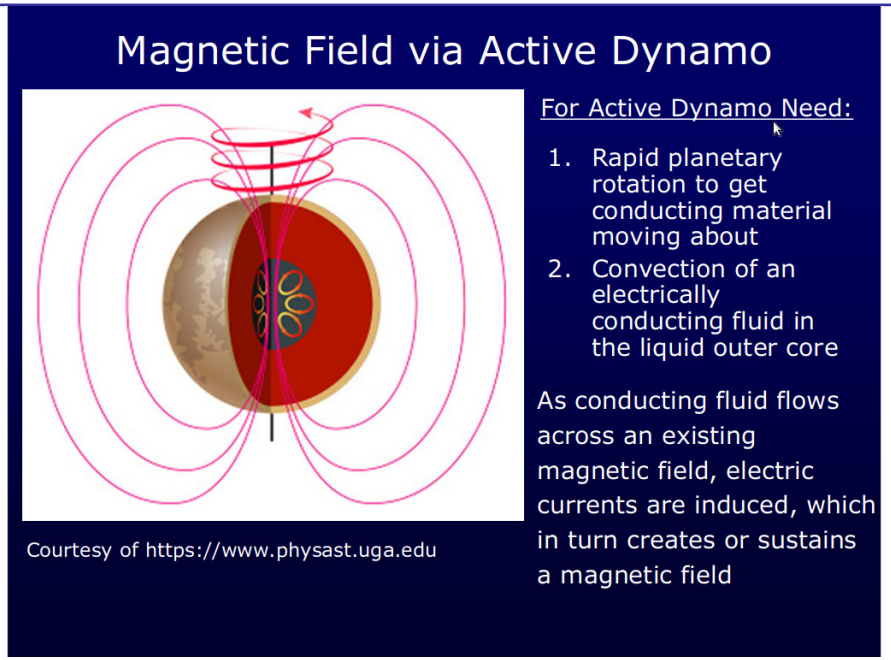


El campo magnético terrestre se comprime del lado del Sol y se extiende a grandes distancias del lado opuesto formando la *magnetocola*. Se encuentran también dos regiones de concentración de partículas cargadas capturadas en su mayoría del viento solar por el campo magnético terrestre, conocidas como los *cinturones de Van Allen*. Estos se extienden desde una altura de unos 640 km hasta 58000 km, con niveles de radiación muy peligrosos para los astronautas y capaces de dañar instrumentos electrónicos que no estén blindados.

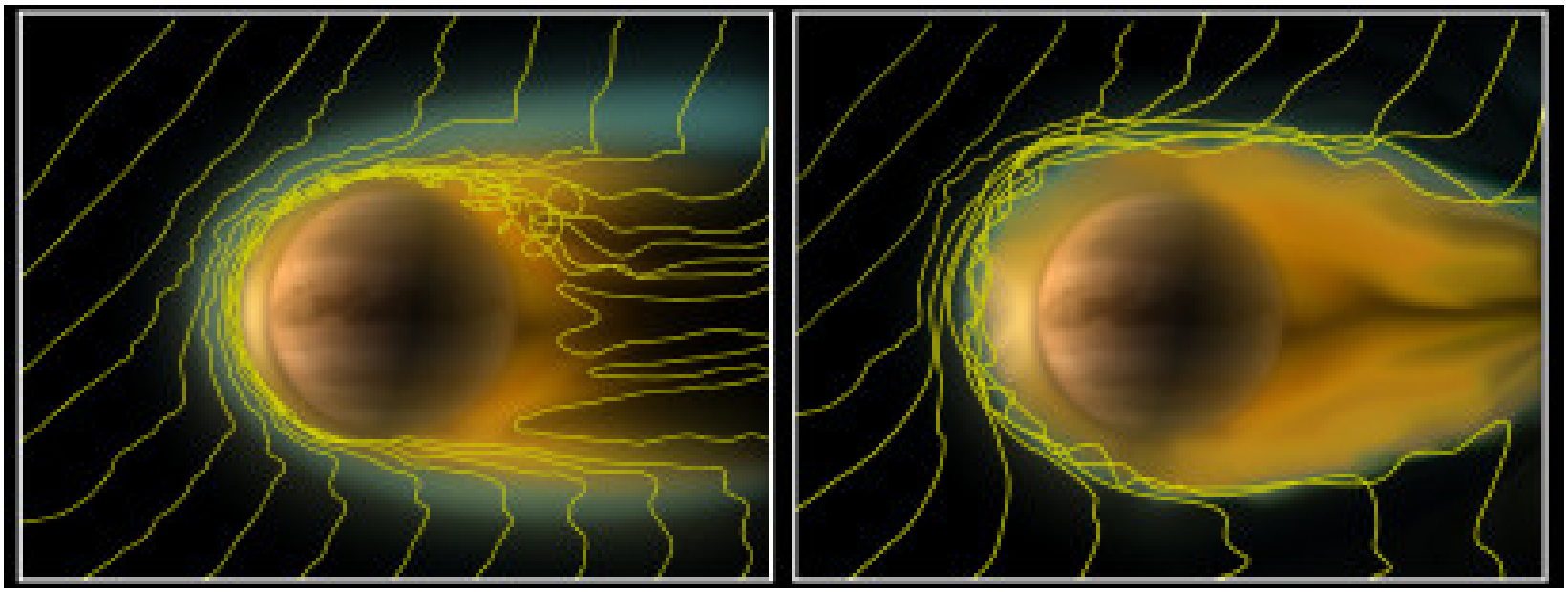
Interacciones del viento solar con otros planetas

MERCURIO: A pesar de su pequeño tamaño y lenta rotación (período = 59 días), Mercurio posee un campo magnético bastante intenso de unas 3×10^{-7} Teslas, $\sim 1\%$ del campo magnético terrestre (de unas 3×10^{-5} Teslas en su superficie). El campo magnético de Mercurio está casi alineado con su eje de rotación. El mismo es lo suficientemente intenso como para desviar el viento solar alrededor del planeta creando una magnetosfera capaz de atrapar el plasma del viento solar, exponiendo la superficie a un incesante bombardeo y creando además una exosfera transitoria.





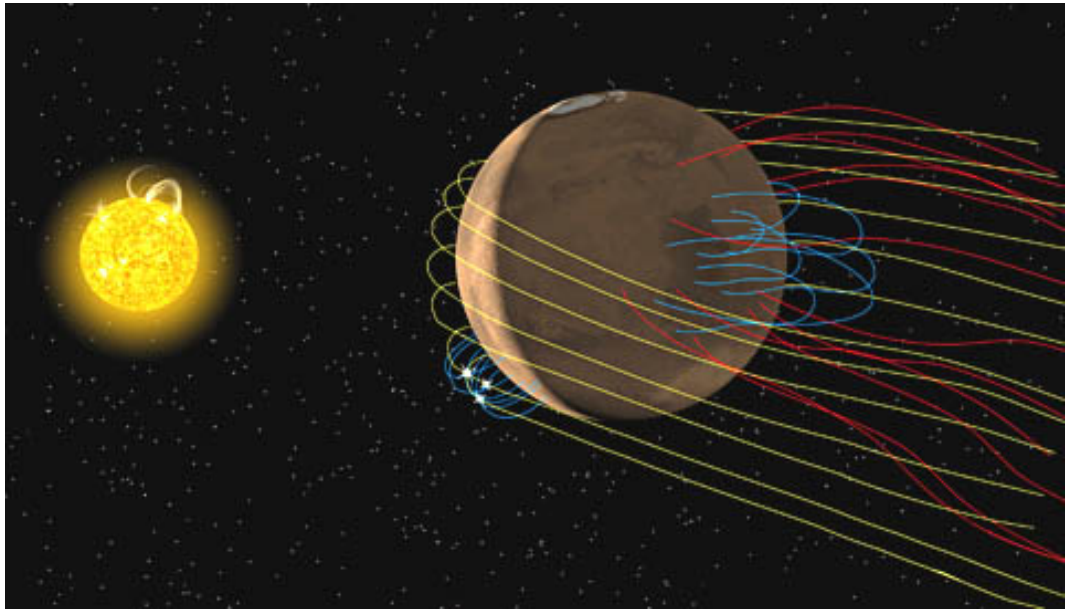
VENUS: Un dato sorprendente es que Venus carece de un campo magnético intrínseco, generado por un dínamo, como en la Tierra o Mercurio, probablemente debido a que carece de convección en su núcleo. Venus posee una débil magnetosfera originada por la interacción del viento solar con su atmósfera exterior.



Cuando la presión dinámica del viento solar es normal (izquierda), la ionosfera está confinada a una región unos 150-300 km encima del hemisferio iluminado. Partículas cargadas positivamente viajan a través del terminador para crear una ionosfera similar en el hemisferio nocturno. Si la presión del viento solar cae a niveles muy bajos, la ionosfera se expande encima del hemisferio iluminado, lo que facilita el flujo de iones a través del terminador formando una cola extendida de iones en el hemisferio nocturno.

Por la radiación UV del Sol se disocian moléculas neutras (por ej. H_2O) en átomos de hidrógeno y oxígeno que se ionizan y terminan siendo llevados por el viento solar. Esto lleva a la pérdida de los iones más livianos (hidrógeno, helio, oxígeno), mientras que moléculas más pesadas como el CO_2 son retenidas. La erosión ha incrementado el cociente deuterio/hidrógeno en la atmósfera unas 100 veces con respecto a los valores observados en el resto del sistema solar.

MARTE: Como en el caso de Venus, Marte tiene una ionosfera pero carece de un campo magnético intrínseco global. Solo en el hemisferio sur existe una magnetización residual de la corteza.

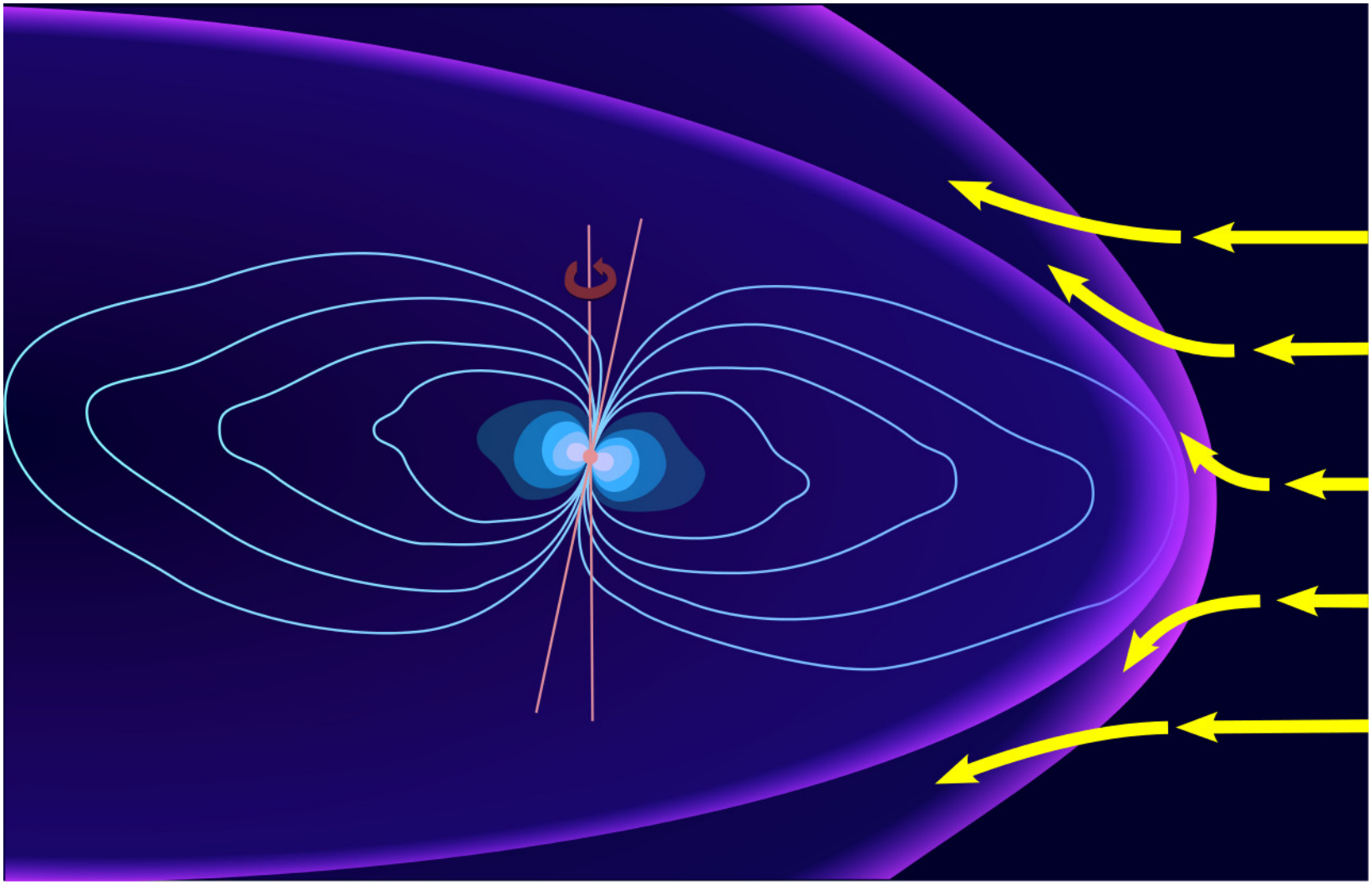


Hay 3 clases de líneas del campo magnético: 1) aquellas que envuelven el planeta por el viento solar (amarillo); 2) líneas cerradas creadas por bolsones de magnetismo en la corteza (azul); 3) líneas de campo abiertas (rojo) creadas cuando las 2 primeras se conectan en el hemisferio diurno.

Ese íntimo contacto de las líneas de fuerza del campo magnético asociadas al viento solar causarían alguna pérdida de gases de la atmósfera de Marte, tanto átomos neutros como iones. Se estima a la presente tasa una pérdida de una cantidad de agua global de una profundidad de 3 m sobre los últimos 3.5×10^9 años y apenas 1 milibar de CO_2. Esto es apenas una pequeña fracción de su atmósfera primitiva. La pérdida de atmósfera tuvo que ser mucho más vigorosa en el pasado.

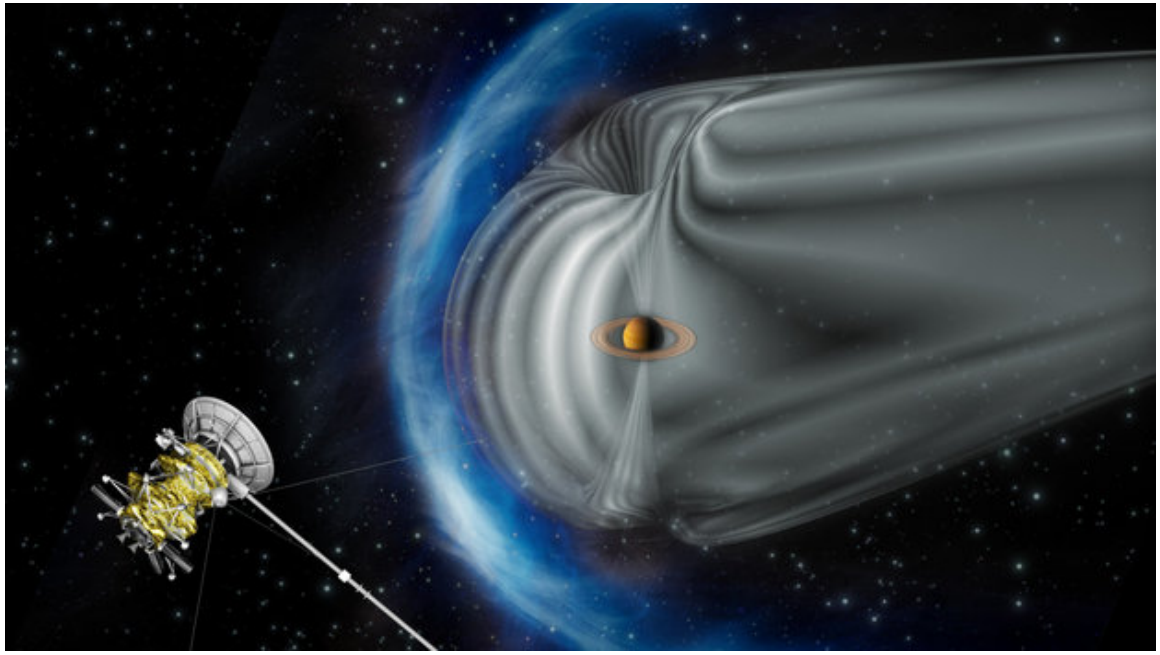
Marte probablemente tuvo un campo magnético global varios millones de años atrás que lo perdió cuando su núcleo líquido solidificó.

JUPITER: Su campo magnético es 14 veces más intenso que el de la Tierra, lo cual lo hace el más intenso en el sistema solar con excepción de las manchas solares. La intensidad del campo es de 4.2 Gauss en el ecuador a 10-14 Gauss en los polos ($0.42 - 1.4 \times 10^{-3}$ Tesla). Su inclinación con respecto al eje de rotación del planeta es de unos $10°$. Se considera que el campo es generado por corrientes en forma de vórtice de material conductor en el núcleo de hidrógeno metálico líquido. El intenso campo magnético de Júpiter hace que el frente de choque resultante de su interacción con el viento solar se encuentre a una distancia de 75 radios de Júpiter.



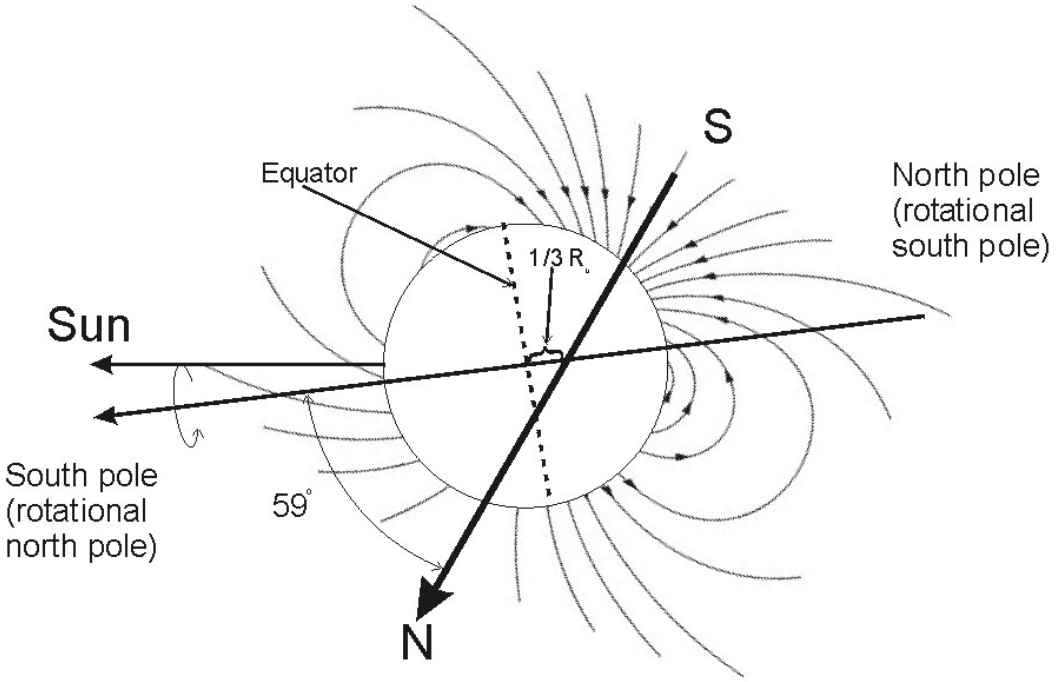
Los volcanes de Io emiten grandes cantidades de SO_2 que se dispersa formando un toro gaseoso a lo largo de su órbita. El gas es ionizado en la magnetosfera de Júpiter produciendo iones de azufre y oxígeno. Estos, junto con los iones de hidrógeno originados en la atmósfera de Júpiter, forman una lámina de plasma en el plano ecuatorial de Júpiter.

SATURNO: El campo magnético de Saturno tiene una intensidad en el ecuador de 0.2 Gauss (0.2×10^{-4} Tesla), aproximadamente $1/20$ del campo magnético de Júpiter y algo más débil que el de la Tierra. Está prácticamente alineado con el eje de rotación del planeta. Se genera por un dínamo como el de Júpiter y los demás planetas con campos dipolares.



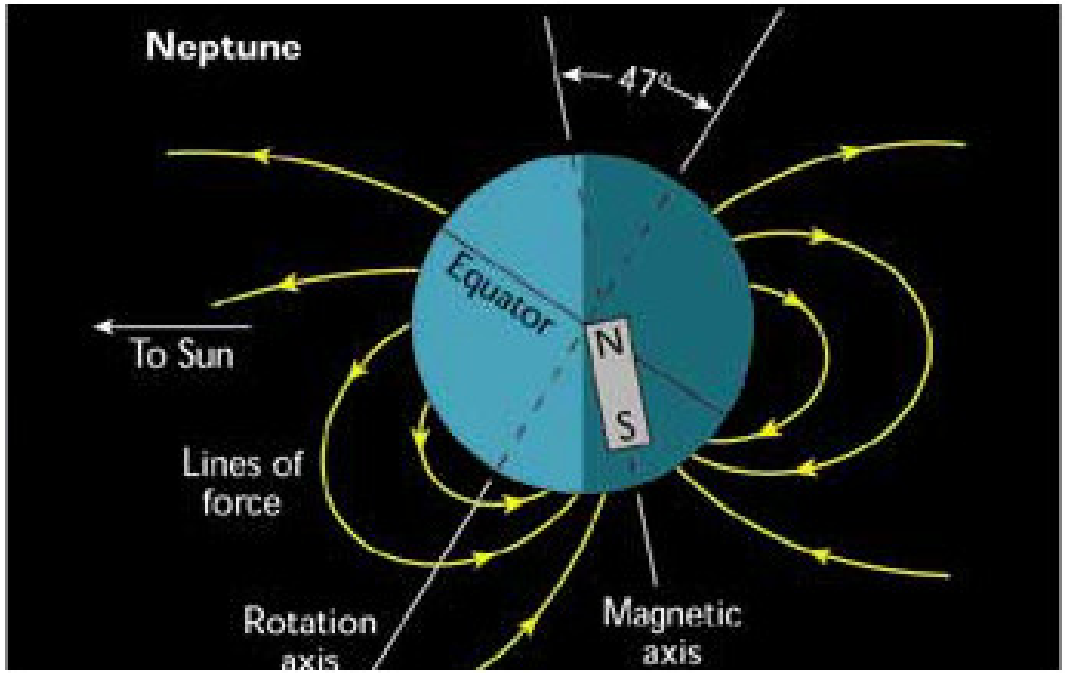
Frente de choque del viento solar con el campo magnético de Saturno a una distancia entre 20 y 35 radios del planeta.

URANO:



El campo magnético de Urano está inclinado $59°$ con respecto a su eje de rotación, además no pasa por su centro geométrico. El campo promedio en su superficie es de 0.23 Gauss, con una fuerte asimetría entre los polos magnéticos norte y sur. El frente de choque se encuentra a unos 23 radios de Urano. Las características de este campo magnético sugieren que no se genera en el núcleo del planeta sino más bien por movimiento de material eléctricamente conductor en capas superficiales.

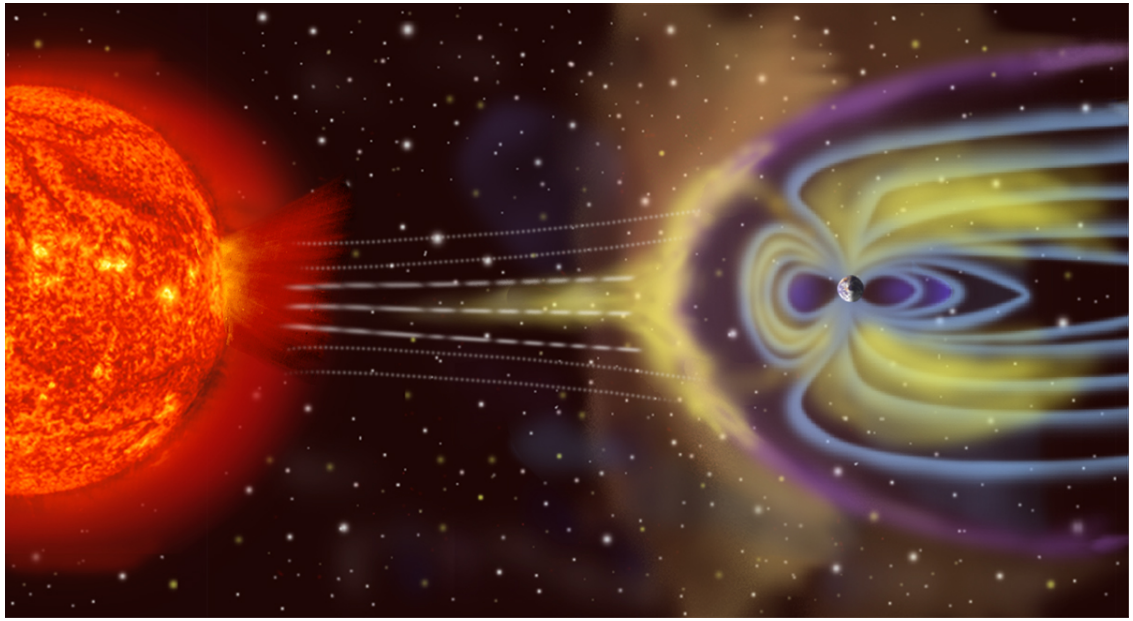
NEPTUNO:



El campo magnético de Neptuno se asemeja mucho al de Urano: está inclinado $47°$ con respecto a su eje de rotación, y pasa a unos 0.55 radios de su centro geométrico. El campo en el ecuador magnético de Neptuno es de 0.14 Gauss, con una fuerte asimetría entre los polos magnéticos norte y sur. El frente de choque donde el viento solar se desvía se encuentra a unos 35 radios de Neptuno. Al igual que en el caso de Urano, el campo se genera en capas cercanas a la superficie por movimientos convectivos de líquidos eléctricamente conductores (probablemente una combinación de amoníaco, metano y agua).

Clima espacial

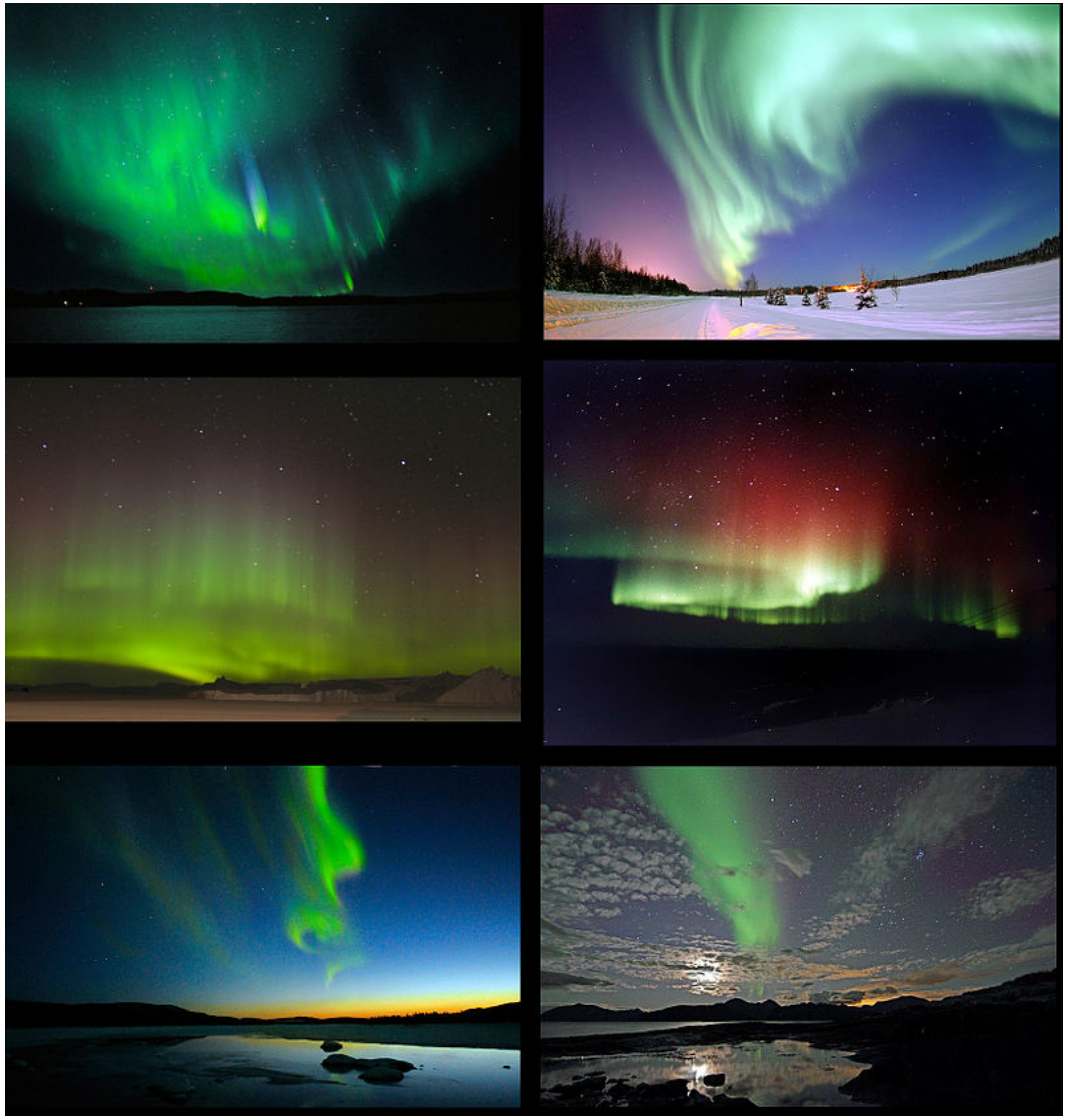
El clima espacial es una rama de la física espacial referida a la interacción del viento solar y el campo magnético interplanetario transportado por el viento solar con los campos magnéticos planetarios, en particular el de la Tierra.



El clima espacial puede tener distintas manifestaciones:

• Electrónica de satélites artificiales que puede ser afectada durante tormentas geomagnéticas.

• Cambios orbitales en satélites en órbitas bajas cuando una tormenta geomagnética cambia las condiciones de la termosfera, agregando fricción al movimiento del satélite.

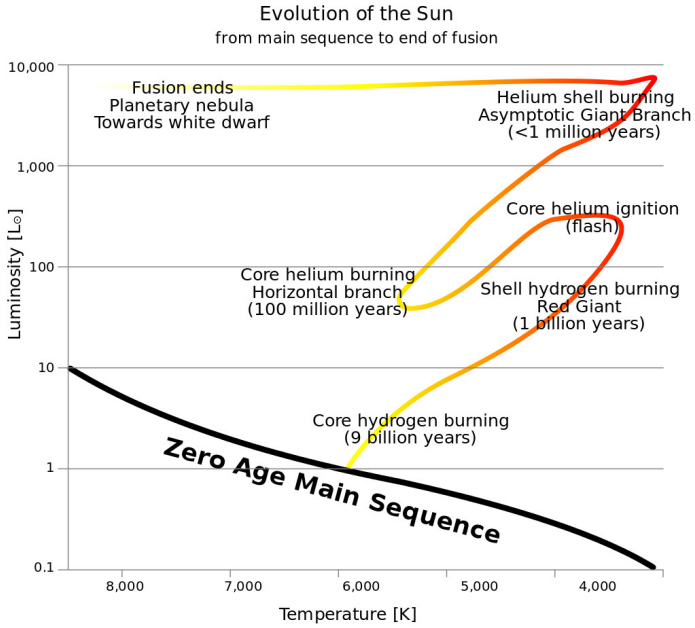


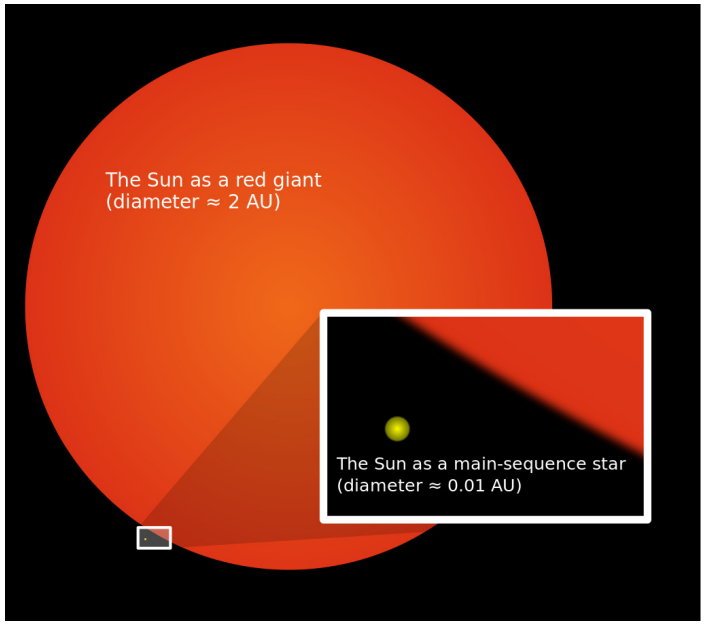
Auroras polares

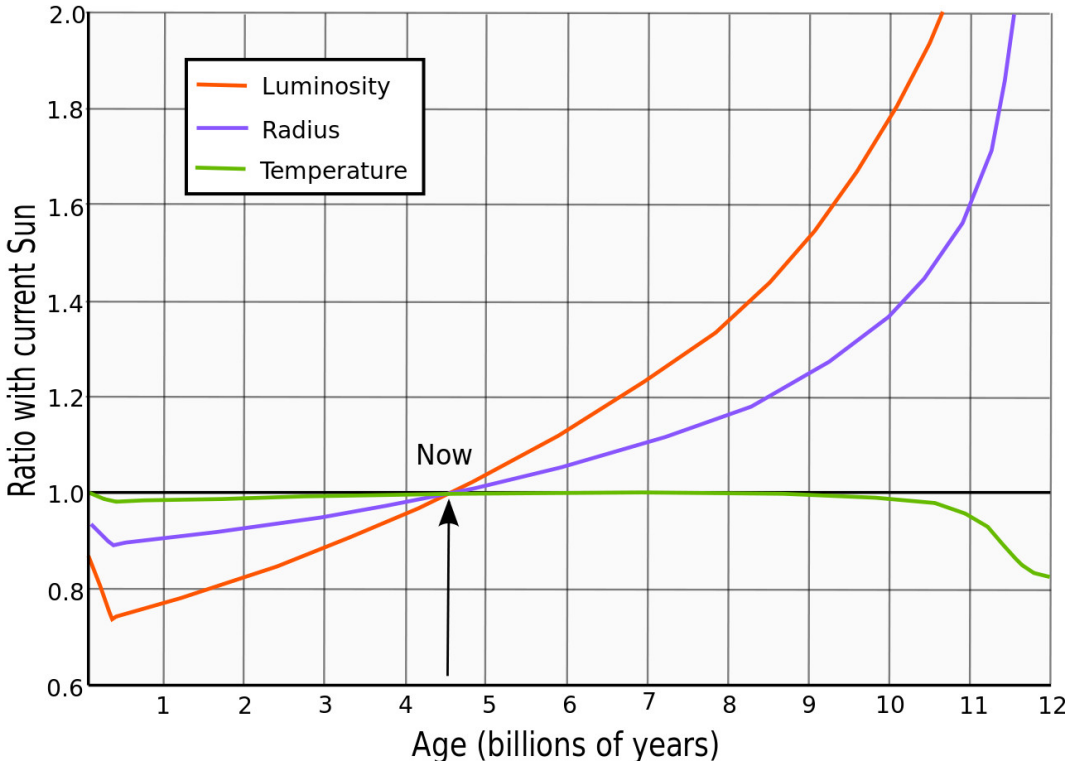
• Perturbaciones en la transmisión de radiofrecuencia por cambios en la ionosfera.
• Exposición a dosis muy altas de radiación ionizante durante eycciones de masas coronales que descargan en el espacio altos flujos de partículas muy energéticas que podrían poner en peligro la vida de los astronautas.
• Auroras polares (boreales y australes) que resultan de pertubaciones de la magnetosfera por el viento solar. Los constituyentes atmosféricos se excitan e ionizan emitiendo luz de distintos colores y complejidad.

El futuro del Sol

El Sol es una estrella de clase espectral G2 de la Secuencia Principal (SP) y se estima que está en la mitad de su vida en dicha secuencia. En la SP el Sol evoluciona muy lentamente generando su energía por la fusión de 4 núcleos atómicos de hidrógeno para formar uno de helio. Estas reacciones termonucleares convierten más de 4 toneladas de materia en energía cada segundo. Al cabo de 10^{10} años desde su formación, el Sol habrá consumido todo el hidrógeno de su núcleo que se habrá convertido en helio. Ese es un momento crucial: se agota la energía de fusión termonuclear del hidrógeno, el Sol entra en un desequilibrio que lo lleva a abandonar la SP para convertirse en una gigante roja.







Aun en la SP, la luminosidad del Sol habrá variado por un factor de más de dos, desde el momento que ingresó en la SP hasta el momento que la abandone. Ese cambio en la luminosidad traerá aparejadas consecuencias en la evolución del clima de nuestro planeta.

TEMA 8: Cuerpos menores del sistema solar

* Meteoroides, meteoros y meteoritos.
* Clasificación de meteoritos.
* Asteroides: Propiedades dinámicas.
* Taxonomía.
* Fotometría, espectroscopía y polarimetría.
* Curvas de luz. Rotación.
* Cometas: Aspectos generales. propiedades dinámicas
* La nube de Oort.
* Fotometría y espectroscopía. Composición química.
* Mecanismos de *Outbursts* y *splittings*.
* Cometas de la familia de Júpiter.
* Objetos en transición cometa-asteroide.
* El cinturón trans-neptuniano: Transferencia de objetos a la región planetaria. Centauros.

Meteoroides, meteoros y meteoritos

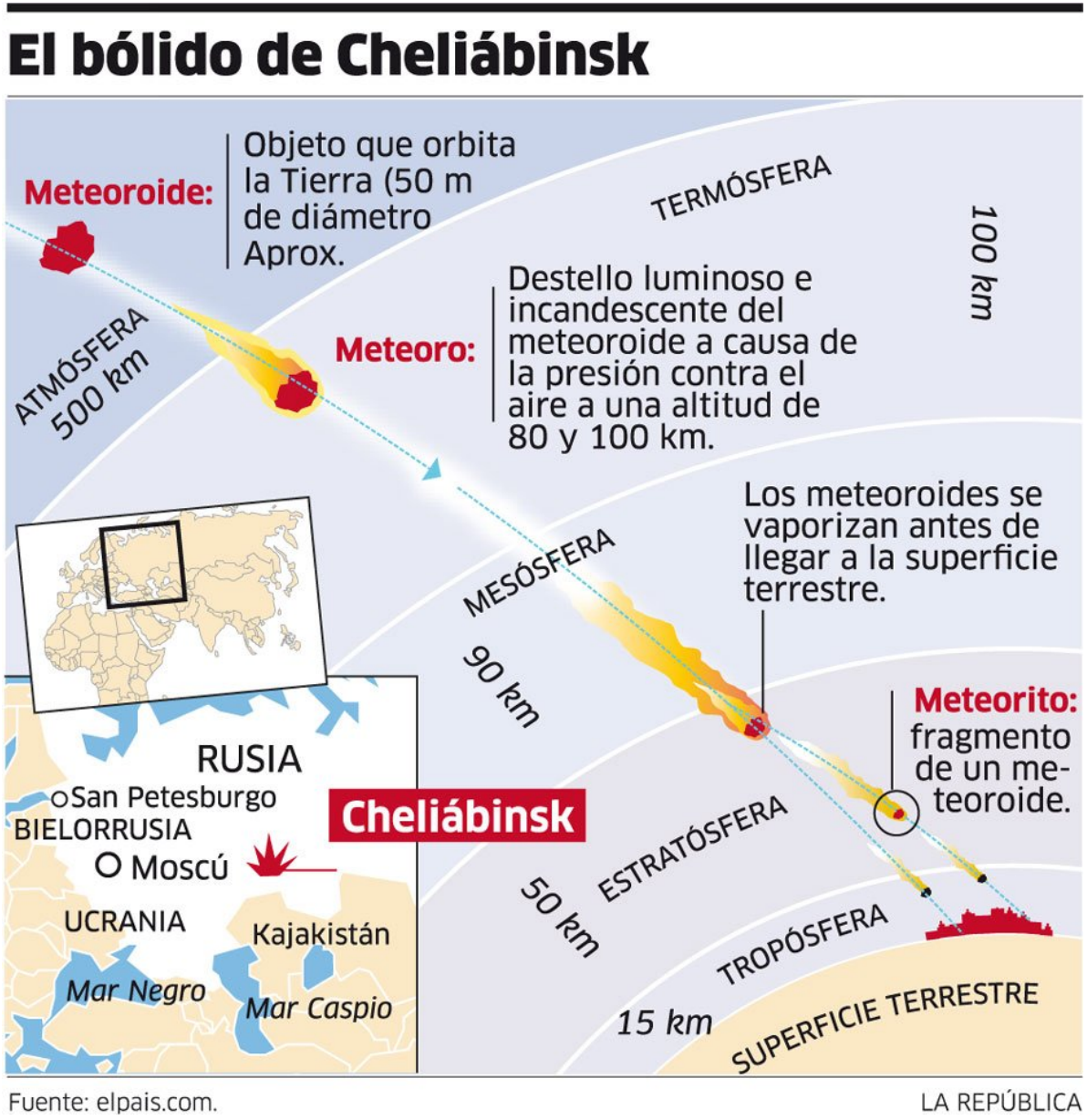
La luz zodiacal vista desde Paranal, Chile

El medio interplanetario está lleno de partículas de polvo y guijarros denominados *meteoroides*. El polvo está concentrado hacia el plano de la eclíptica. Este se puede observar como una extensión del brillo solar en la puesta del Sol o antes de la salida. Ese brillo se denomina *luz zodiacal* y es debido a la difusión de la luz solar por las partículas de polvo.

El gegenschein

El gegenschein es luz solar difundida hacia atrás por partículas de polvo acumuladas en el punto lagrangeano L_2 del sistema Sol-Tierra-partícula.

Entrada en la atmósfera: El fenómeno de ablación



Las “piedras que caen del cielo”

En 1794 el físico alemán Ernst Florens Chladni publicó por primera vez un ensayo científico argumentando que los meteoritos eran rocas provenientes del espacio. La explosión en el aire y la subsiguiente caída de miles de fragmentos ocurrida el 24 de abril de 1803 en L’Aigle, Francia confirmó la naturaleza cósmica de estos objetos. El informe de Jean-Baptiste Biot, apoyado por la Academia de Ciencias de Francia, dió un respaldo definitivo a esta teoría.

Definiciones

Meteoroide: Fragmento pequeño en el espacio interplanetario, más grande que una partícula de polvo que difunde eficientemente la luz, pero lo suficientemente pequeño para no poder ser detectado telescópicamente.

Meteoro: Es el meteoroide cuando ingresa en la atmósfera y, por fricción irradia calor y luz.

Bólido: Son los meteoros más luminosos que penetran la atmósfera hasta cerca de la superficie finalizando su viaje con una explosión.

Meteorito: Son los fragmentos que se recogen en el suelo, si éstos están asociados a un meteoro se denominan caídas (falls), cuando no estás asociados a meteoros se denominan hallazgos (finds).

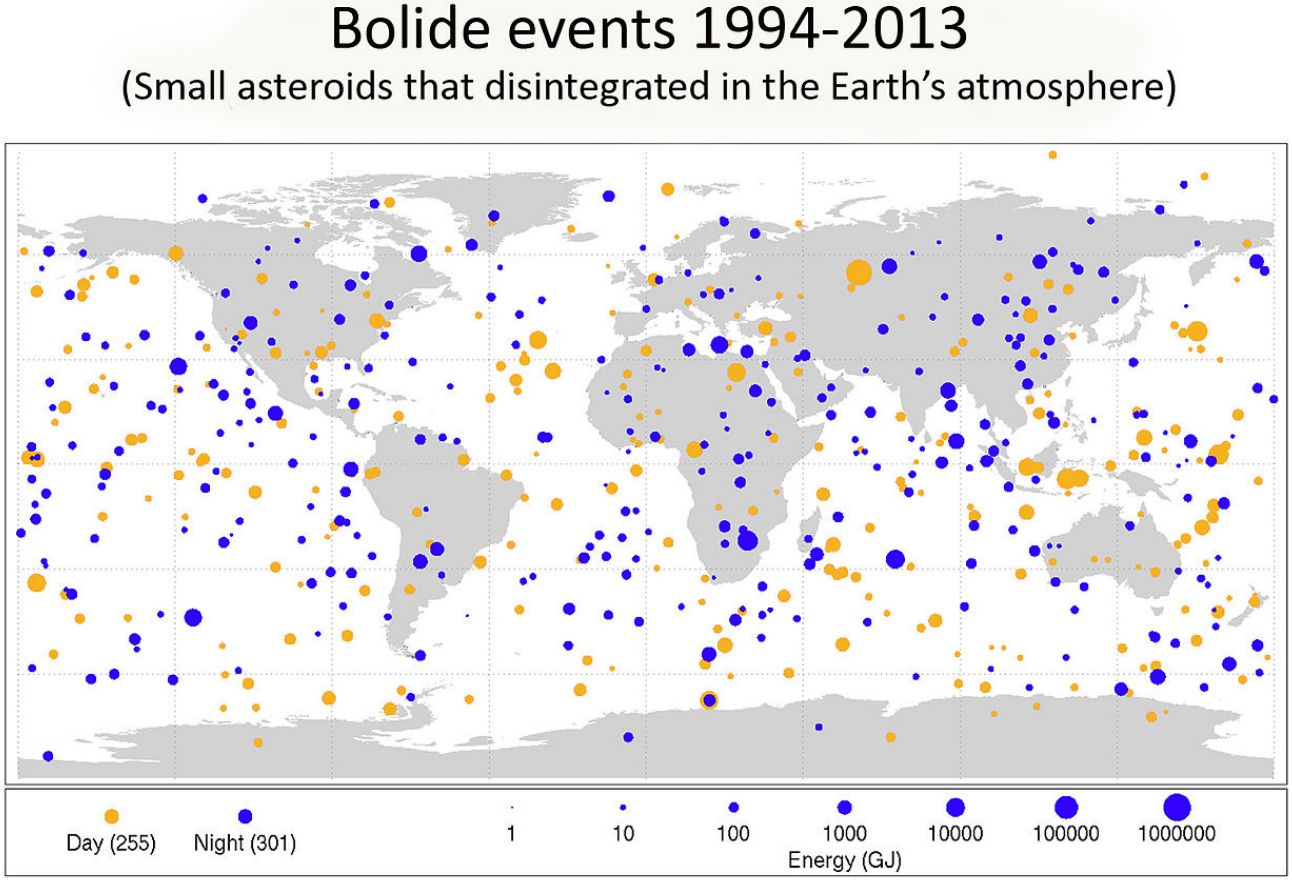
Meteoros: El caso de Chelyabinsk

El bólido de Chelyabinsk tenía un radio ~ 20 m. Cayó en esa localidad rusa el 15 de febrero de 2013. Se estimó una velocidad de 19.16 ± 0.15 km/s. Entró en la atmósfera en una trayectoria casi rasante que lo llevó a explotar a una altura estimada de 29.7 km

Recolección de fragmentos del bólido de Chelyabinsk

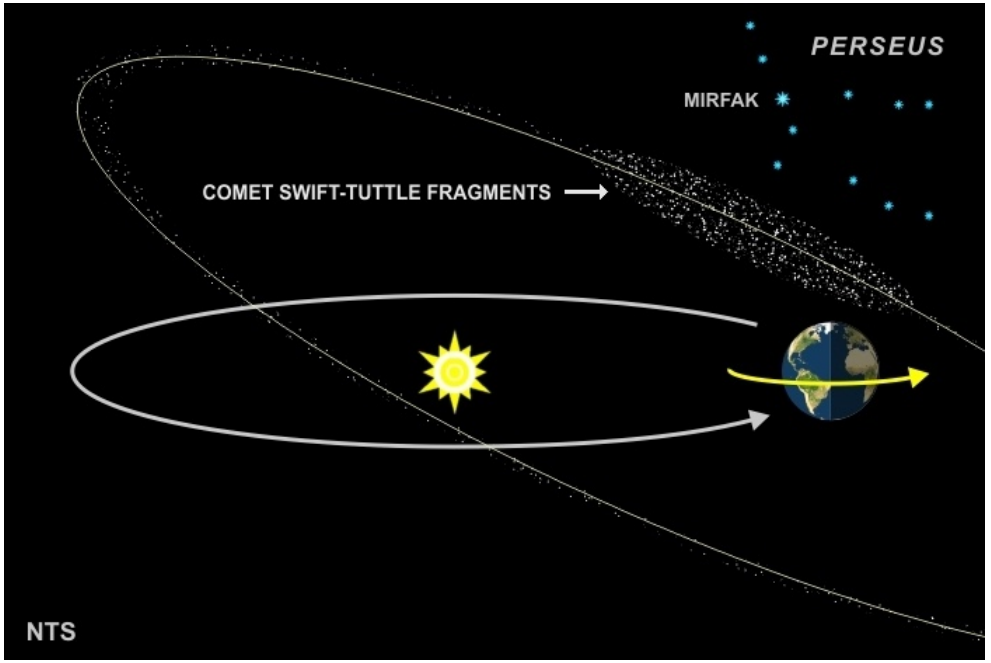
Los meteoritos recogidos corresponden a una condrita ordinaria de tipo LL (bajo contenido en Fe metálico).

Frecuencia de bólidos



La masa total de materia meteórica que impacta en la atmósfera terrestre es en promedio de aproximadamente 10^7 - 10^8 kg/año. La mayoría de este material llega en forma de micrometeoritos de ~ 100 μm.

Lluvias meteóricas



Una lluvia meteórica es el resultado de la interacción entre la Tierra y una corriente de meteoroides provenientes de desechos cometarios (y en algunos casos asteroidales). Algunos ejemplos: Perseidas (mitad de agosto), Orionidas (fines de octubre, asociadas a 1P/Halley), Leonidas (mitad de noviembre, asociadas a 55P/Tempel-Tuttle).

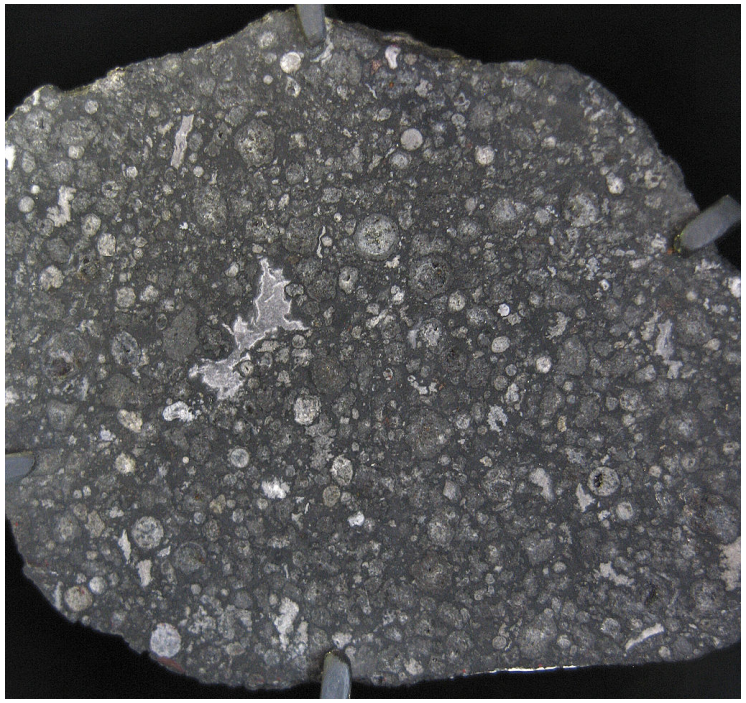
Búsqueda de meteoritos

Hay lugares más favorables para encontrar meteoritos, como las zonas desérticas de la península arábica, como vemos en el ejemplo de la figura, probablemente una condrita de cerca de medio kg.

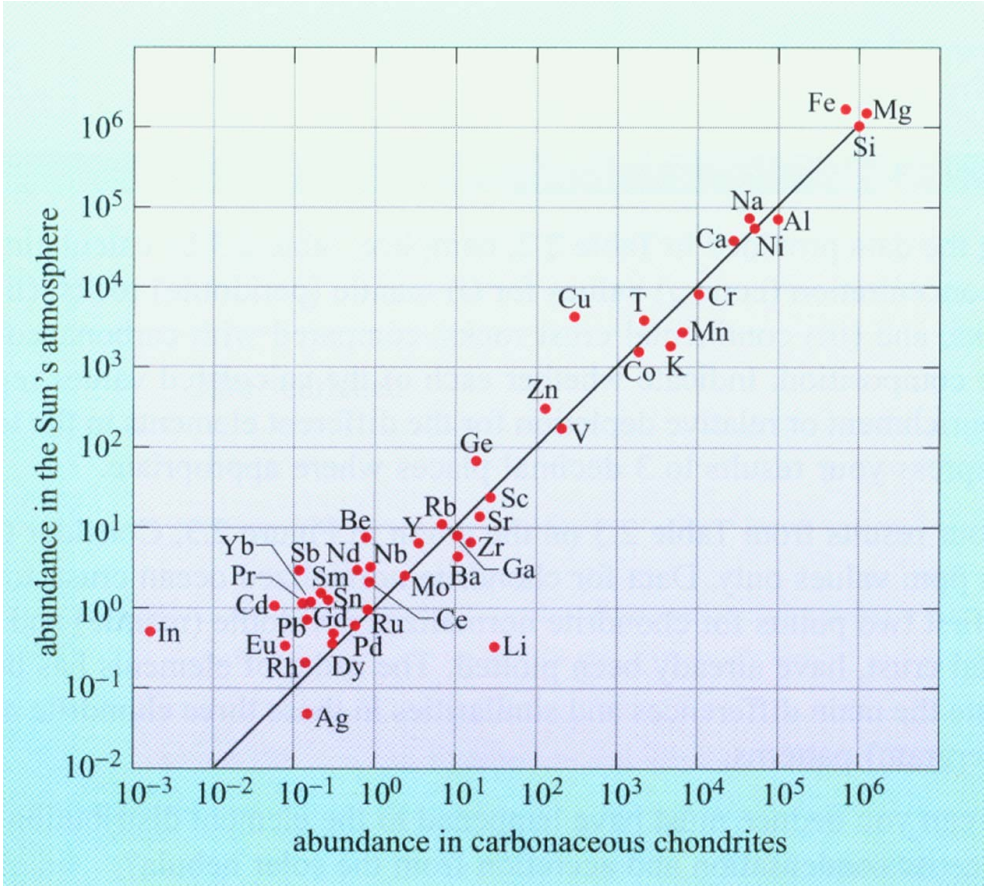
Clases de meteoritos

Clase	Caídas	Frecuencia de caídas (%)	Hallazgos (fuera de la Antártida)	Hallazgos (Antártida)
Condritas	803	86.1	1700	8497
Condritas carbonosas	33	3.5	28	160
Acondritas	73	7.8	49	391
Meteoritos marcianos	4	0.4	2	6
Meteoritos lunares	0		2	11
Pétreo-metálicos	12	1.3	57	29
Metálicos	45	4.8	681	65

El material más primitivo es el menos diferenciado en términos de las abundancias relativas de los elementos



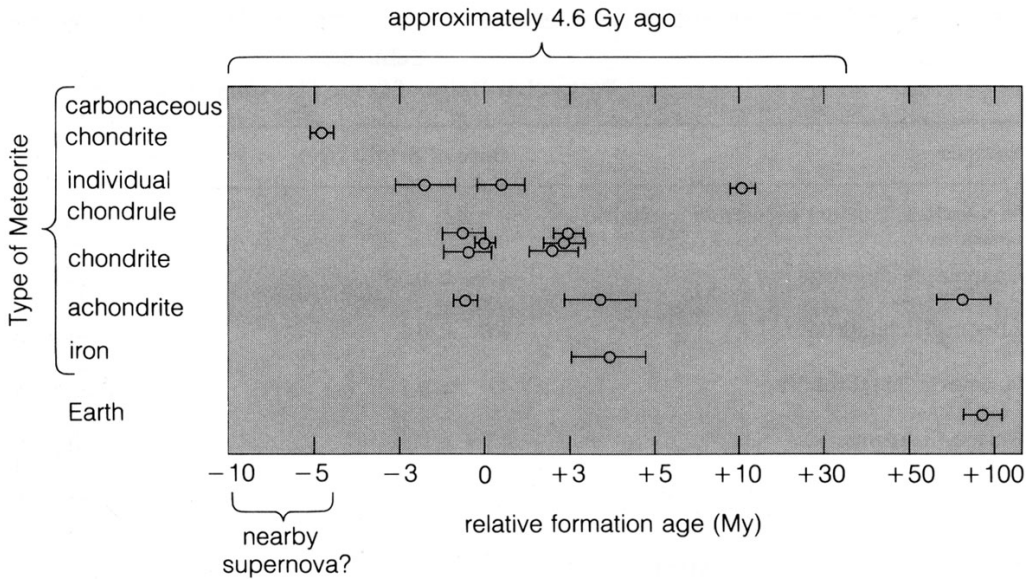
Ejemplo: Meteorito de Allende
Condrita carbonosa



Determinación de edades por decaimiento radioactivo

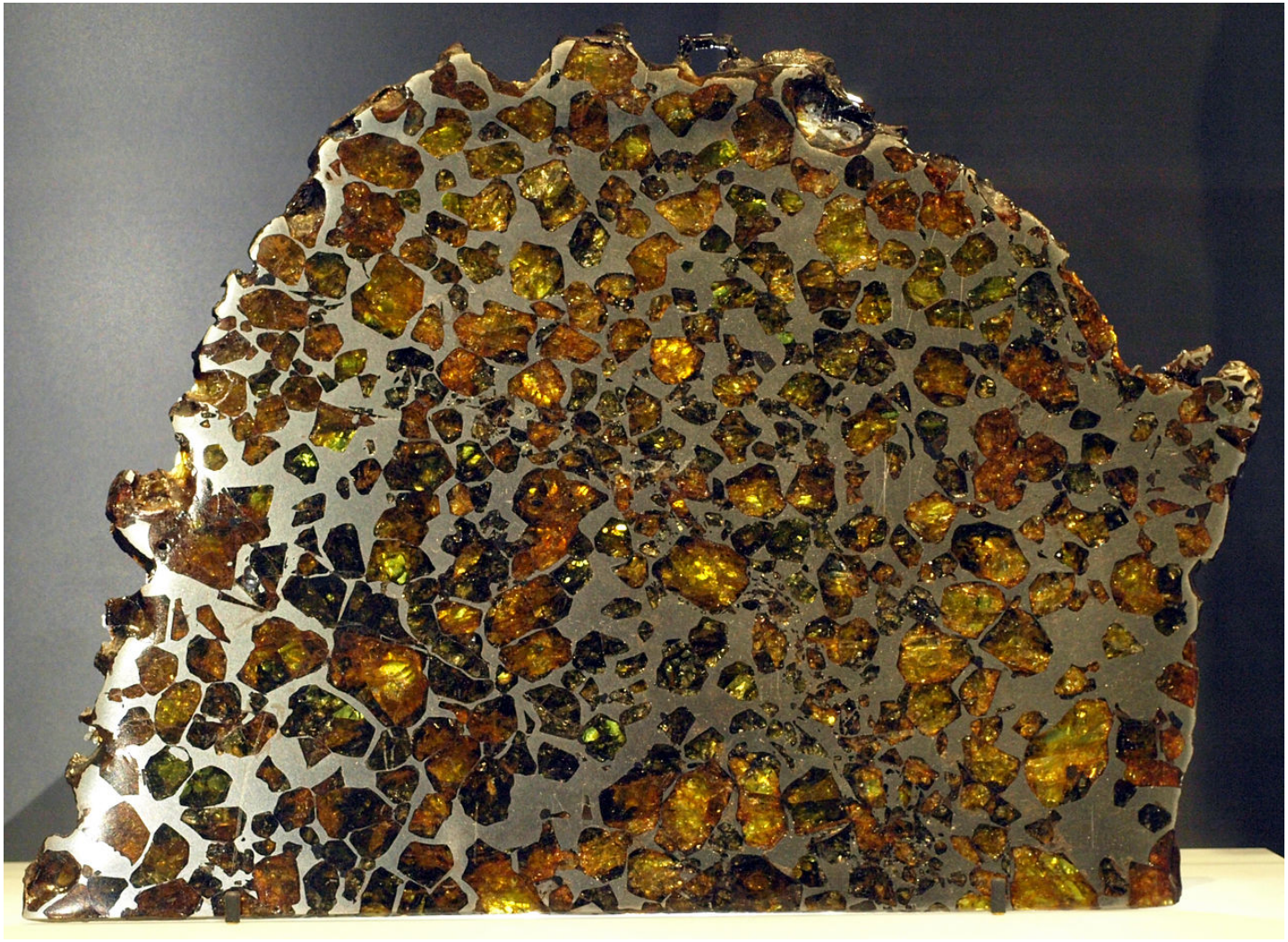
Vidas medias de isótopos seleccionados usados comúnmente en geocronología

Padre	Stable Hijo(s) estable	Vida media $t_{1/2}$ (10^9 años)
^{40}K	^{40}Ar, ^{40}Ca	1.25
^{87}Rb	^{87}Sr	48.8
^{232}Th	^{208}Pb, ^{4}He	14
^{235}U	^{207}Pb, ^{4}He	0.704
^{238}U	^{206}Pb, ^{4}He	4.47

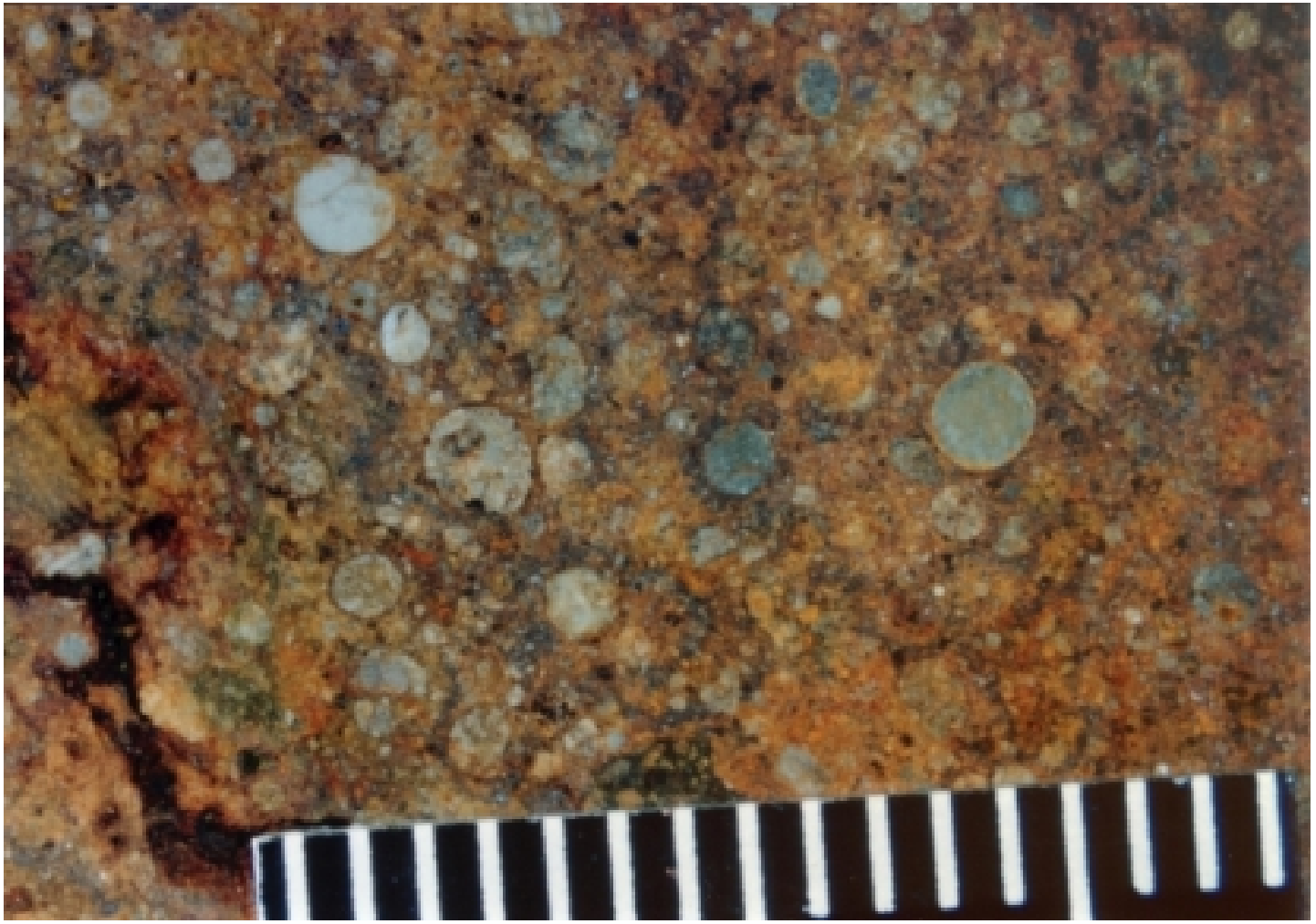


Algunas muestras de meteoritos

Meteorito metálico.

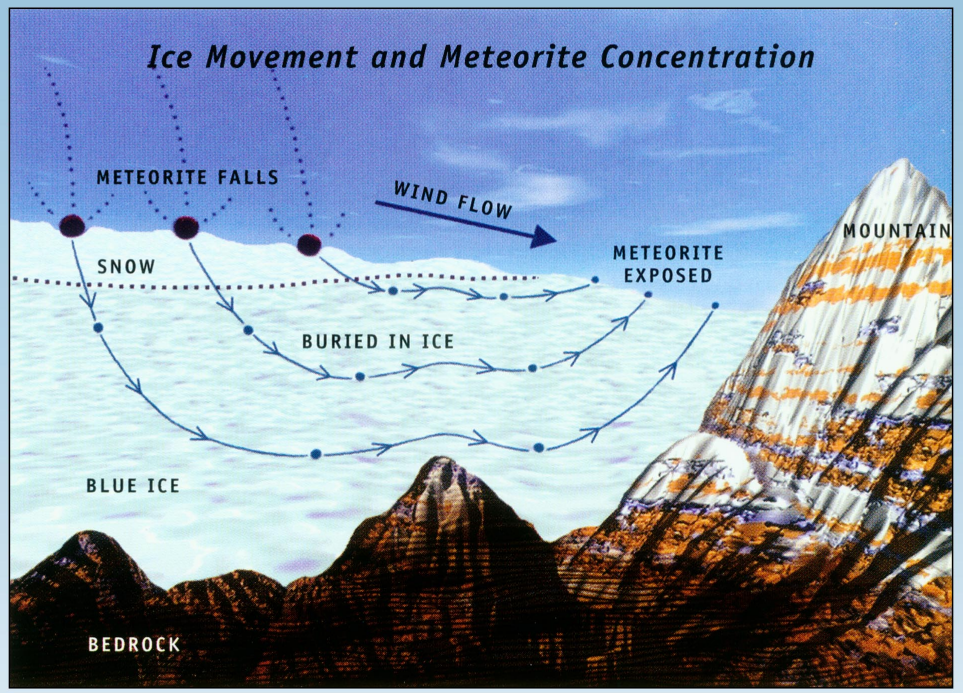


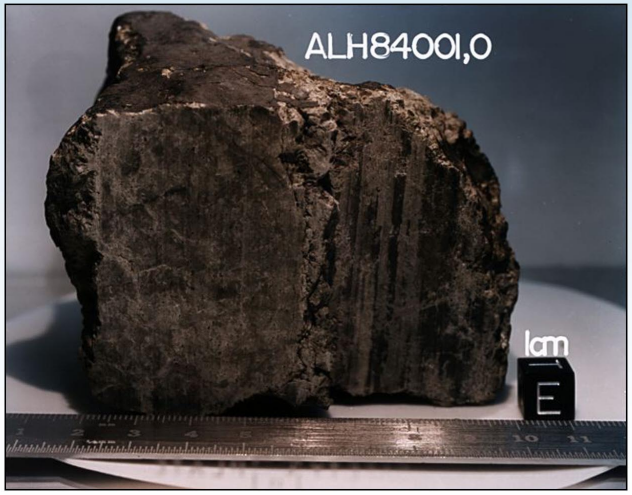
Meteorito pétreo-metálico.

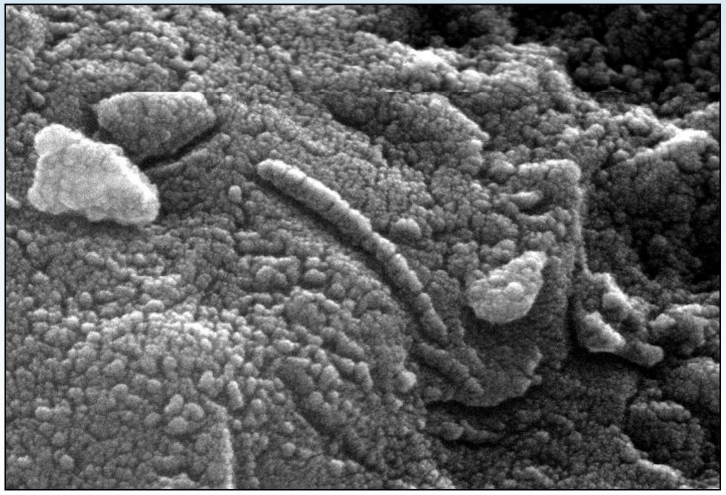


Meteorito condrítico con cóndrulos. Los cóndrulos son granos esferoidales que se formaron a partir del rápido enfriamiento y solidificación de pequeñas gotas de mineral fundido en la nebulosa solar primitiva.

Recolección de meteoritos en la Antártida



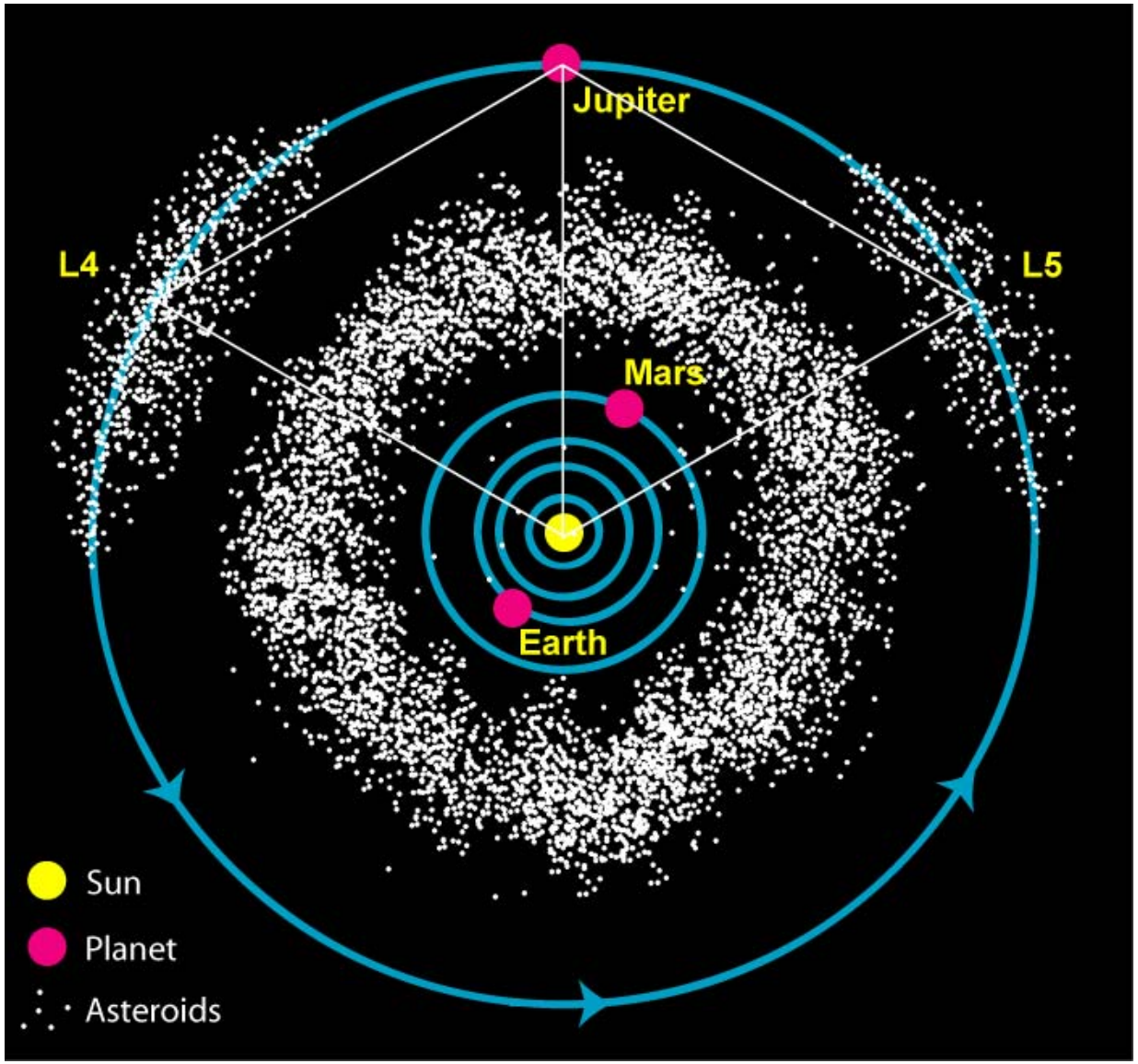




Materia orgánica en meteoritos

El meteorito es una condrita del grupo CM que quiere decir que ha experimentado alteración acuosa en su cuerpo padre. Contiene inclusiones de calcio y aluminio. Se han identificado más de 15 aminoácidos en el meteorito, que son los bloques fundamentales de la vida.

Asteroides



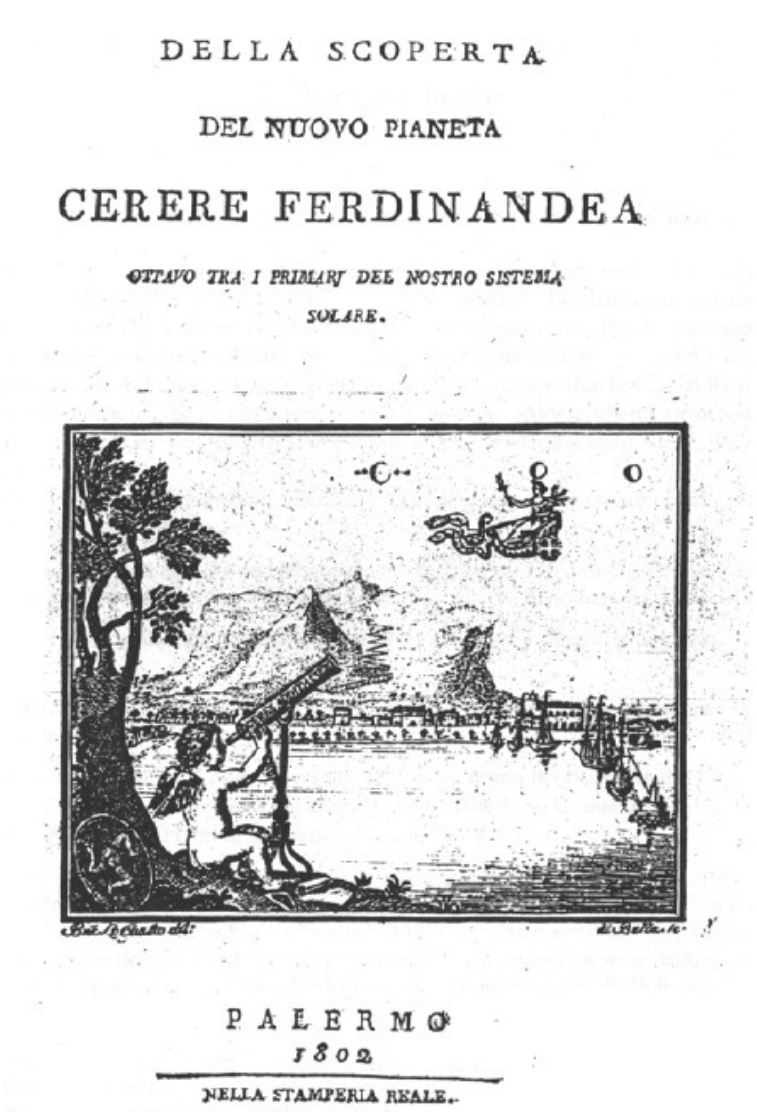
La ley de Titius-Bode y el descubrimiento de Ceres

Fue formulada por primera vez en 1772 y es una ley empírica que describe la secuencia de distancias de los planetas al Sol. Se puede expresar como:

$$a = 0.4 + 0.3 \times 2^m \text{ ua}$$

donde $m = -\infty, 0, 1, 2, ...$, dando las distancias de Mercurio a Urano: 0.4, 0.7, 1.0, 1.6, **2.8**, 5.2, 10., **19.6**

En 1781 William Herschel descubrió Urano llenando uno de los huecos en la ley. Faltaba llenar el otro hueco ...


DELLA SCOPERTA

DEL NUOVO PIANETA

CERERE FERDINANDEA

OTTAVO TRA I PRIMARJ DEL NOSTRO SISTEMA SOLARE.

PALERMO

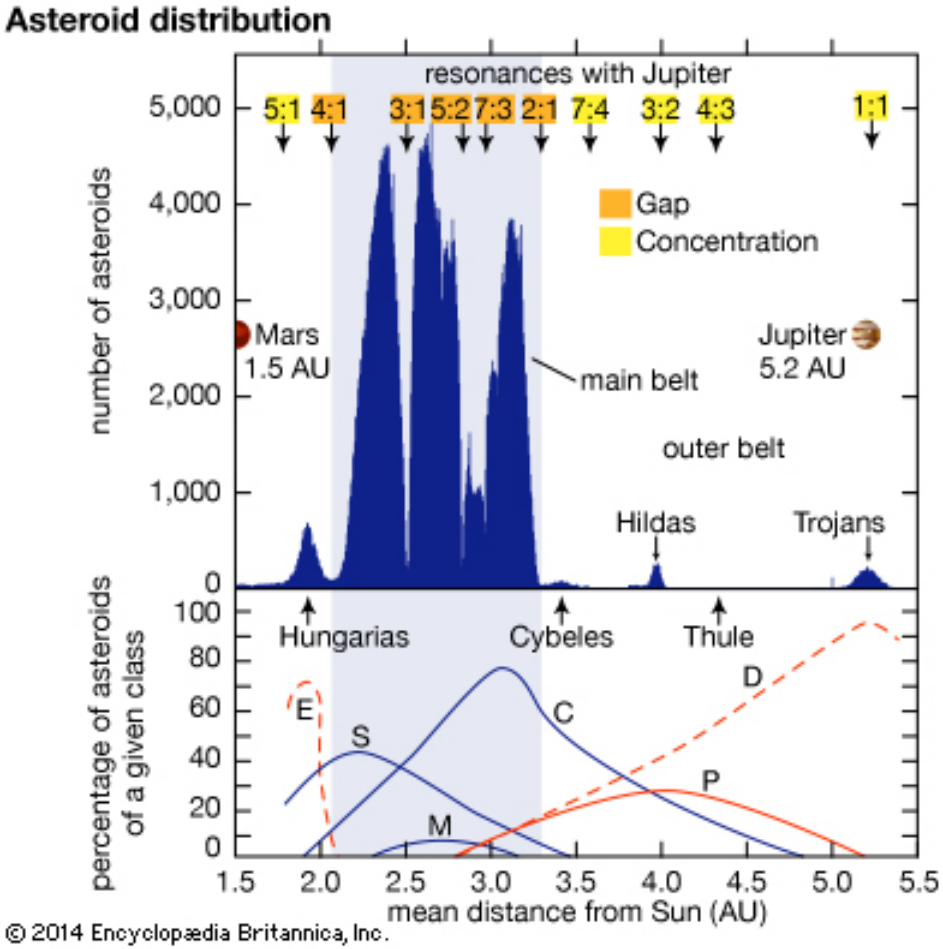
1802

NELLA STAMPERIA REALE.

A fines del siglo XVIII se inició la búsqueda del planeta entre Marte y Júpiter, entre otros por el cura Giuseppe Piazzi del Observatorio de Palermo quien lo descubrió el 1 de enero de 1801. Piazzi sugirió el nombre de *Cerere Ferdinandea* en honor a la diosa romana de la agricultura y al rey Fernando de Sicilia. Sin embargo este segundo nombre no fue aceptado por otras naciones quedando sólo Ceres.

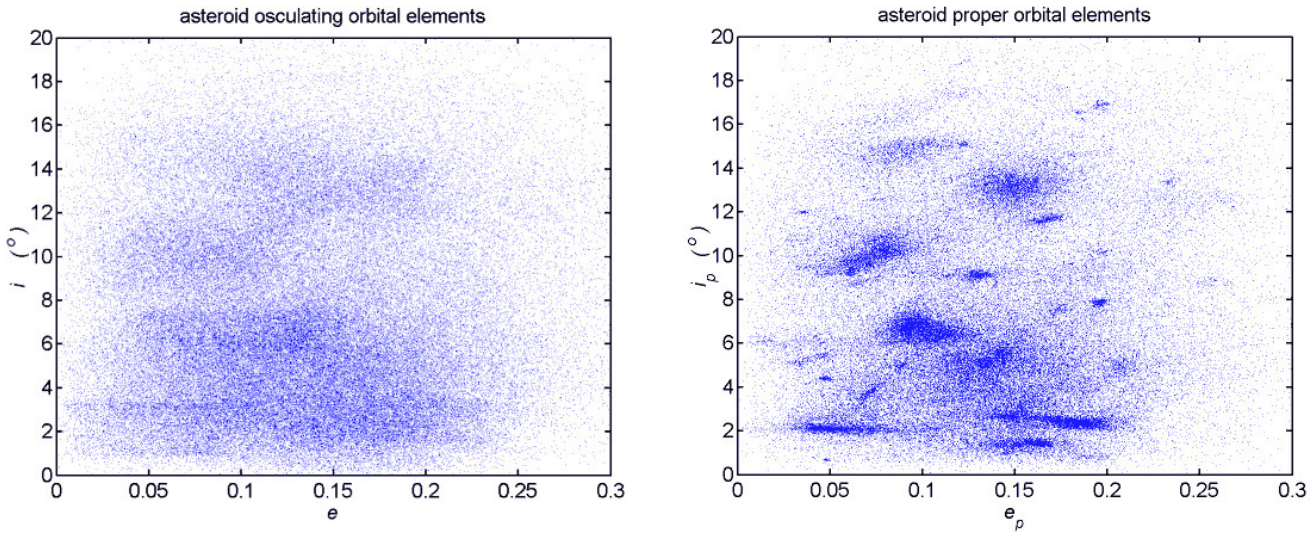
En 1802, con el descubrimiento de 2 Pallas, William Herschel acuñó el nombre *asteroide* que significa de apariencia estelar para definir a estos objetos. La controversia acerca la naturaleza de Ceres se mantuvo por varias décadas. Desde 2006 se clasifica como *planeta enano*.

Estructura dinámica



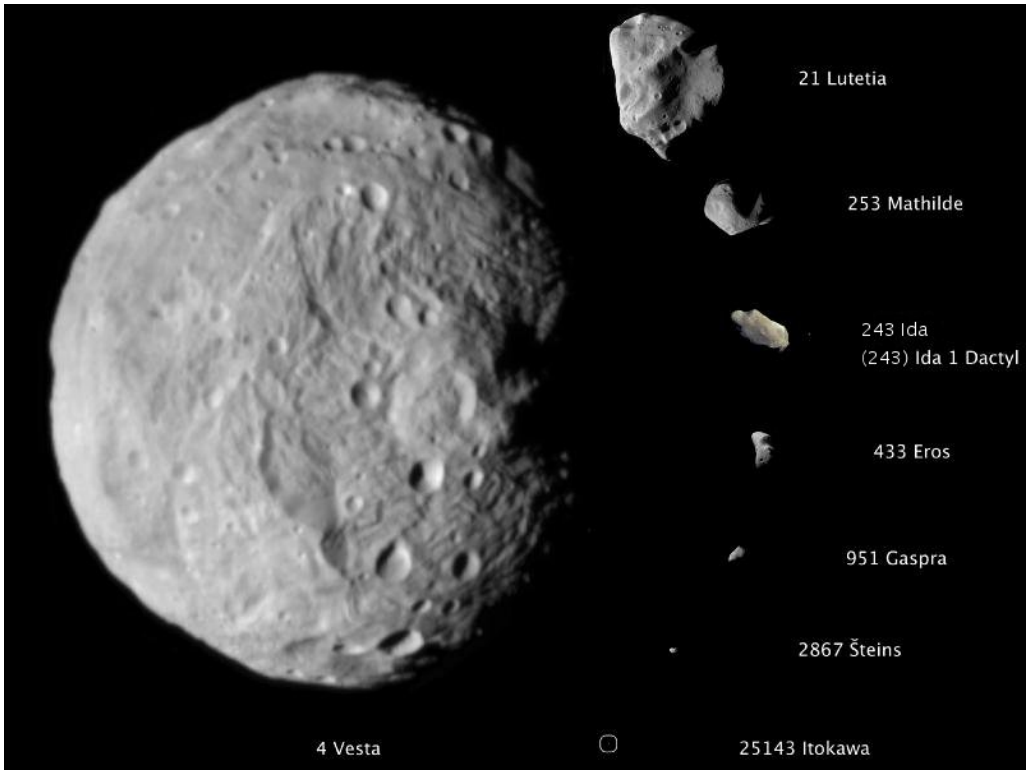
En 1867 Daniel Kirkwood notó la existencia de vacíos en la distribución de los semiejes mayores de los asteroides descubiertos hasta ese entonces. Esas brechas (*Kirkwood gaps*) corresponden a las principales resonancias de movimiento medio con Júpiter.

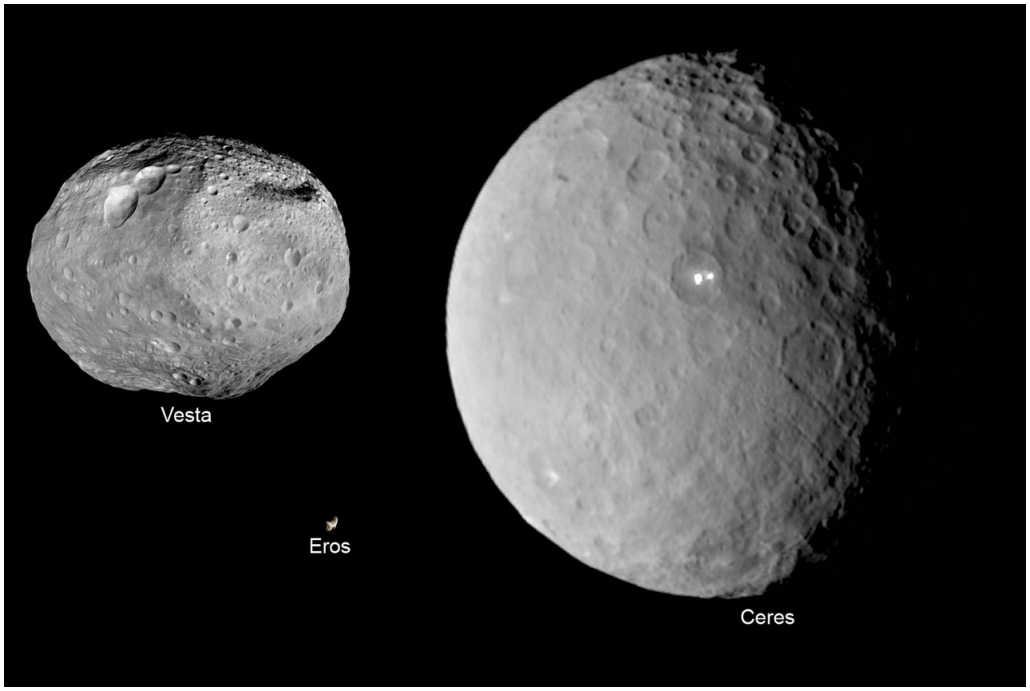
Familias de asteroides



Cuando se plotean las inclinaciones osculantes versus los semiejes mayores o excentricidades osculantes no aparece ninguna aglomeración en el diagrama. Los *elementos propios* se utilizan por su cuasi-constancia en el tiempo, al contrario de los elementos osculantes que varían con t en escalas de tiempo de decenas de miles de años. Las primeras familias fueron identificadas por el astrónomo japonés Hirayama en 1918.

Asteroides observados desde sondas espaciales





Areas brillantes en Ceres: son consistentes con depósitos de carbonato de sodio (Na_2CO_3), que indica actividad geológica reciente.

Taxonomía

A los asteroides se les asigna un tipo espectral según su espectro, color y algunas veces su albedo. Los tipos más comunes son: C correspondiente a objetos carbonosos oscuros, S por objetos pétreos (silicáceos) y U por aquellos no clasificables en los tipos anteriores. La *clasificación de Tholen* (1984) está basada en 8 colores y consiste de los siguientes tipos:

Grupo C

Tipo B
Tipo F
Tipo G
Tipo C

Tipo S

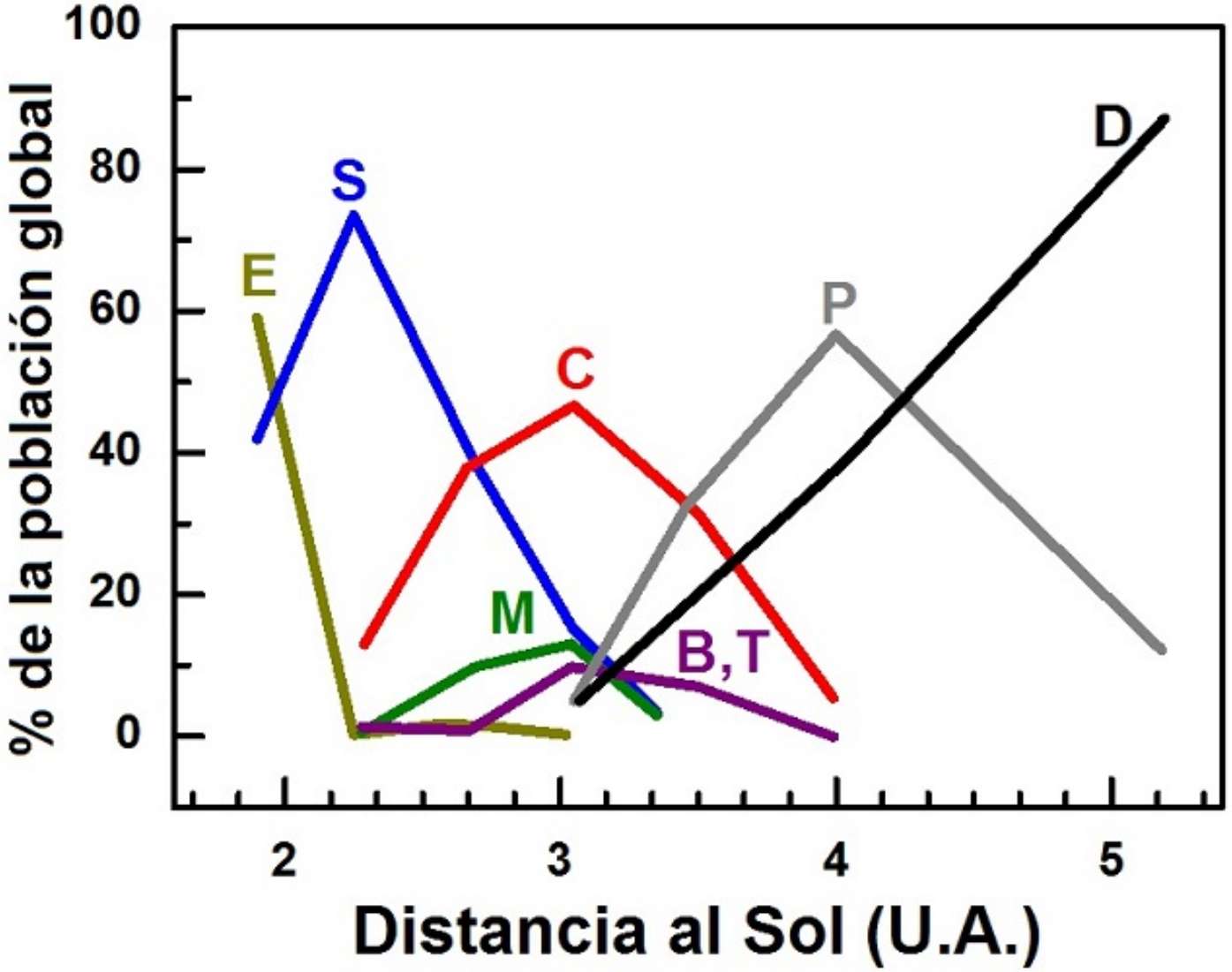
Grupo X

Tipo M: Son objetos mayormente metálicos de albedos moderados (0.1-0.2). Asociados a este tipo se encuentran los siguientes 2 tipos:
Tipo E : Son de albedos altos (> 0.3), sus espectros son de neutros a rojizos. Se considera que sus superficies son acondritas ricas en enstatita ($MgSiO_3$).
Tipo P : Son asteroides de muy bajo albedo, quizá ricos en materia orgánica. Son algo más rojizos que los asteroides tipo S.

Además tenemos las siguientes clases pequeñas:

Tipo A (246 Asporina)
Tipo D (624 Hektor) : Muy bajo albedo; espectro rojizo sin bandas; composición de silicatos anhidros, posiblemente con hielo en su interior.
Tipo T (96 Aegle)
Tipo Q (1862 Apollo)
Tipo R (249 Dembowska)
Tipo V (4 Vesta) : O Vestoides presentan espectros similares a 4 Vesta. Pudieron originarse con fragmentos de la corteza de Vesta.

Distribución espacial de los distintos tipos espectrales



Espectros de reflexión de distintos tipos

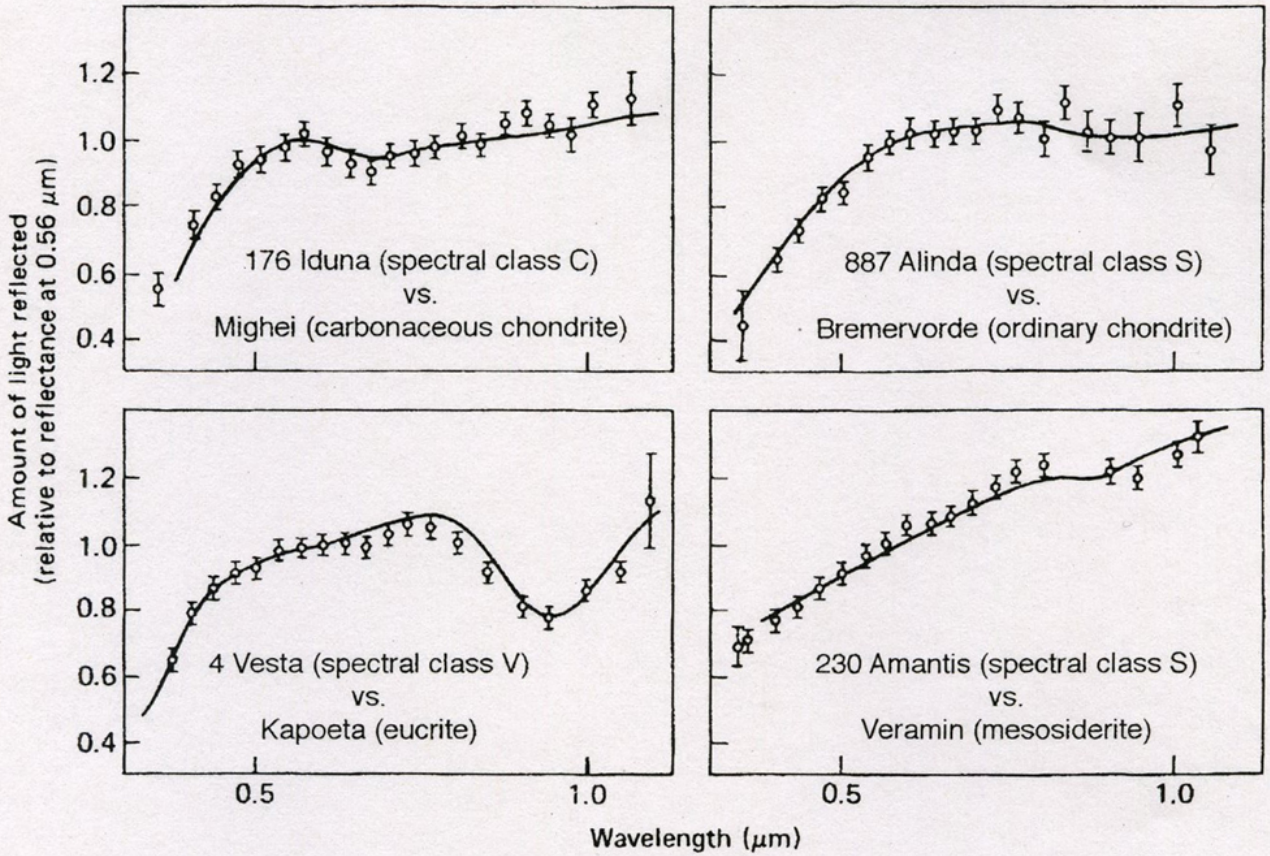
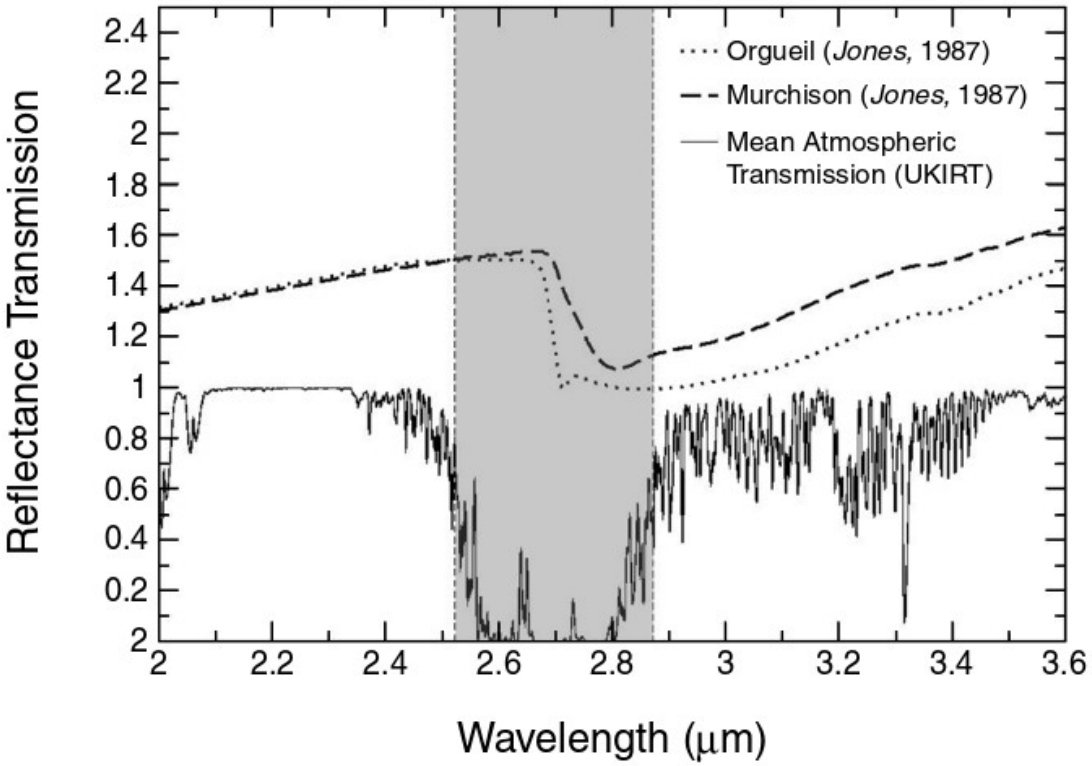


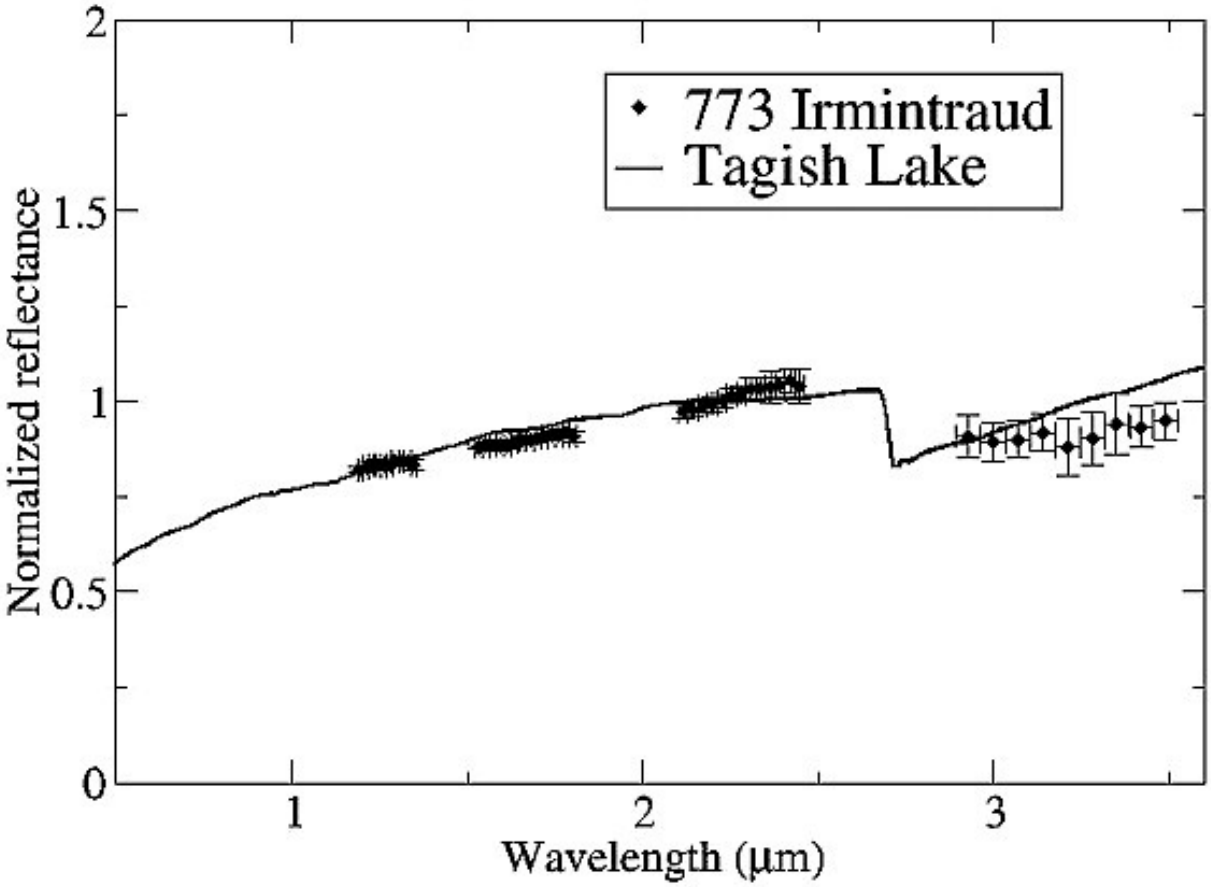
Figure 6.6 Comparison of reflection spectra of four asteroids (points with error bars; measured with ground-based telescopes) with spectra of powdered samples of four meteorites (solid curves). (After C. R. Chapman, 1976. Reprinted from *Geochim. Cosmochim. Acta*, Volume 40, C. R. Chapman, "Asteroids as meteorite parent bodies: The astronomical perspective," pp. 701–719. Copyright 1976, with permission from Elsevier Science.)

Espectros de reflexión en el IR cercano



Comparación de la trasmisión atmosférica y espectros de los meteoritos Murchison, que es una condrita carbonosa que ha experimentado extensiva alteración acuosa en su cuerpo padre, y Orgueil que es otra condrita muy primitiva (Rivkin et al. 2003).

Presencia de hielo o silicatos hidratados en superficies



Espectro de reflexión del asteroide tipo D 773 Irmintraud. Se observa una brecha hacia $\mu = 3$ μm sugestiva de minerales hidratados que sufrieron alteración acuosa en el sistema solar primitivo. La curva continua corresponde al espectro del meteorito Tagish Lake, una condrita carbonosa que ha experimentado alteración acuosa (Kano et al. 2003).

273

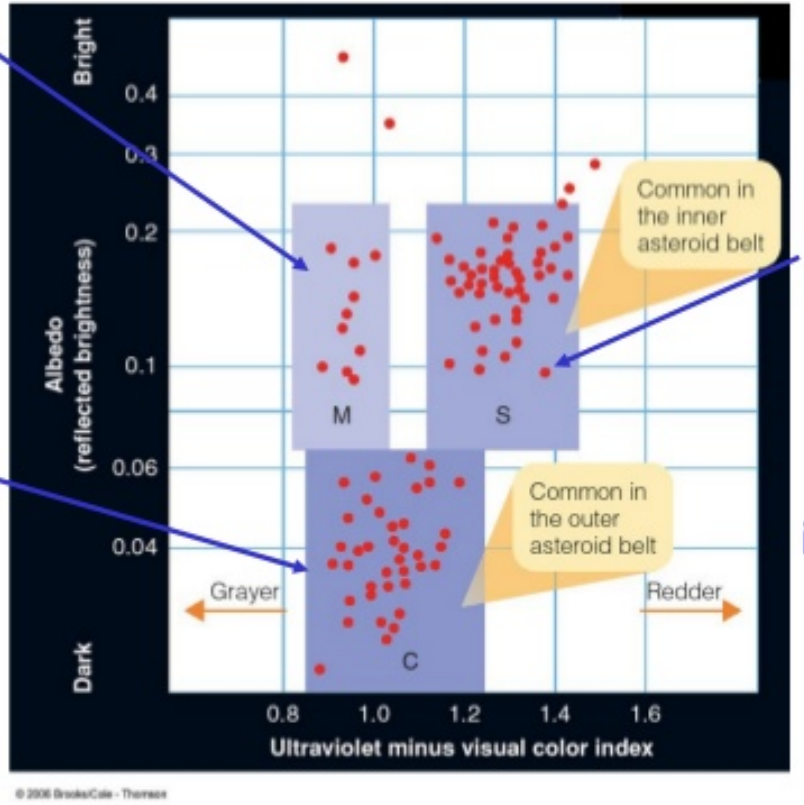
Distribución color-albedo

Colors of Asteroids

"Colors" to be interpreted as albedo (reflectivity) at different wavelengths.

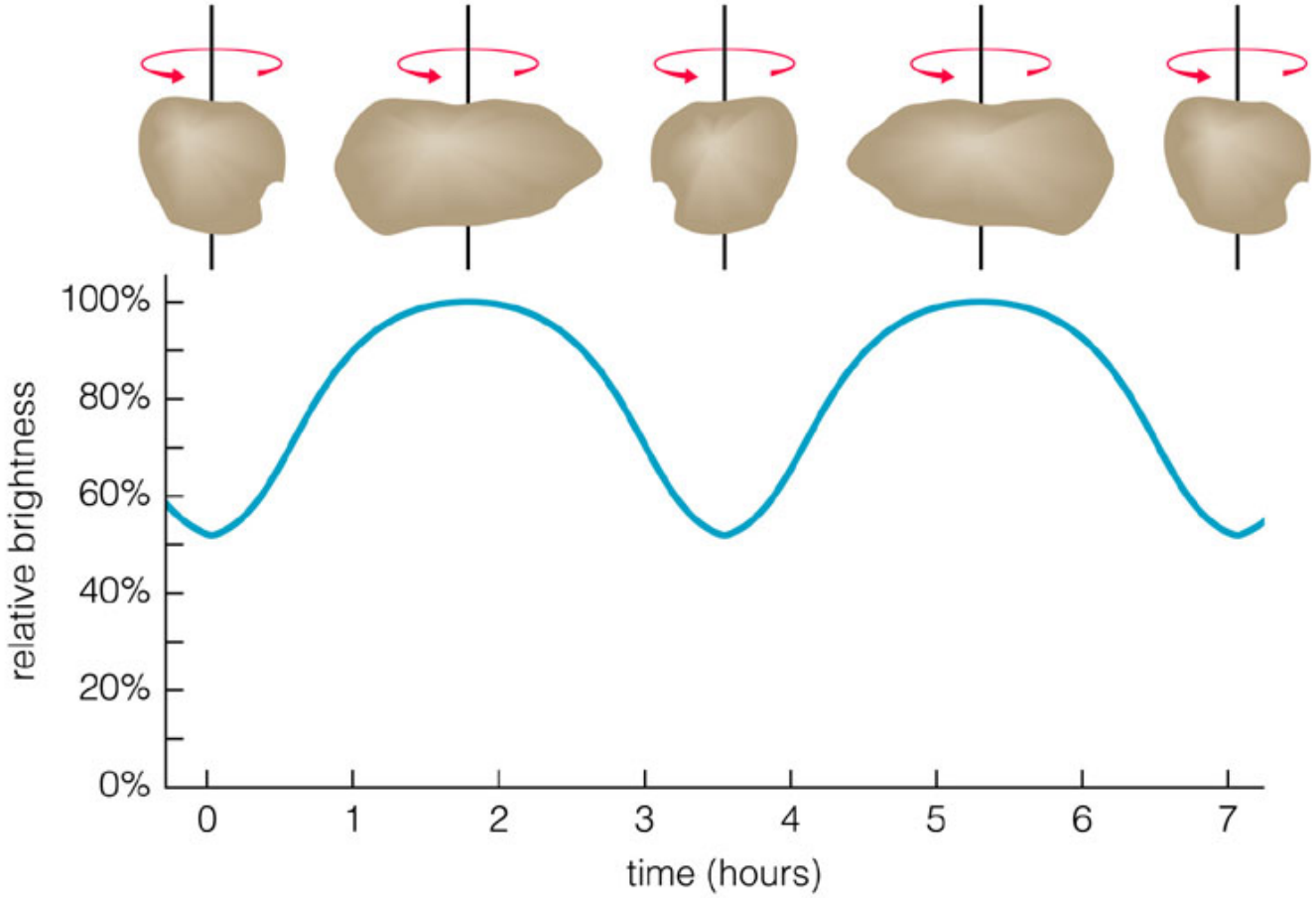
M-type: Brighter, less reddish asteroids, probably made out of metal-rich materials; probably iron cores of fragmented asteroids

C-type: Dark asteroids, probably made out of carbon-rich materials (carbonaceous chondrites); common in the outer asteroid belt



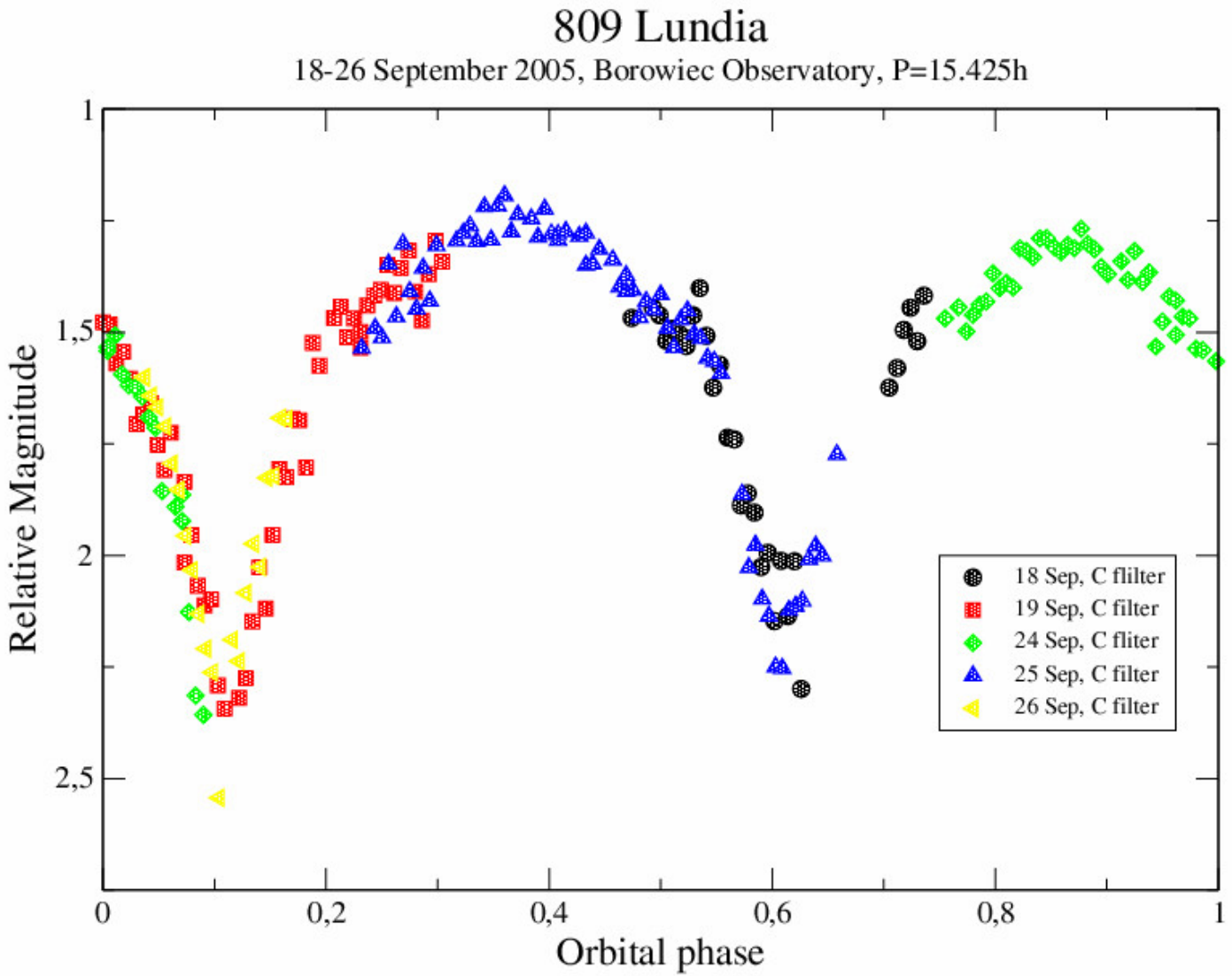
S-type: Brighter, redder asteroids, probably made out of rocky materials; very common in the inner asteroid belt

Curvas de luz - Períodos de rotación

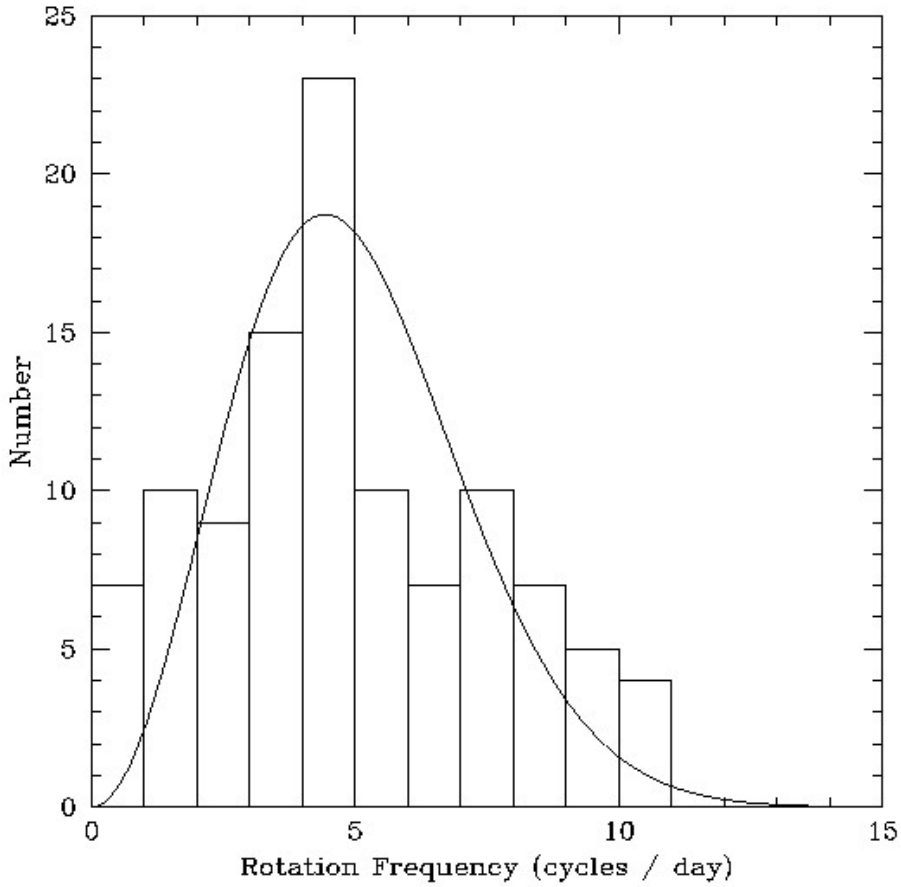


Copyright © 2004 Pearson Education, publishing as Addison Wesley.

Ejemplo de curva de luz

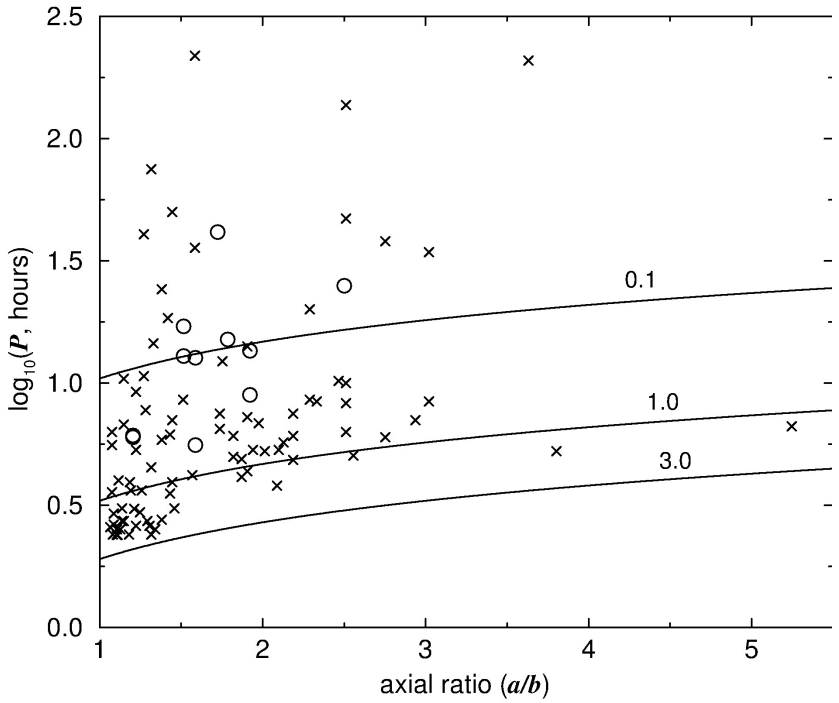


Distribución de períodos de rotación



Histograma que muestra la distribución de 107 asteroides con diámetros < 10 km. La línea es un ajuste maxwelliano para un período cuadrático medio de 5.54 ciclos/día ($P = 4.33$ hs). La distribución se trunca a $P = 2.27$ hs donde asteroides "pila de escombros" ("rubble piles") se disgregarían (Bottke 1998).

Inestabilidad rotacional



x: NEAs, o : JFCs

Podemos asimilar las formas de asteroides a elipsoides prolato de semiejes a, $b = c$. La aceleración de la gravedad en la punta del eje mayor a decrecerá con respecto a la de una esfera en un factor b/a, de modo que la condición de velocidad angular crítica ω_c para inestabilidad gravitacional es:

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

que conduce a un período crítico:

$$P_c \approx \frac{3.3 \text{ h}}{\sqrt{\rho}} \sqrt{a/b}$$

donde $m = 4/3\pi a^3 \rho$

Distribución de tamaños

Podemos determinar por observaciones las magnitudes aparentes de asteroides y de ahi sus magnitudes absolutas H. La distribución cumulativa de luminosidad $\phi(H)$ da el número de asteroides más brillantes que H. De aqui podemos pasar a la distribución cumulativa de radios R a través de la relación:

$$\Phi(R) = \phi(H)\frac{dH}{dR}$$

Podemos establecer la siguiente relación funcional:

$$H = 14.11 - 5\log R - 2.5\log p_v$$

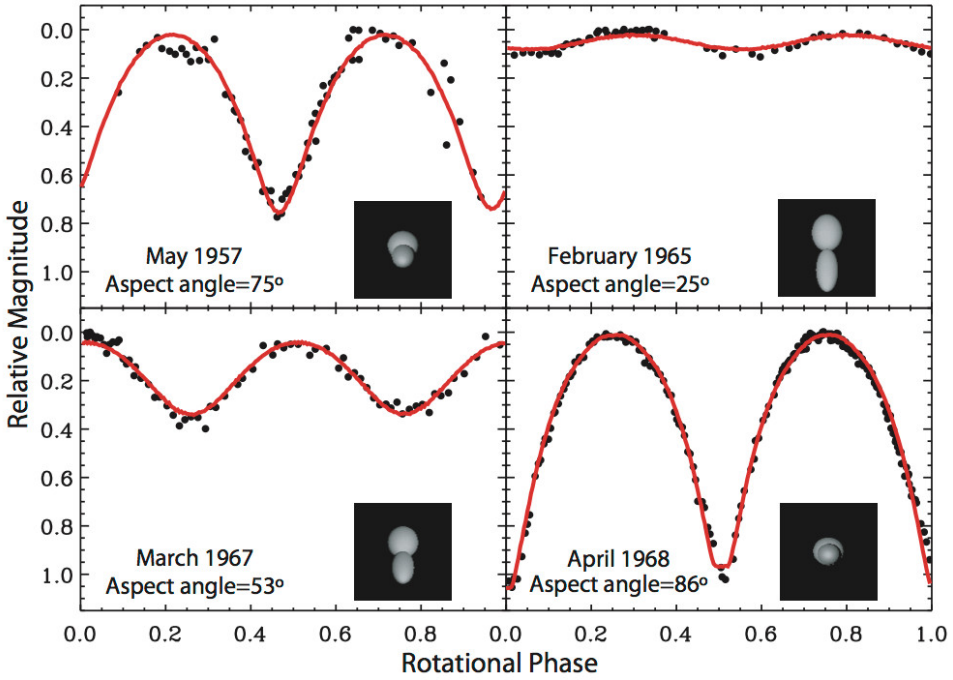
De aqui podemos obtener la distribución de tamaños que en forma diferencial es:

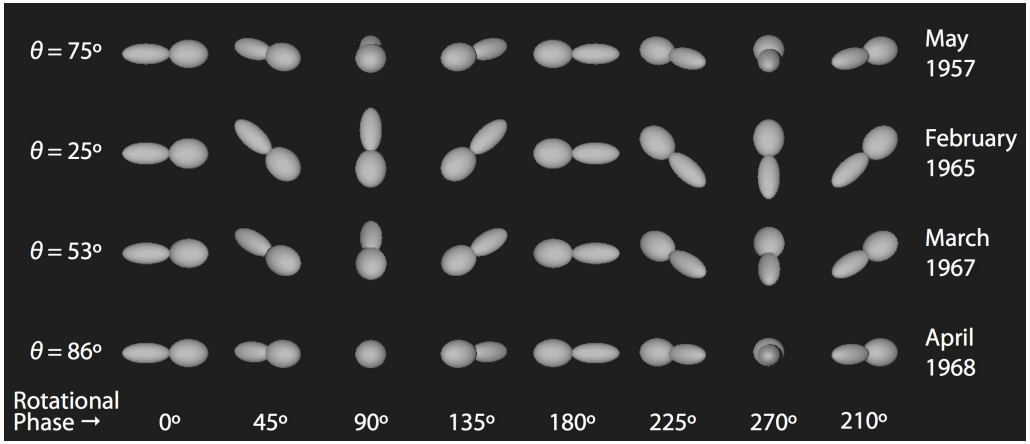
$$n(R)dR = N_o \left(\frac{R}{R_o}\right)^{-\alpha}$$

donde $n(R)dR$ es el número de asteroides con radios entre R y $R + dR$. La distribución de tamaños también puede expresarse en forma cumulativa:

$$N(> R) = \int_R^\infty n(R')dR' = \frac{N_o}{\alpha - 1}\left(\frac{R}{R_o}\right)^{1-\alpha}$$

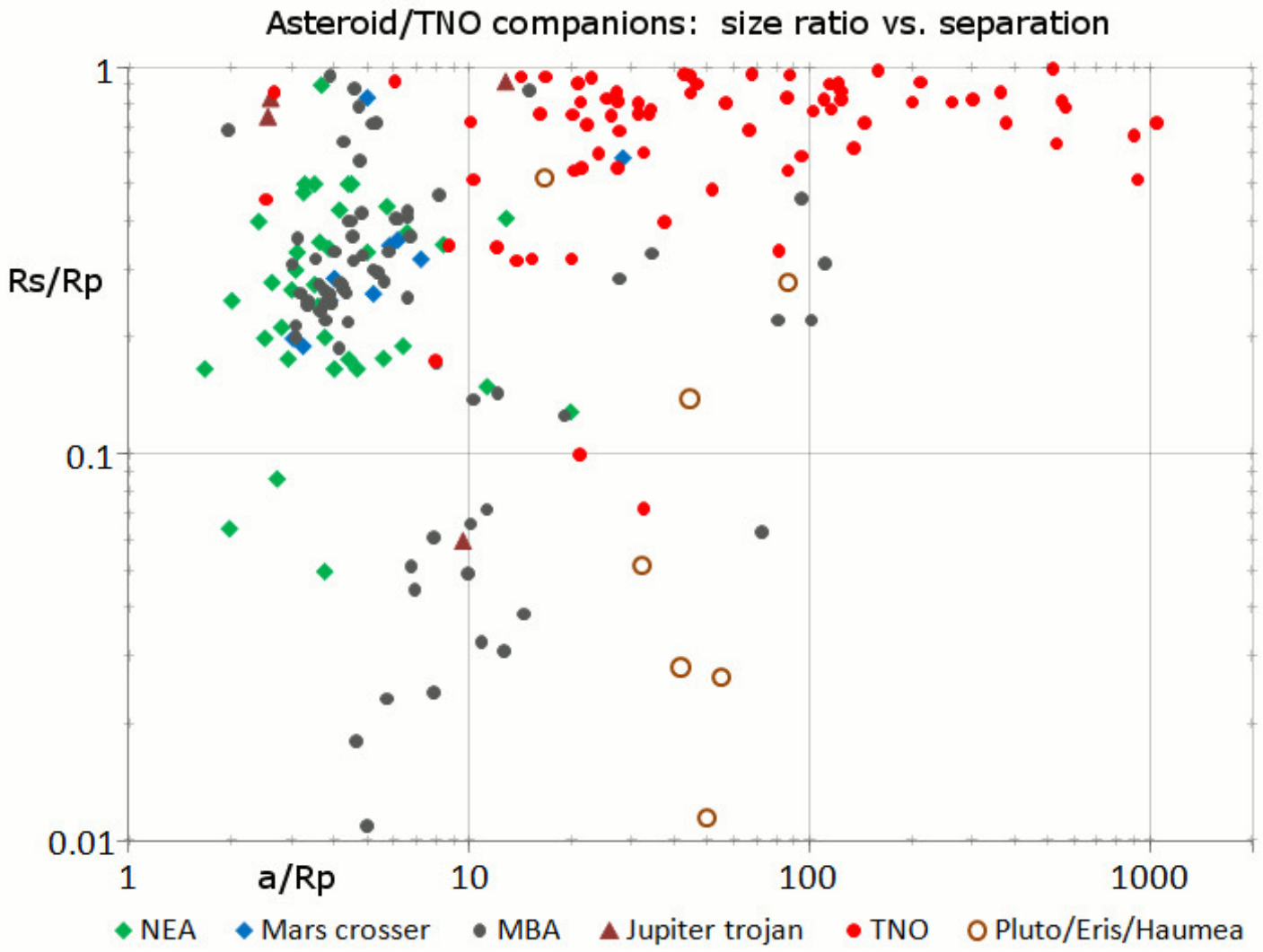
Asteroides binarios



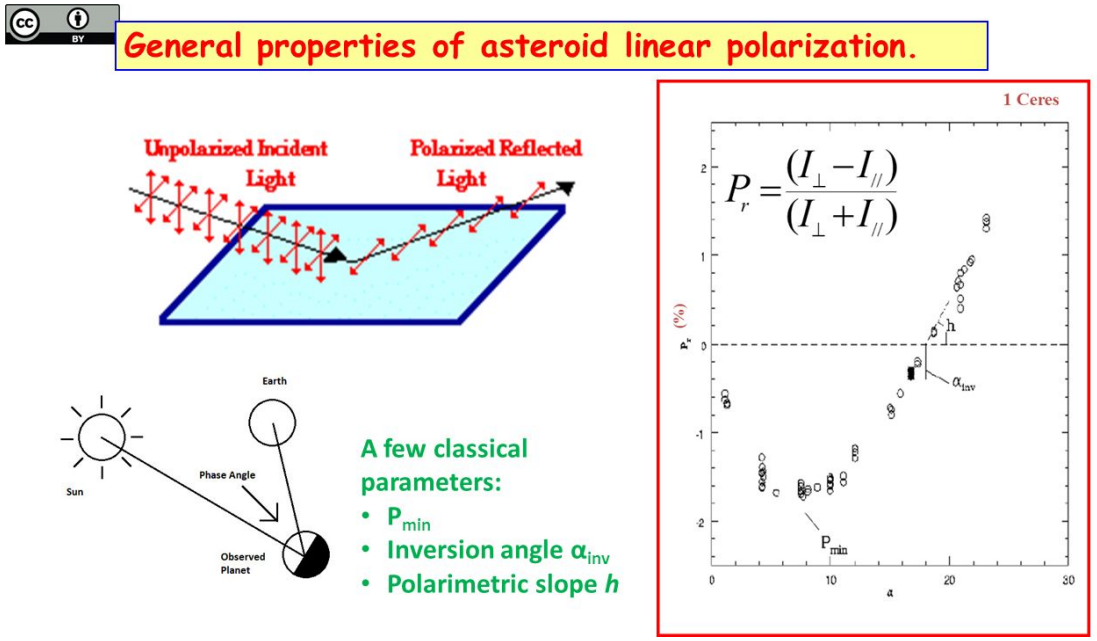


El asteroide Troyano (624) Hektor es el más famoso binario de contacto en el sistema solar. Según el *ángulo de aspecto* (el ángulo que forma la visual con el eje de rotación del binario), la amplitud puede variar entre $\Delta m \sim 0.1$ mag y ~ 1.1 mag.

Separación versus relación de tamaños



Polarización



La relación empírica para albedos geométricos $p > 0.06$ puede representarse como:

$$\log p = -C_1 \log h + C_2$$

donde h es la pendiente de la curva, medida en porcentaje de polarización por grado de ángulo de fase. Para las constantes tenemos: $C_1 = 0.93$, $C_2 = -1.78$.

¿Qué son los cometas?

Cometa C/1995 O1 (Hale-Bopp)

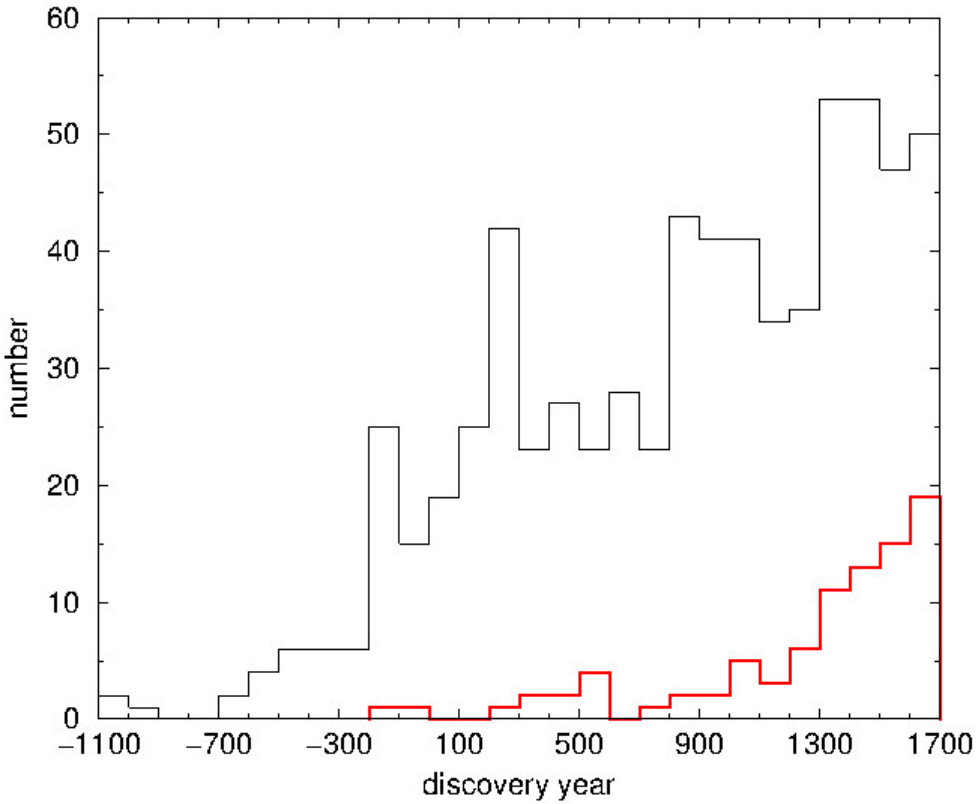
Los cometas en la historia

Cometa observado en 1066 luego identificado con el cometa Halley

El Gran Cometa de 1577 observado en toda Europa.

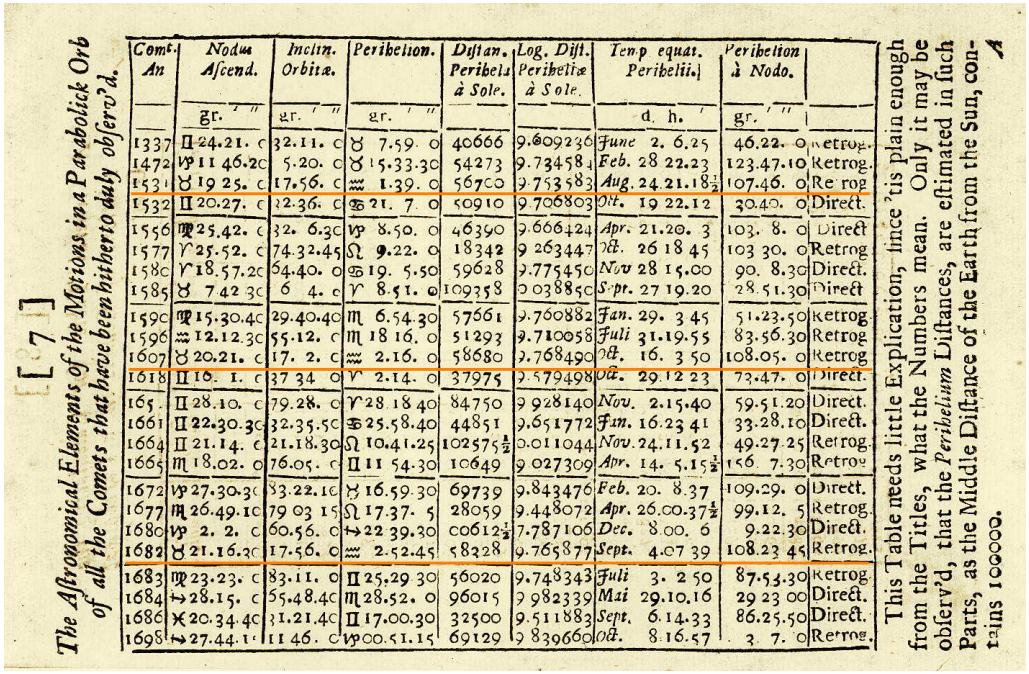
Los cometas causaron admiración, asombro y miedo a través de la historia por su apariciones espectaculares que violaban la supuesta regularidad de los cielos.

Apariciones cometarias a través de la historia: Algunas estadísticas



Registro de apariciones cometarias antes de 1700 (Kronk 1999) mostrando el número de cometas descubiertos por siglo. El histograma rojo representa aquellos cometas cuyas órbitas fueron computadas con la suficiente precisión como para incluirse en el *Catalogue of Cometary Orbits* de Marsden & Williams.

La primera determinación de una órbita cometaria: El nacimiento de la mecánica celeste



[7]

The Astronomical Elements of the Motions in a Parabolick Orb of all the Comets that have been hitherto duly observ'd.

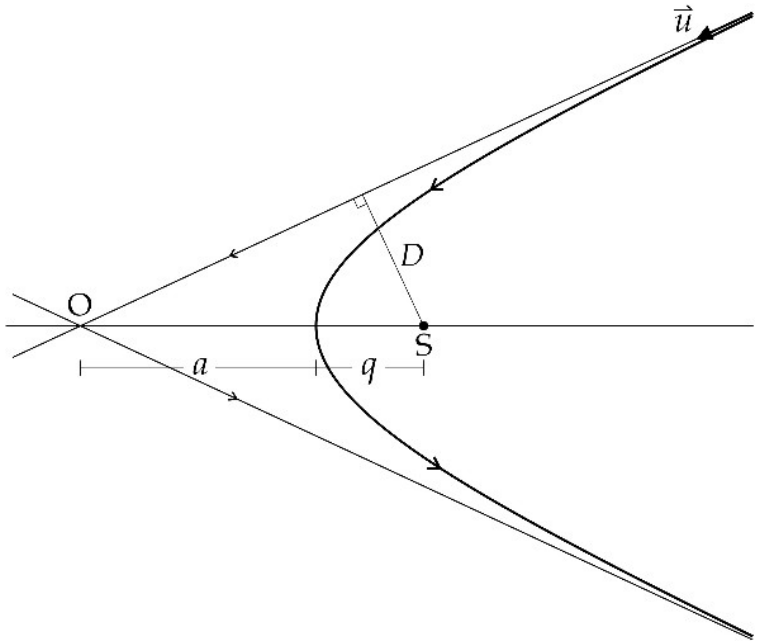
Comet. An	Nodus Ascend.	Inclin. Orbitæ.	Perihelion.	Distan. Perihel. à Sole.	Log. Dist. Perihelii à Sole.	Temp equat. Perihelii.	Perihelion à Nodo.	
	gr. ′ ″	gr. ′ ″	gr. ′ ″			d. h. ′	gr. ′ ″	
1337	♊ 24.21. c	32.11. c	♉ 7.59. o	40666	9.609236	*June* 2. 6.25	46.22. o	Retrog.
1472	♍ 11 46.20	5.20. c	♉ 15.33.30	54273	9.734584	*Feb.* 28 22.23	123.47.10	Retrog.
1531	♉ 19 25. c	17.56. c	♒ 1.39. o	56700	9.753583	*Aug.* 24.21.18½	107.46. o	Retrog
1532	♊ 20.27. c	32.36. c	♋ 21. 7. o	50910	9.706803	*Oct.* 19 22.12	30.40. o	Direct.
1556	♏ 25.42. c	32. 6.30	♍ 8.50. o	46390	9.666424	*Apr.* 21.20. 3	103. 8. o	Direct
1577	♈ 25.52. c	74.32.45	♌ 9.22. o	18342	9 263447	*Oct.* 26 18 45	103 30. o	Retrog
1580	♈ 18.57.20	54.40. o	♋ 19. 5.50	59628	9.775450	*Nov* 28 15.00	90. 8.30	Direct.
1585	♉ 7 42 30	6 4. c	♈ 8.51. o	109358	0 038850	*Sept.* 27 19.20	28.51.30	Direct
1590	♏ 15.30.40	29.40.40	♏ 6.54.30	57661	9.760882	*Jan.* 29. 3 45	51.23.50	Retrog.
1596	♒ 12.12.30	55.12. c	♏ 18 16. o	51293	9.710058	*Juli* 31.19.55	83.56.30	Retrog
1607	♉ 20.21. c	17. 2. c	♒ 2.16. o	58680	9.768490	*Oct.* 16. 3 50	108.05. o	Retrog
1618	♊ 16. 1. c	37 34 o	♈ 2.14. o	37975	9.579498	*Oct.* 29.12 23	73.47. o	Direct.
165.	♊ 28.10. c	79.28. c	♈ 28 18 40	84750	9 928140	*Nov.* 2.15.40	59.51.20	Direct.
1661	♊ 22.30.30	32.35.50	♋ 25.58.40	44851	9.651772	*Jan.* 16.23 41	33.28.10	Direct.
1664	♊ 21.14. c	21.18.30	♌ 10.41.25	102575½	0.011044	*Nov.* 24.11.52	49.27.25	Retrog.
1665	♏ 18.02. o	76.05. c	♊ 11 54.30	10649	9 027309	*Apr.* 14. 5.15½	156. 7.30	Retrog
1672	♍ 27.30.30	83.22.10	♉ 16.59.30	69739	9.843476	*Feb.* 20. 8.37	109.29. o	Direct.
1677	♏ 26.49.10	79 03 15	♌ 17.37. 5	28059	9.448072	*Apr.* 26.00.37½	99.12. 5	Retrog.
1680	♍ 2. 2. c	60.56. c	♑ 22 39.30	c0612½	7.787106	*Dec.* 8.00. 6	9.22.30	Direct.
1682	♉ 21.16.30	17.56. o	♒ 2.52.45	58328	9.765877	*Sept.* 4.07 39	108.23 45	Retrog.
1683	♏ 23.23. c	83.11. o	♊ 25.29 30	56020	9.748343	*Juli* 3. 2 50	87.54.30	Retrog.
1684	♑ 28.15. c	55.48.40	♏ 28.52. o	96015	9 982339	*Mai* 29.10.16	29 23 00	Direct.
1686	♐ 20.34.40	31.21.40	♊ 17.00.30	32500	9.511883	*Sept.* 6.14.33	86.25.50	Direct.
1698	♑ 27.44.10	11 46. c	♍ 00.51.15	69129	9 839660	*Oct.* 8.16.57	3. 7. o	Retrog.

This Table needs little Explication, since 'tis plain enough from the Titles, what the Numbers mean. Only it may be observ'd, that the *Perihelium* Distances, are estimated in such Parts, as the Middle Distance of the Earth from the Sun, contains 100000.

La aparición de un cometa espectacular en 1682 le permitió a Edmond Halley aplicar la teoría de la gravitación universal de Newton. Pudo ajustar una órbita cuasi-parabólica y probar que era similar a las de los cometas observados en 1456, 1531 y 1607. Halley infirió correctamente que esas apariciones podrían corresponder a un mismo cometa de período orbital ~ 76 años. Si esta suposición fuera correcta, el cometa debería retornar en 1758. La predicción se cumplió y el cometa pasó a llamarse Halley en su honor.

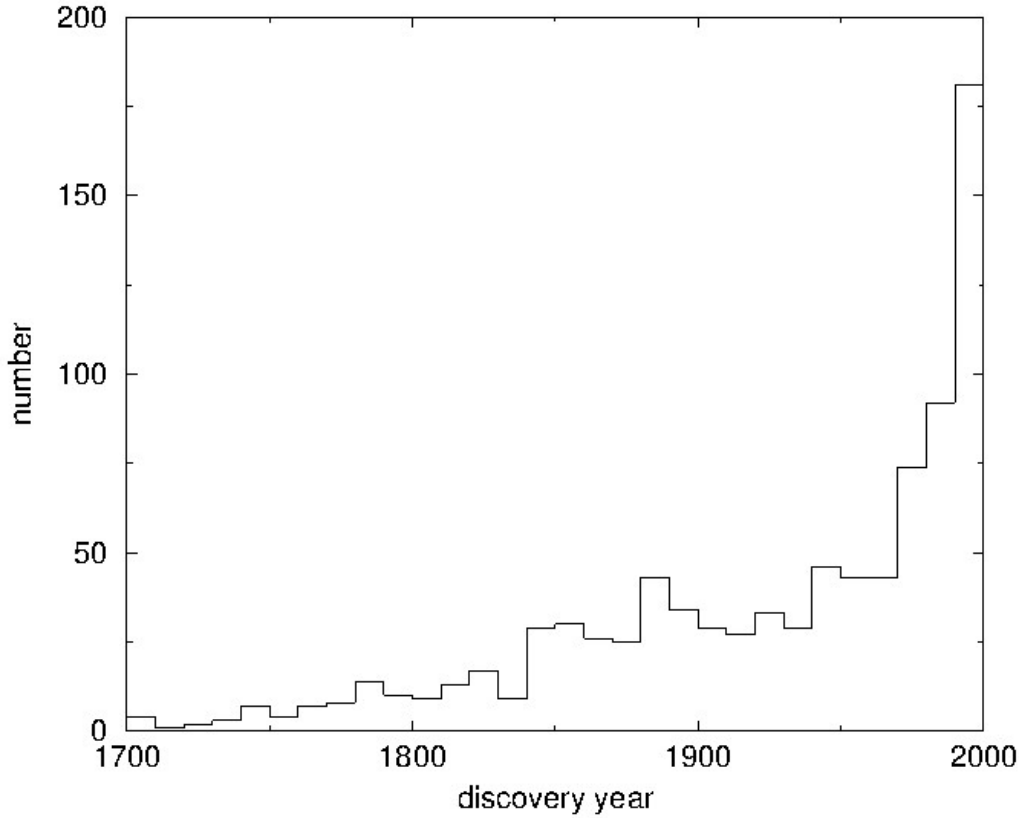
¿Objetos interestelares o miembros del sistema solar? : Teoría de Laplace

Los cometas podrían ser atraidos del espacio interestelar por la gravedad solar. Una simplificación importante en su modelo es que supuso que el Sol está en reposo en el campo interestelar. Si la velocidad relativa u del cometa fuera pequeña, su trayectoria heliocéntrica sería muy próxima a una parábola.



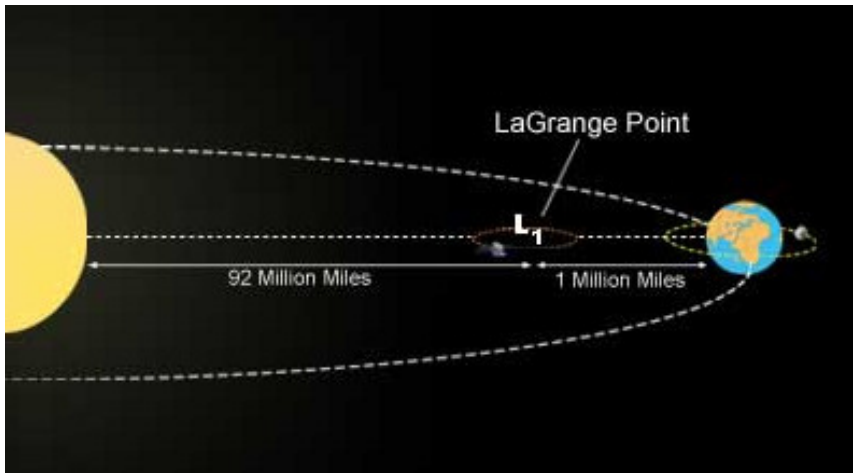
Sin embargo, Giovanni Schiaparelli (1835-1910) observó la necesidad de incluir el movimiento propio del Sol con respecto a los objetos interestelares de su vecindad (lo que ahora llamamos el movimiento del Sol hacia el $Apex$ de alrededor 20 km s^{-1}), lo que hace que velocidades de encuentro muy bajas ($<$ un pocos km/s) sean extremadamente improbables.

Cometas en el presente: El incremento en la tasa de descubrimiento

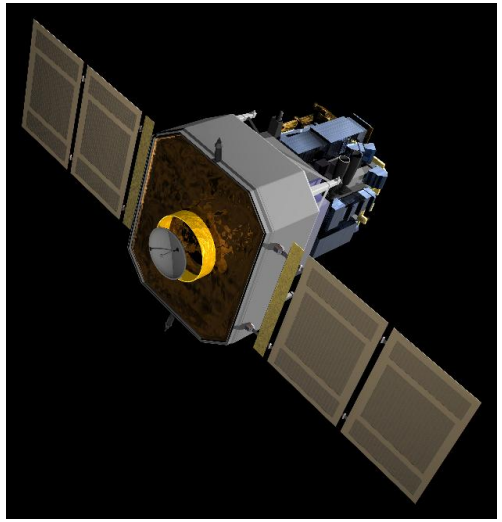


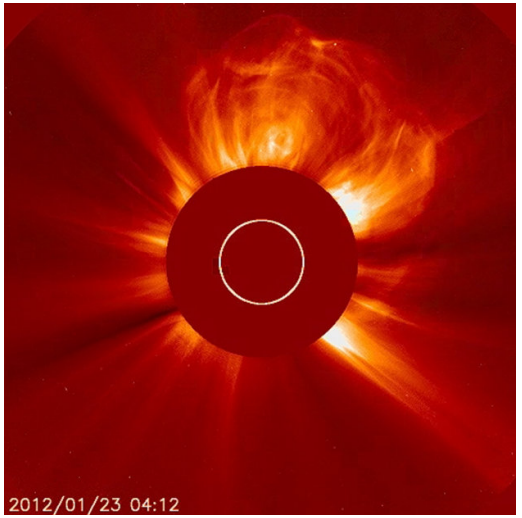
En épocas recientes la tasa de descubrimiento se ha incrementado notoriamente gracias a la implementación de programas de búsqueda de NEOs tales como LINEAR, NEAT, LONEOS, Catalina, Siding Spring, WISE, NEOWISE, PanSTARRS.

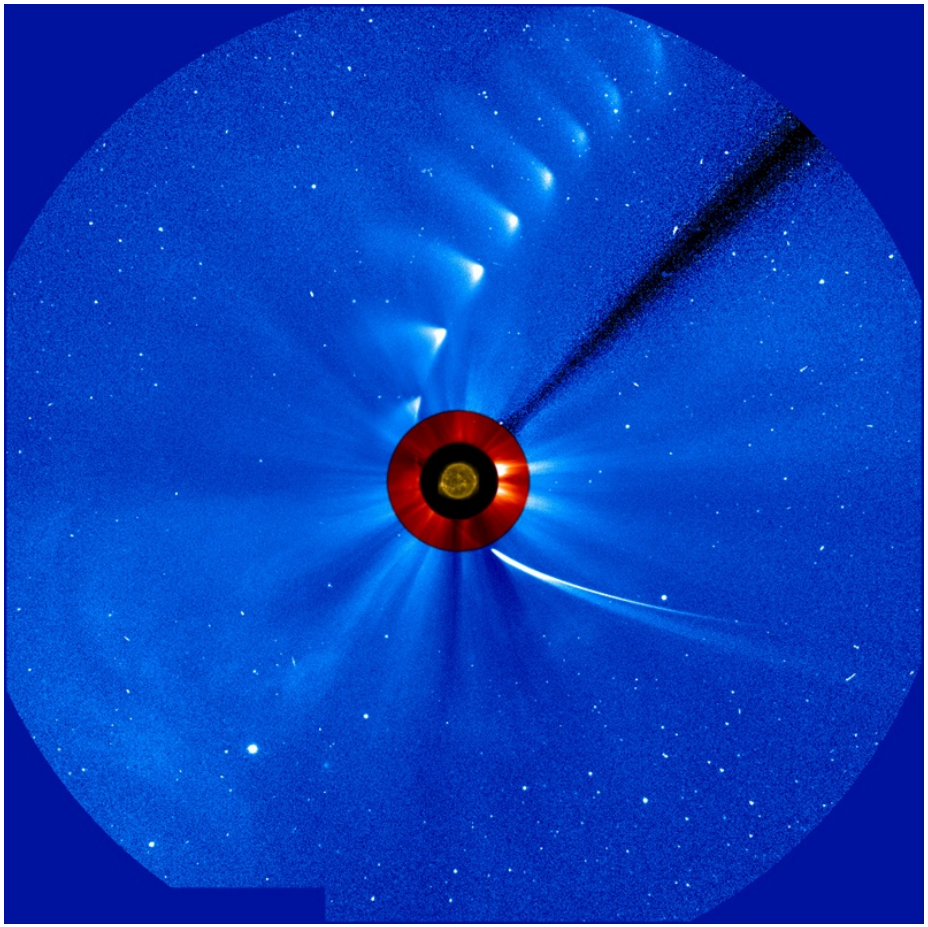
El descubrimiento de *sungrazers* con el satélite *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO)



SOHO está localizado entre el Sol y la Tierra en el punto Lagrangeano L_1 (punto de equilibrio). El satélite monitorea la corona solar y objetos que se aproximan al Sol como los cometas. Contiene un disco pequeño para bloquear la intensa luz del Sol.



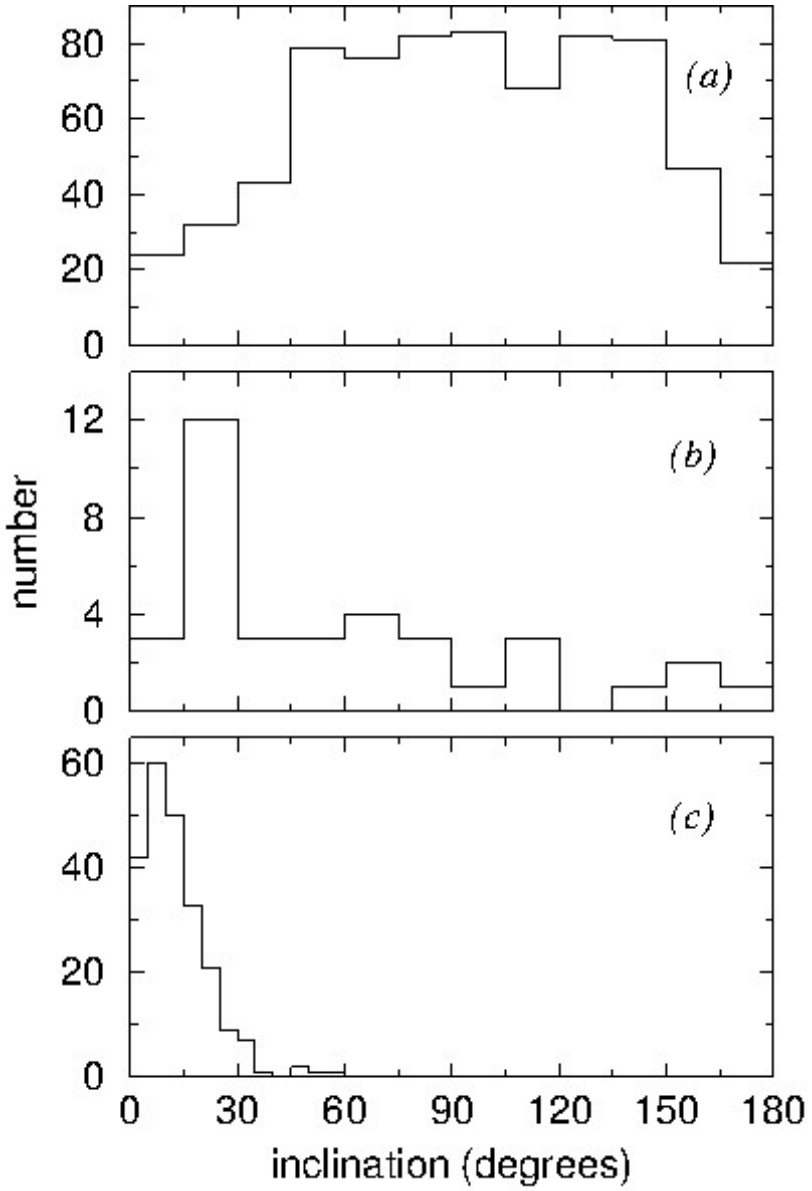




El cometa C/2012 S1 (ISON) se aproxima al sol por el lado inferior derecho y emerge por el lado superior derecho ya en proceso de disrupción y disipación. Fecha: 28 noviembre 2013 (Crédito: ESA/NASA/SOHO/SDO/GSFC).

SOHO ha descubierto alrededor de 3000 sungrazers!

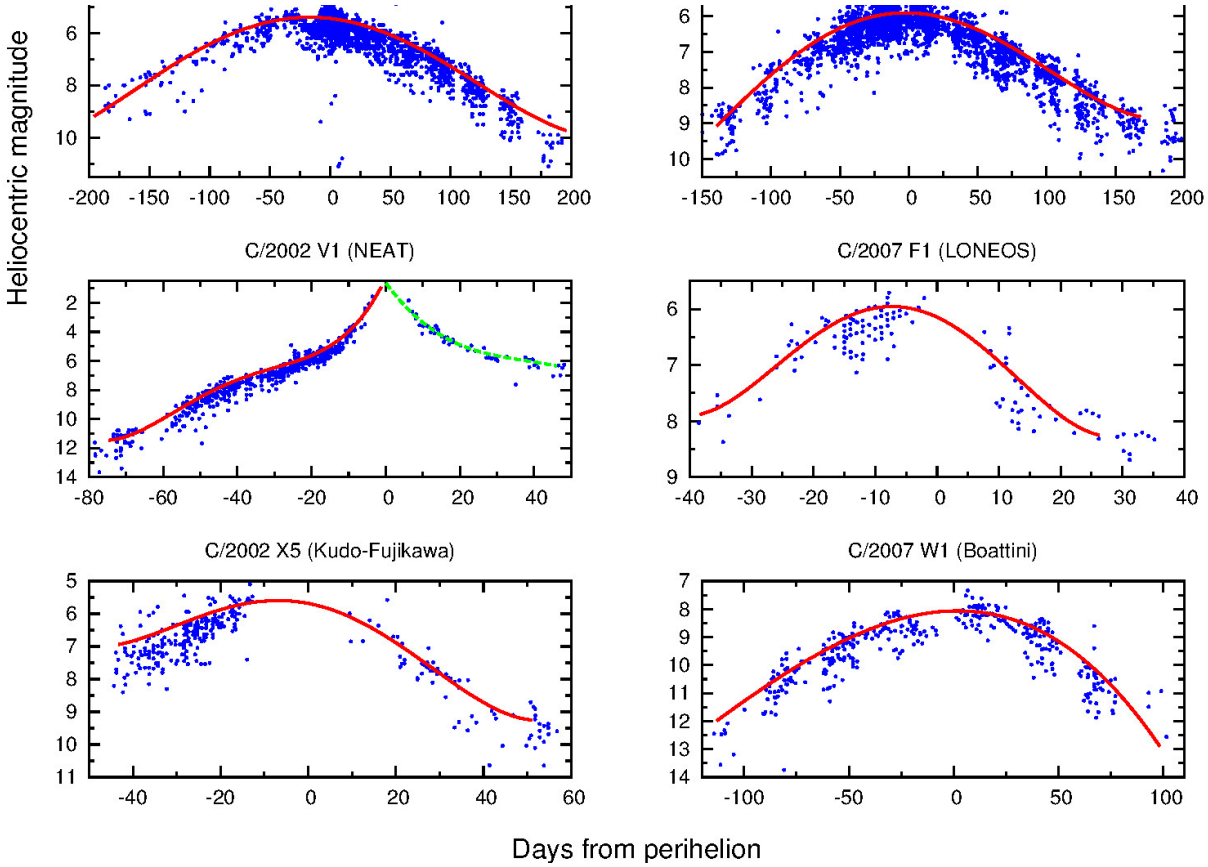
Cometas de largo período y periódicos



Por convención, cometas de largo período (LPCs) son aquellos con períodos orbitales $P > 200$ años. Estos muestran una distribución aleatoria de sus planos orbitales. Los cometas con $P < 200$ años son periódicos (*Halley-type comets* (HTCs) aquellos con parámetros de Tisserand $T < 2$ y *Jupiter family comets* (JFCs) aquellos con $2 < T < 3$). En estos la distribución de inclinaciones no es aleatoria.

Curvas de luz de cometas

Podemos definir la magnitud total heliocéntrica : $m_h = H_T + 2.5n \log r$ (o sea, la magnitud aparente si el cometa fuera observado a $\Delta = 1$ ua).

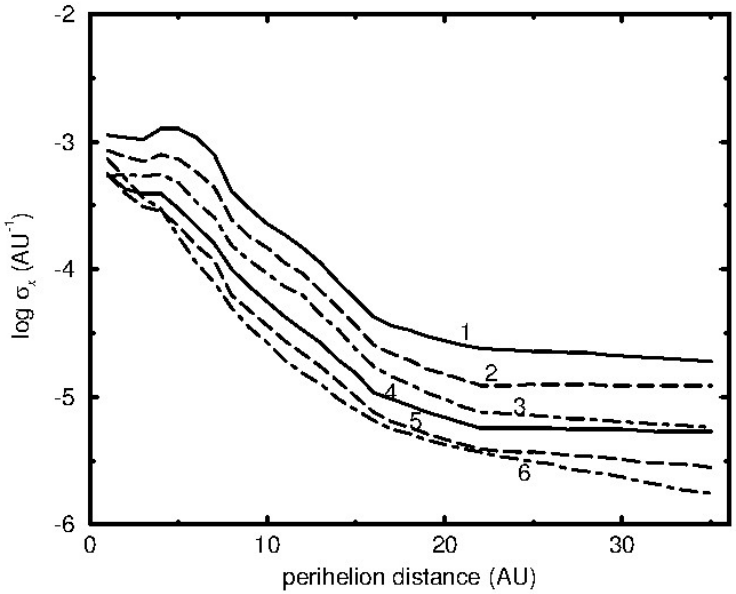


(Fernández & Sosa 2012)

Evolución dinámica de LPCs a través de múltiple pasajes perihélicos

Lo que importa realmente es la evolución de la energía orbital. Integraciones numéricas de cometas ficticios (p. ej. Kerr 1961) muestran que la distribución de cambios en la energía $\epsilon = \Delta x$ por revolución orbital se pueden aproximar por una distribución Gaussiana:

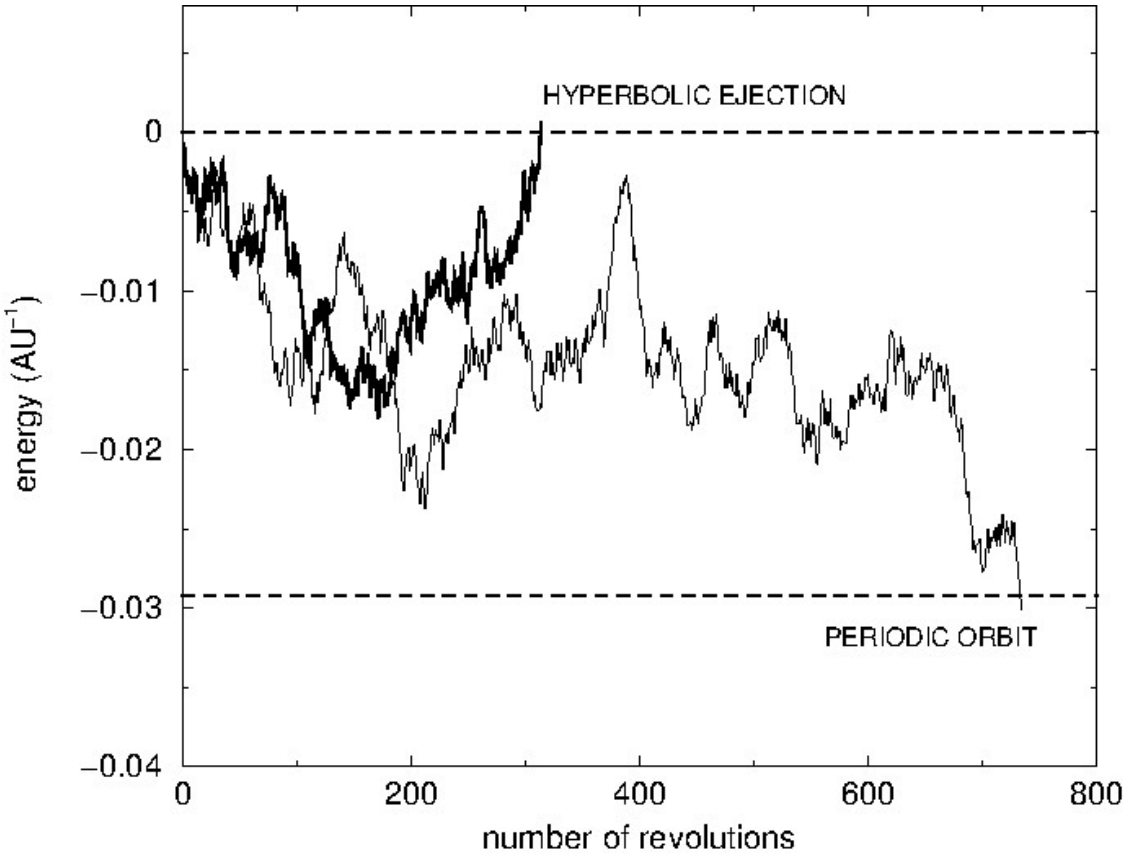
$$\Psi(\epsilon) = \frac{1}{\sigma_\epsilon \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\epsilon^2 / 2\sigma_\epsilon^2\right)$$



(Fernández & Brunini 2000)

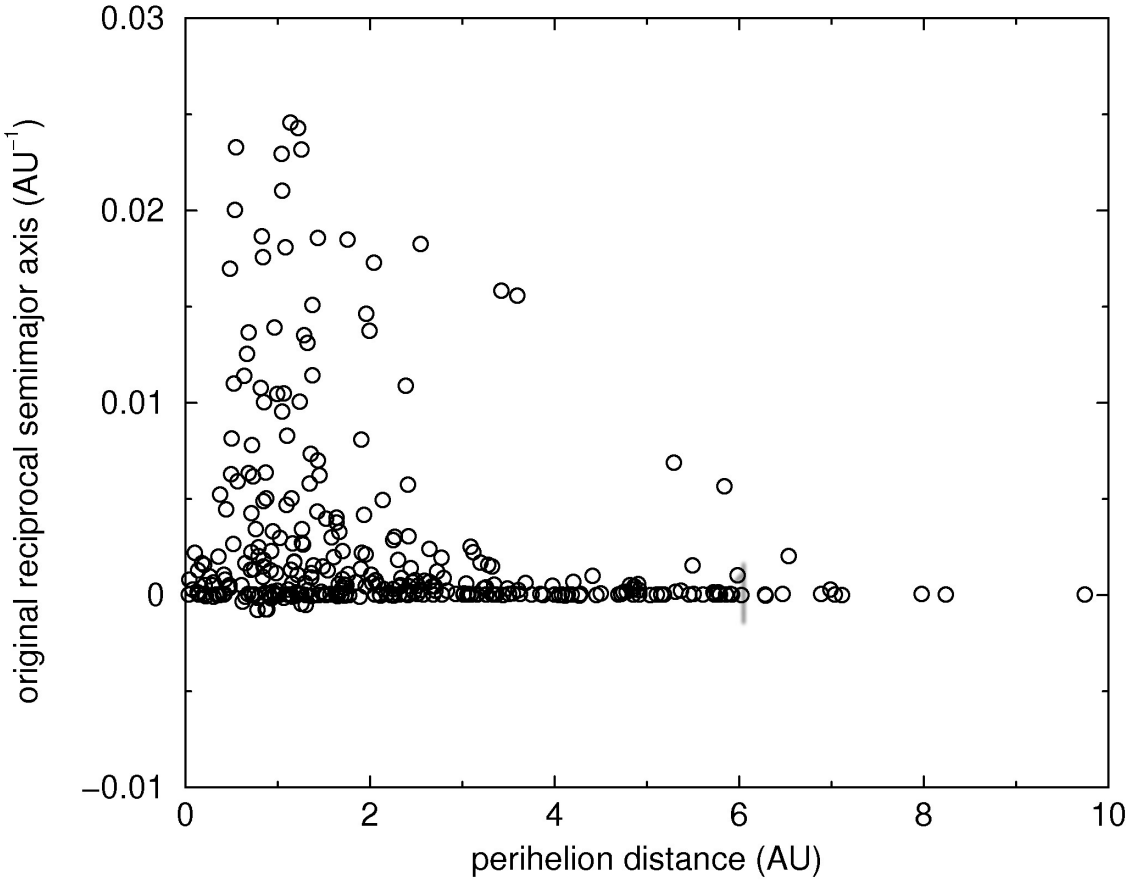
Los cambios de energía típicos σ_ϵ son una función de la distancia perihélica y la inclinación.

Simulaciones de un camino aleatorio (*random walk*) en el espacio de energías



Durante la evolución dinámica el cometa puede alcanzar una órbita periódica. Desde un punto de vista dinámico, este es un estado "viejo". Si $q \lesssim 2-3$ ua es posible que al llegar a ese estado el cometa ya esté desintegrado.

Descubrimiento de LPCs con energías orbitales diferentes (diferentes edades dinámicas) en función de q



Se descubren pocos LPCs dinámicamente viejos con $q \gtrsim 2$ ua (muestra de LPCs descubiertos entre 1850-2002 tomados del catálogo de Marsden & Williams 2003). Esto se puede entender como un problema de *debilitamiento (fading)*.

La ecuación de difusión

$\nu(x,t)dx$: número de LPCs que llegan al perihelio con energías en el rango $(x, x+dx)$ en un cierto tiempo t.

Comenzando con una población inicial de cometas en órbitas parabólicas, van Woerkom (1948) derivó la distribución $\nu(x,t)$. El núnbero de cometas en el rango de energías $(x, x+dx)$ es

$$N(x,t)dx = a^{3/2}\nu(x,t)dx$$

donde $a^{3/2}$ es el período orbital del cometa en años, y a está expresado en ua.

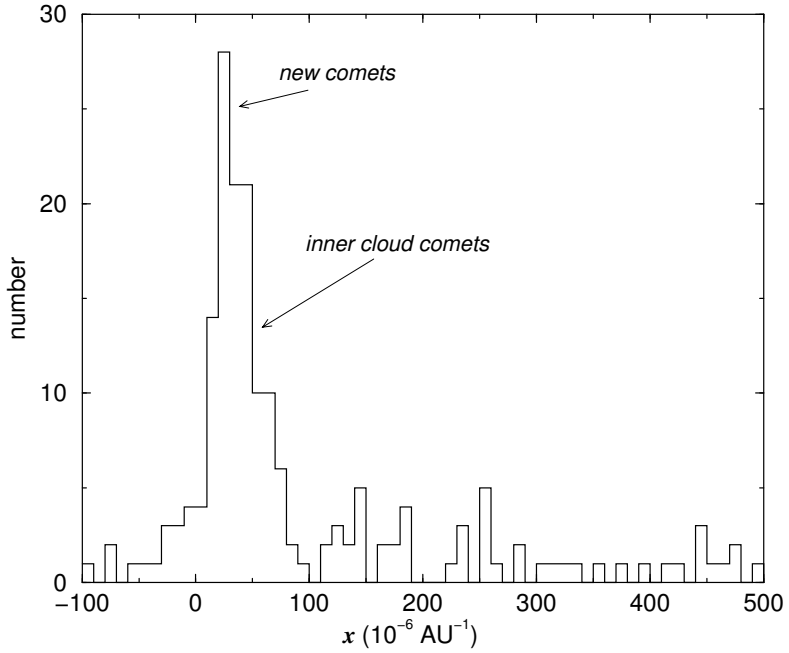
El incremento en el número de cometas con una cierta energíax que llegan al perihelio por año está dado por $\partial N(x,t)/\partial t$. La ecuación de difusión es

$$\frac{\partial N(x,t)}{\partial t} = \int_{-\infty}^{+\infty} \nu(x-\epsilon,t)\Psi(\epsilon)d\epsilon - \nu(x,t)$$

donde el primer término del lado de la derecha representa el número de cometas que adquieren una energía x por año, mientras que el segundo término es para aquellos que dejan el rango de energías $(x, x+dx)$ debido a perturbaciones.

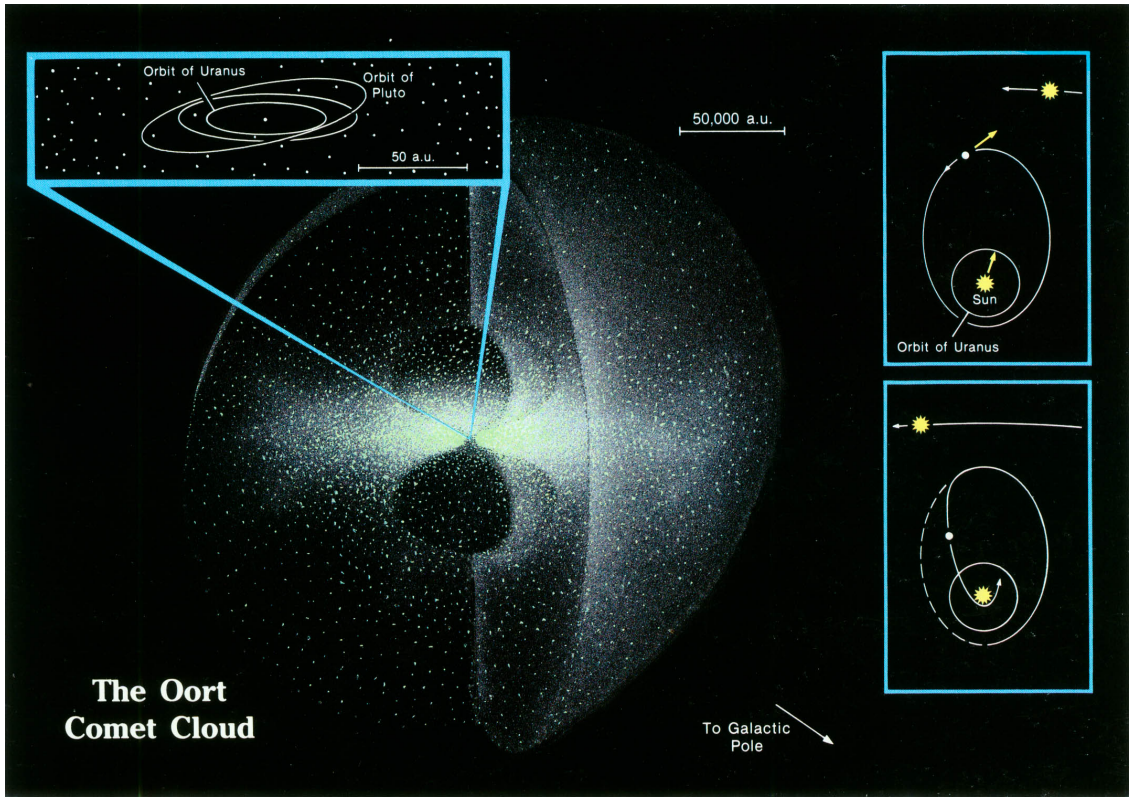
$*$ La resolución de la ecuación de difusión equation conduce a una solución $\nu(x,t) \Rightarrow C$ para $t \Rightarrow \infty \Longrightarrow$ la distribución de energía es uniforme.

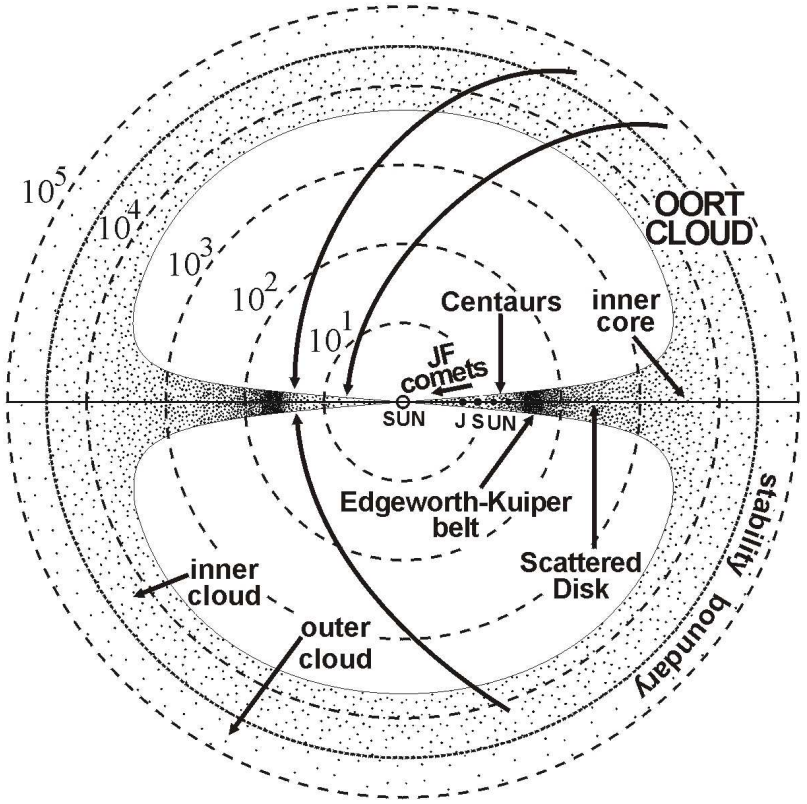
$*$ Sin embargo se observa una gran concentración de cometas en el estrecho rango de energías $0 < x < 10^{-4}$ ua^{-1} (Oort 1950). Se llaman $nuevos$ a los cometas que llegan a la región planetaria con energías dentro de este rango ya que se asume que es su primer pasaje por la región planetaria. Notamos que algunos cometas tienen energias $x < 0$, lo cual no sería posible si ellos fueran miembros del sistema solar.



LPCs con energías originales $(1/a)_{orig} < 5 \times 10^{-3}$ au^{-1} y $q < 2$ ua.

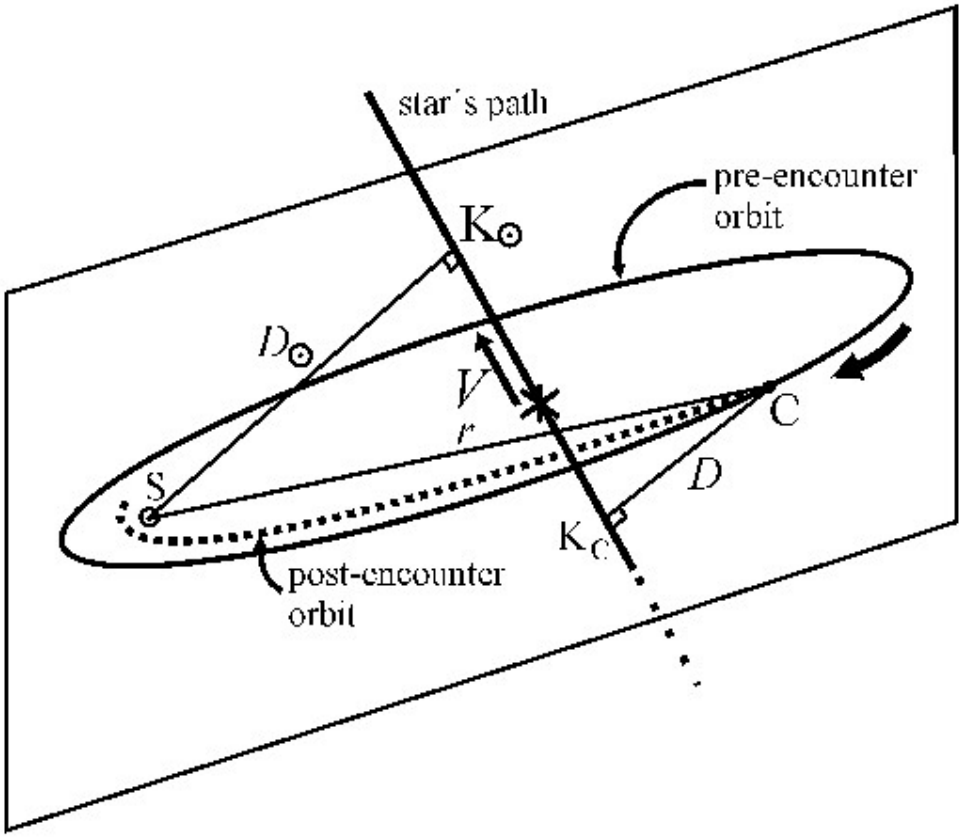
¿De donde provienen los cometas de largo período?: la nube de Oort





$*$ LPCs provienen de un gran reservorio que rodea el sistema solar a distancias $\gtrsim 10^4$ ua, teoría que fue propuesta por Oort (1950). A tales distancias los cometas están sujetos a perturbaciones por estrella cercanas y fuerzas de marea galáctica que los pueden direccionar hacia la región planetaria interior.

Perturbaciones por estrellas cercanas



Geometría de un encuentro estelar

Consideramos una estrella de masa M que pasa a una velocidad relativa V del Sol, tal que $V >> v_c$ donde v_c es la velocidad orbital del cometa.

El cambio impulsivo en la velocidad del cometa con respecto al Sol es:

$$\vec{\Delta v} = \vec{\Delta v_c} - \vec{\Delta v_\odot} = \frac{2GM}{VD}\frac{\vec{D}}{D} - \frac{2GM}{VD_\odot}\frac{\vec{D_\odot}}{D_\odot}$$

Durante una revolución orbital P el cometa será perturbado por muchas estrellas. Para saber cuántas estrellas perturbarán en promedio al cometa en P debemos conocer la densidad de estrellas n_* en la vecindad solar. Del estudio de la población de estrellas vecinas se obtiene $n_* = 0.073$ pc^{-3} y una densidad de masa $\rho_* = 0.036$ M$_\odot$ pc^{-3}, que da una masa promedio por estrella: ~ 0.5 M$_\odot$.

Fuerza de marea galáctica

Se puede modelar aproximadamente el disco galáctico como un disco homogéneo de densidad ρ_{disc} en el plano medio de la Galaxia, tal que el potencial se puede expresar como (Heisler & Tremaine 1986, Morris & Muller 1986, Torbett 1986)

$$U = U_o + 2\pi G \rho_{disk} z^2$$

donde U_o es una constante y z es la distancia al plano medio galáctico. Para la densidad de masa en el plano medio galáctico en la vecindad del Sol tenemos: $\rho_{disc} = 0.10$ $M_\odot$ pc^{-3}.

A partir del potential U, obtenemos la fuerza de marea del disco galáctico actuando sobre un cometa a la latitud galáctica ϕ

$$\vec{F}_{disk} = [(dU/dz)_c - (dU/dz)_\odot]\hat{z} = 4\pi G \rho_{disk} r \sin\phi \hat{z}$$

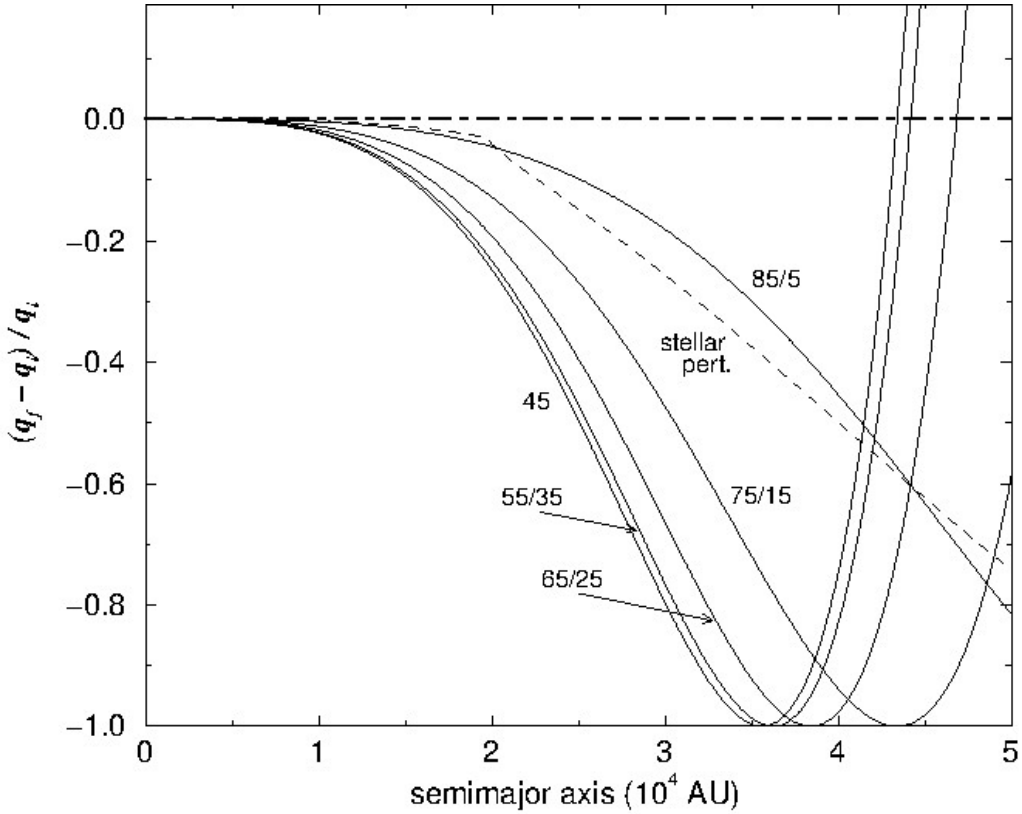
r: distancia Sol-cometa, $r \sin\phi = z_c - z_\odot$ es la diferencia entre las distancias del cometa y el Sol al plano medio galáctico y $\hat{z}$ es un vector unitario perpendicular al plano galáctico.

La fuerza de marea del disco galáctico actúa cambiando la distancia perihélica del cometa en la cantidad (por revolución):

$$q_f^{1/2} = q_i^{1/2} + 4.5\sqrt{2}\pi^2 M_\odot^{-1} \rho_{disk} a^{7/2} \cos\alpha \sin 2\phi$$

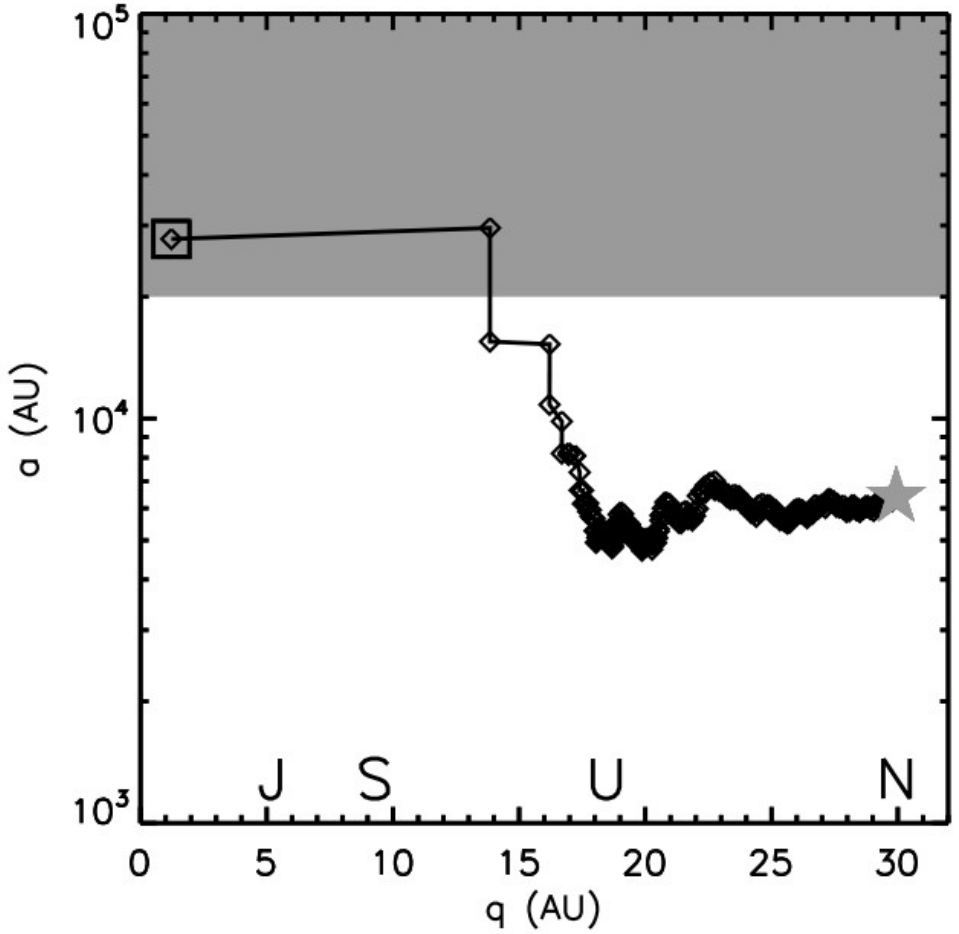
q_i, q_f: son las distancias perihélicas inicial y final, α es el ángulo entre el plano de la órbita y el plano perpendicular al disco galáctico que contiene el radio vector Sol-cometa.

Cambio en la distancia perihélica por perturbadores externos



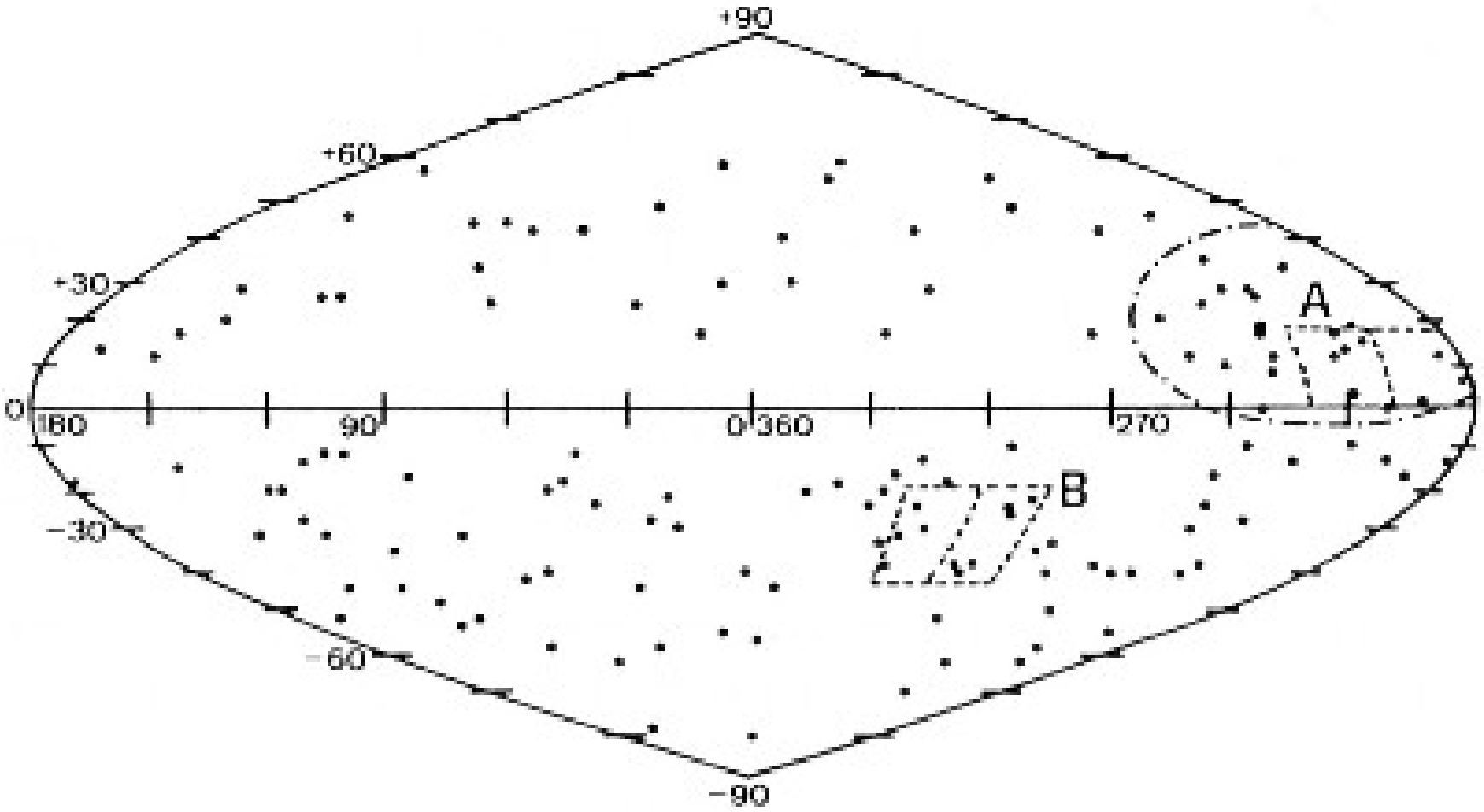
$*$ Se observa que los efectos de perturbadores externos (estrellas vecinas, fuerza de marea galáctica) comienza a ser significativo para semiejes mayores $a \gtrsim 10^4$ ua.

Desde la nube de Oort a la región planetaria interior



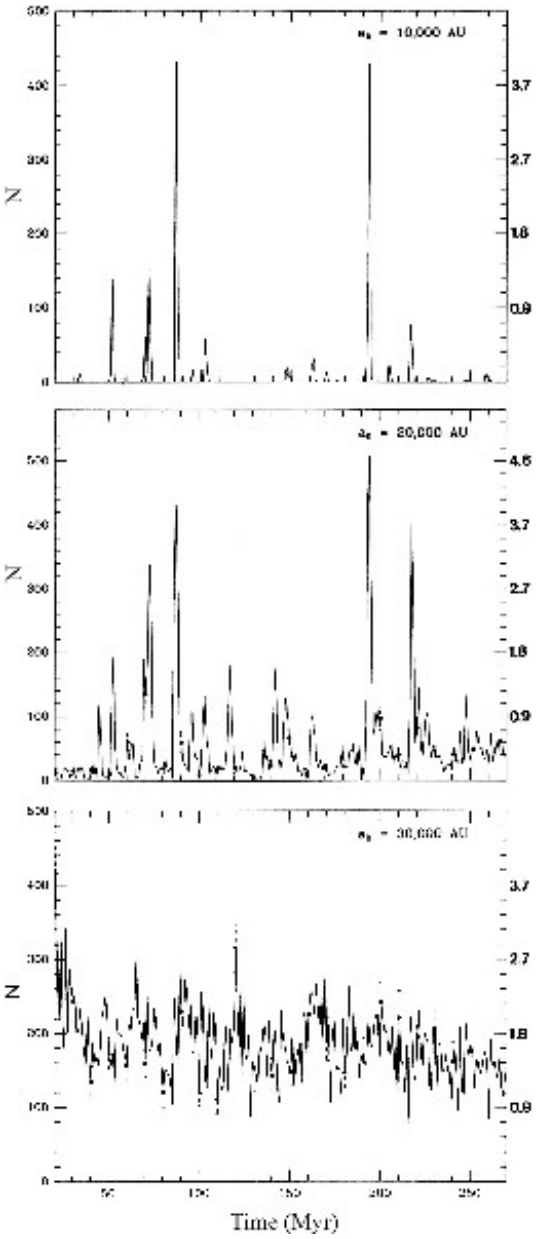
El cometa ficticio comienza en la estrella y finaliza en el cuadrado (Kaib & Quinn 2009).

Anomalías en la distribución de afelios cometarios



Los agrupamientos de afelios anómalos que se muestran en el mapa podrían revelar pasajes muy próximos de estrellas en el pasado reciente (Fernández & Ip 1991).

“Lluvias cometarias”

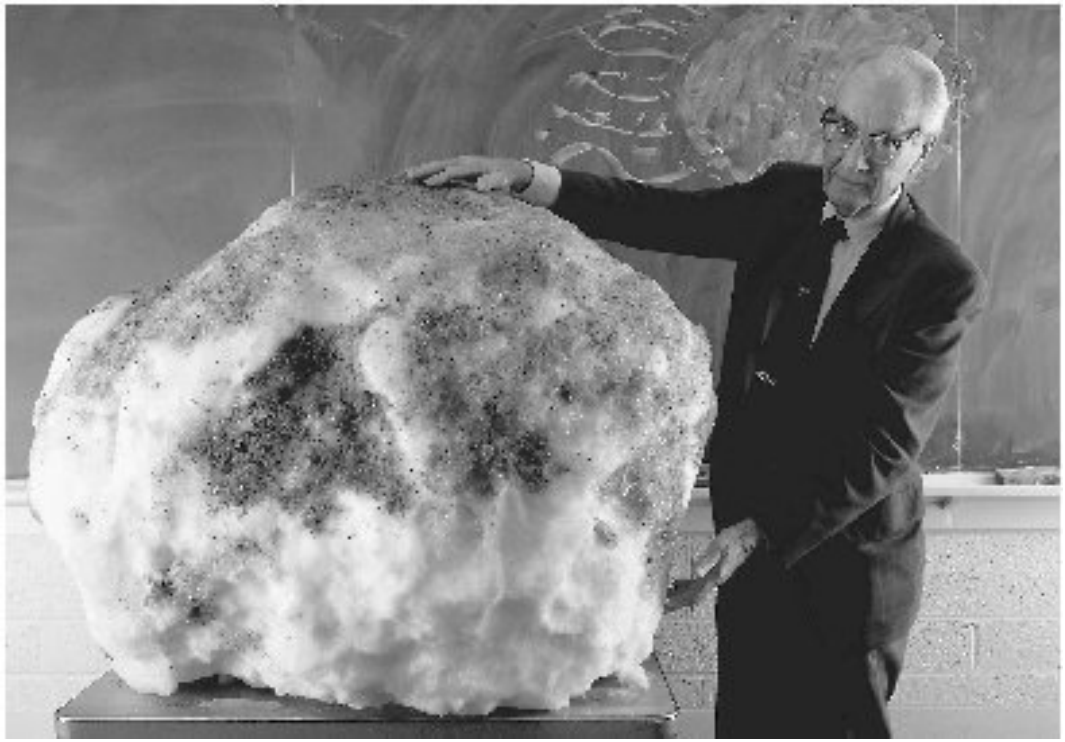


Un pasaje estelar muy cercano puede perturbar la nube de Oort de tal manera de provocar un aumento importante en la tasa de inyección de cometas en la región planetaria, lo que denominamos una “lluvia cometaria” (*comet shower*).

¿Pudo la Tierra haber sufrido estas lluvias cometarias provocando alguna de las extinciones masivas que conocemos en la historia de la Tierra?

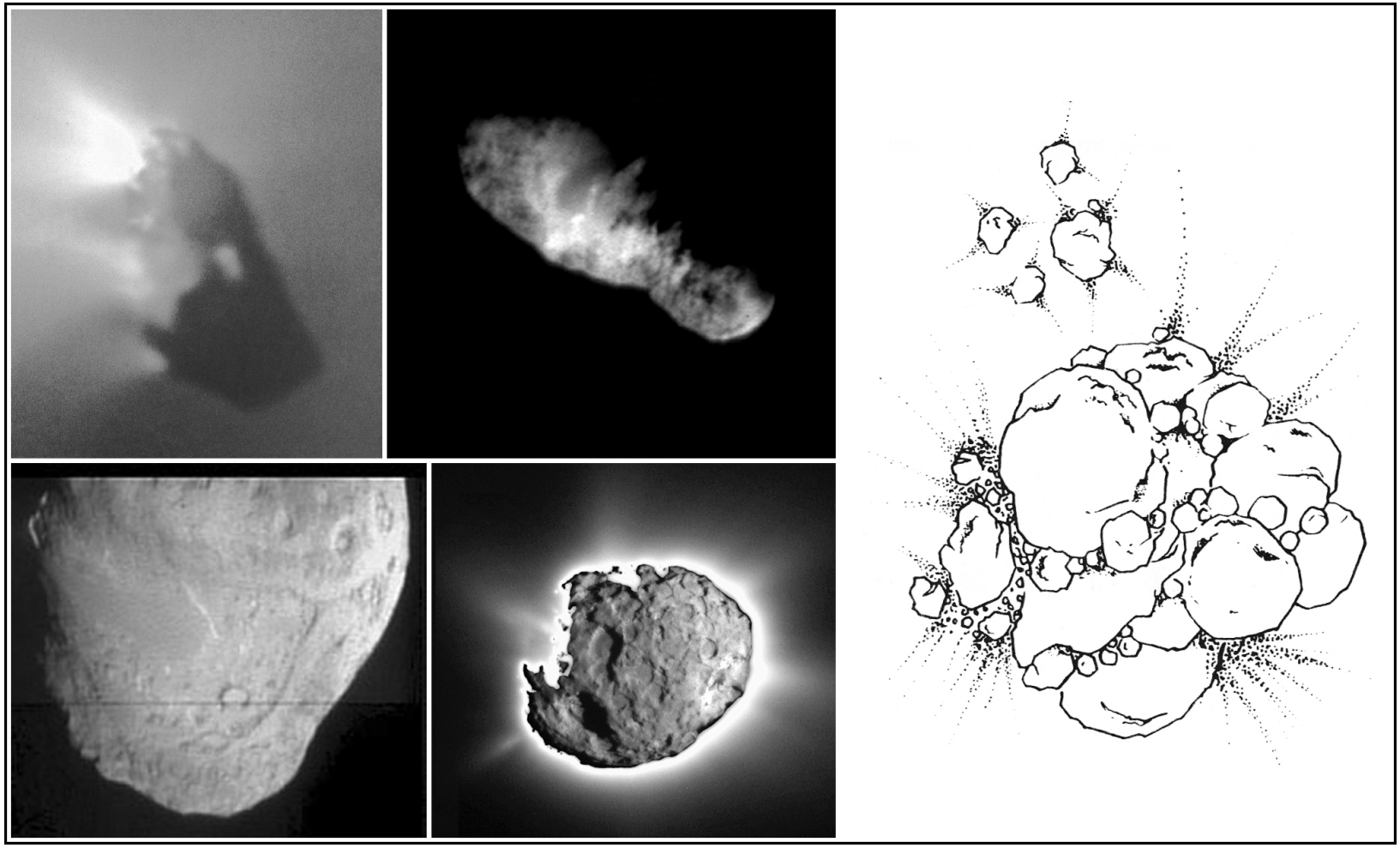
El modelo de Fred Whipple de la "bola de nieve sucia" (*"dirty snowball model"*

Concepción artística del núcleo cometario según el modelo de Whipple en boga en los años 1970.



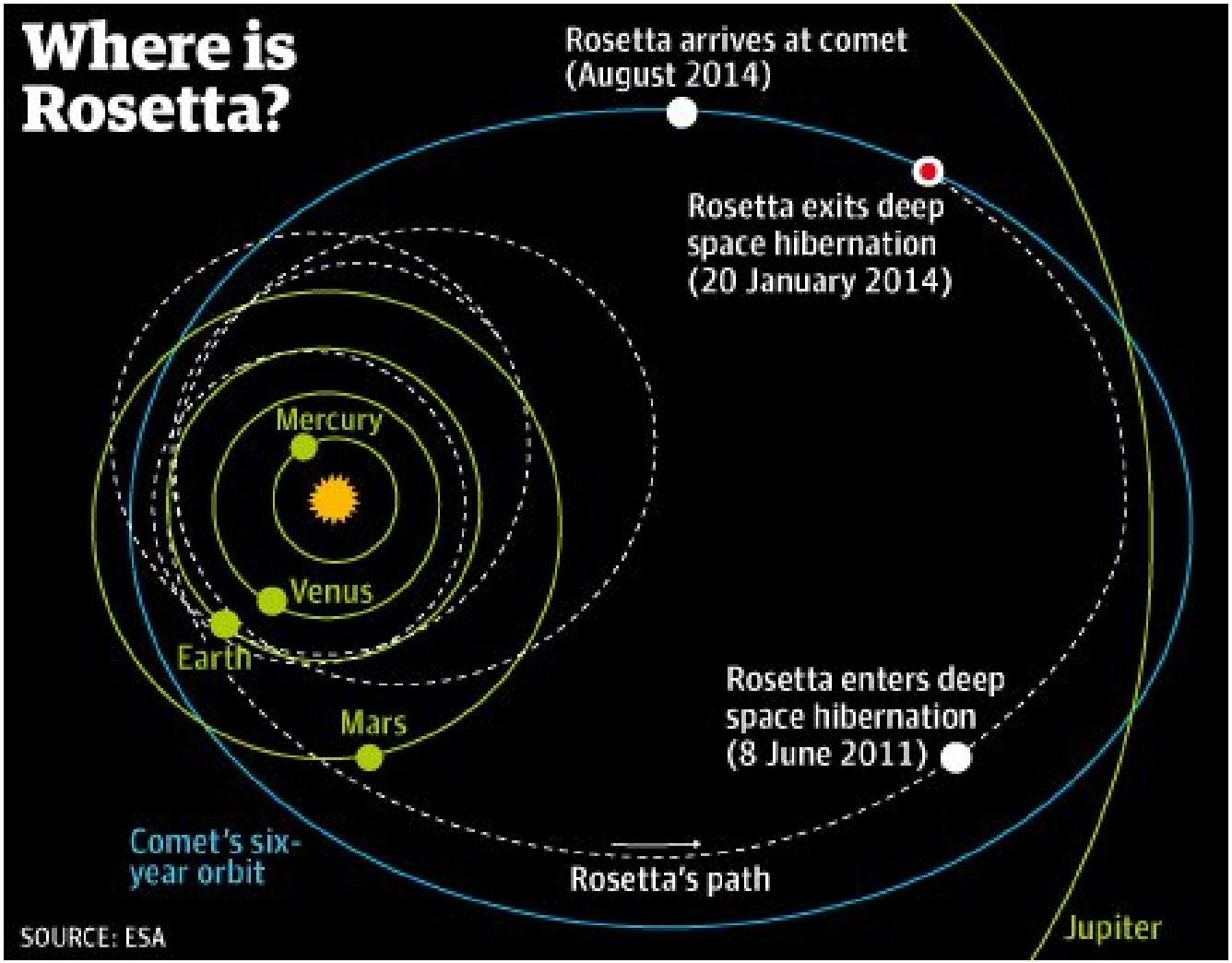
Fred Whipple muestra su modelo de bola de nieve sucia consistente en una bola de nieve de 250 kg cubierta con suciedad.

Núcleos cometarios observados desde sondas espaciales



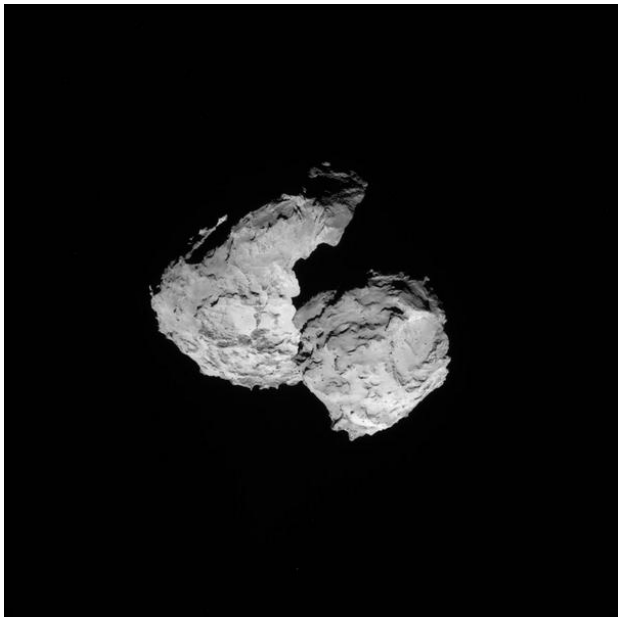
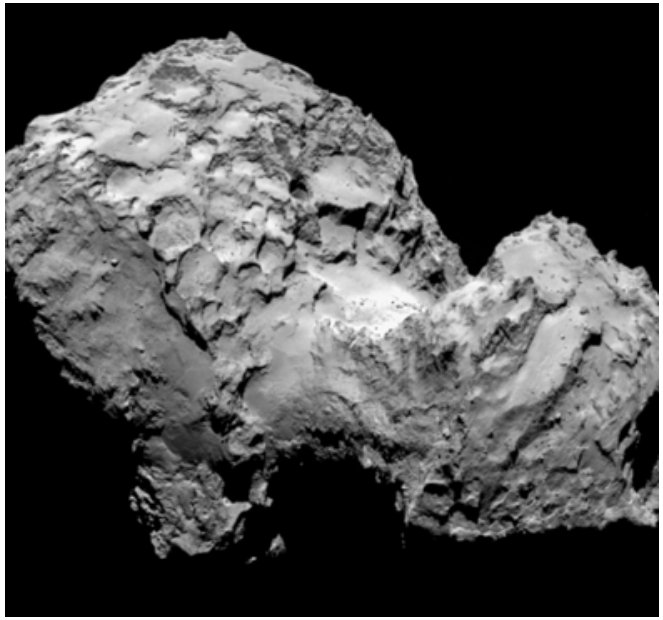
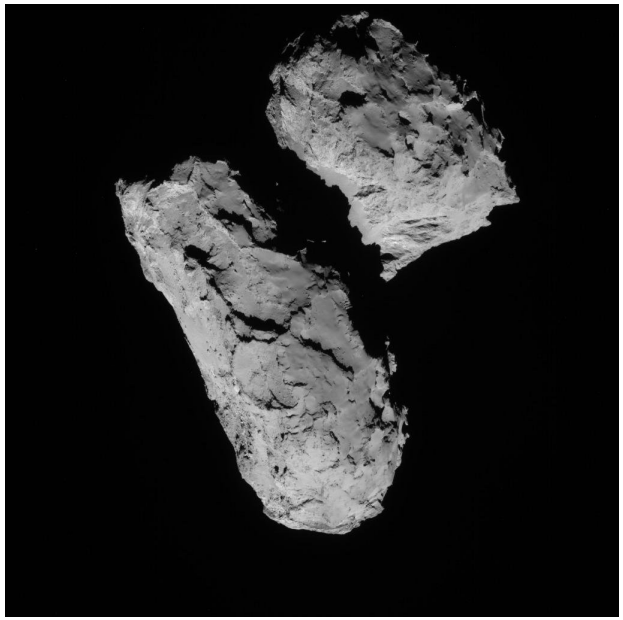
Imágenes de los cometas Halley, Borrelly, Tempel 1 y Wild 2 tomadas desde sondas espaciales a corta distancia (izquierda). El "modelo de pila de escombros" (*"rubble-pile"*) (Weissman 1986) (derecha).

La misión Rosetta



La misión $Rosetta$ de ESA fue lanzada en 2004 al cometa 67P/Churyumov-Gerasimenko en un viaje de 10 años.

Imágenes del cometa Churyumov-Gerasimenko

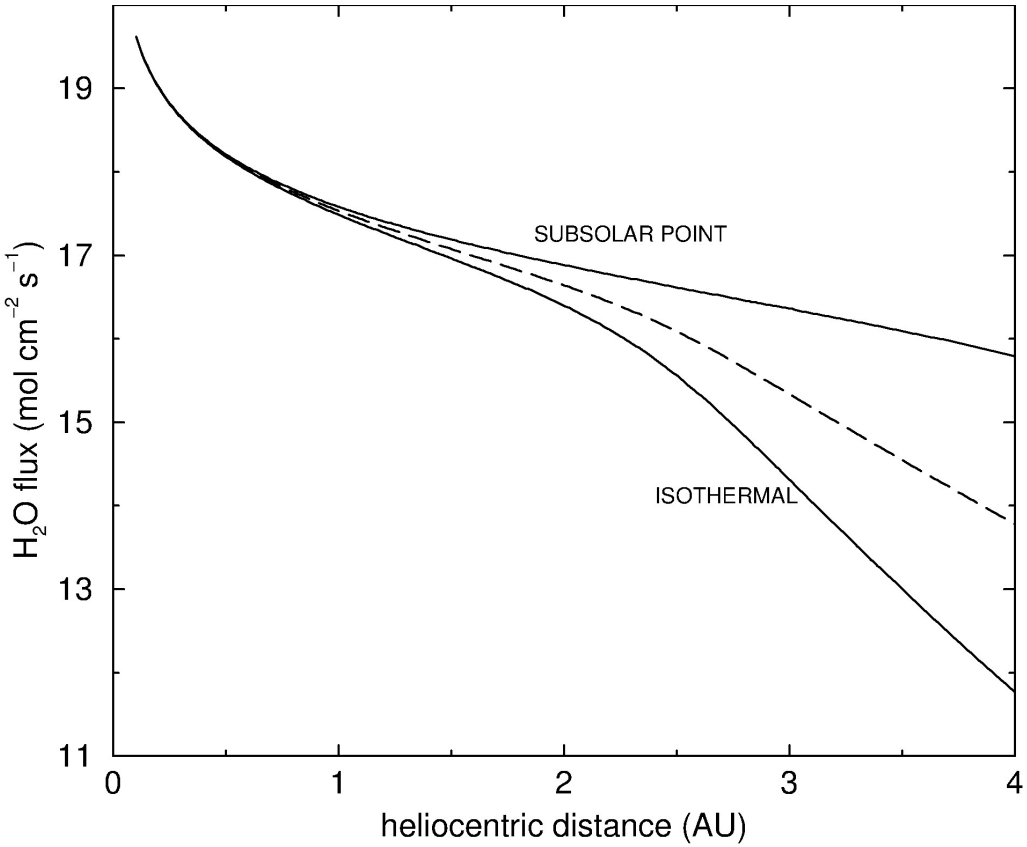




Las imágenes muestran que el núcleo consiste de 2 lóbulos unidos en un cuello. El cometa tiene aproximadamente 4 km de longitud. Presumiblemente se fragmentó en una colisión y luego los fragmentos más grandes se reacumularon.

Aspectos físicos

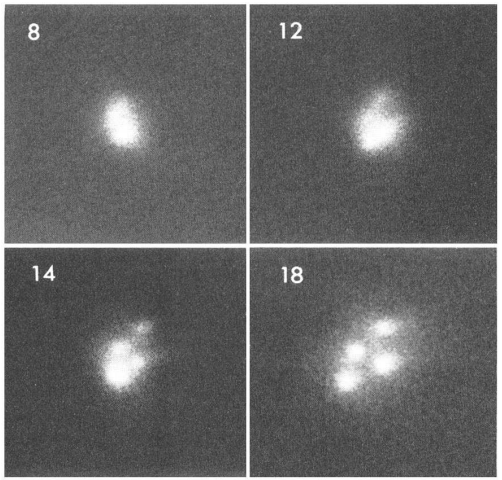
* La ecuación de equilibrio térmico:

$$(1-A_v)\frac{F_\odot e^{-\tau}}{r_{AU}^2}\pi R_N^2 = 4\pi R_N^2(1-A_{IR})\sigma T^4 + \frac{QL_S}{N_A} + 4\pi R_N^2 \kappa(T)\left|\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=0}$$



Outbursts y *splittings* de núcleos cometarios

Incremento de brillo espectacular (~ 14 magnitudes) del JFC 17P/Holmes (octubre 2007).



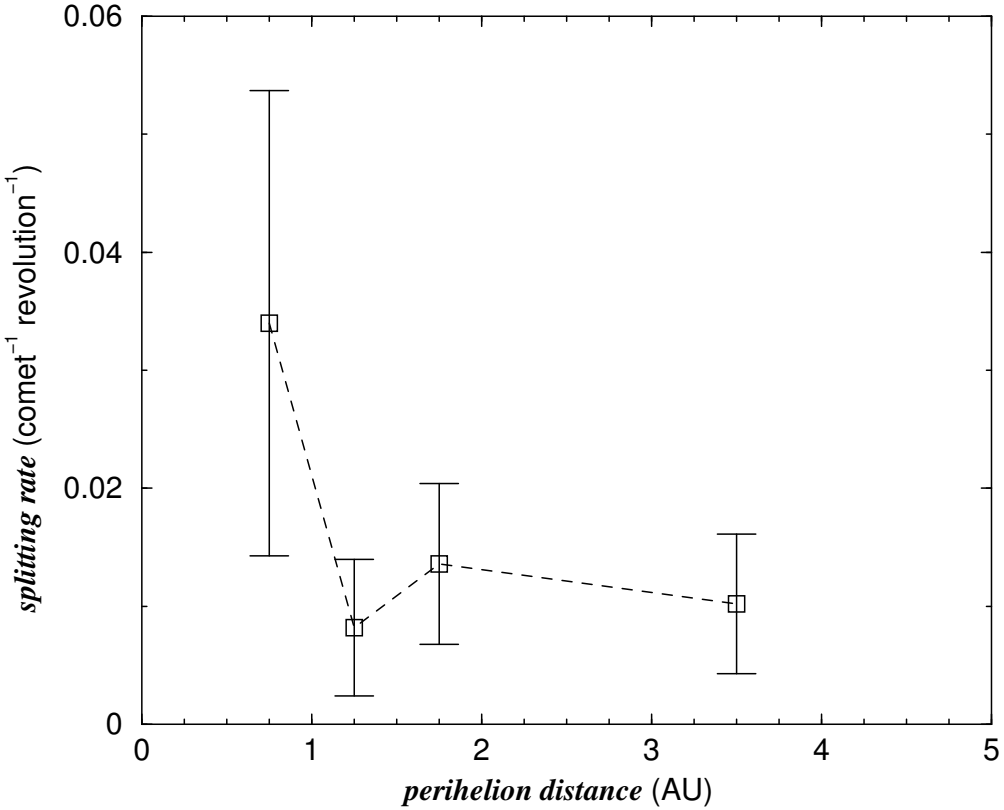
Proceso de fragmentación del cometa C/1975 V1 (West) en 4 pedazos principales entre 8-18/marzo/1976 (New Mexico State University, Las Cruces).

Frecuencia de *splittings*

JFCs ~ 1 *splitting* / cometa cada ~ 77 revoluciones

LPCs ~ 1 *splitting* / cometa cada ~ 25 revoluciones (Fernández 2005)

¿Hay alguna correlación con la distancia heliocéntrica?

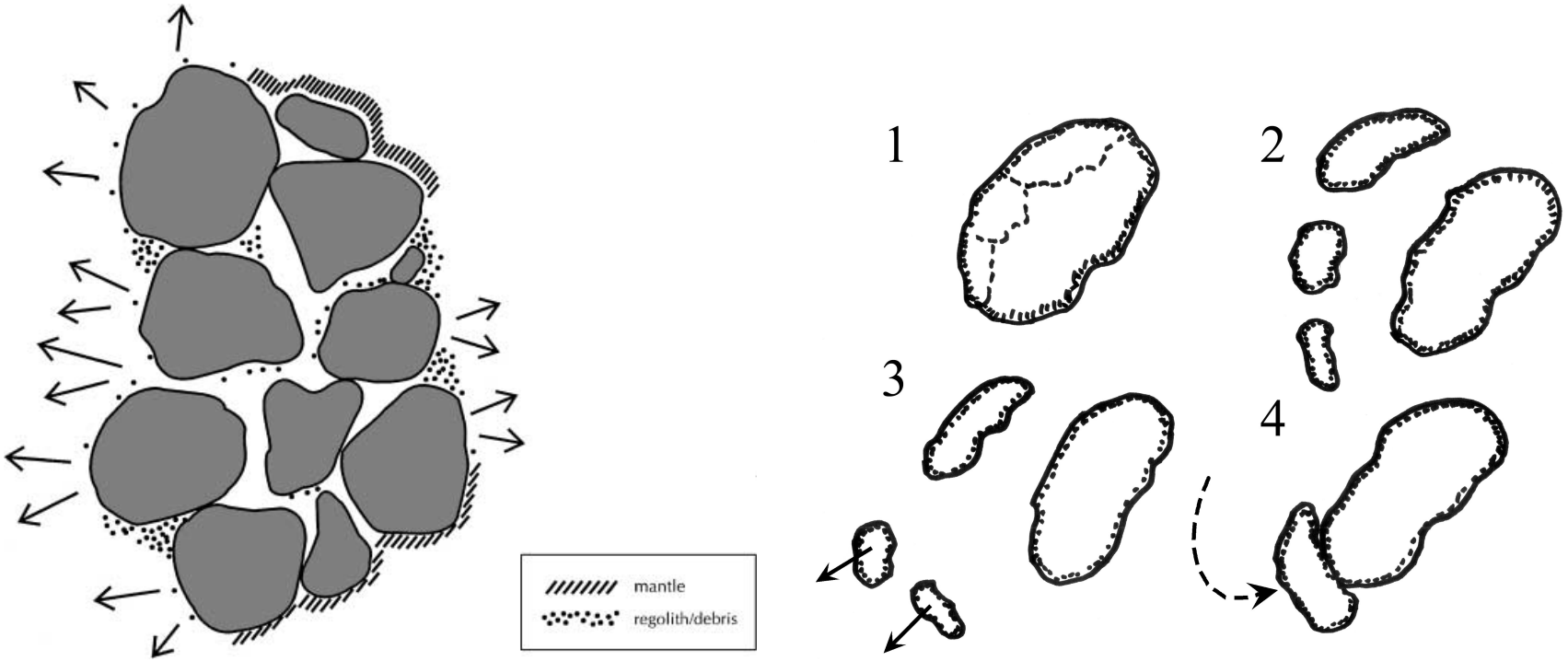


Número de *splittings* observados en función de la distancia heliocéntrica.

Posibles causas de *splittings* y *outbursts*

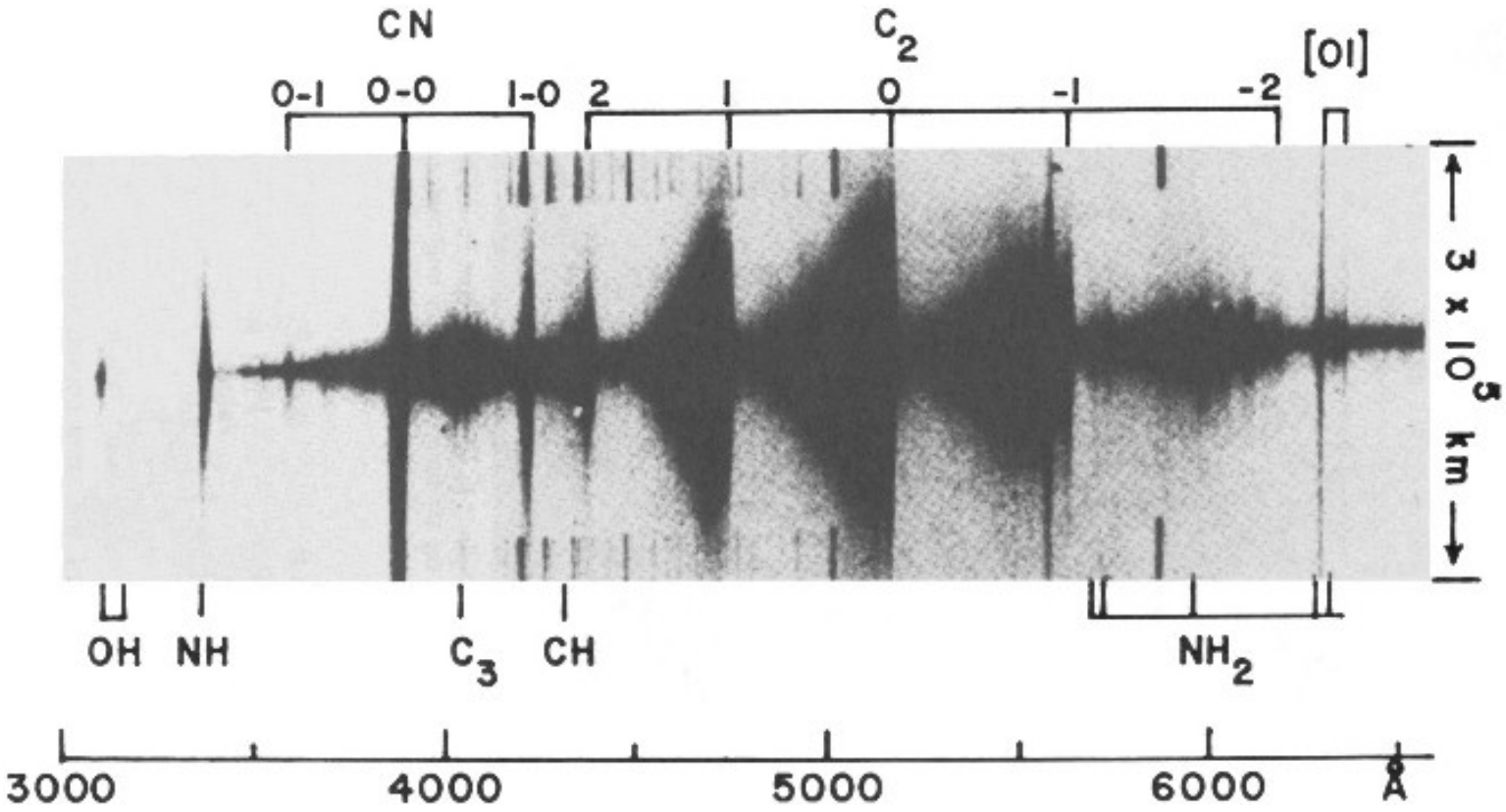
* Fuerza de marea del Sol, Júpiter o un planeta terrestre.
* Transición de fase de hielo amorfo a cristalino.
* Sublimación de bolsillos de un material muy volátil (p. ej. CO, CO_2).
* Tensiones térmicas que causan fracturas.
* Alta velocidad de rotación del núcleo cometario conduciendo a inestabilidad rotacional.
* Actividad solar.
* Colisiones con meteoroides.
* Colisiones con fragmentos del propio núcleo.

Generación de presión interna y fragmentación



Fragmentación de un núcleo "rubble pile" debido al incremento de la presión de gases que no pueden escapar libremente a través del manto de regolito (lado derecho). Si no hubiera manto de regolito, los gases escaparían previniendo el aumento de presión (lado izquierdo) (Samarasinha 2001).

Espectros cometarios



Espectrograma del cometa C/1975 N1 (Kobayashi-Berger-Milon) que muestra las bandas moleculares principales en el visible y UV cercano. La banda angosta en el medio del espectro a lo largo del eje λ es el continuo producido por la difusión de luz solar por las partículas de polvo en la coma interior (radio $\sim 10^4$ km) (Wyckoff 1982).

Composición química

Abundancias relativas de especies moleculares en cometas

Molécula	Fracción de masa
H_2O	$\sim$ 100
CO	$\sim$ 7-8
CO_2	$\sim$ 3
H_2CO	$\sim$ 0-5 (formaldehido)
NH_3	$\sim$ 1-2
HCN	$\sim <$ 0.02-0.1
CH_3OH	$\sim$ 1-5 (metanol)

Otras moléculas detectadas de interés biológico :

$HNCO$, HC_3N, OCS, H_2CS,NH_2CHO, $HCOOH$,
$HCOOCH_3$, CH_3CHO, HNC, C_2H_2, C_2H_6

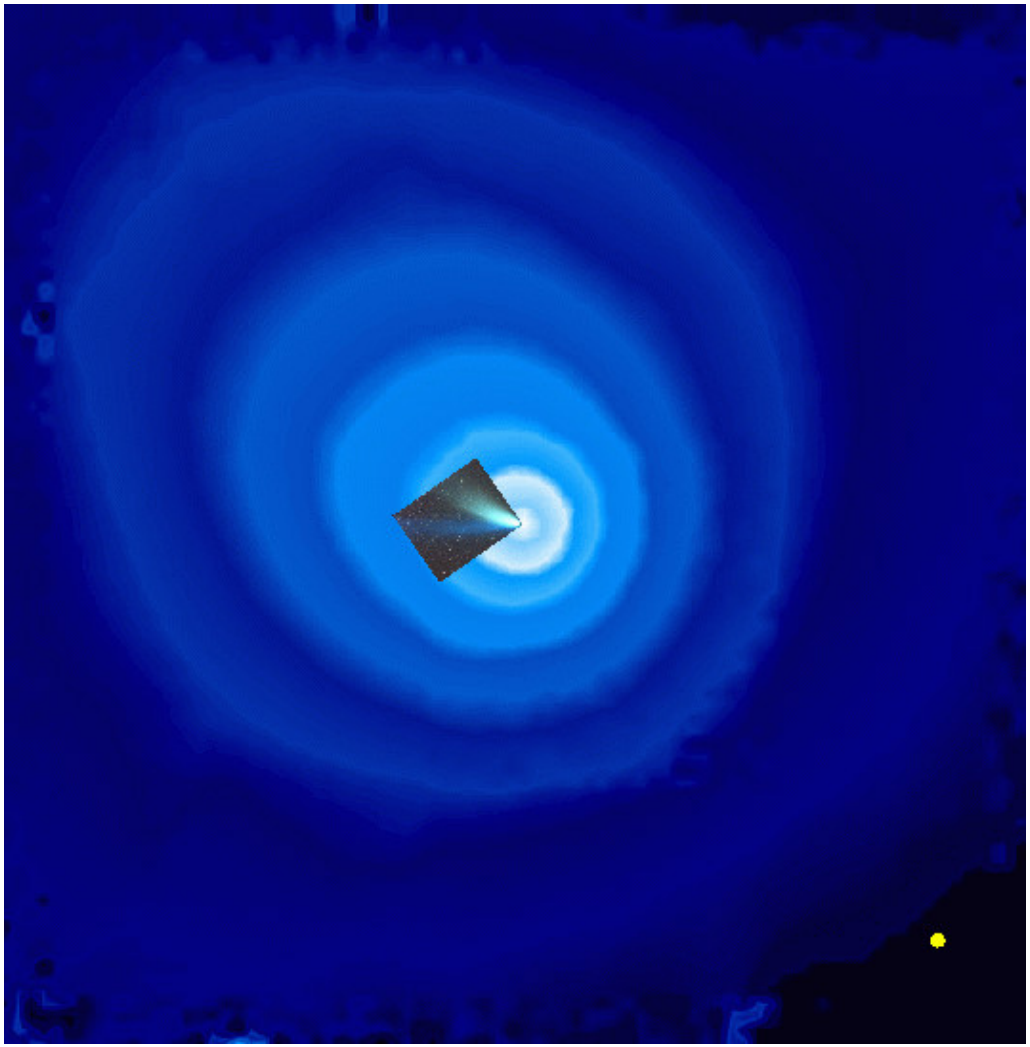
La distribución de moléculas madres y radicales en la coma

Los radicales observados en el espectro cometario no pueden existir en estado libre. Ellos se producen cuando las moléculas madres sublimadas son fotodisociadas e ionizadas bajo la acción de la radiación UV del Sol.

Tomemos el ejemplo de la molécula madre más importante: H_2O. Su fotodisociación conduce a los siguientes productos:

$$H_2O + h\nu \longrightarrow \begin{cases} H + OH \\ H_2 + O \\ 2H + O \\ H_2O^+ \\ H + OH^+ \end{cases}$$

donde $h\nu$ representa la energía del fotón. Un porcentaje del 85.5% de las moléculas de agua son disociadas en H y OH. La conclusión es que un cometa debe estra rodeado de una inmensa corona de átomos de hidrógeno.



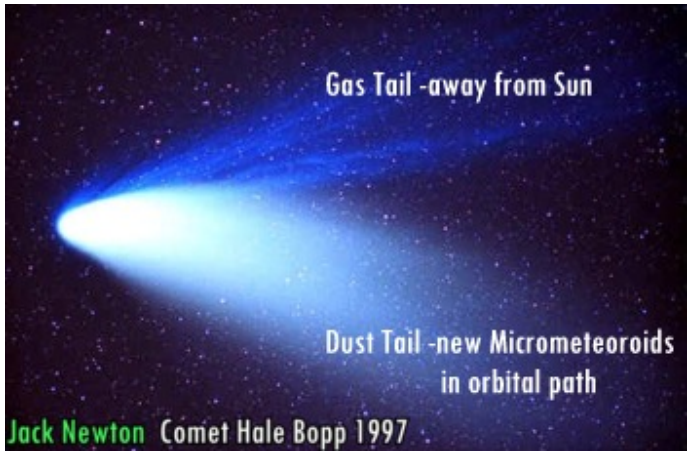
Corona de hidrógeno alrededor del cometa Hale-Bopp cuando se aproximó al Sol en 1997. La imagen en UV fue obtenida por el instrumento SWAN a bordo de la sonda SOHO. La corona ocupa una extensión de alrededor 10^8 km.

Otro ejemplo interesante es:

$$CO_2 + h\nu \rightarrow CO + O(^1D)$$

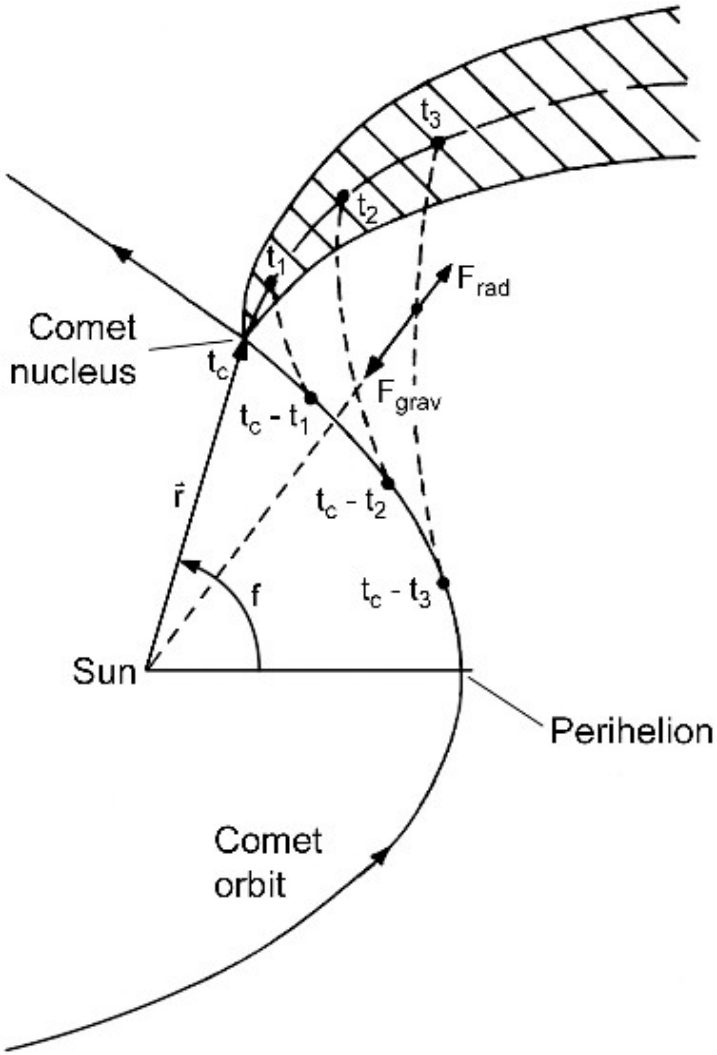
donde el oxígeno queda en el estado excitado ^{1}D desde el cual es desexcitado emitiendo radiación fluorescente en la línea roja a 6300 Å.

Formación de la cola de iones



La descomposición de las moléculas madres y la fotoionización lleva a la producción de muchos iones diferentes, en particular CO^+, N_2^+, CH^+, CO_2^+, y H_2O^+. Los iones producidos son atrapados por las líneas de fuerza de los campos magnéticos asociados al viento solar y arrastrados en la dirección opuesta al Sol formando la cola de iones. El color azul es debido a la radiación fluorescente emitida por el ion CO^+.

La cola de polvo



Cometas de la familia de Júpiter (JFC)

Definición:

Primer criterio: Período orbital $P < 20$ años.

El criterio del período no es suficiente, es necesario otro criterio asociado a la fuente (la región trans-neptuniana). Con este fin vamos a requerir también que el parámetro de Tisserand con respecto a Júpiter T_J esté en el rango: $2 < T_J < 3$. El parámetro de Tisserand es un cuasi-invariante en el problema restringido de 3 cuerpos (Sol-Júpiter-cometa) dado por

$$T_J = \frac{a_J}{a} + 2\cos i \left[\frac{q}{a_J}\left(2 - \frac{q}{a}\right)\right]^{1/2}$$

donde q, a, i son la distancia perihélica, semieje mayor e inclinación del objeto, y a_J es el radio de la órbita de Júpiter asumiendo que es circular.

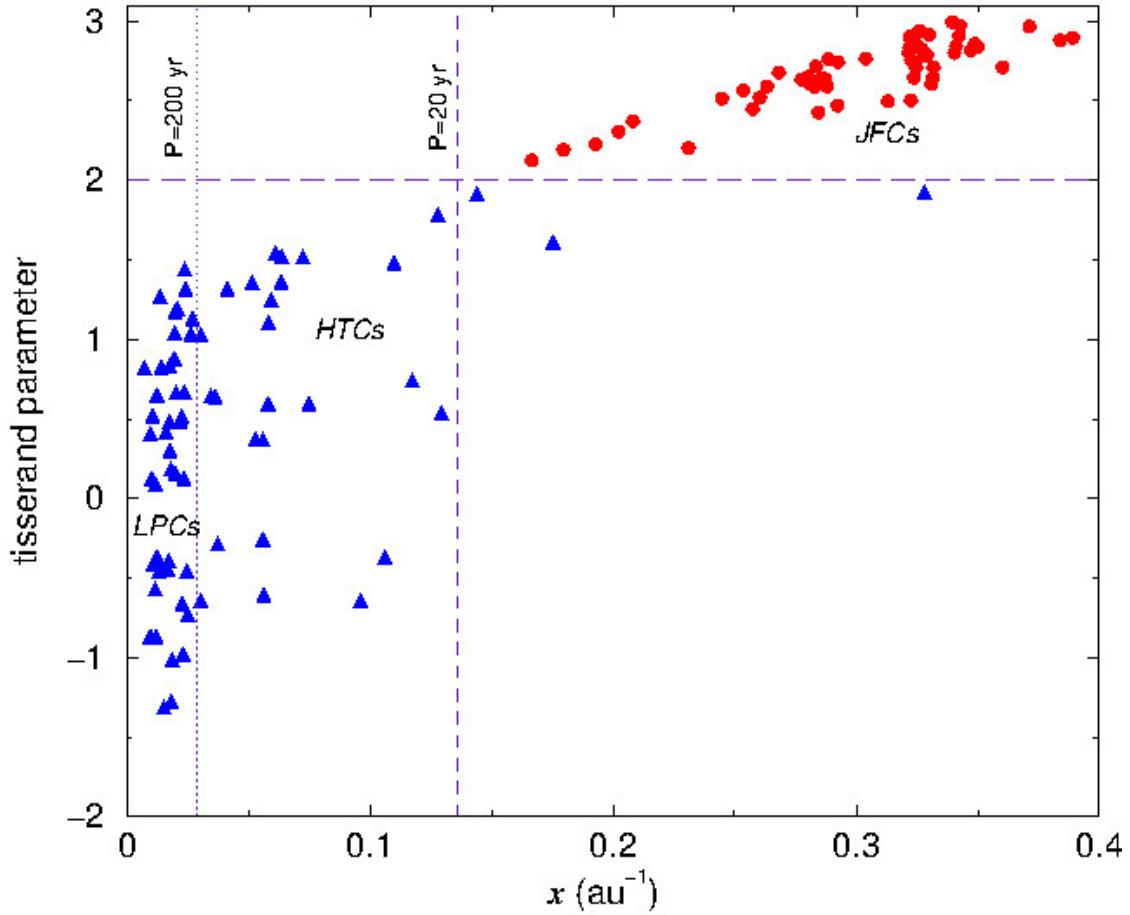
La velocidad de encuentro U de un objecto con respecto a Júpiter se puede expresar como

$$U = (3 - T_J)^{1/2}$$

donde U se expresa en unidades de la velocidad orbital de Júpiter. Encuentros con Júpiter son posibles sólo si $T_J < 3$.

* La gran mayoría de asteroides tienen $T_J > 3$.
* LPCs y HTCs tienen $T_J < 2$.

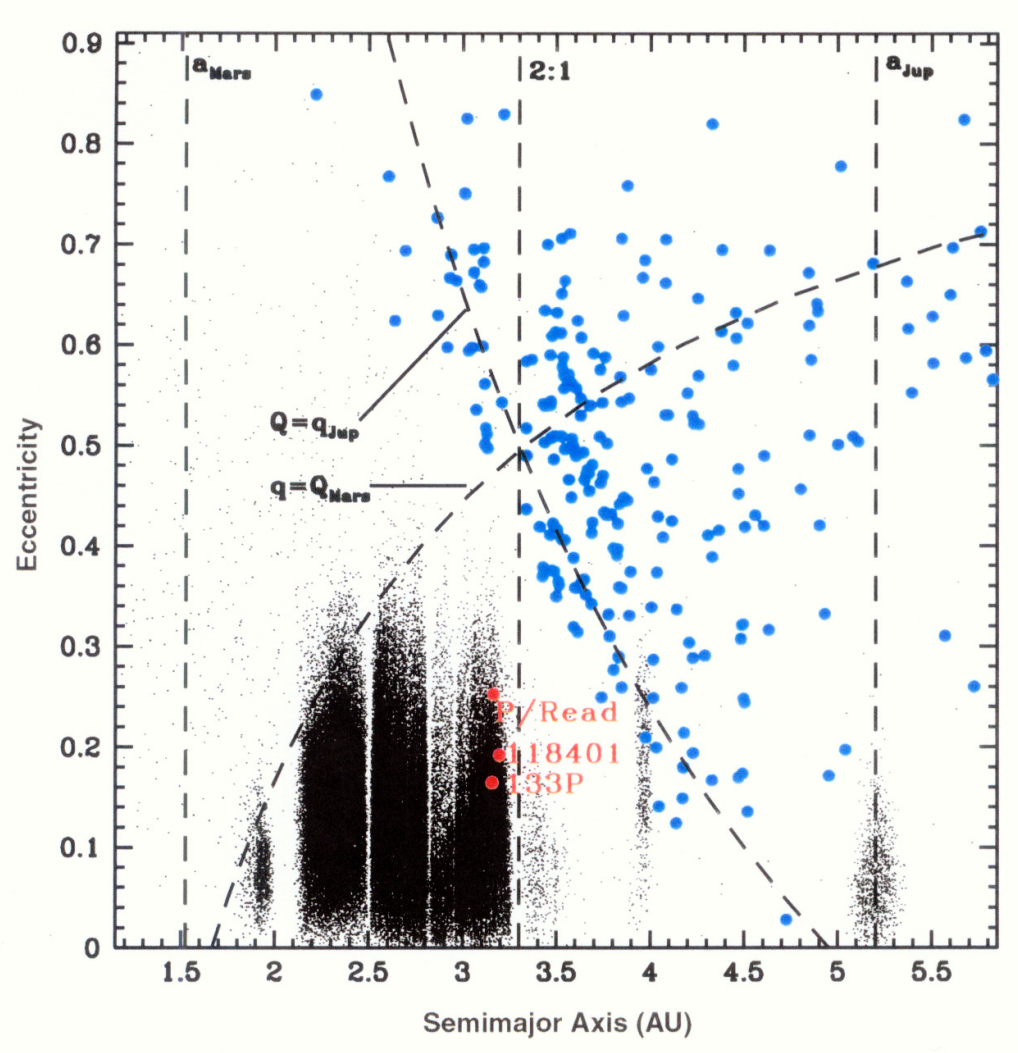
Localización de LPCs, HTCs y JFCs en el plano de energías y parámetros de Tisserand



Cometas que alcanzan la vecindad de la Tierra (distancias perihélicas $q < 1.3$ ua)

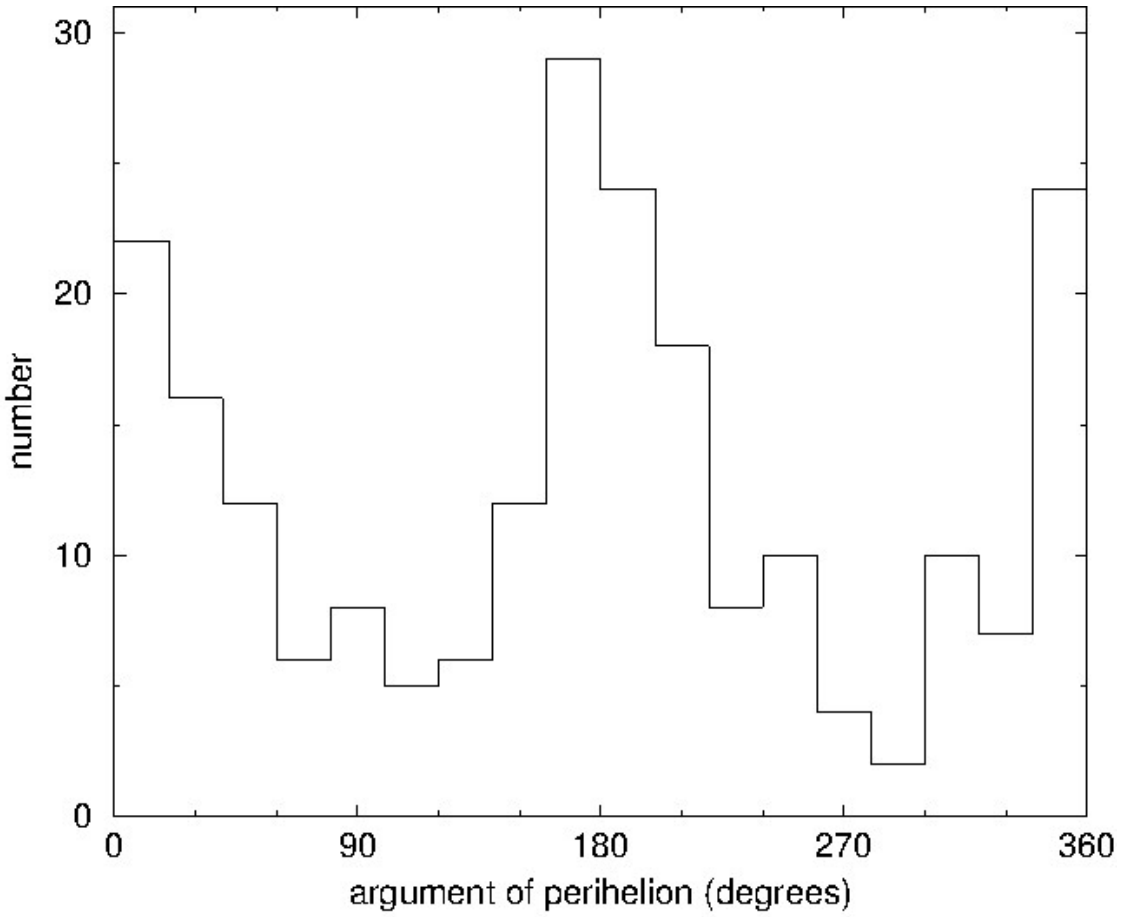
.

Localización de asteroides y JFCs en el plano $(a,\ e)$



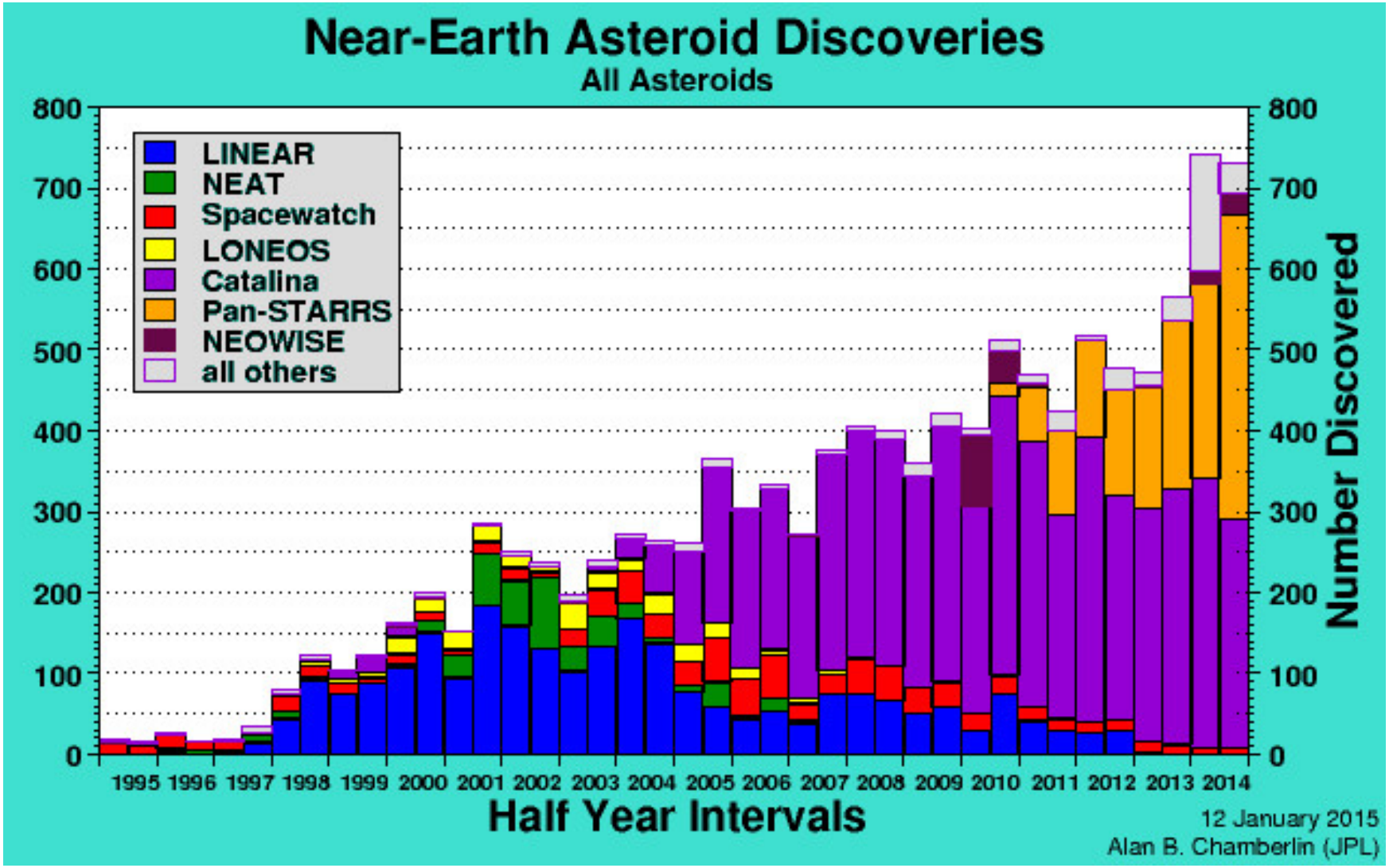
Hsieh & Jewitt (2006)

Distribución de los argumentos del perihelio de los JFCs



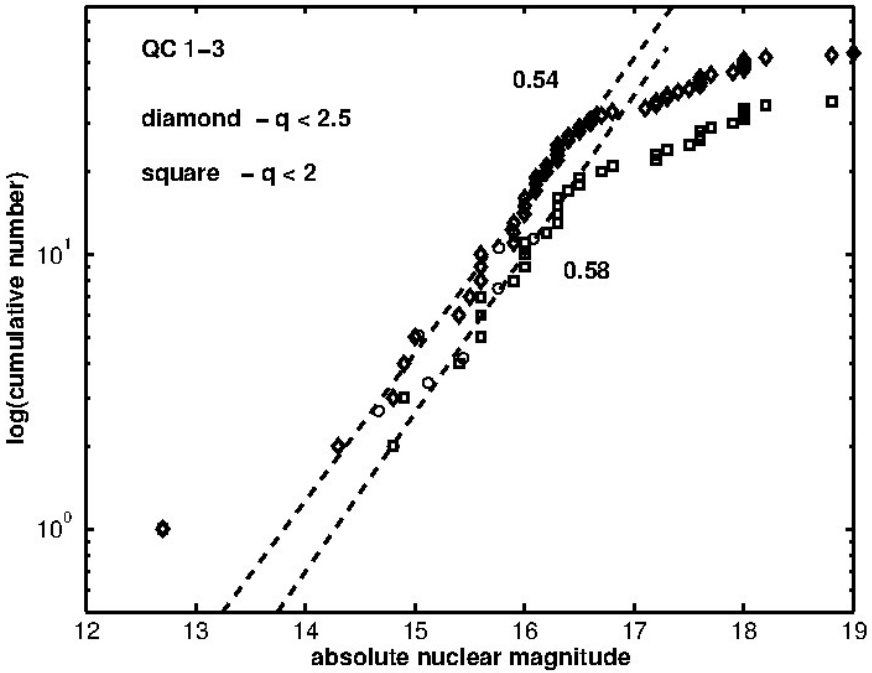
Se observan aglomeraciones alrededor de $\omega = 0°$ y $\omega = 180°$, lo que permite la ocurrencia de frecuentes encuentros próximos con Júpiter.

Contribución de los diferentes programas de búsqueda de NEOs



(Alan B. Chamberlain, JPL)

Distribución de tamaños



La función cumulativa de luminosidad sigue una relación lineal del tipo (Tancredi et al. 2006)

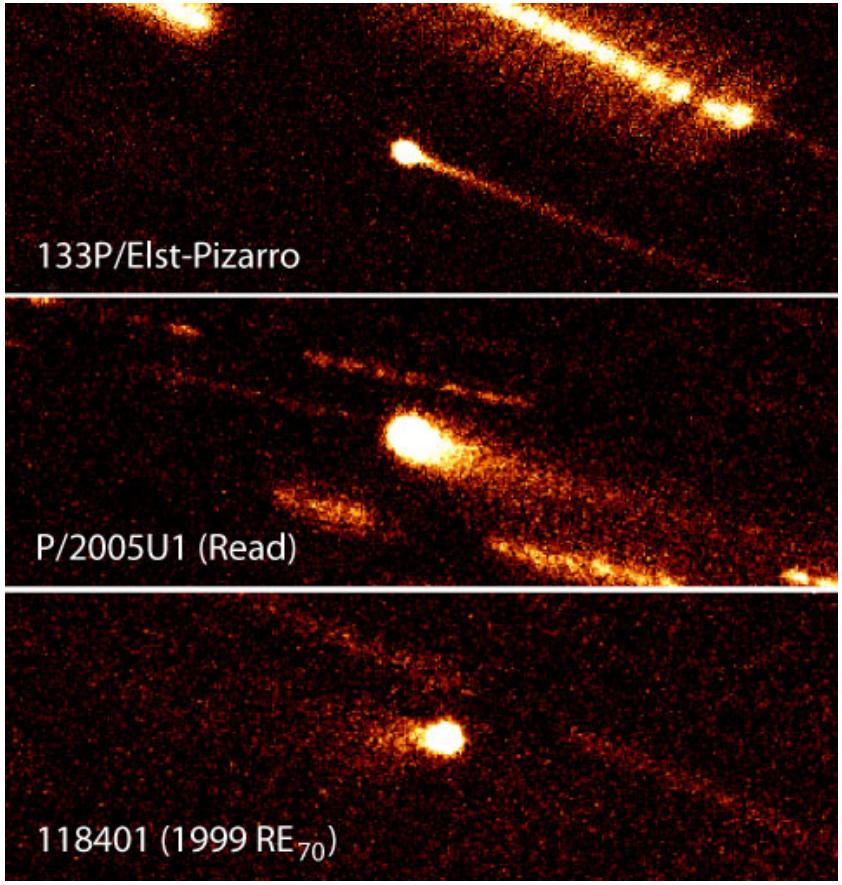
$$\log N_c(H_N) = C + \gamma H_N$$

Tomando en cuenta que $H_N = k - 2.5 \log B_N$, $B_N \propto R_N^2$ y $\gamma \simeq 0.56$, nos queda

$$N(> R_N) \propto R_N^{-2.8}$$

Cometas del cinturón principal *Main Belt Comets*

Antes se suponía que los asteroides del cinturón principal eran inactivos ya que algún volátil sobre su superficie se hubiera sublimado hace mucho tiempo. Fue una sorpresa encontrar asteroides activos!



Imágenes de los 3 primeros MBCs: 133P/Elst-Pizzaro, P/2005 U1 (Read), y 118401 (1999 RE70) (imágenes de Henry Hsieh & David Jewitt, University of Hawaii).

Mecanismos de activación de MBCs

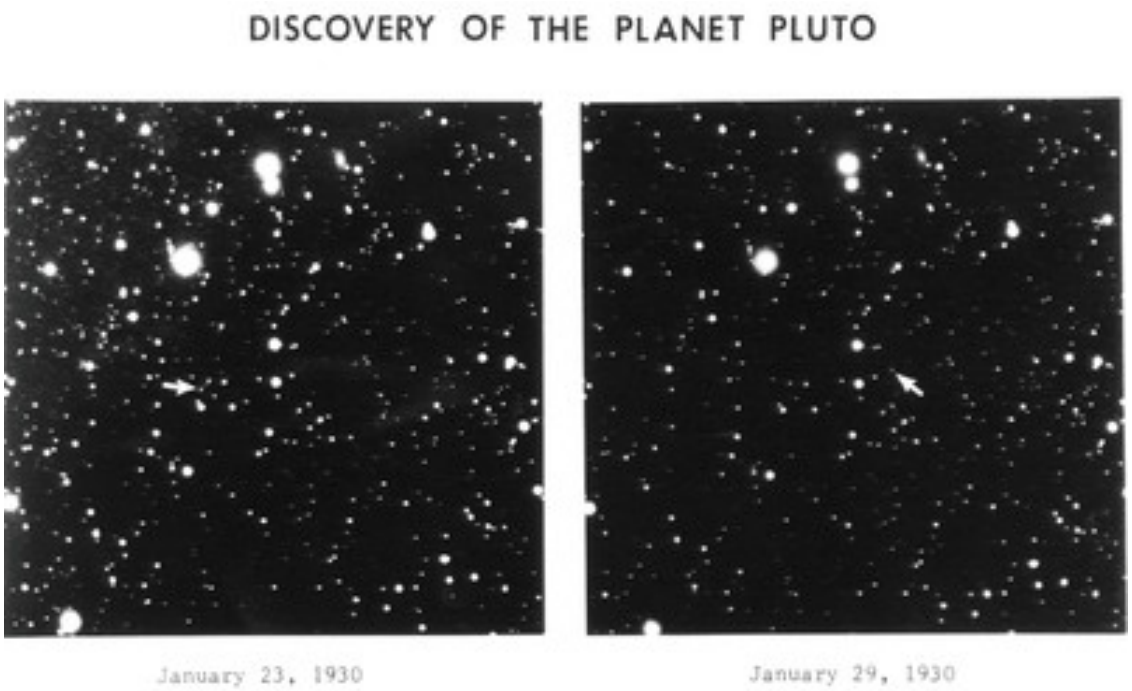
Se han propuesto varios mecanismos para explicar la repentina activación de asteroides. Ya que ellos han estado presumiblemente en el cinturón principal por toda la vida del sistema solar (4.6 Ga), tales mecanismos deben actuar sólo esporádicamente a fin de explicar su supervivencia por períodos de tiempo tan largos. Hay 2 mecanismos favorecidos:

(a) Inestabilidad rotational

(a) Colisión con un meteoroide: experimento con la sonda *Deep Impact*

Impactor : $M = 370$ kg
Velocidad de impacto : $V = 10.3$ km/s
Energía cinética : $\frac{1}{2}MV^2 = 2 \times 10^{17}$ erg
Masa de polvo eyectada : $\sim 10^{5-6}$ kg (Harker et al. 2005; A'Hearn 2007)
Velocidad media de la masa eyectada : ~ 0.25 km/s
Outburst generado : $\Delta m_R \simeq 1.5$ mag

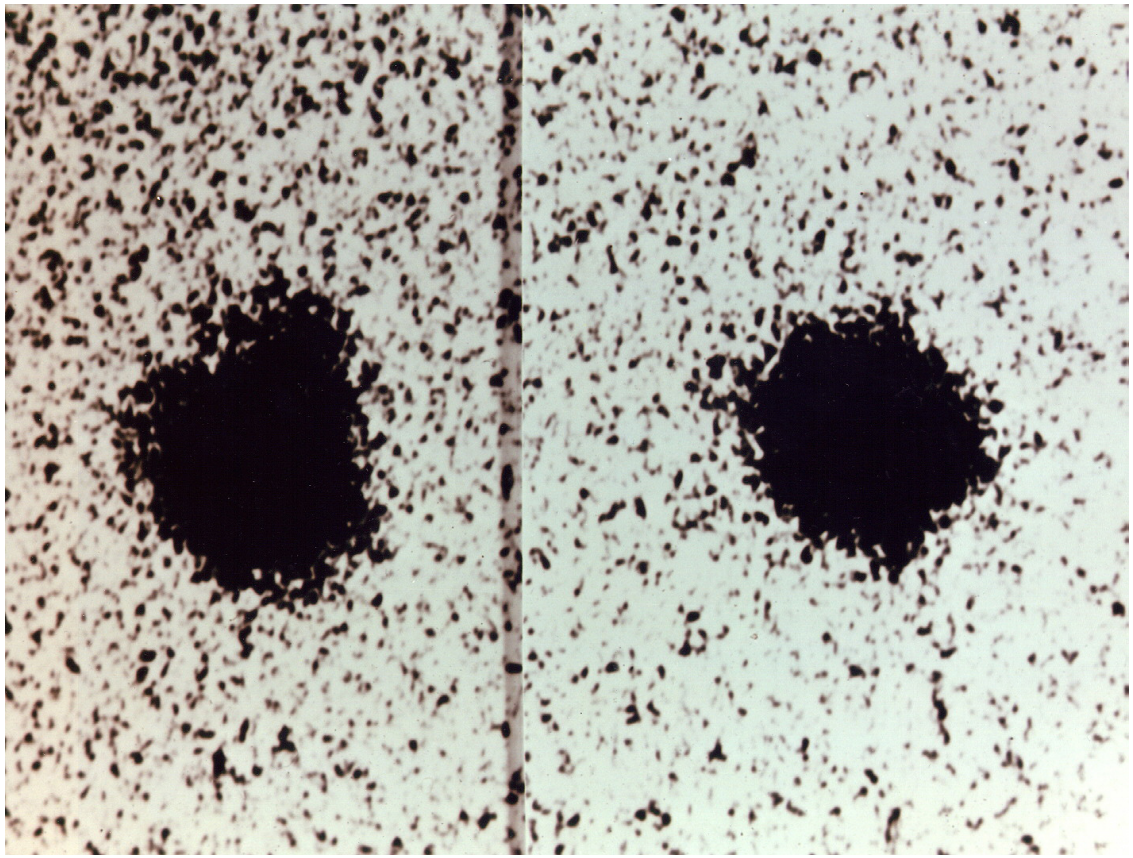
El descubrimiento de Plutón



Placas del descubrimiento de Plutón

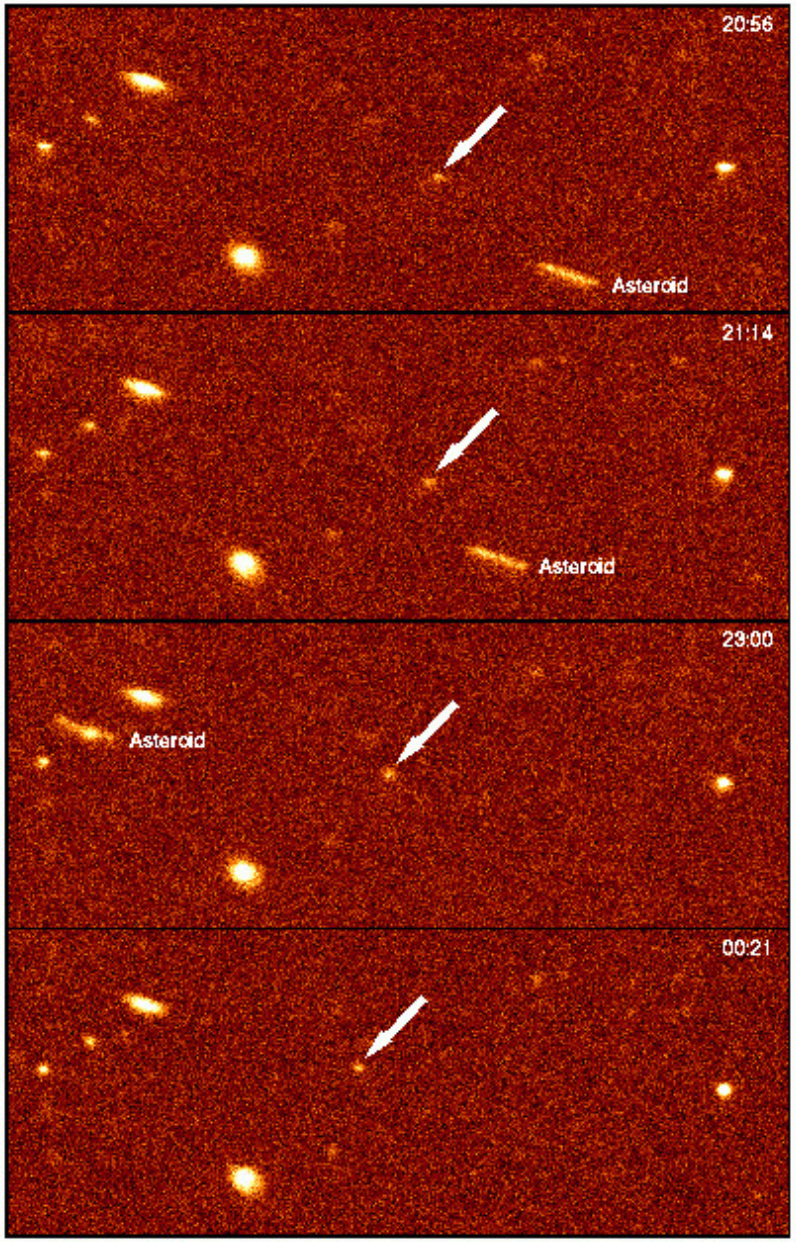
Clyde Tombaugh

El descubrimiento de Caronte



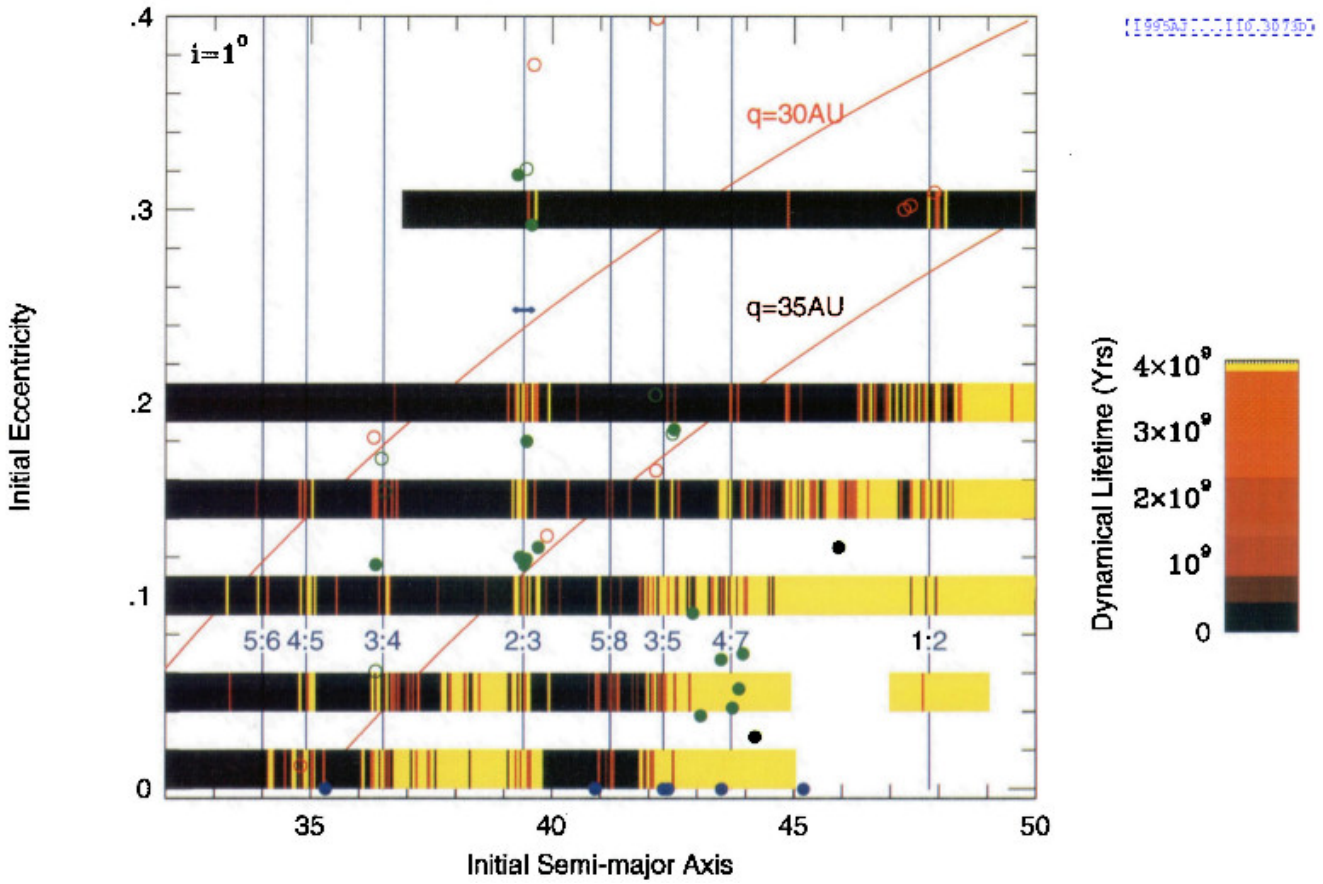
El descubrimiento de Caronte por James Christy (Naval Observatory, Flagstaff Station) como una joroba girando en torno a Plutón (visible en la parte superior de la imagen de la izquierda, ausente en la imagen de la derecha).

El descubrimeinto de los objetos trans-neptunianos (TNOs)



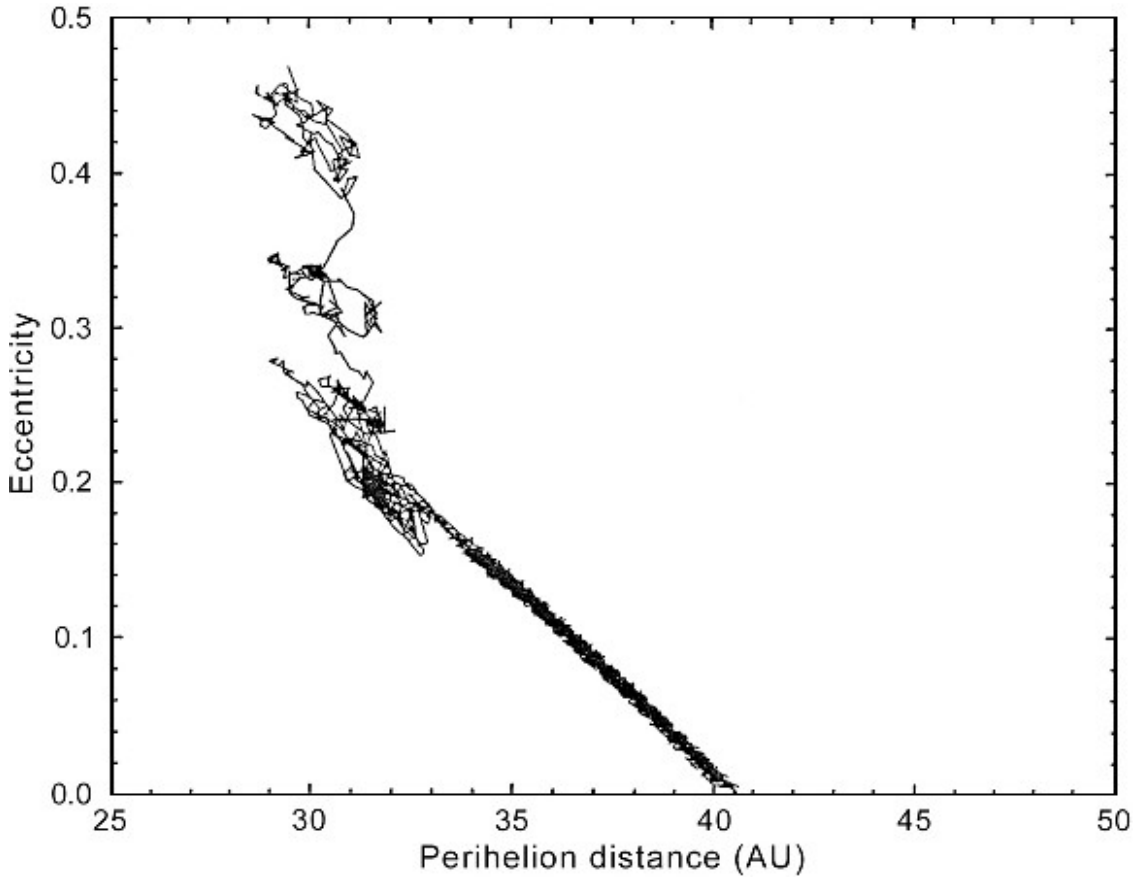
Luego de varios intentos fallidos, el primer TNO (aparte del sistema Plutón-Caronte) fue descubierto por David Jewitt y Jane Luu con el telescopio de 2.2-m de Mauna Kea, Hawaii. Fue designado como 1992 QB_1.

Regiones dinámicamente estables e inestables en la región TN



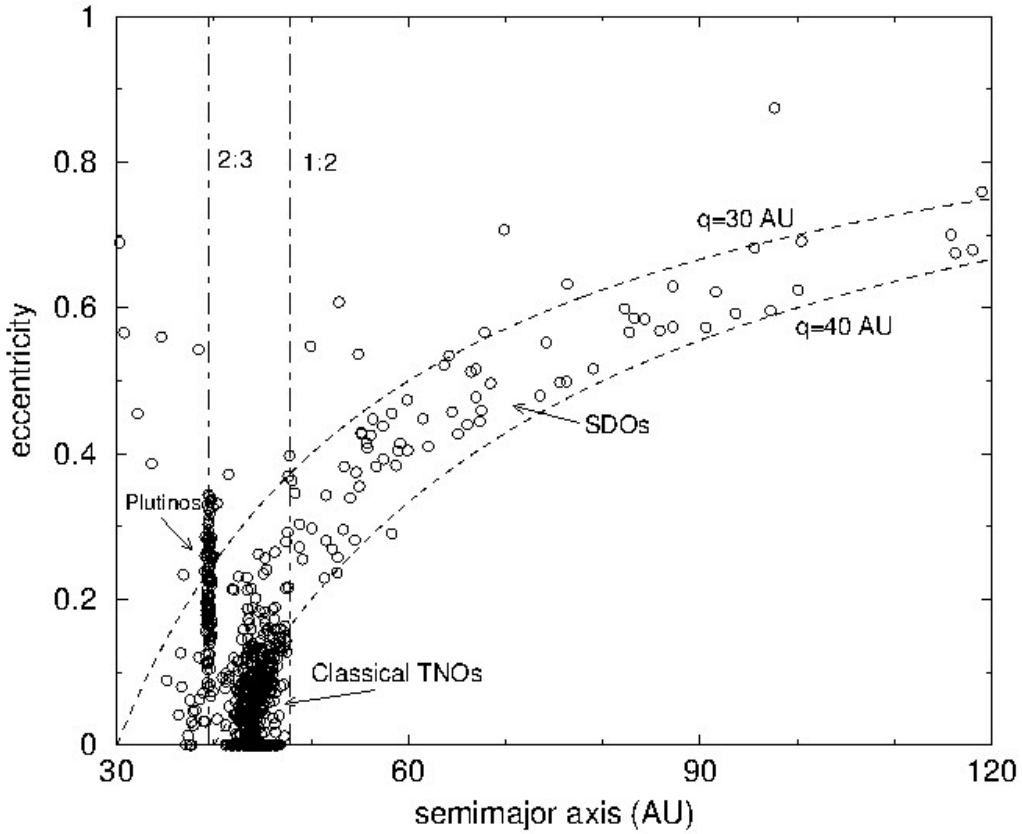
Tiempos de vida dinámicos de partículas ficticias que comienzan con un cierto semieje mayor a y excentricidad e, con una inclinación de $i = 1°$. Se indican los diferentes tiempos de vida dinámicos con colores diferentes (Duncan, Levison & Budd 1995).

Transferencia desde la región TN a la región planetaria



Evolución dinámica de un hipotético TNO inicialmente en una órbita cuasi-circular de radio ~ 40 ua. La resonancia secular ν_8 (la tasa de precesión del perihelio del objeto iguala la de Neptuno) fuerza un incremento en e manteniendo constante a hasta que el objecto cruza la órbita de Neptuno. En ese punto las perturbaciones de Neptuno cambiarán tanto e como a (Holman & Wisdom 1993).

Las diferentes clases dinámicas



Distribución de los TNOs observados en un mapa $(e,\ a)$. Se muestra la localización de las resonancias 2:3 y 1:2, asi como las curvas correspondientes a objetos con $q = 30$ au y $q = 40$ ua. El mapa permite distinguir las diferentes clases dinámicas de TNOs: cinturón clásico ("frío" y "caliente"), Plutinos y Scattered Disc Objects (SDOs) (Fernández, Gallardo & Brunini 2004).

¿Cuánta masa contiene la región trans-neptuniana?

La función cumulativa de luminosidad es (Trujillo et al. 2001)

$$\log \Sigma(m_R) = C + \beta m_R$$

donde $\Sigma(m_R)$ es la densidad de TNOs por grado cuadrado cerca de la eclíptica más brillantes que m_R, y C, β son constantes. A partir de esto podemos obtener la distribución cumulativa de tamaños

$$N_R(R) \propto R^{-s}$$

donde $N_R(R)$ es el número de objectos con radios $> R$.

Trujillo et al. obtienen los siguientes valores: $\beta = 0.63 \pm 0.06$, y $s = 3.15 \pm 0.3$.

Tamaño de las diferentes poblaciones

* TNOs clásicos: $N_{CTNO}(D > 100km) = 3.8^{+2.0}_{-1.5} \times 10^4$

* Plutinos: $N_{Plutino}(D > 100km) \approx 1400.$

* 1:2 Resonancia: $N_{1:2} \approx N_{Plutino}$

* Proporciones relativas entre las diferentes clases dinámicas:

Clásicos : Scattered : Plutinos : Resonancia 1:2 $\Rightarrow$ 1.0:0.8:0.04:0.07

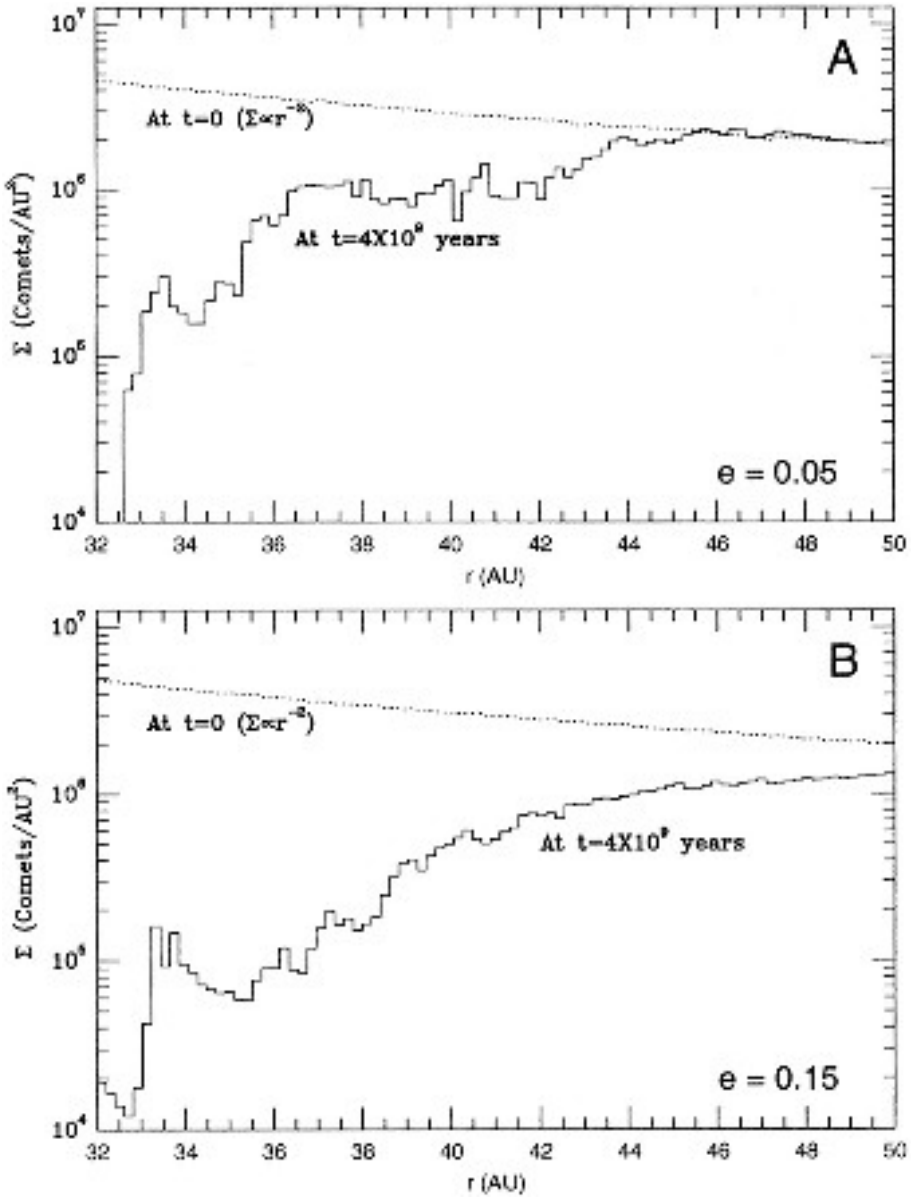
Masa total de TNOs en el cinturón clásico con diámetros $100 < D < 2000$ km:

$$M_{TNO}(D > 100km) \approx 0.03 M_\oplus \left(\frac{\rho_{TNO}}{1 \text{ g cm}^{-3}}\right) \left(\frac{0.04}{p_R}\right)^{1.5}$$

donde ρ_{TNO} es la densidad de masa de TNOs y p_R es el albedo (rojo) geométrico.

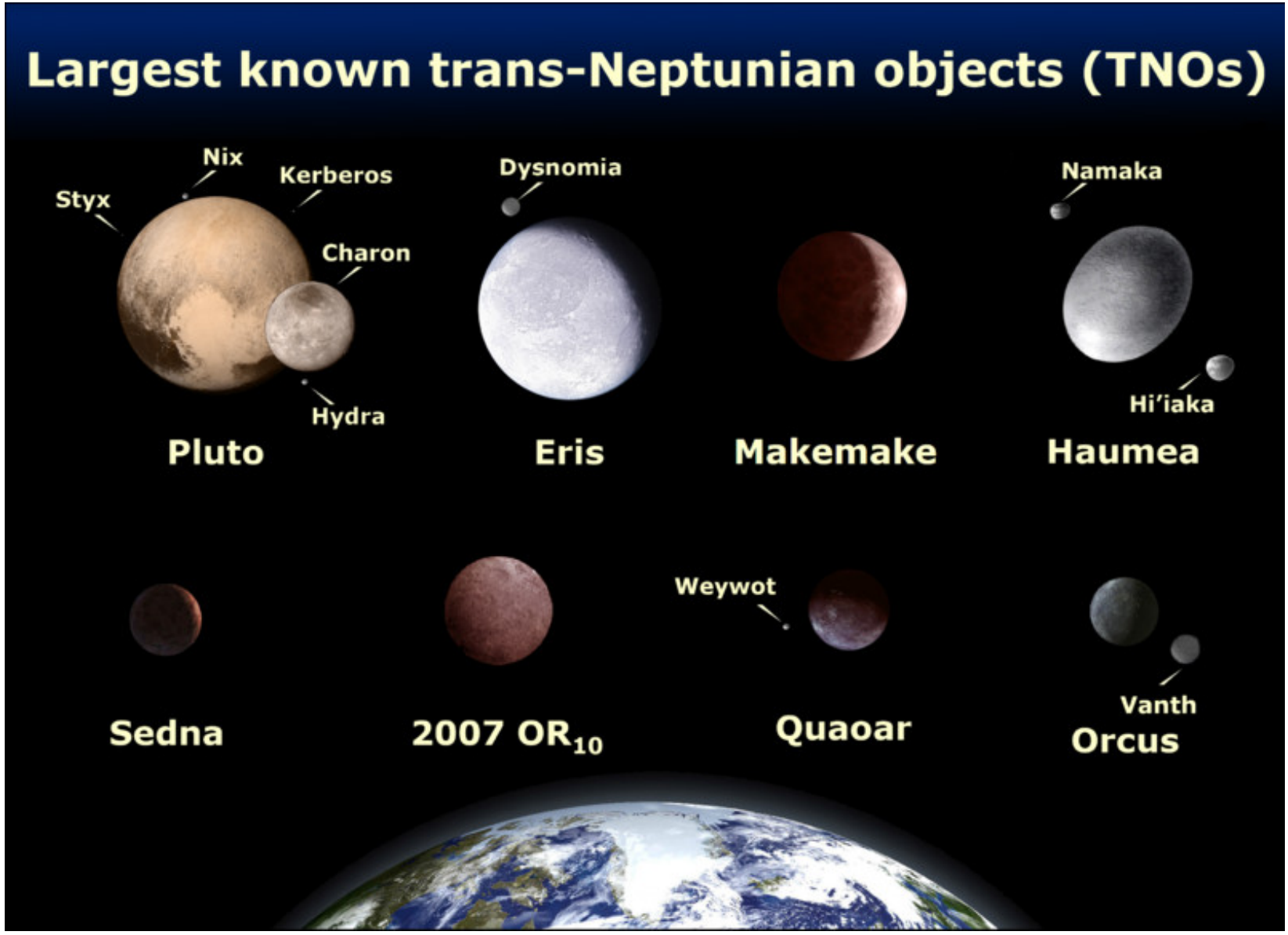
Si extrapolamos la ley potencial de distribución de tamaños hasta un radio ~ 1 km, la masa total del cinturón TN se incrementaría a ~ 0.1 $M_\oplus$ (Jewitt et al. 1998).

¿Cuál fue la masa original de la región TN?

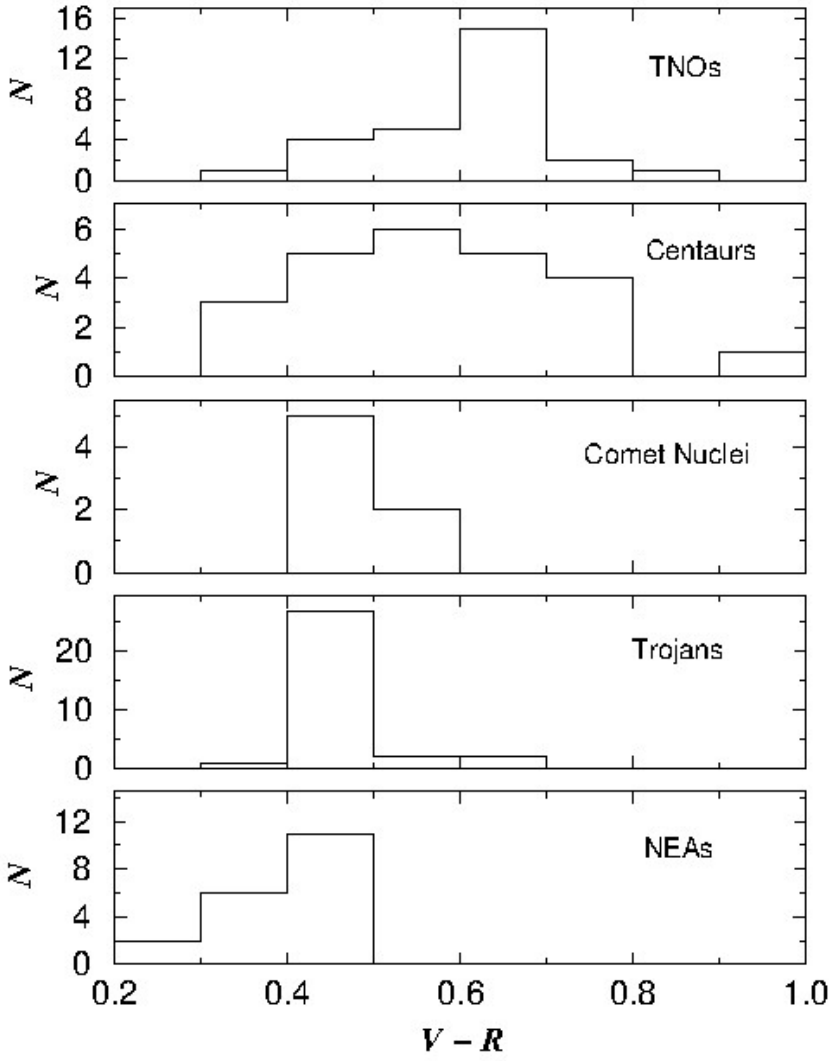


Erosión de la masa primordial asumiendo una ley de densidad r^{-2}, inclinaciones iniciales $= 1°$, y 2 opciones para la excentricidad inicial: $e = 0.05$ (A), y $e = 0.15$ (B) (Duncan, Levison & Budd 1995).

Los más grandes TNOs conocidos (planetas enanos o plutoides)

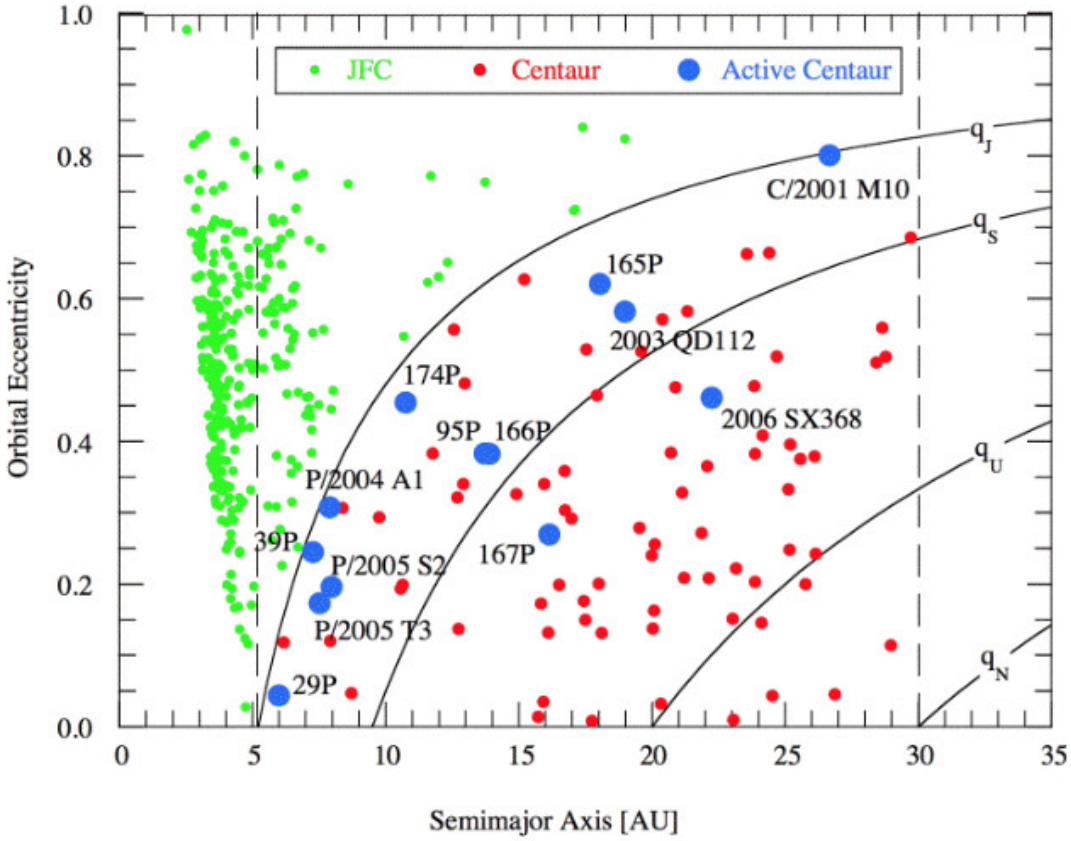


Centauros y TNOs: propiedades físicas



Centauros y TNOs son más rojizos que NEAs, núcleos cometarios y Troyanos (Luu & Jewitt 2002). La transición de colores rojizos a más neutros puede ser debida a la exposición del material de la superficie a la más intensa radiación UV solar y el calor, que podría alterar su composición química por la remoción del hidrógeno de las moléculas.

¿Porqué algunos Centauros son activos y otros no?



(Jewitt 2009)

¿Provienen de la misma región?, ¿han estado los Centauros inactivos cerca de la región cercana a Júpiter por tiempos más extensos?, ¿está la actividad relacionada a la distancia perihélica?

TEMA 9: Exoplanetas y formación planetaria

* El disco protoplanetario.
* La búsqueda de planetas más allá del sistema solar.
* Observación de discos protoplanetarios.
* El descubrimiento de planetas extrasolares.
* Métodos de detección de planetas extrasolares.
* Algunas estadísticas.
* Desentrañando su naturaleza física.
* Descubrimiento de exoplanetas desde el espacio.

El disco protoplanetario de una estrella hipotética recién formada

Las diferentes etapas de la formación planetaria

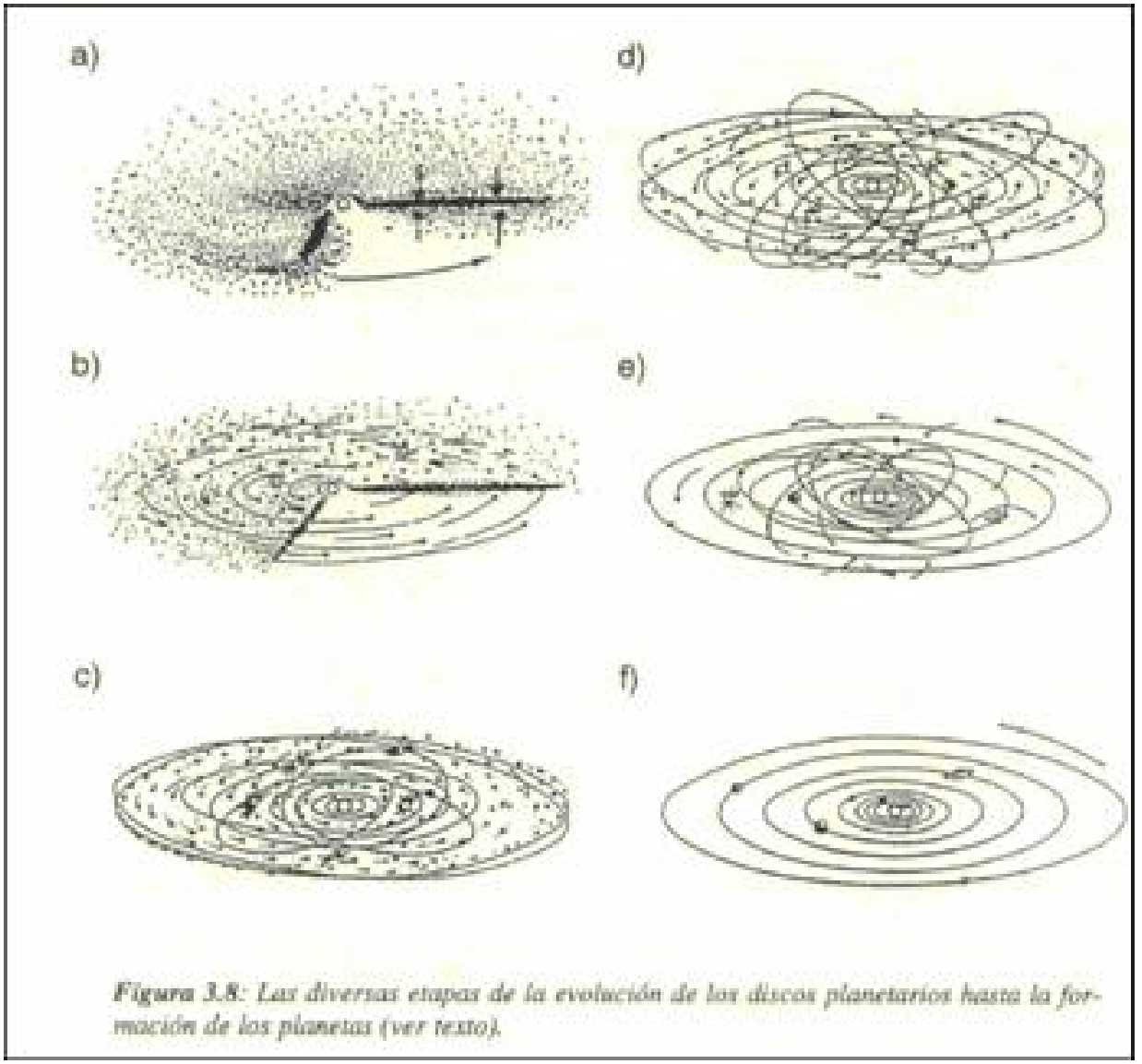
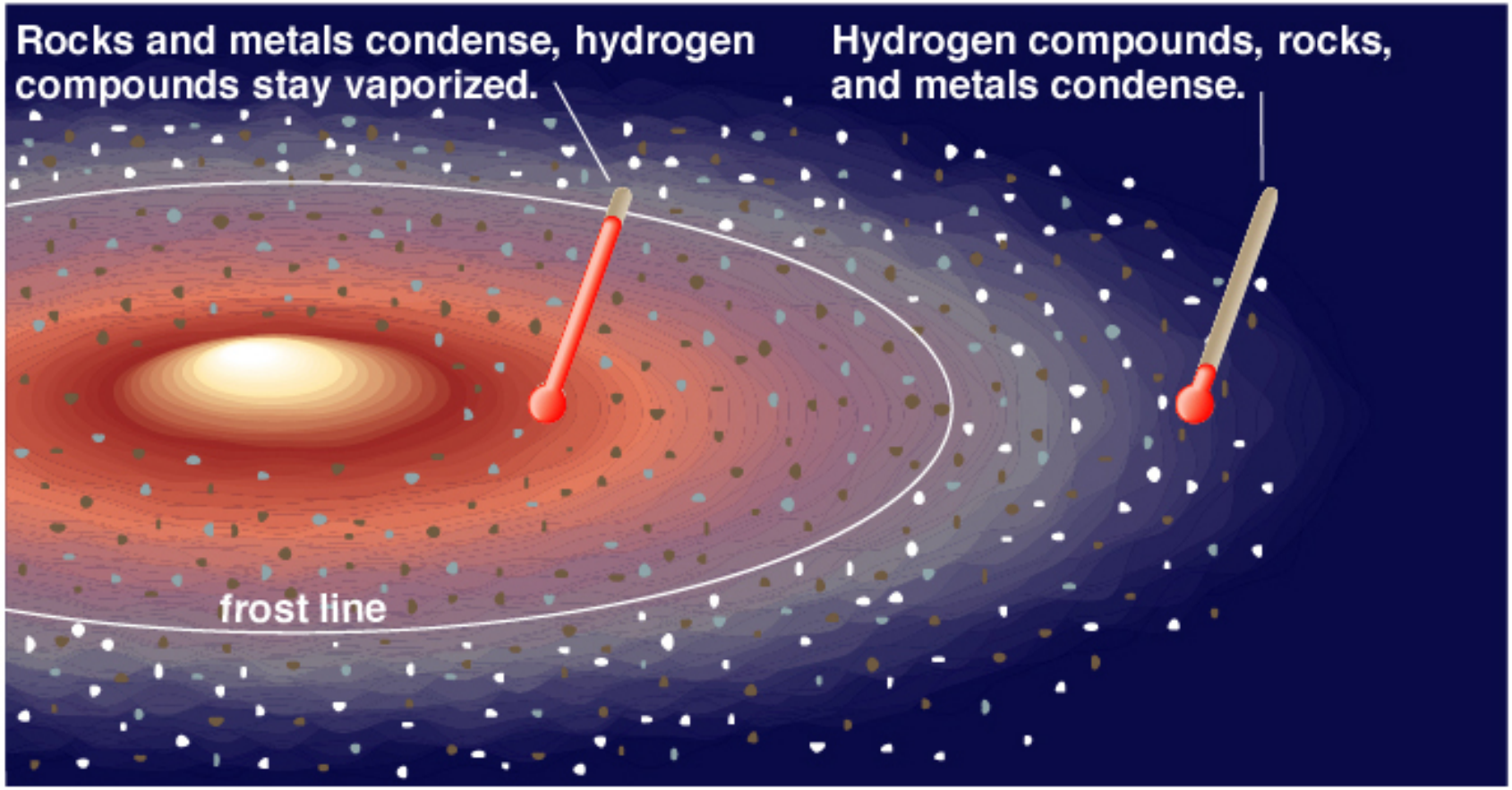


Figura 3.8: Las diversas etapas de la evolución de los discos planetarios hasta la formación de los planetas (ver texto).

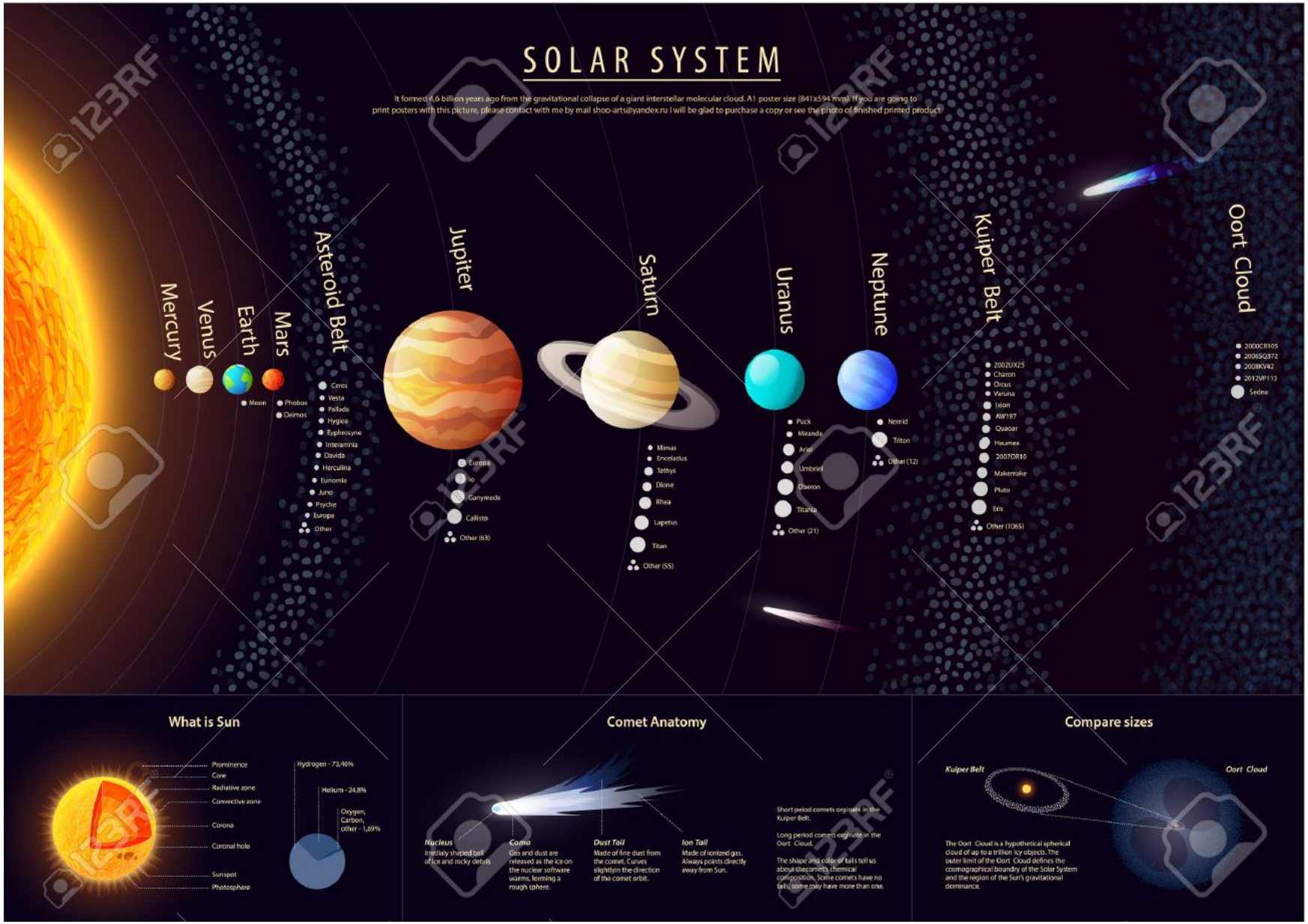
La "línea de nieve"



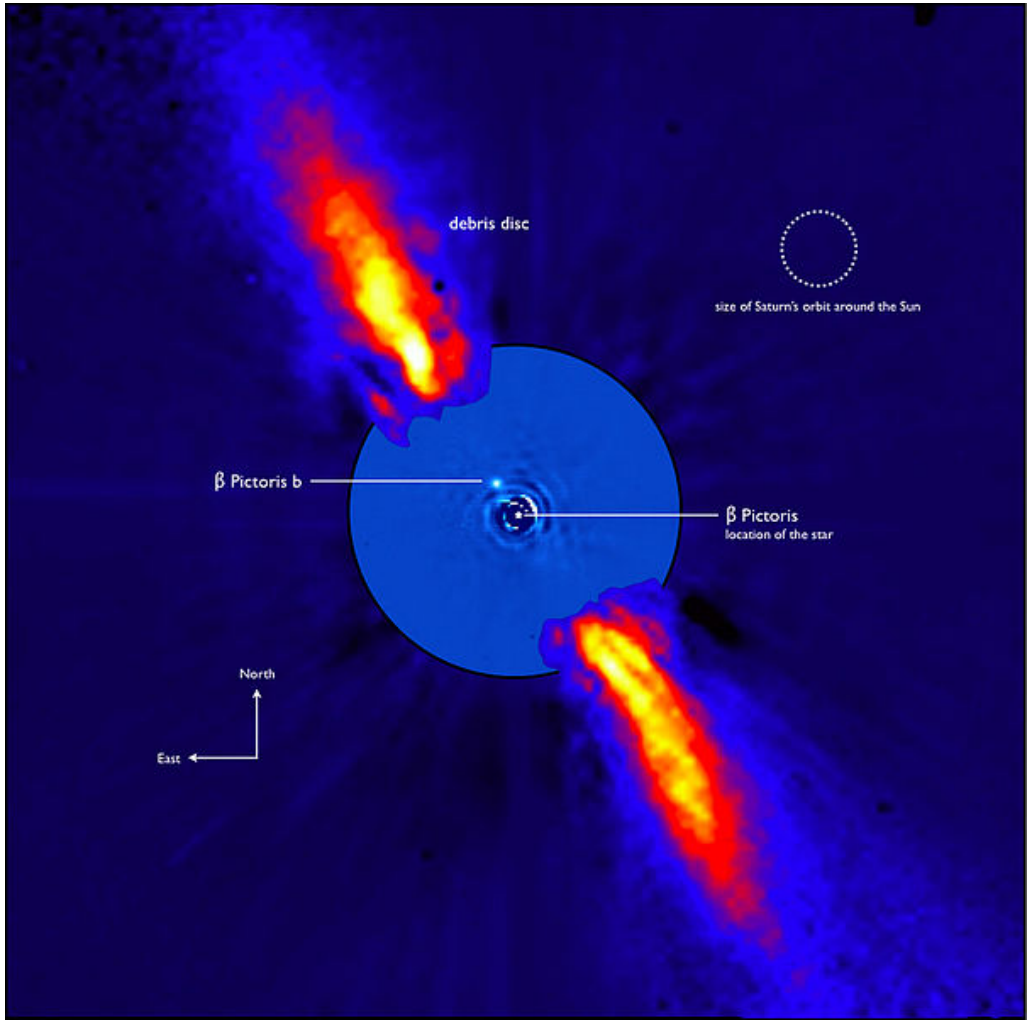
Copyright © Addison Wesley

La línea de nieve define la distancia al Sol a la cual la temperatura del disco protoplanetario cae por debajo de la temperatura crítica de condensación del vapor de agua.

El sistema solar estandar

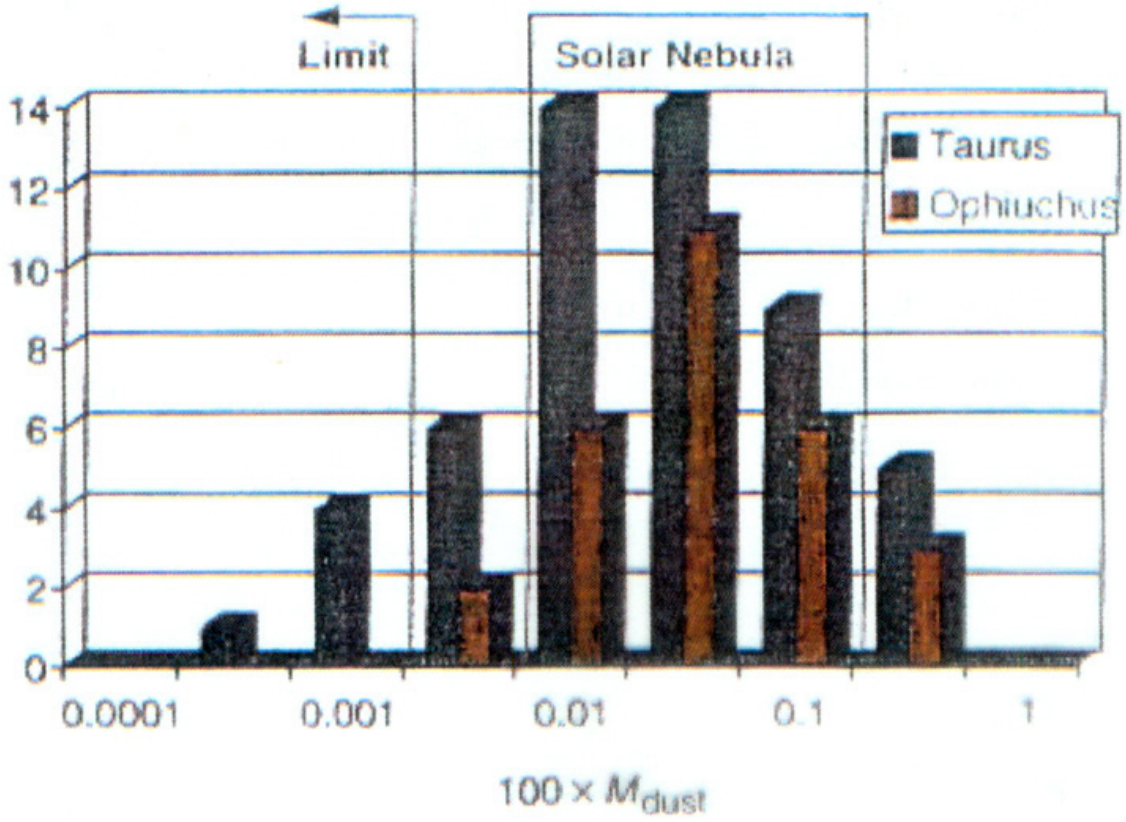


Los primeros discos protoplanetarios descubiertos



El descubrimiento -inesperado- de un disco de polvo y gas alrededor de una estrella (β Pictoris) fue desde el satélite IRAS (InfraRed Astronomical Satellite) en 1984. En 2003 se descubrió desde ESO un planeta por imagen directa.

Las masas de los discos

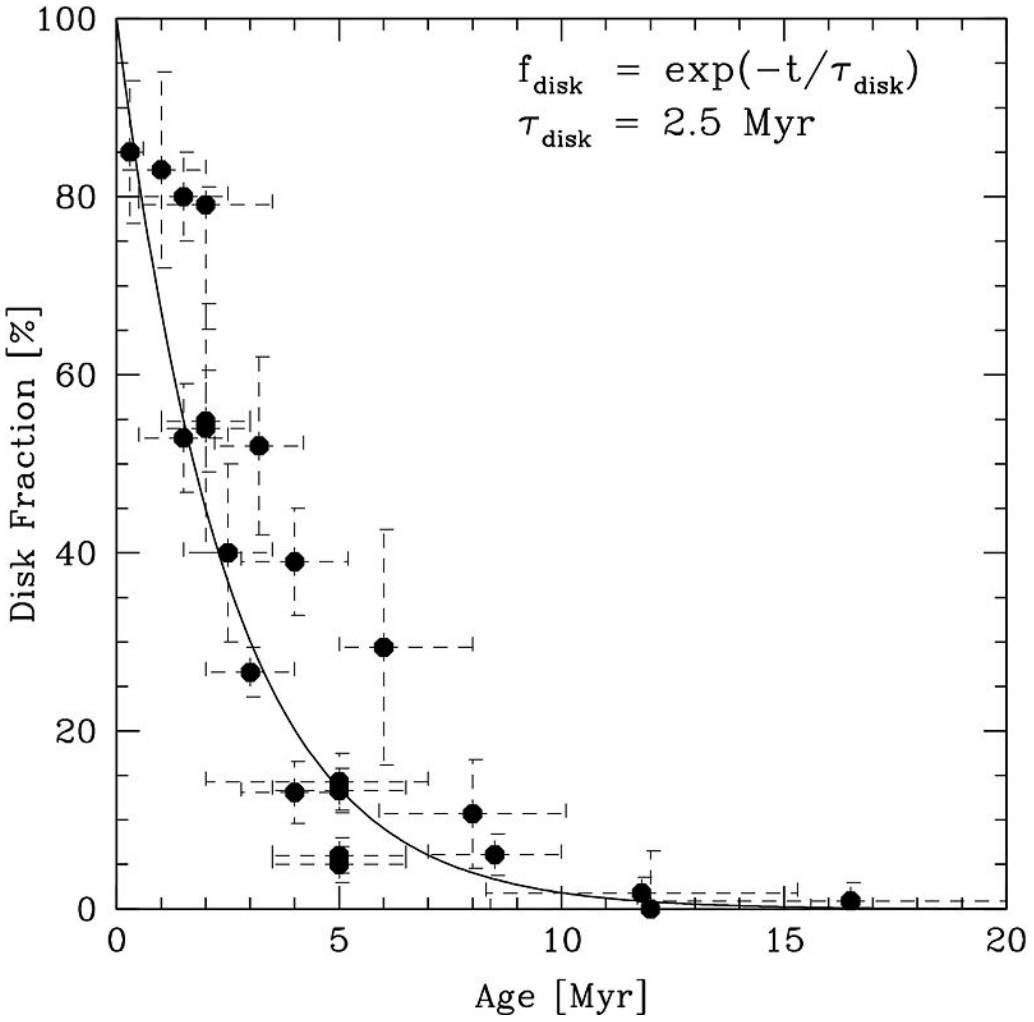


La abundancia de la molécula de monóxido de carbono (CO) se utiliza para determinar abundancias gaseosas, ya que tiene líneas muy intensas a 2,6 mm y 1,3 mm y la abundancia cósmica con la molécula más abundante (H_2) es más o menos constante ($H_2/CO \sim 10^5$ por masa). La abundancia de polvo en discos se puede determinar por la radiación IR que emiten los granos al ser calentados por las estrella central.

El tiempo de vida de un disco protoplanetario

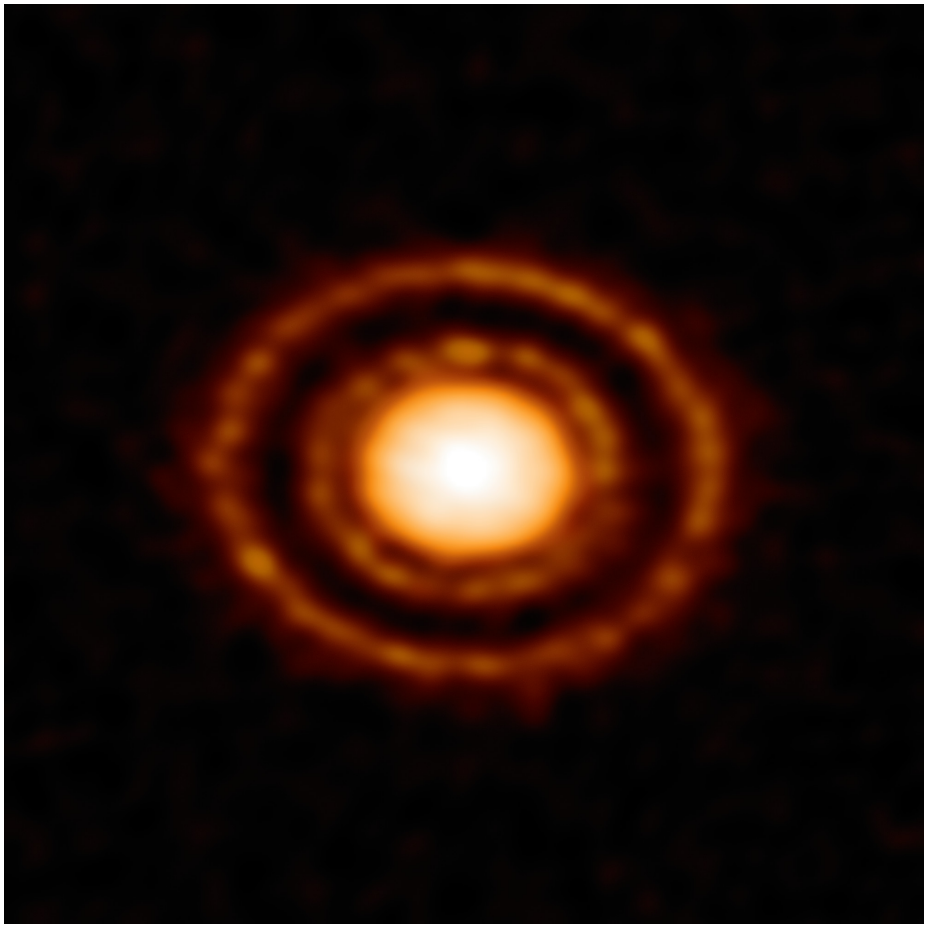
Tiempo de vida : $\sim 10^7$ años. El gas es expulsado por el fuerte flujo de radiación UV proveniente de estrellas O y B cercanas, y/o por fuertes vientos estelares de las propias estrellas centrales.

Estrellas con discos versus tiempo



Fracción de estrellas con alguna evidencia de tener un disco protoplanetario en función de la edad de la estrella (en millones de años). La muestra de estrellas se obtuvo de cúmulos jóvenes y asociaciones cercanas (Mamajek 2009).

Surcos en discos esculpidos por protoplanetas



Disco protoplanetario denominado AS 209 en la región de Ofiuco a 470 años-luz del Sol con una edad estimada de 1 millón de años. Tiene una brecha exterior que parece haber sido esculpida por un planeta gigante de la masa de Saturno. Hay otra brecha interior menos conspicua que puede albergar otro planeta. Imagen obtenida con ALMA.

Protoplanetas en discos protoplanetarios

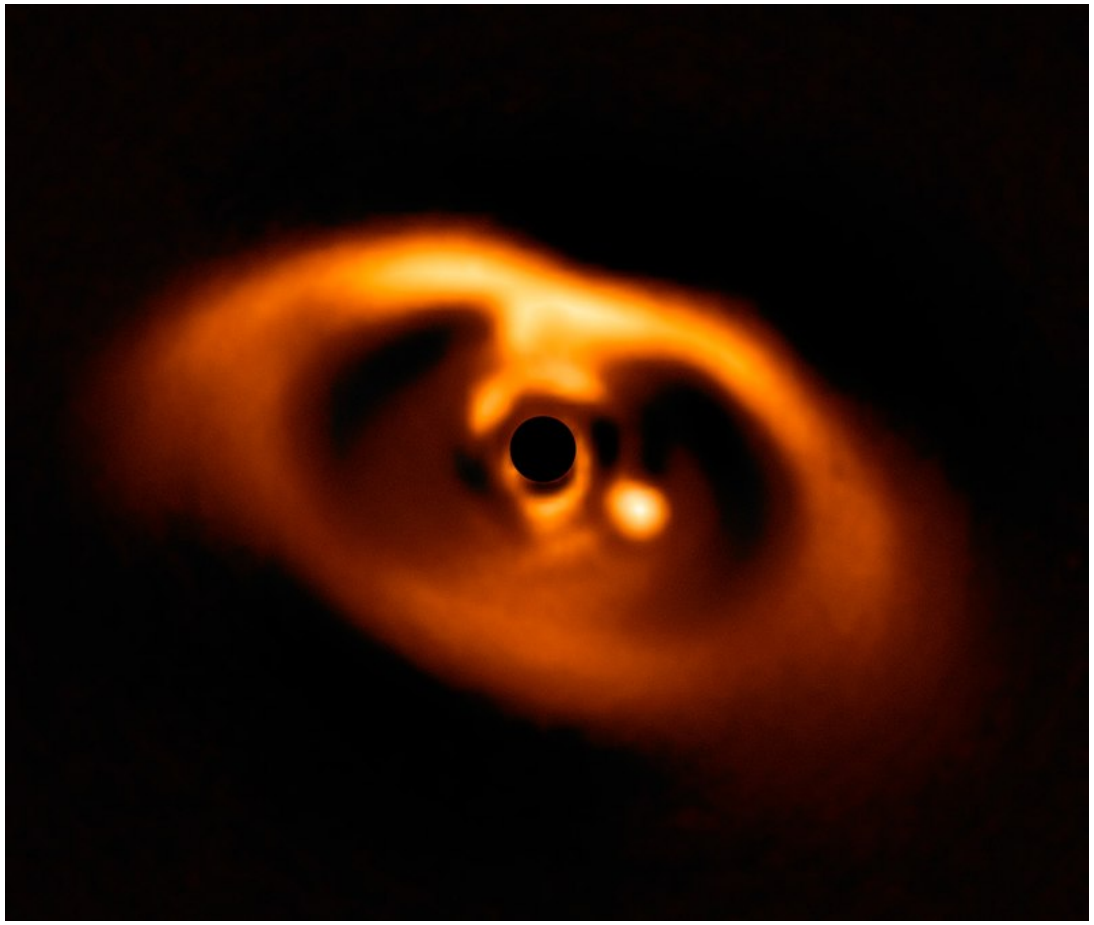


Imagen del primer protoplaneta alrededor de la estrella enana PDS 70 (M = 0.82 $M_\odot$) obtenida con el *Very Large Telescope* del ESO en Chile. La estrella tiene una antigüedad de unos 10 millones de años. En la imagen su luz está bloqueada por una máscara.

Planetas extrasolares

* Su búsqueda significaba vencer dificultades tecnológicas formidables!

Modelo estándar Sol-Júpiter:

* distancia = 10 pc
* separación angular = 0.5"
* $L_J/L_\odot = 10^{-9}$ (visible)
* desplazamiento de la posición del Sol con respecto al centro de masas $= 5 \times 10^{-4}$"
* velocidad radial = 12 m/s

Métodos de búsqueda

* Directo
* Astrométrico
* Espectroscópico
* Fotométrico
* Otros (púlsares, microlentificado)

Método astrométrico

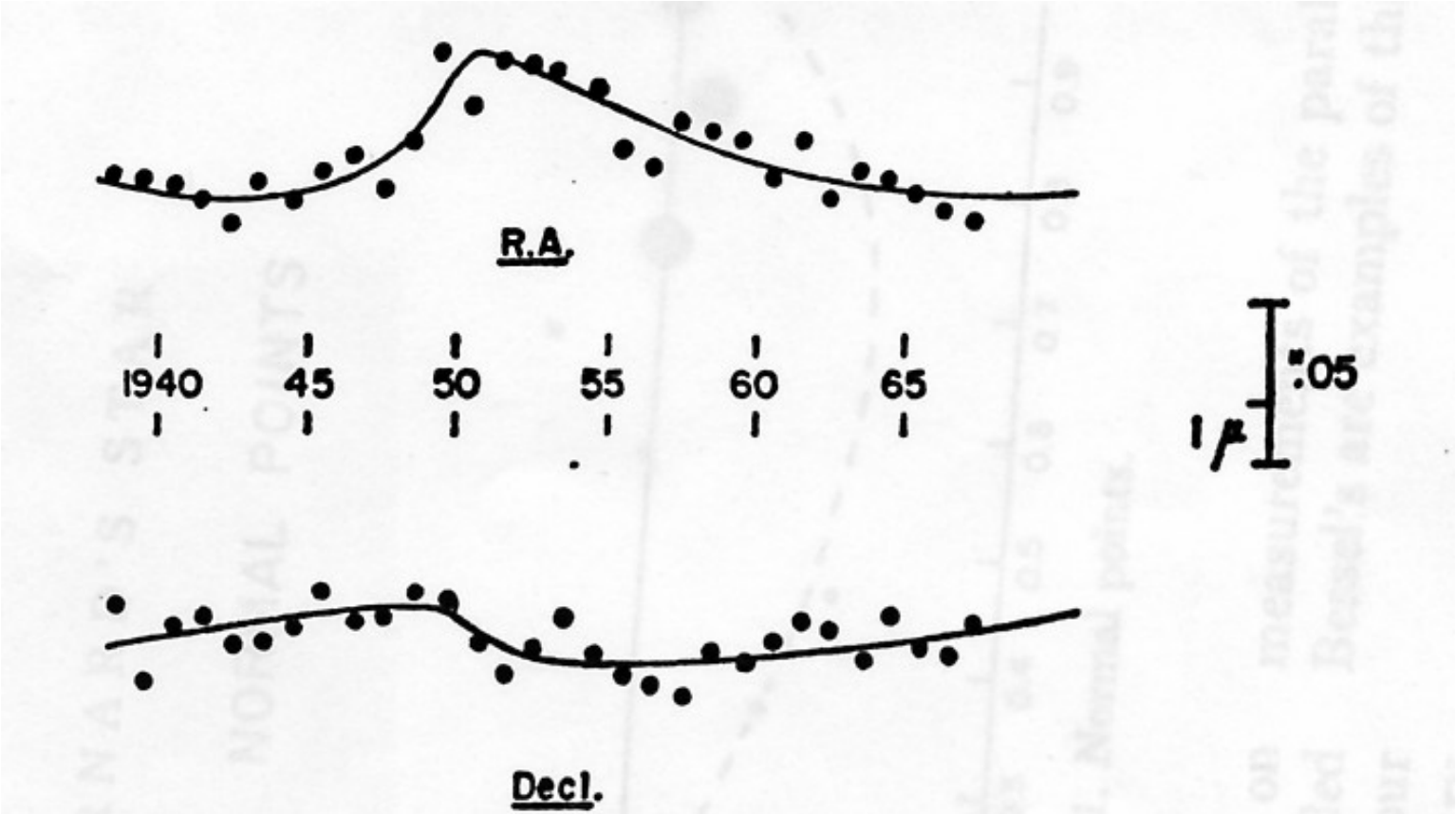
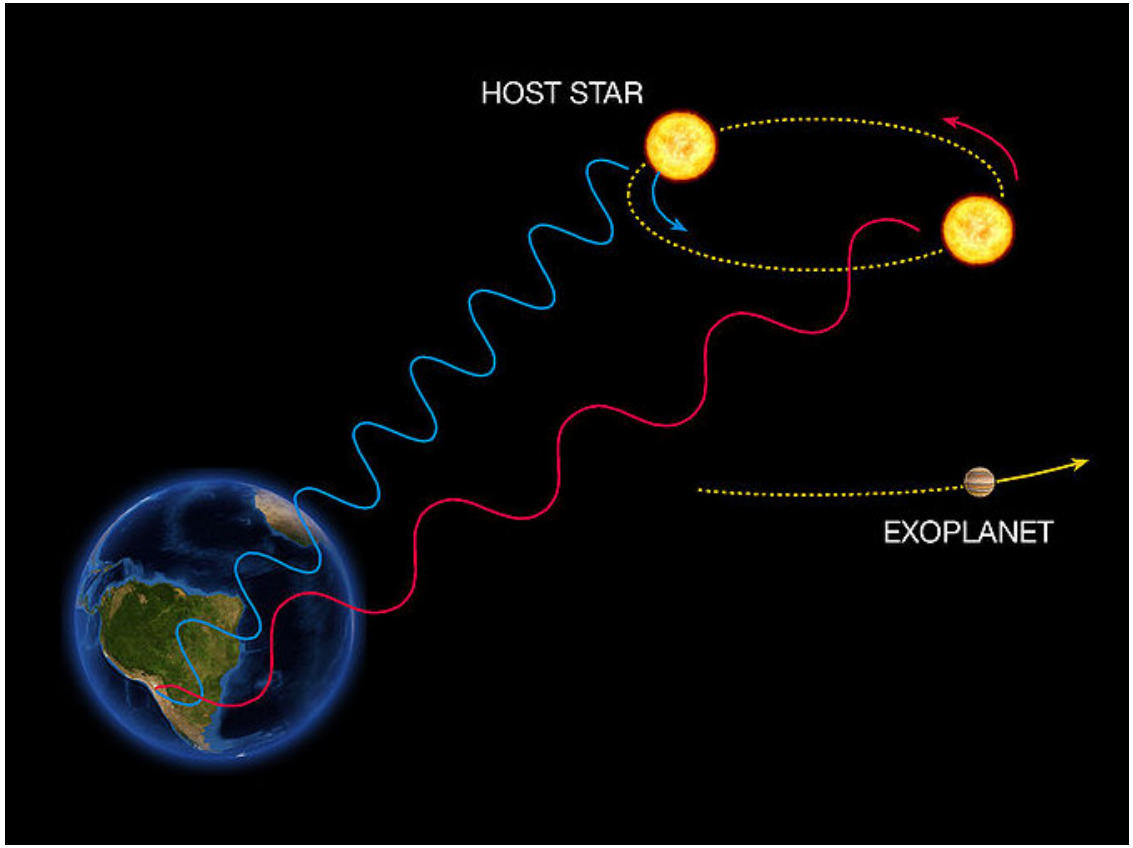


FIG. 1. Barnard's star: Yearly means, averaging 100 plates and weight 68; time–displacement curves for $P=25$ yr, $e=0.75$, $T=1950$.

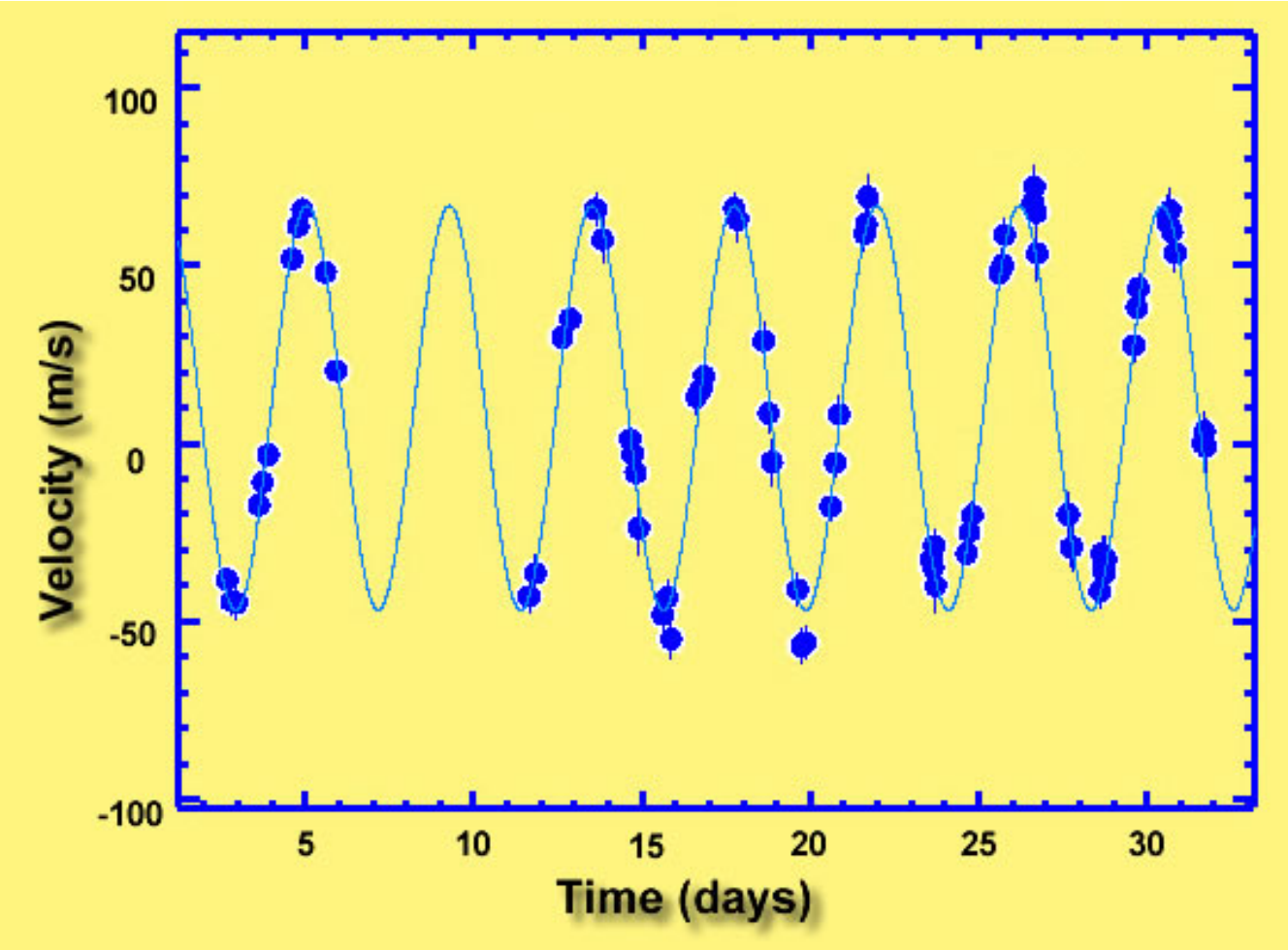
Método espectroscópico

Fue el primero utilizado para el descubrimiento de un número importante de exoplanetas.



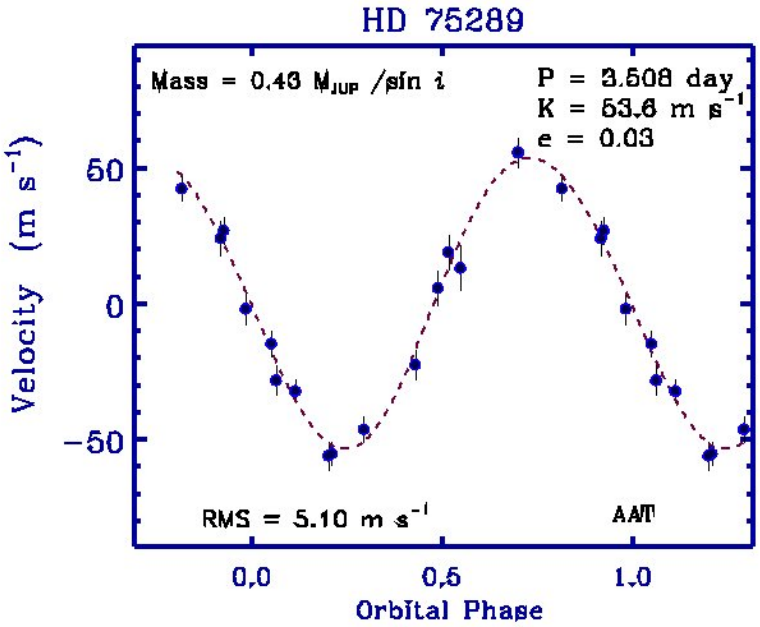
Mide el corrimiento hacia el rojo o hacia el azul de las líneas espectrales de la estrella por efecto Doppler, producido por las oscilaciones hacia adelante y hacia atrás por el "tironeo" gravitacional del planeta.

La curva de velocidades radiales

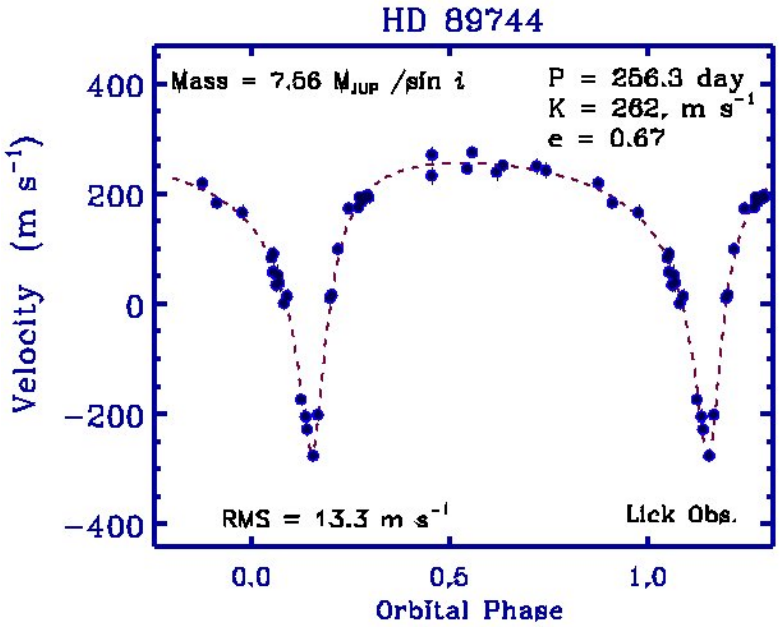


Curva de velocidades radiales que permitió la detección de un planeta alrededor de la estrella 51 Pegasi (Mayor & Queloz 1995).

Determinación de la órbita a partir de la curva de velocidades radiales



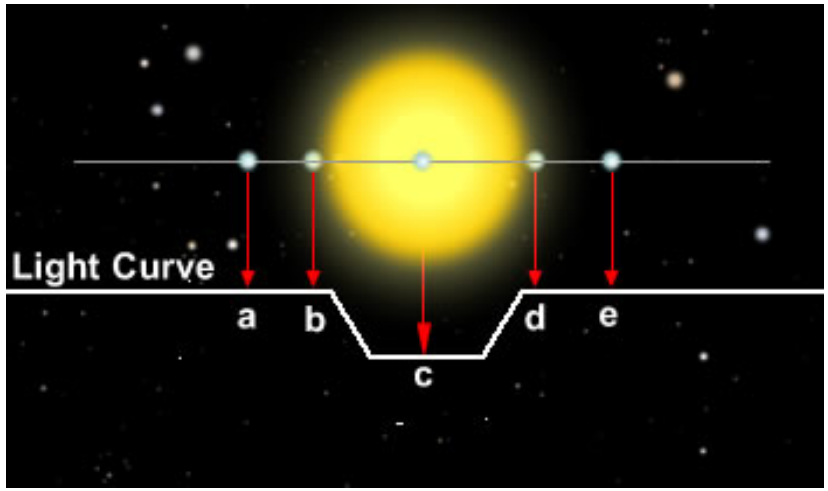
Curva de velocidad de la estrella HD 75289 que es sinusoidal, lo que indica que la órbita es casi circular.

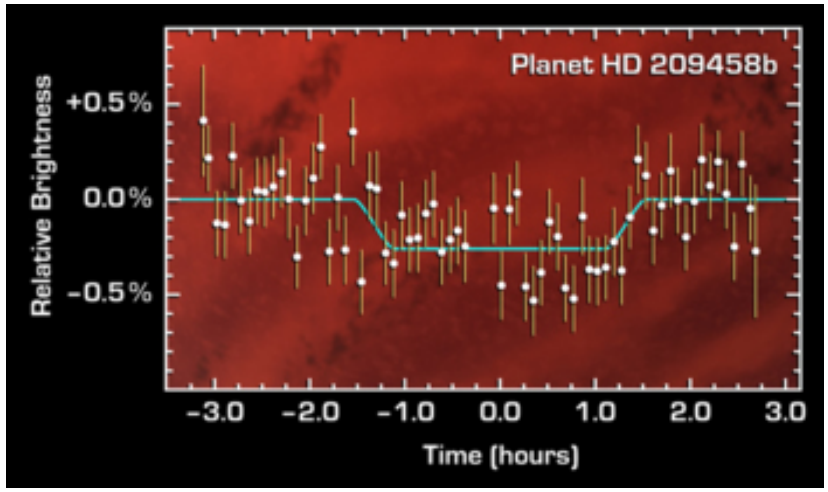


Curva de velocidad de la estrella HD 89744 con extensos máximos y picos de caída, lo que indica que la órbita es muy excéntrica.

Método fotométrico

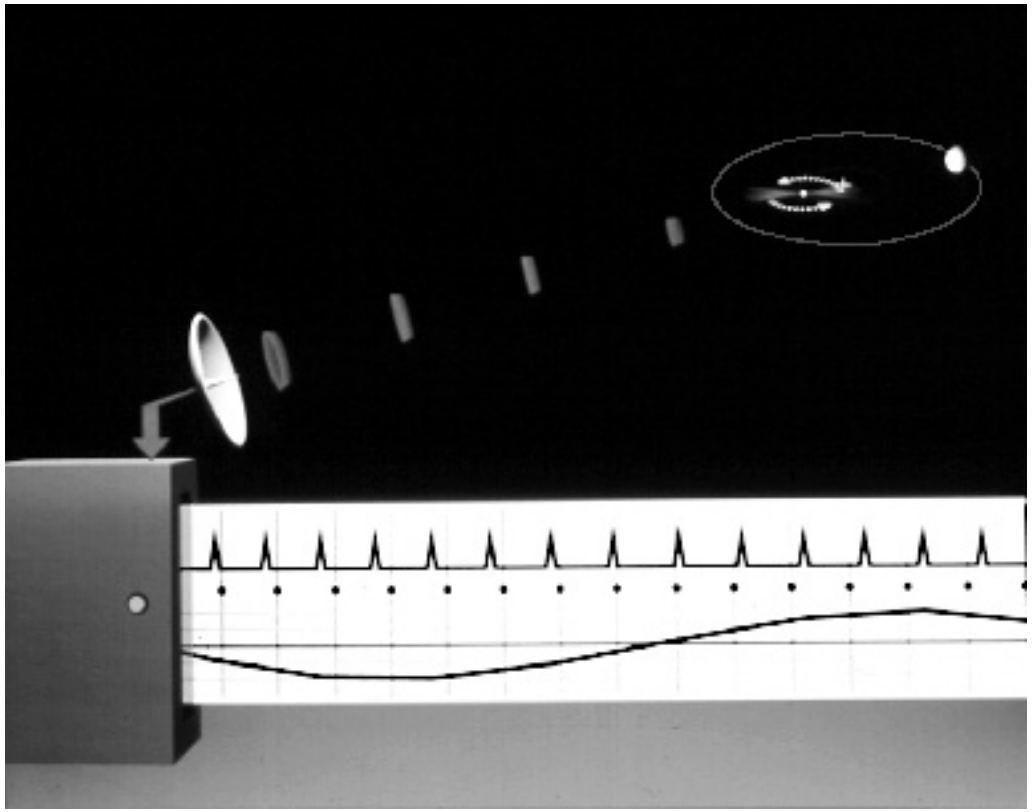
Trata de medir la caída de brillo provocada por el tránsito de un planeta por delante del disco de la estrella.



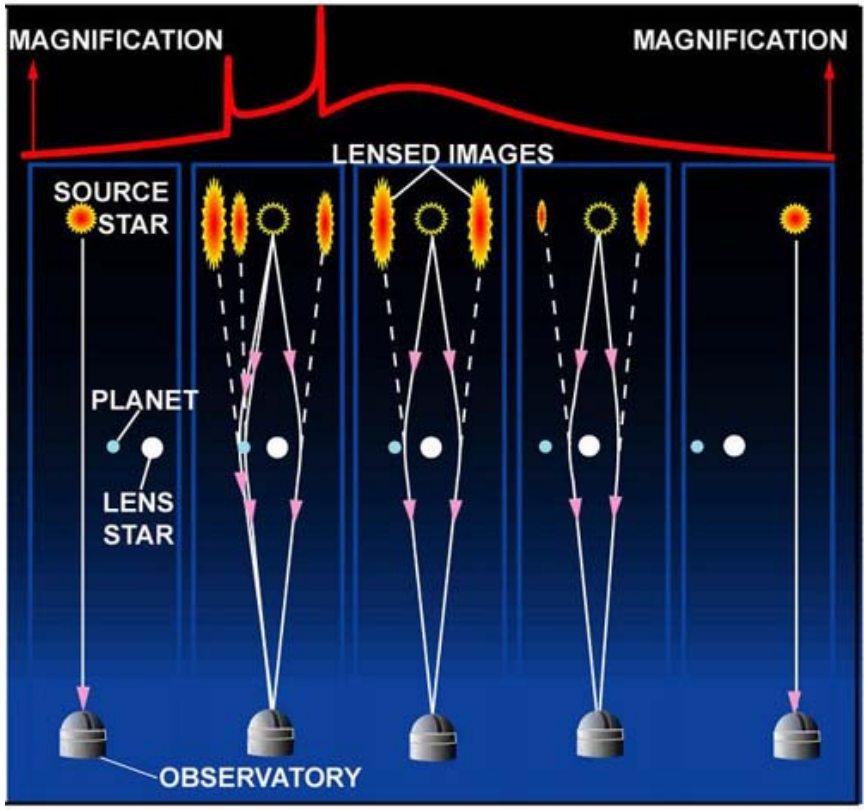


Planetas alrededor de púlsares

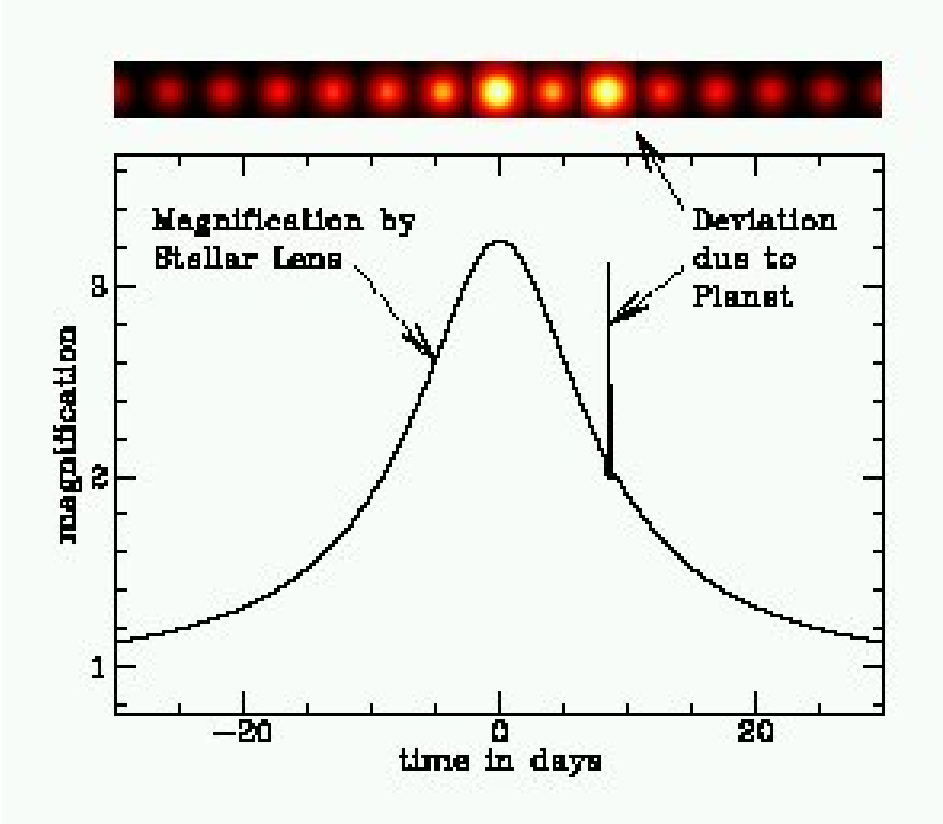
$*$ Un púlsar emite ondas de radio que pueden ser detectadas cuando el haz apunta al observador en el transcurso de la rotación del objeto. El período de los pulsos debería ser constante, a menos que el pulsar fuera perturbado por planetas a su alrededor. Descubrimiento del primer sistema planetario en torno al púlsar PSR 1257+12 (1992).



Microlentificado



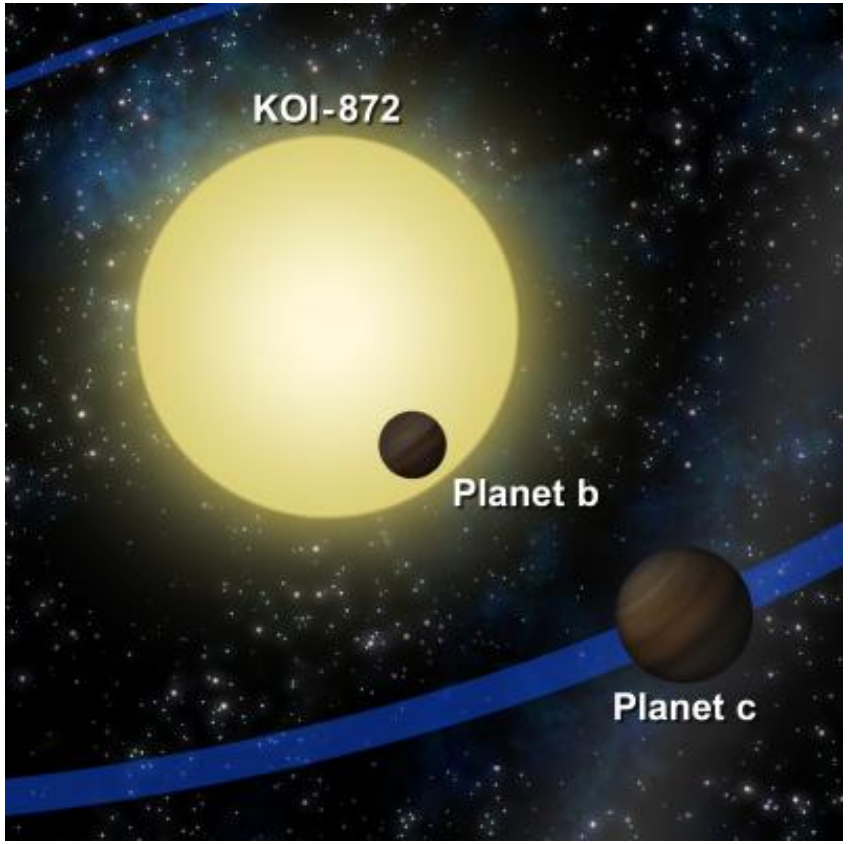
Los rayos luminosos provenientes de una fuente distante se desvian al pasar cerca de un objeto masivo.

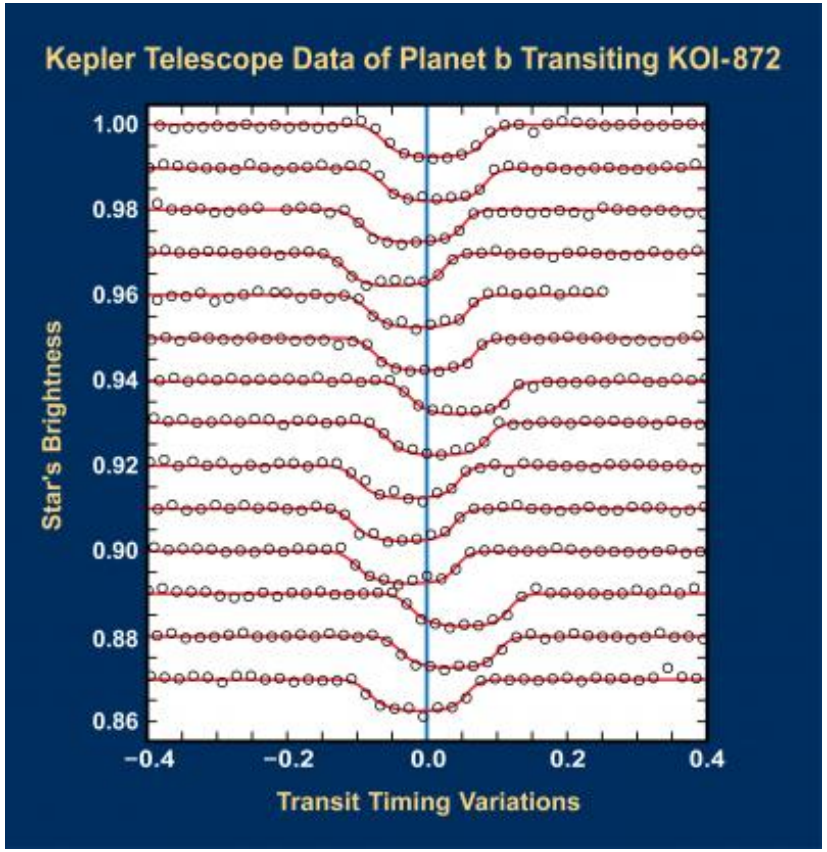


Ejemplo de microlentificado por una estrella que tiene un planeta masivo. El planeta produce una señal adicional.

Transit Time Variation (TTV)

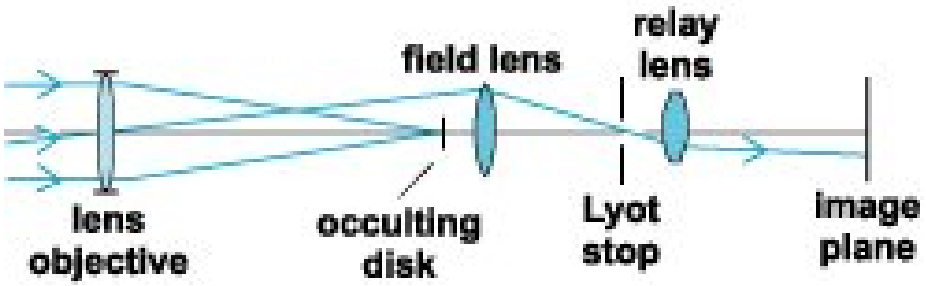
Es una variación del método de tránsito que permite el descubrimiento de más de un planeta orbitando una estrella en sistemas muy cerrados. Las perturbaciones de planetas extras van a causar pequeños cambios en los tiempos de tránsito que pueden ser medidos.

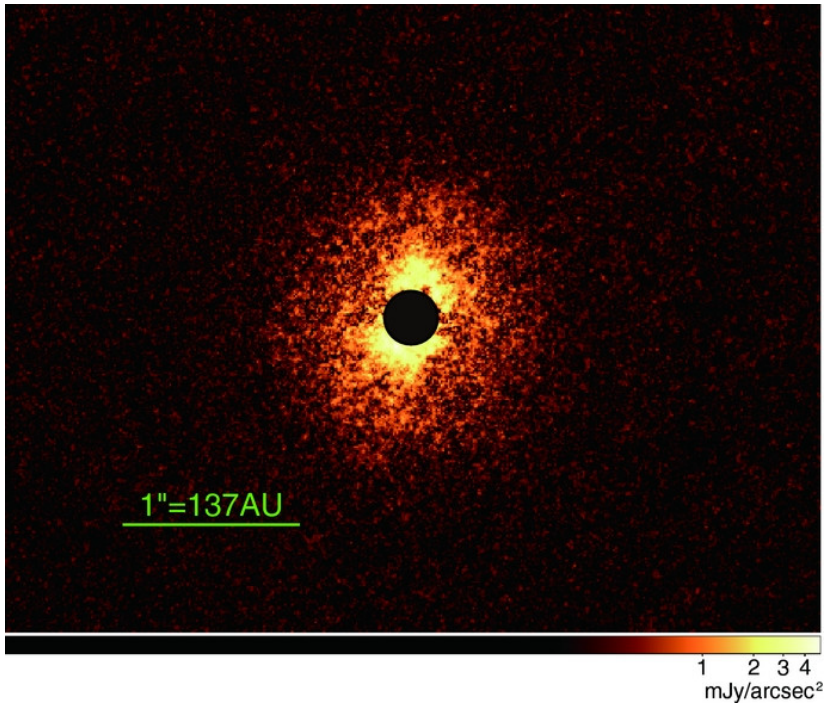




Los dos planetas están próximos a la resonancia 5:3 de movimiento medio.

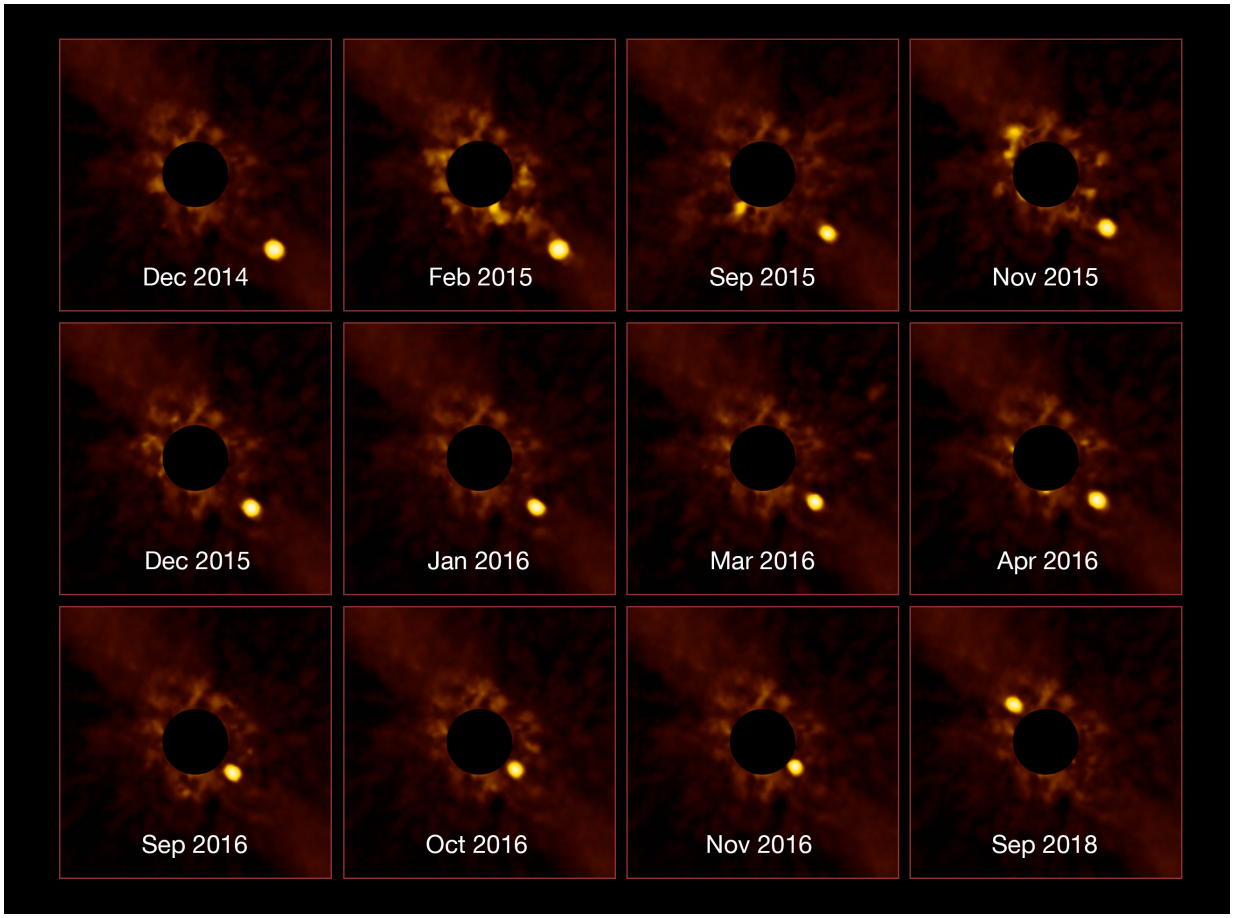
Imagen directa de exoplanetas usando un coronógrafo





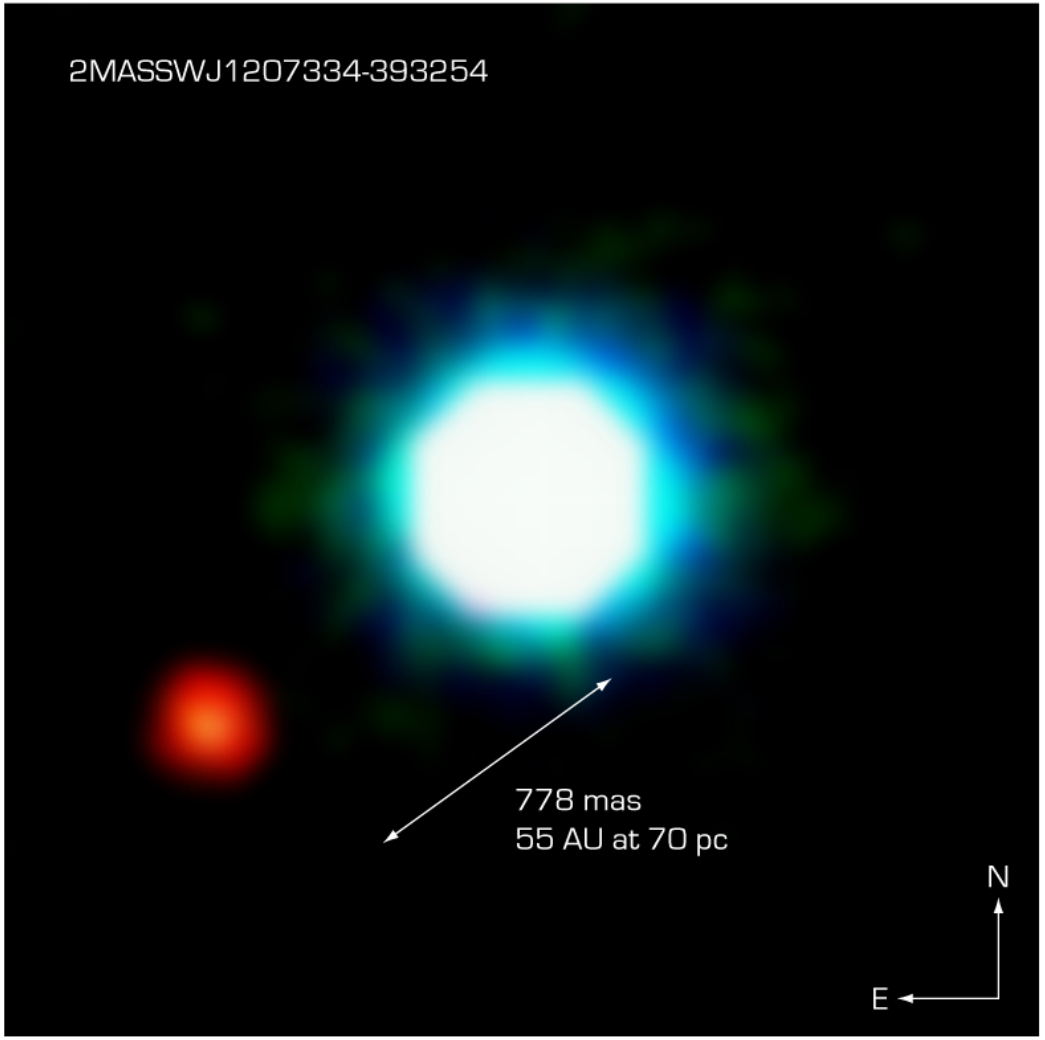
El coronógrafo permite bloquear la intensa luz de la estrella central para observar la tenue luz de objetos cercanos, como planetas o discos de materia. La estrella de la derecha, MWC480, tapada con una máscara, deja visible su disco de polvo. Observación en la banda H (1.6 μm).

Imagen directa de β Pictoris b con coronógrafo



Descubrimiento de β Pictoris b desde el Very Large Telescope de ESO en 2008. La superficie de este joven planeta es aun bastante elevada de unos 1800 K. El planeta orbita la estrella central a una distancia de 9.2 ua con un período orbital de 21 años. La estrella central β Pictoris es tipo A y tiene una antigüedad estimada de 12 millones de años.

Imagen directa de un exoplaneta orbitando una enana marrón

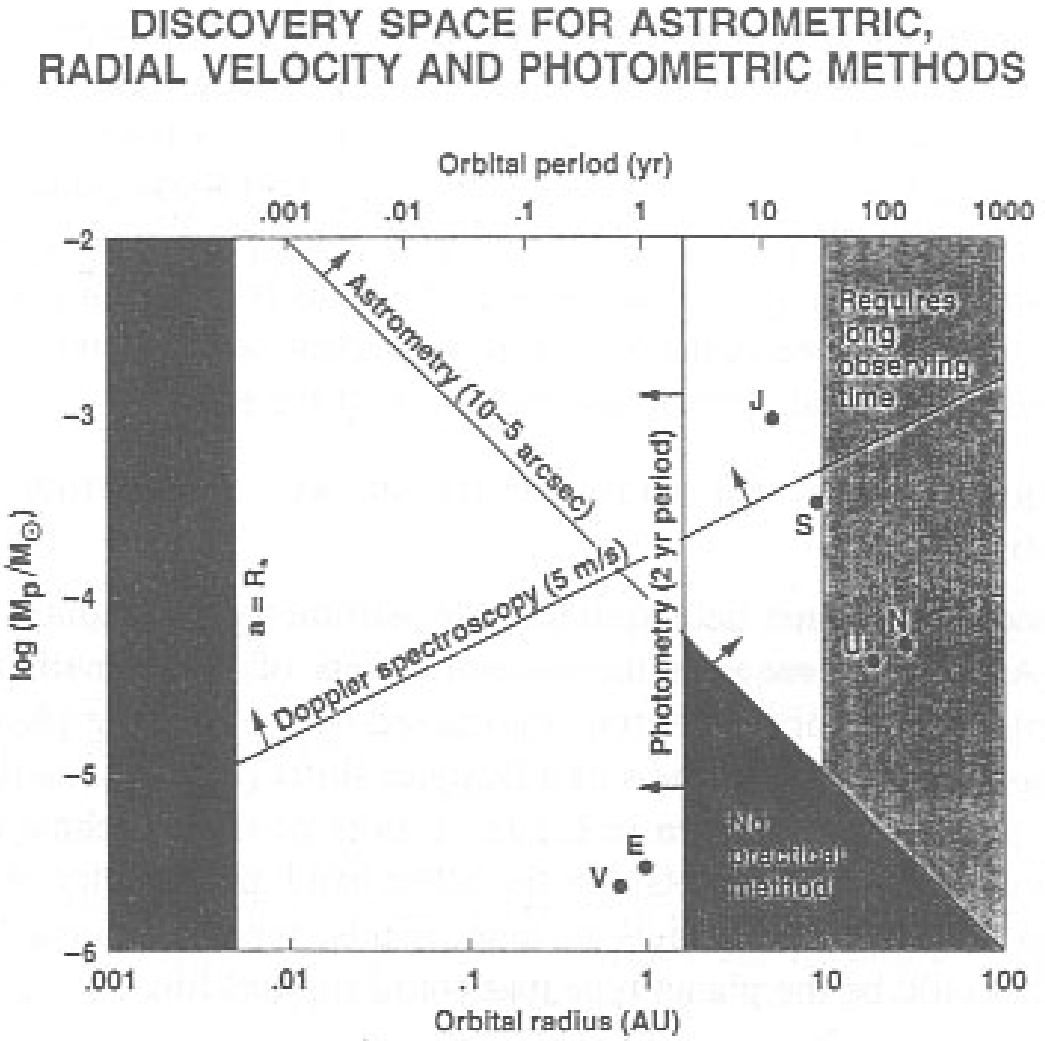


NACO Image of the Brown Dwarf Object 2M1207 and GPCC

ESO PR Photo 26a/04 (10 September 2004) © European Southern Observatory

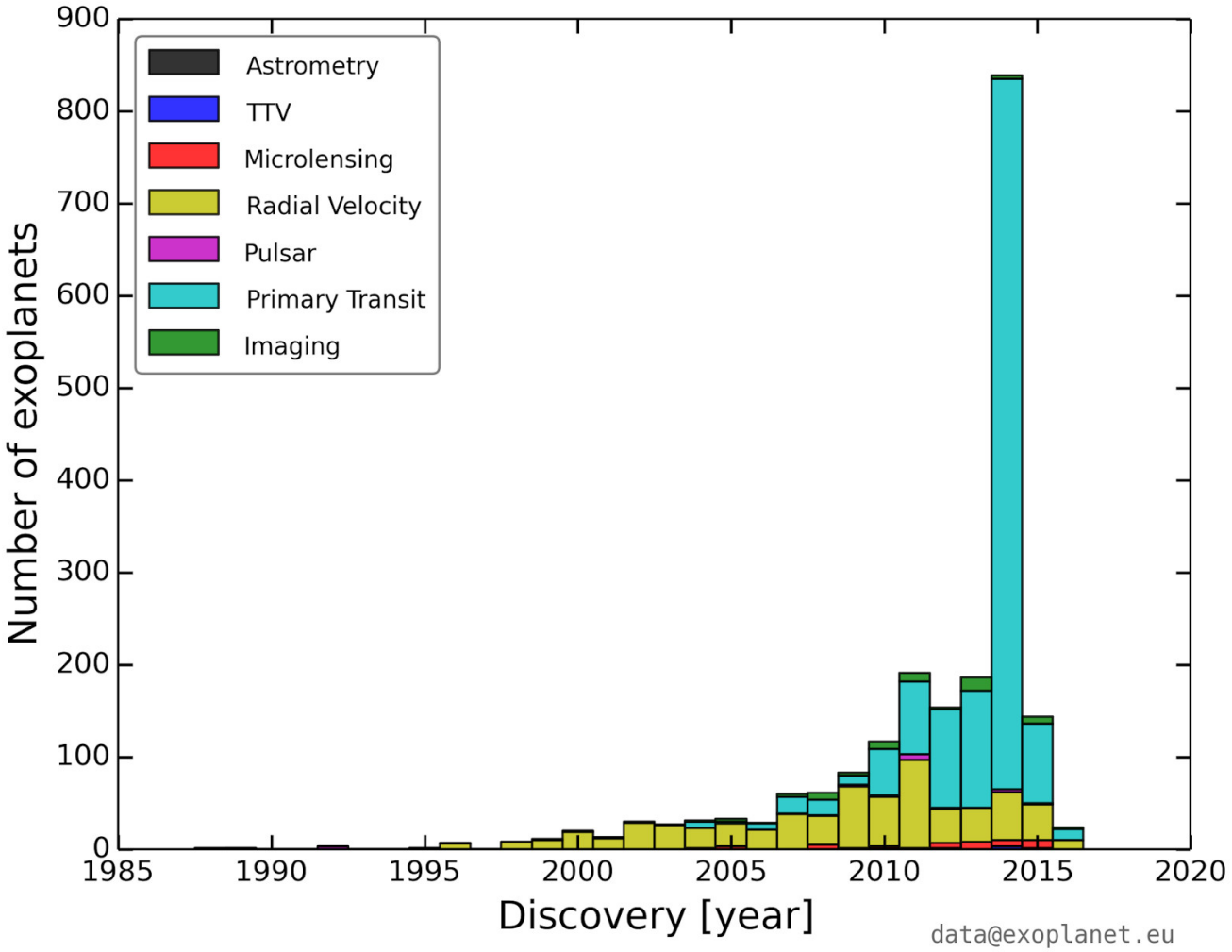
La imagen se obtuvo con el Very Large Telescope de ESO. El planeta es un gigante gaseoso de unas 4 masas de Júpiter con una temperatura superficial de 1600 K debida fundamentalmente a la contracción gravitacional. La enana marrón 2M1207 tiene una masa de 0.025 $M_\odot$ y una temperatura de 2550 K. Su edad es estimada en $0.5-1.0\times10^7$ años.

Cada método de detección favorece el descubrimiento de cierto tipo de planetas

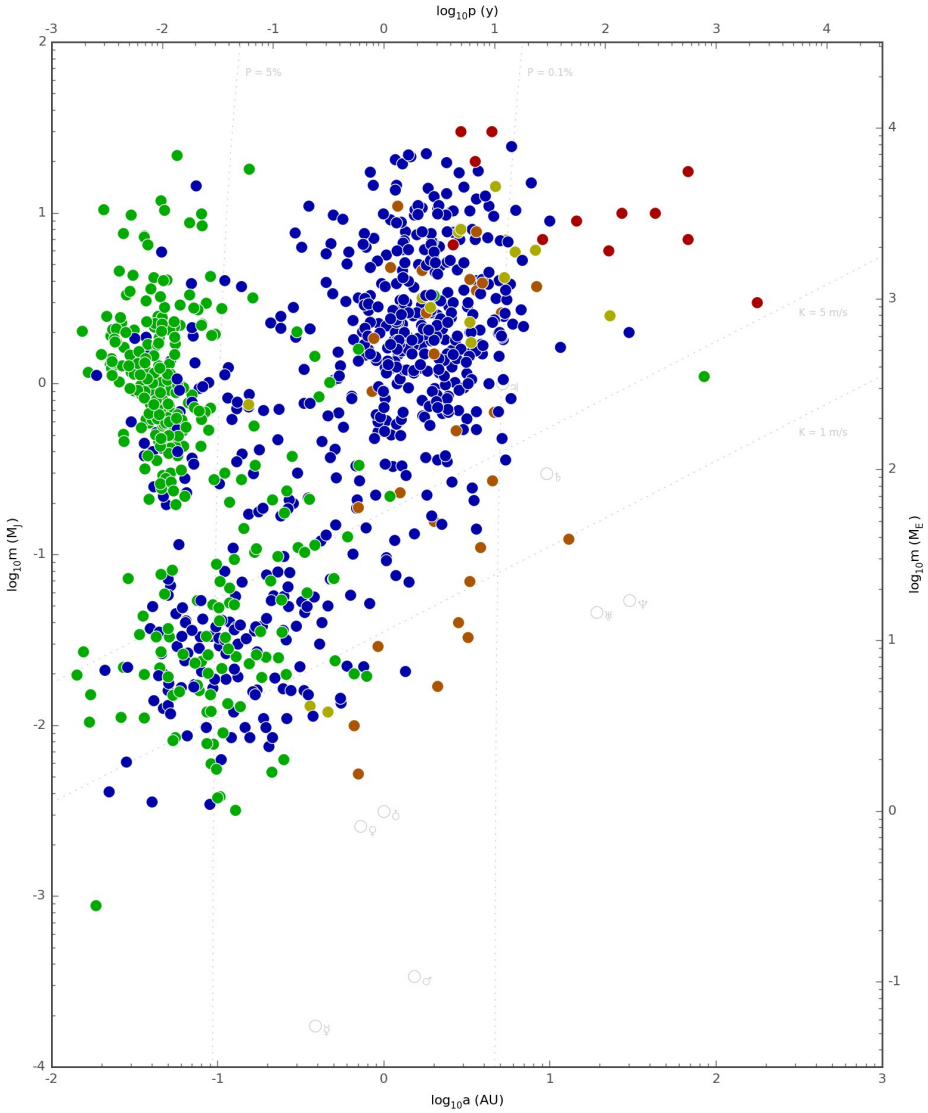


Algunas estadísticas: Tasa de descubrimientos

∗ Número de exoplanetas descubiertos hasta ahora (junio/2019): 4071 confirmados en 3043 sistemas planetarios, incluyendo 659 sistemas múltiples.

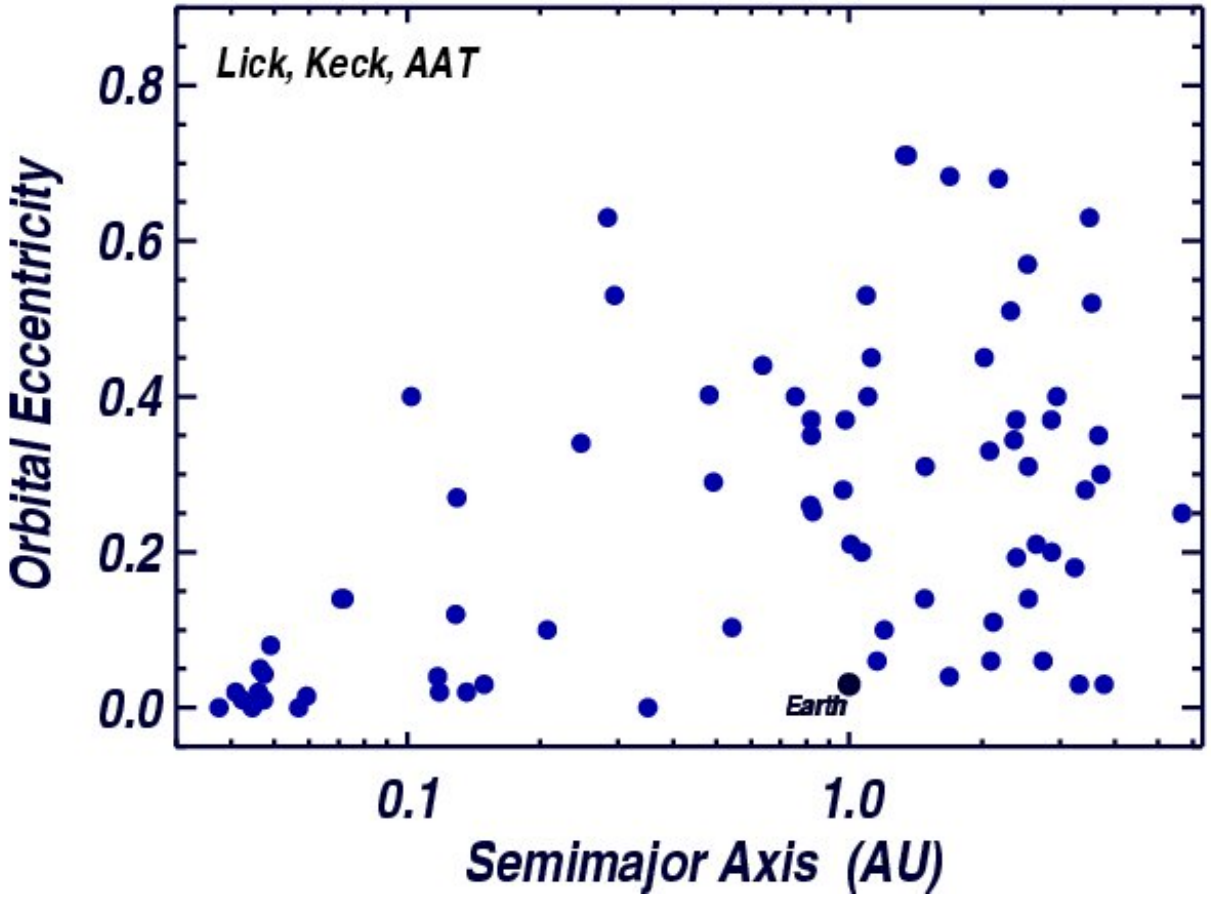


Masas y períodos



verde: método de tránsito
azul: método espectroscópico
marrón: microlentificado

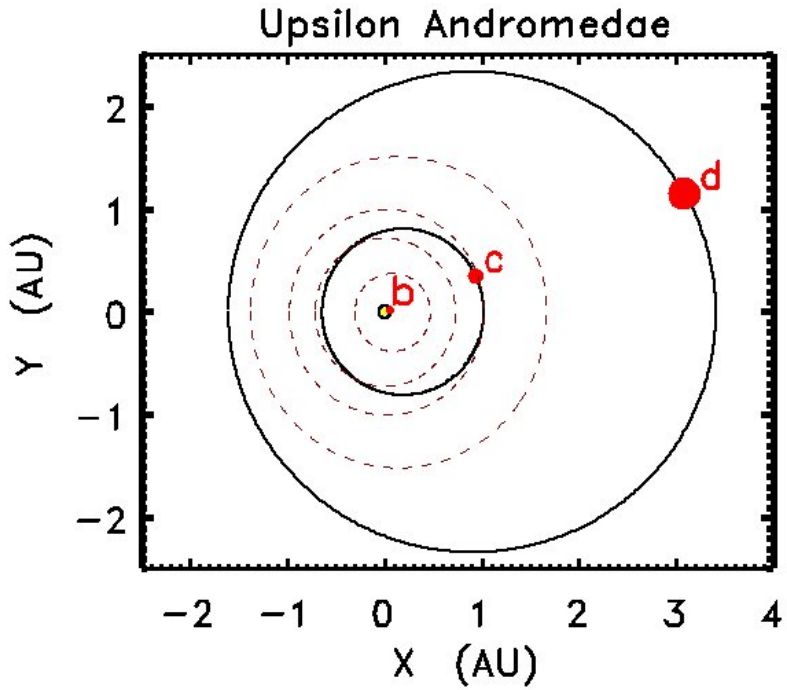
Excentricidades versus semiejes mayores de las órbitas



Los planetas con períodos $\lesssim 20$ días tienen órbitas cuasi circulares: esto es probablemente debido al efecto de mareas entre el exoplaneta y la estrella central.

Sistemas exoplanetarios

∗ Muestran una gran diversidad de masas y de órbitas, en general bien diferentes de nuestro sistema solar

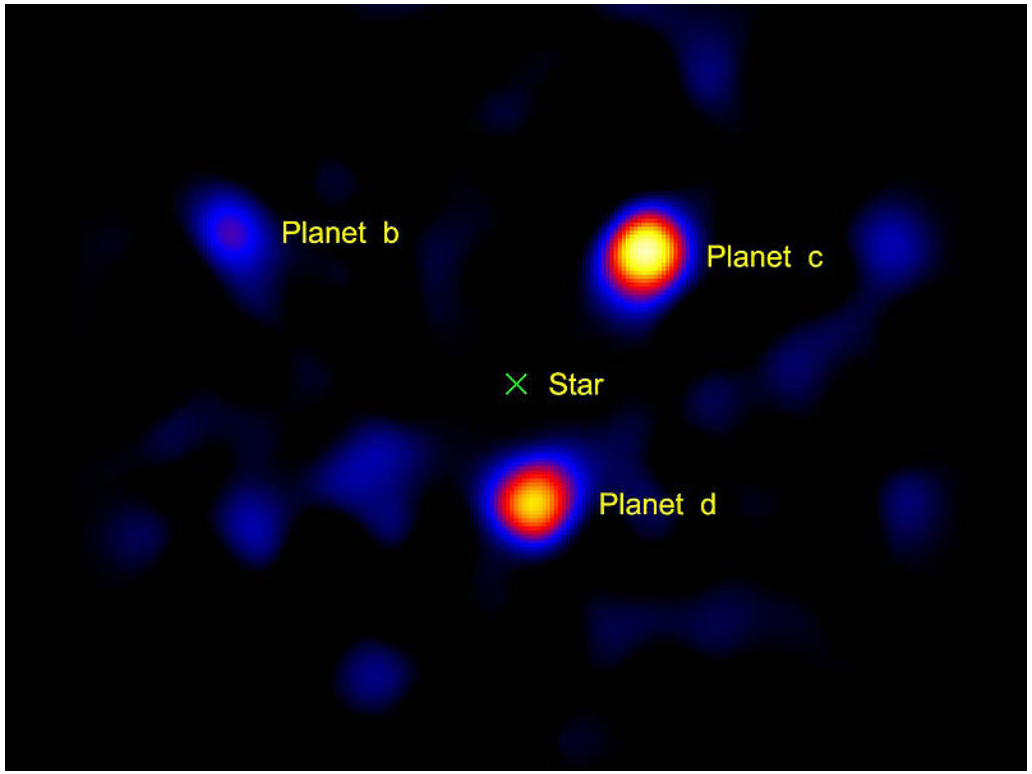


El sistema triple de υ Andrómeda.

∗ Muchos de los planetas se encuentran en resonancias de movimiento medio.

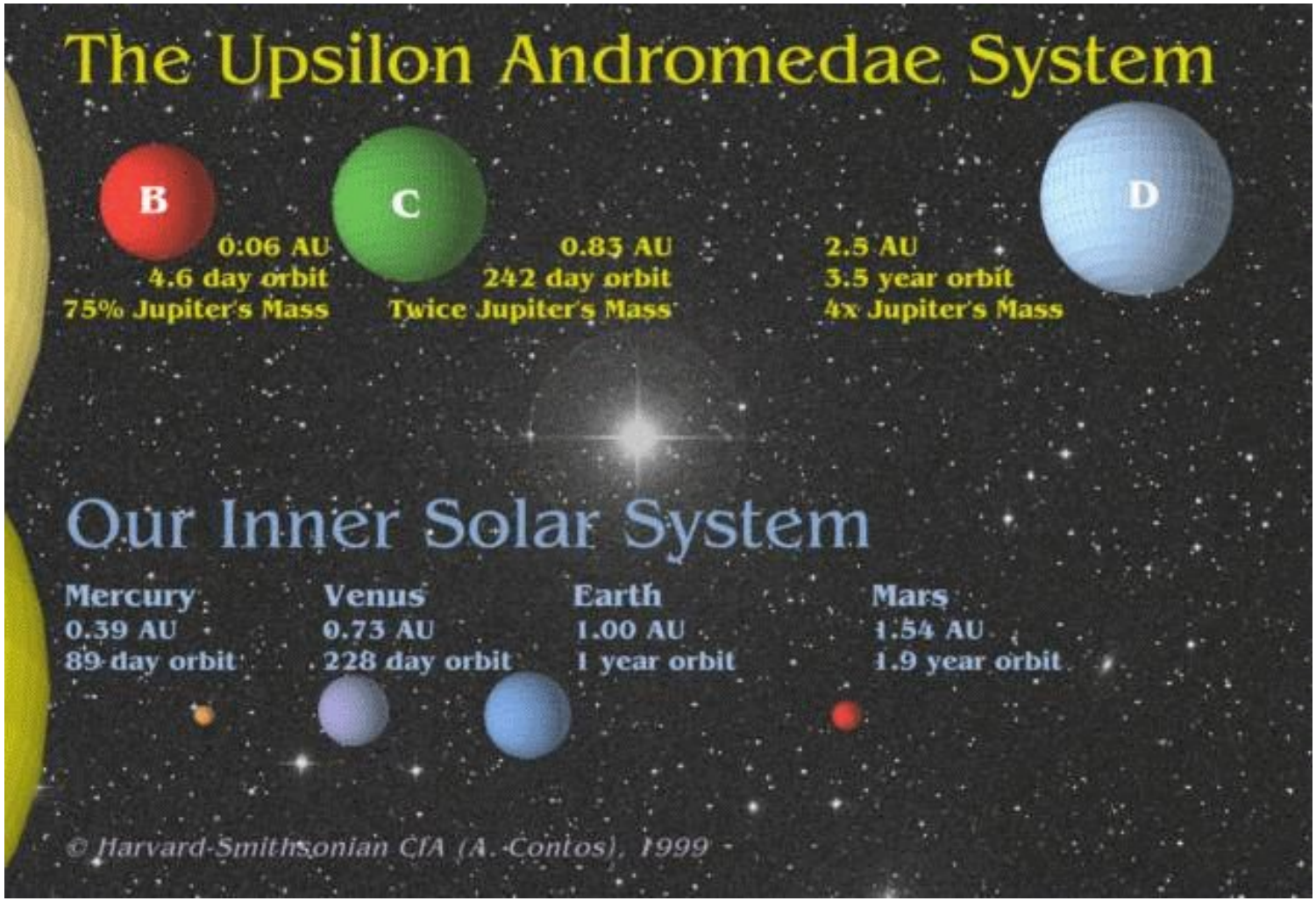
∗ Las órbitas muy excéntricas sugieren encuentros próximos entre planetas masivos.

El sistema de exoplanetas HR 8799



Esta es una estrella más masiva que el Sol (tipo espectral F0 V) que muestra 3 planetas gigantes de masas aproximadas 10, 10 y 7 veces la de Júpiter que se extienden hasta una distancia aproximada de ~ 70 ua. Las masas se estiman en 7, 7, 5 veces la masa de Júpiter. Aparte de estos 3 planetas, se ha descubierto un 4to. planeta interior a una distancia unas 14,5 ua de la estrella central. Las observaciones con el coronógrafo fueron hechas en el IR.

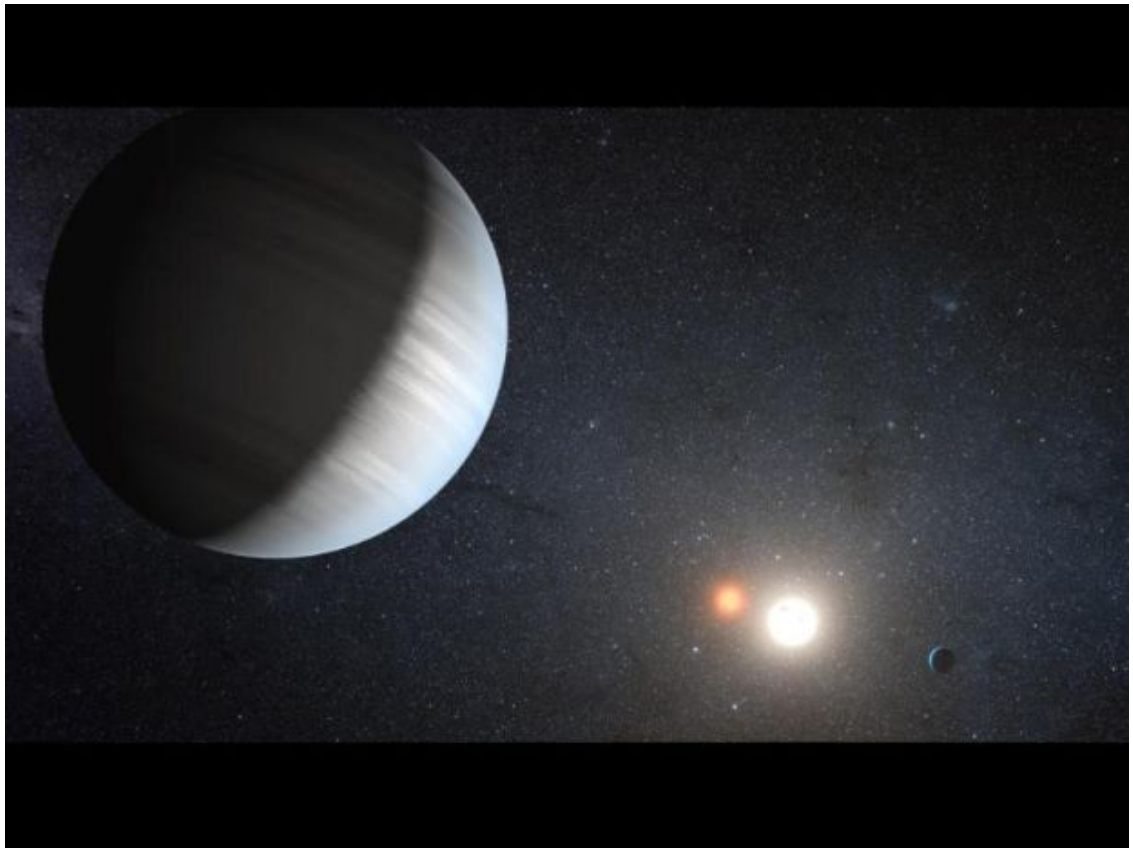
Algunas características de los exoplanetas



El sistema triple de υ Andrómeda: comparación con nuestro sistema solar.

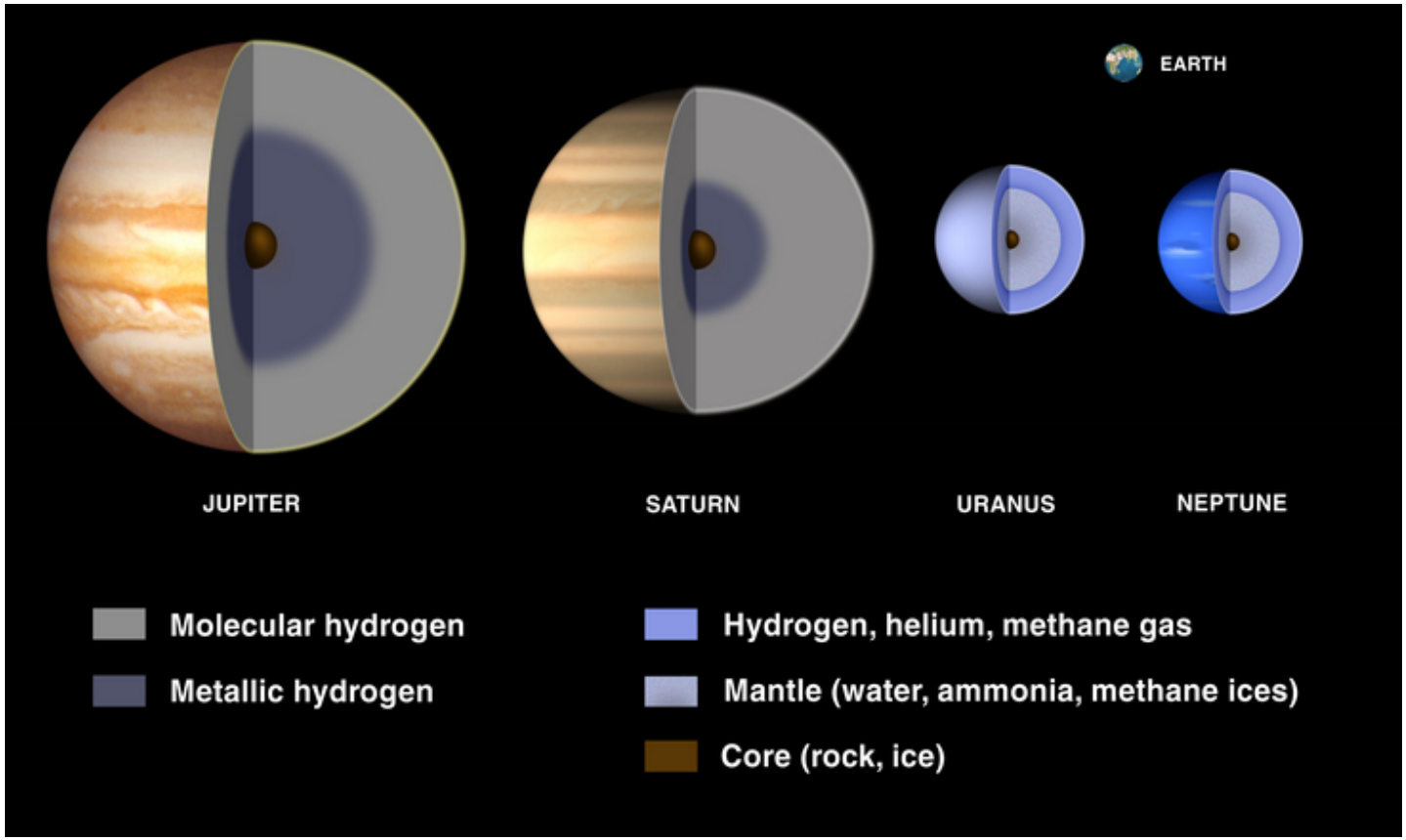
Algunos exoplanetas gigantes giran tan cerca del Sol que sus atmósfera están infladas por las altas temperaturas, e incluso en proceso de disipación de gas. Estos exoplanetas se denominan *Jupiteres calientes* (o *hot Jupiters*) y sus propiedades han sido analizadas a través de tránsitos.

Planetas orbitando alrededor de una estrella doble



Algunas estrellas binarias podrían poseer planetas mucho más distantes que "ven" a las estrellas como una sola masa en el centro de gravedad común. Este es el caso de los 2 exoplanetas: Kepler- 47b y 47c, descubiertos por el método de tránsito, que orbitan una binaria en la cual una de las estrellas es similar al Sol y la otra es aproximadamente 1/3 de su tamaño. Kepler-47b tiene un diámetro ~ 3 el de la Tierra y tiene un período de 49 días, mientras que el más lejano es del tamaño de Urano y un período de 303 días.

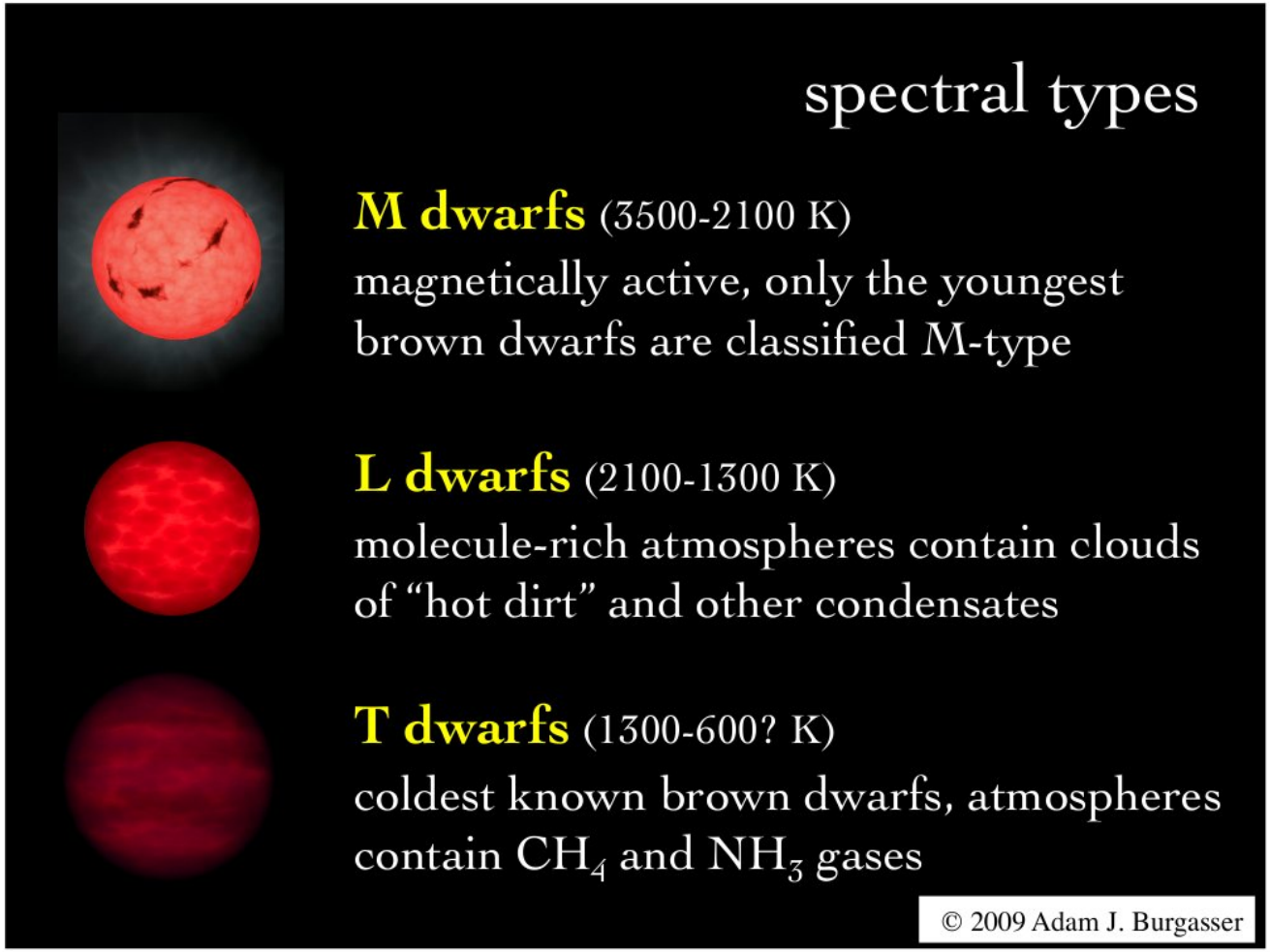
Formación y evolución de los planetas gigantes gaseosos



∗ Hay 2 teorías:

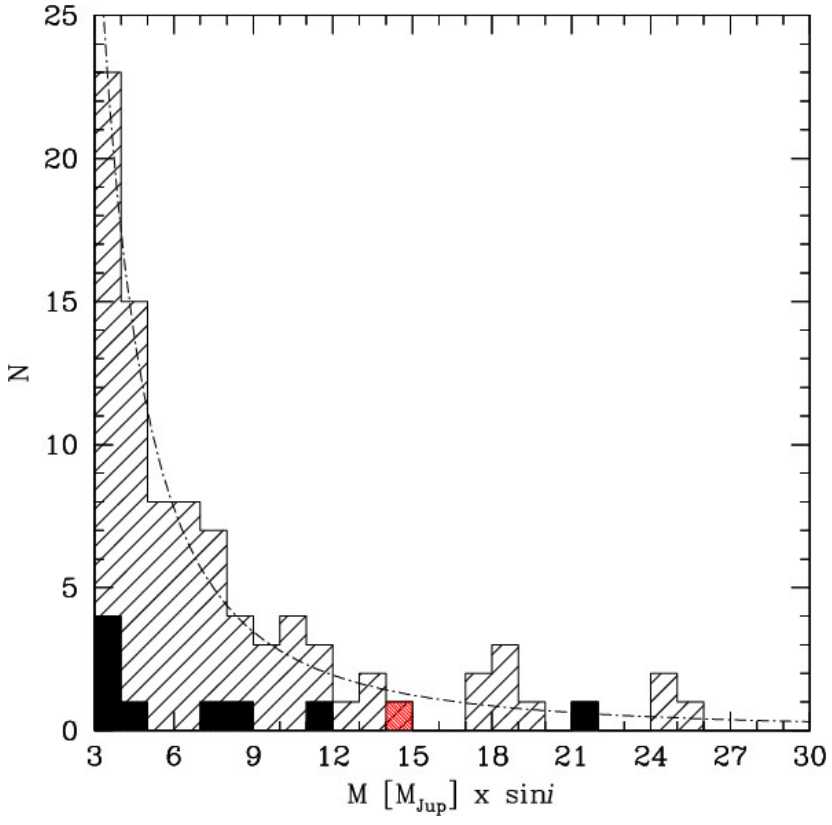
1) Primero se forma un núcleo sólido que, una vez que adquiere suficiente masa, acreta una extensa envoltura gaseosa (similar a los planetas jovianos).

2) Inestabilidad gravitacional de una porción del disco protoplanetario que colapsa en un objeto masivo. Formación de tipo "estelar" (p. ej. Boss 1997).



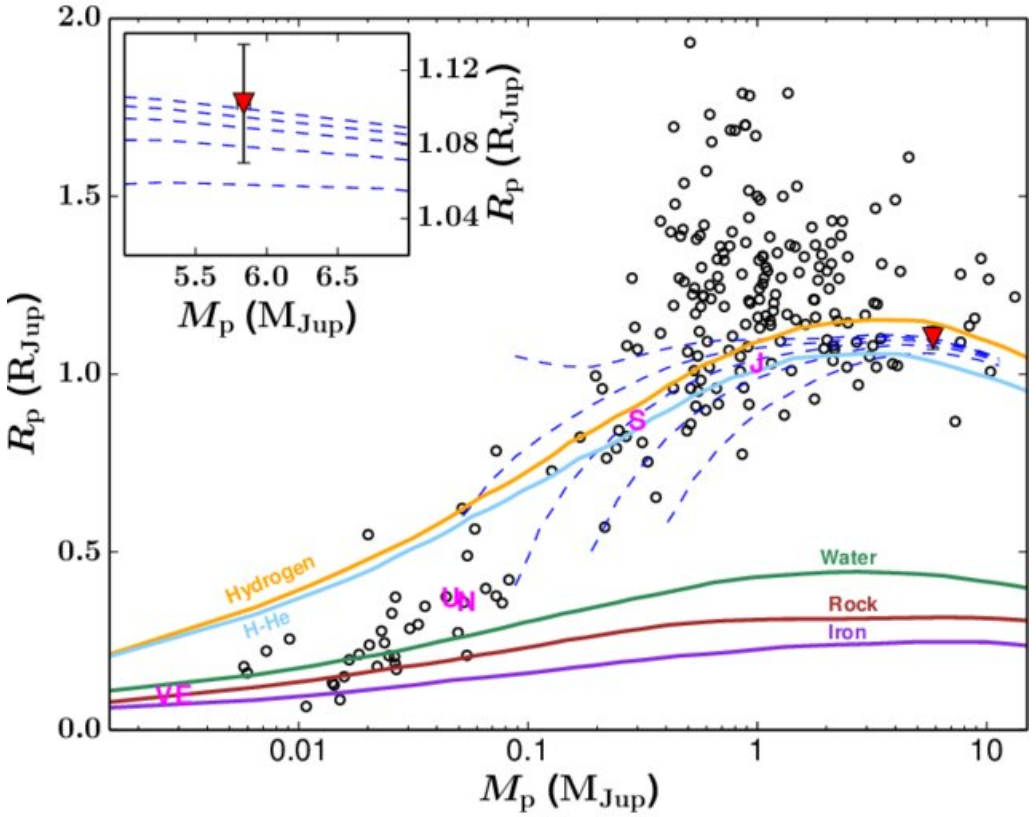
Las estrellas y las enanas marrones tenderían a formarse en forma independiente en nubes de gas y polvo. Los planetas se formarían en discos protoplanetarios.

Masas de exoplanetas: Límite entre planetas y enanas marrones



Entre los más masivos exoplanetas y las enanas marrones más pequeñas parece existir una brecha: ¿será debida a distintos modos de formación?. En rojo aparece el exoplaneta más masivo reportado, con una masa de 14,3 M_J, que se mueve en una órbita casi circular en torno a una estrella G5V. Su órbita casi circular sugiere una formación en un disco protoplanetario como los planetas (descubrimiento con el espectrógrafo SOPHIE, Bouchy y col. (2009)).

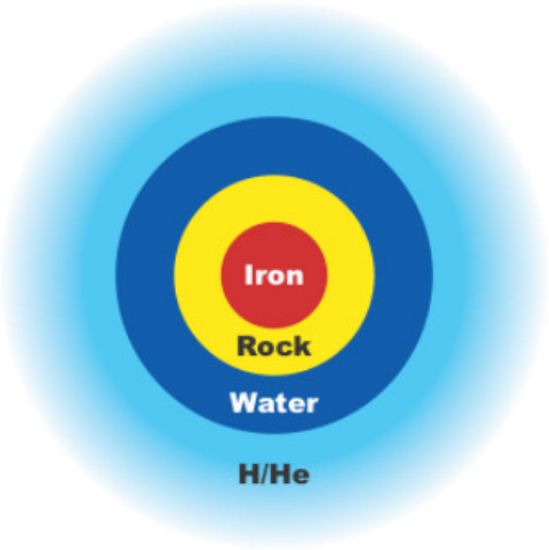
Composición de exoplanetas



Radio vs. masa para los exoplanetas descubiertos por el método de tránsito (círculos negros). El planeta Kepler-432 b está marcado con un triángulo rojo y hay un zoom del mismo en el margen superior izquierdo. Este planeta está en un "desierto" entre 4.5 y 7 masas de Júpiter. Las curvas representan modelos para planetas de diferentes composiciones desarrollados por Seager et al. (2007). Los planetas del sistema solar están indicados con letras en lila.

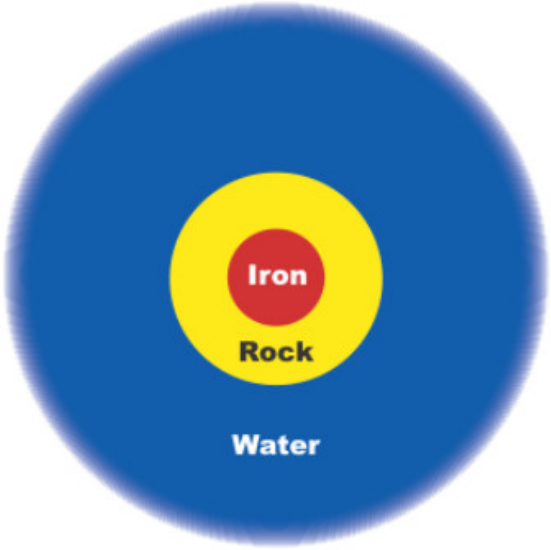
Possible Compositions for super-Earth Planets

Mini-Neptune



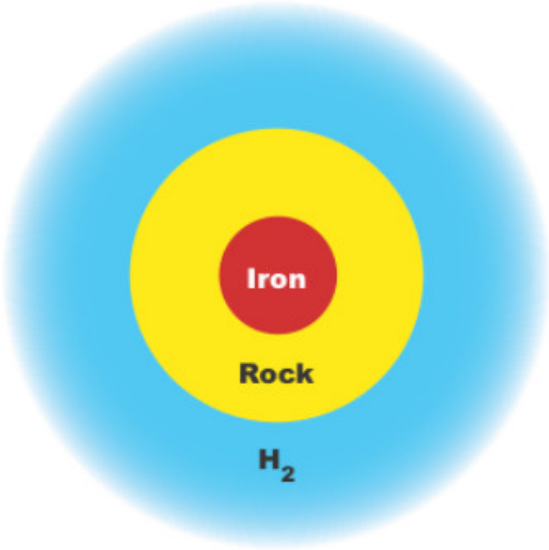
H/He mass fraction
= 10^{-4} to 6.8%

Water World



H_2O mass fraction
≥ 47%

Super-Earth

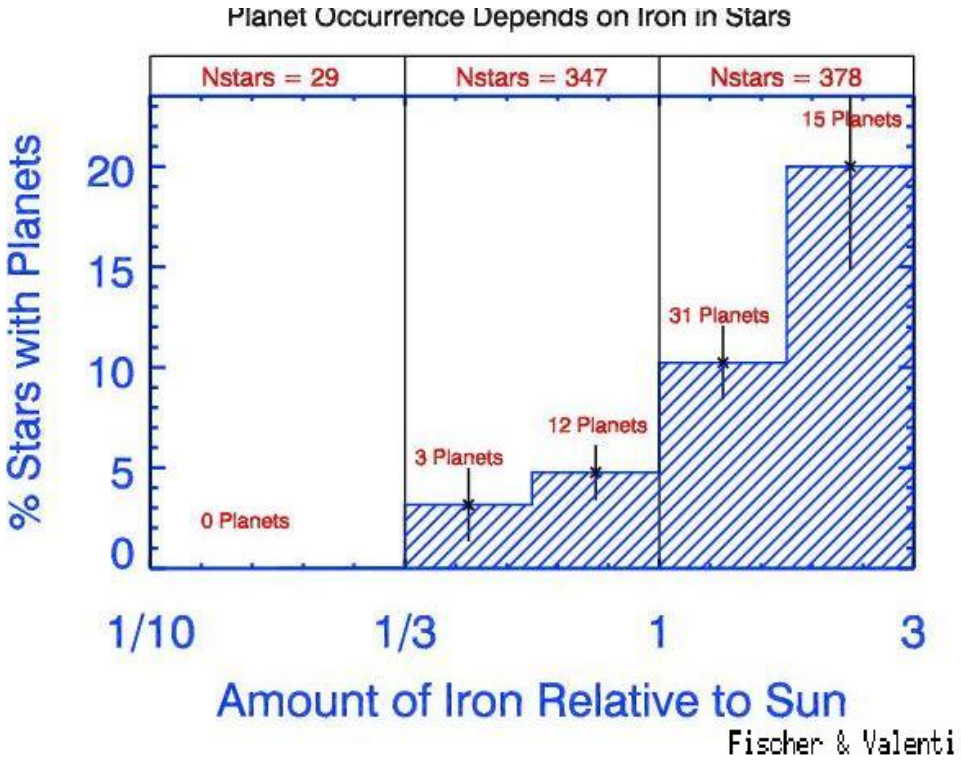


H_2 mass fraction
= 5×10^{-4} to 3%

All Planets Above Have M = 6.4 M_E and R = 2.9 R_E

Different admixtures of H/He, water, rock, iron

Una clave para entender qué estrellas se forman con planetas a su alrededor: la anomalía del hierro



(Fisher, Valenti & Marcy 2004)

CONCLUSION:

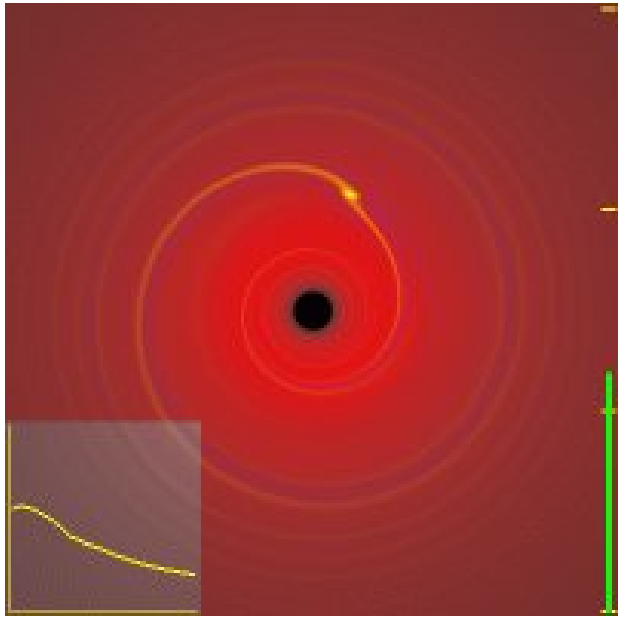
∗ Las estrellas que poseen planetas tienden a ser ricas en metales.

RAZONES:

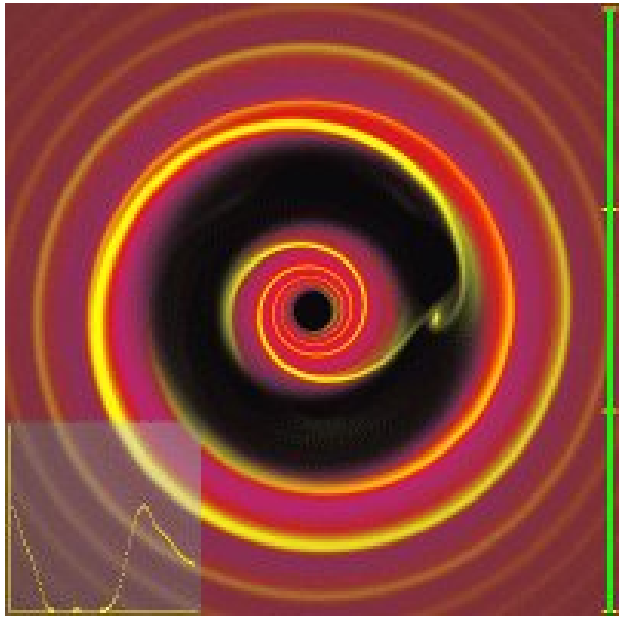
1) Material rico en metales es necesario para formar planetas.

2) Contaminación de la estrella central con planetas que colisionan.

¿Porqué se observan planetas masivos cerca de la estrella central: La teoría de la migración planetaria revisitada



Migración Tipo I :
La interacción planeta-disco es relativamente débil. El planeta excita una onda de densidad por detrás de su movimiento.



Migración Tipo II
En el caso de un planeta más masivo, el intercambio de momento angular repele el gas de las cercanías del planeta, lo que abre una brecha.

La nueva frontera: Detección de planetas extrasolares desde el espacio

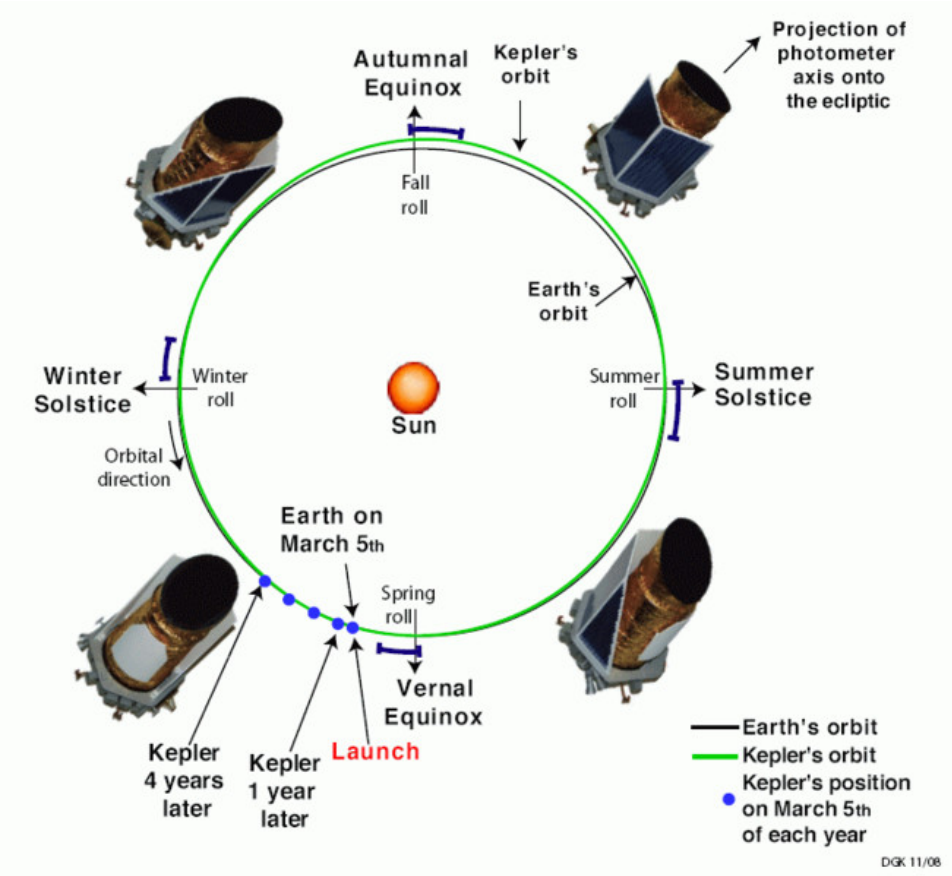
∗ Misiones concluidas: COROT (COnvection ROtation et Transits planétaires) : Misión espacial francesa lanzada en diciembre/2006.

∗ Instrumental : telescopio de 27 cm de diámetro.

∗ Método de descubrimiento : tránsito.

∗ Resultados : 33 exoplanetas confirmados.

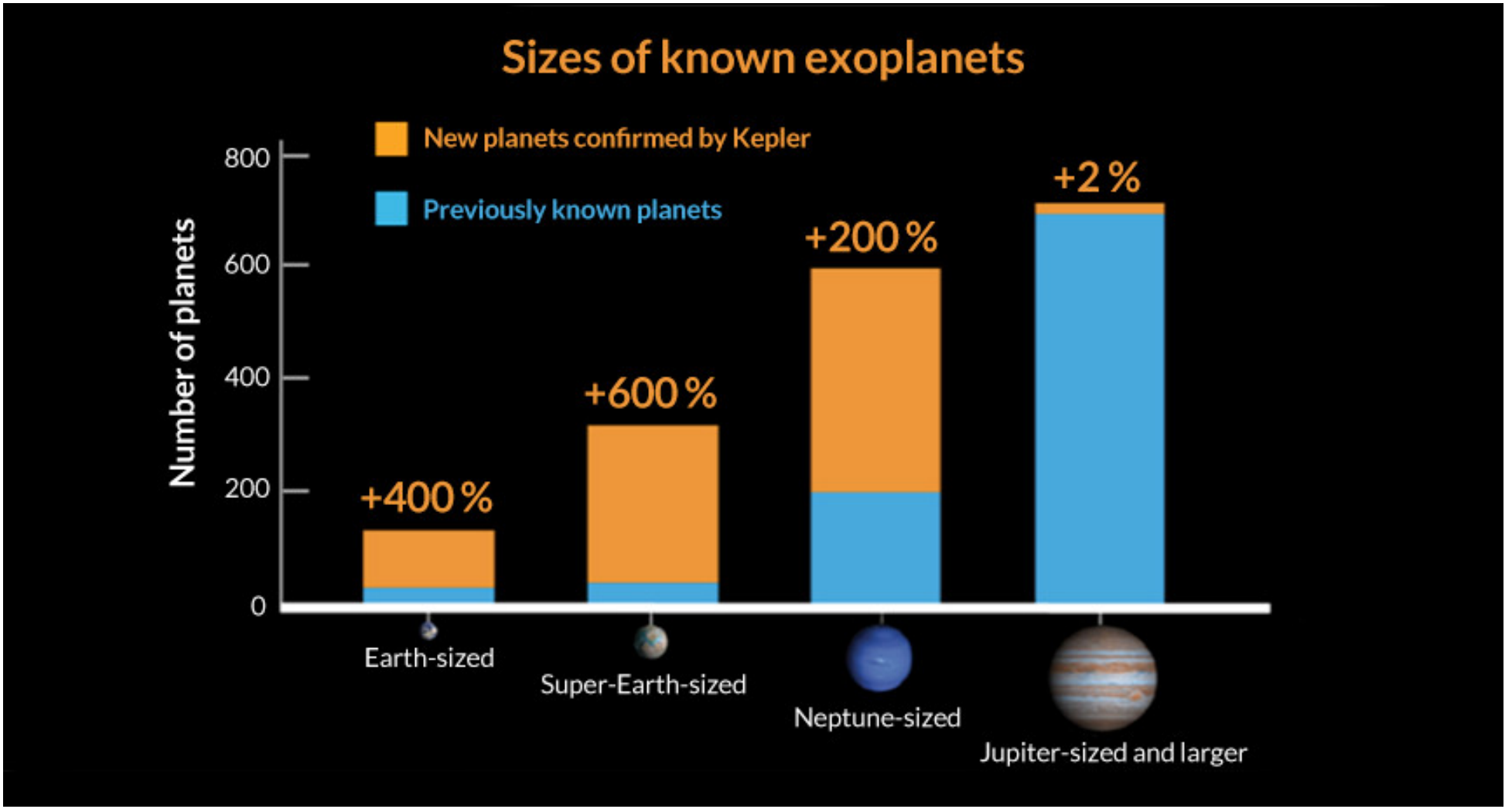
La misión KEPLER



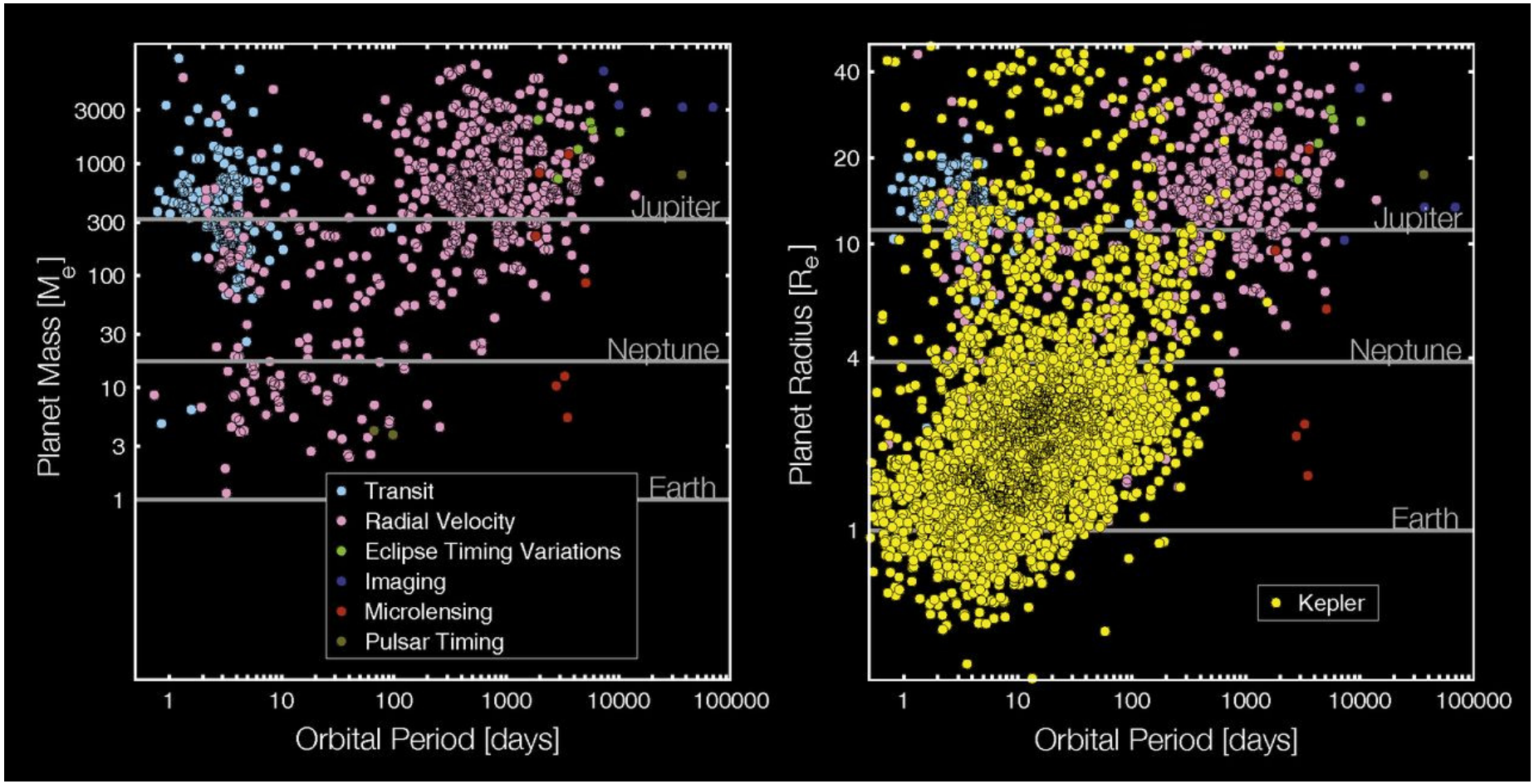
Kepler es una misión de la NASA lanzada en marzo/2009. Se mueve en una órbita heliocéntrica con un período de 372,5 días lo que hace que paulatinamente se vaya alejando de la Tierra. Contiene un telescopio con una apertura de 0,95 cm con un fotómetro que monitorea continuamente 145000 estrellas de la Secuencia Principal en una dirección fija del cielo.

* Método de descubrimiento : tránsito.
* Objetivo : monitoreo del brillo de 145 000 estrellas de la Secuencia Principal.

Inventario de exoplanetas descubiertos por Kepler



Nuevas tendencias a partir de los descubrimientos de Kepler

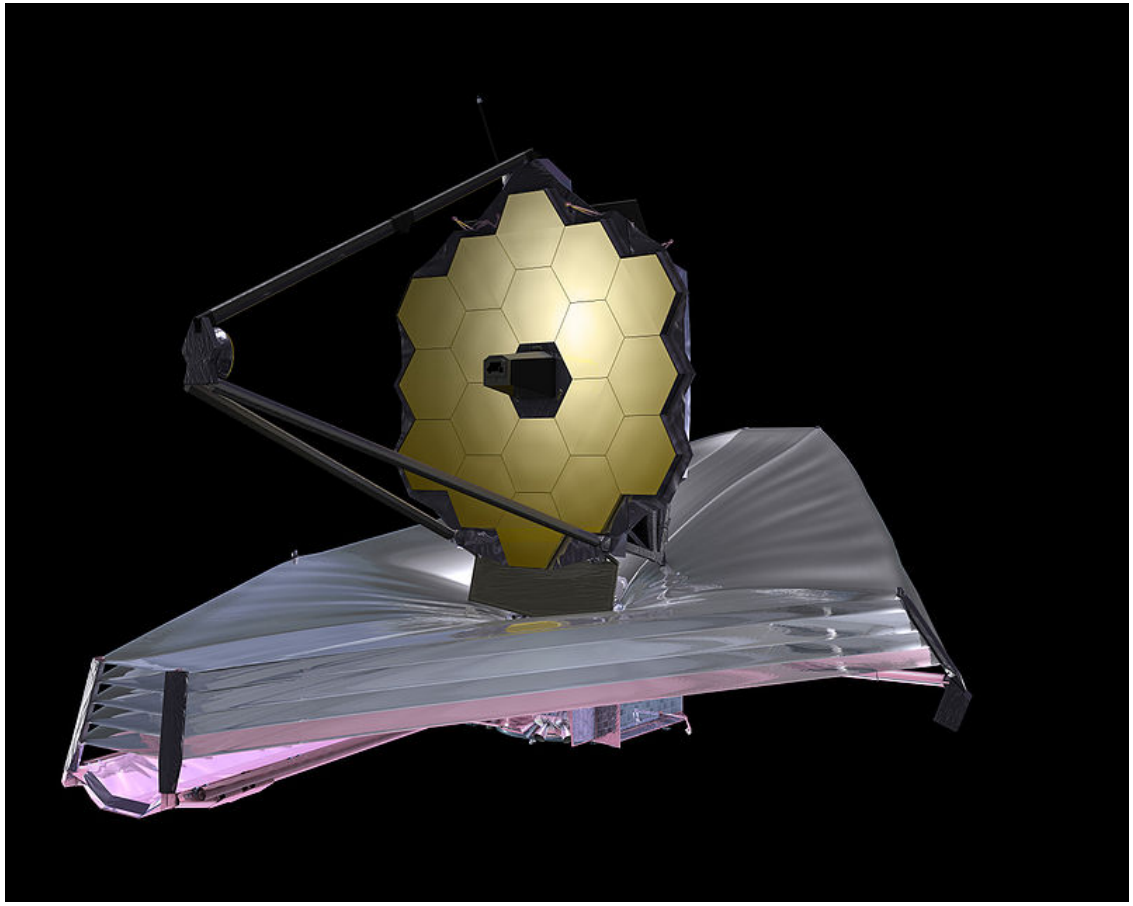


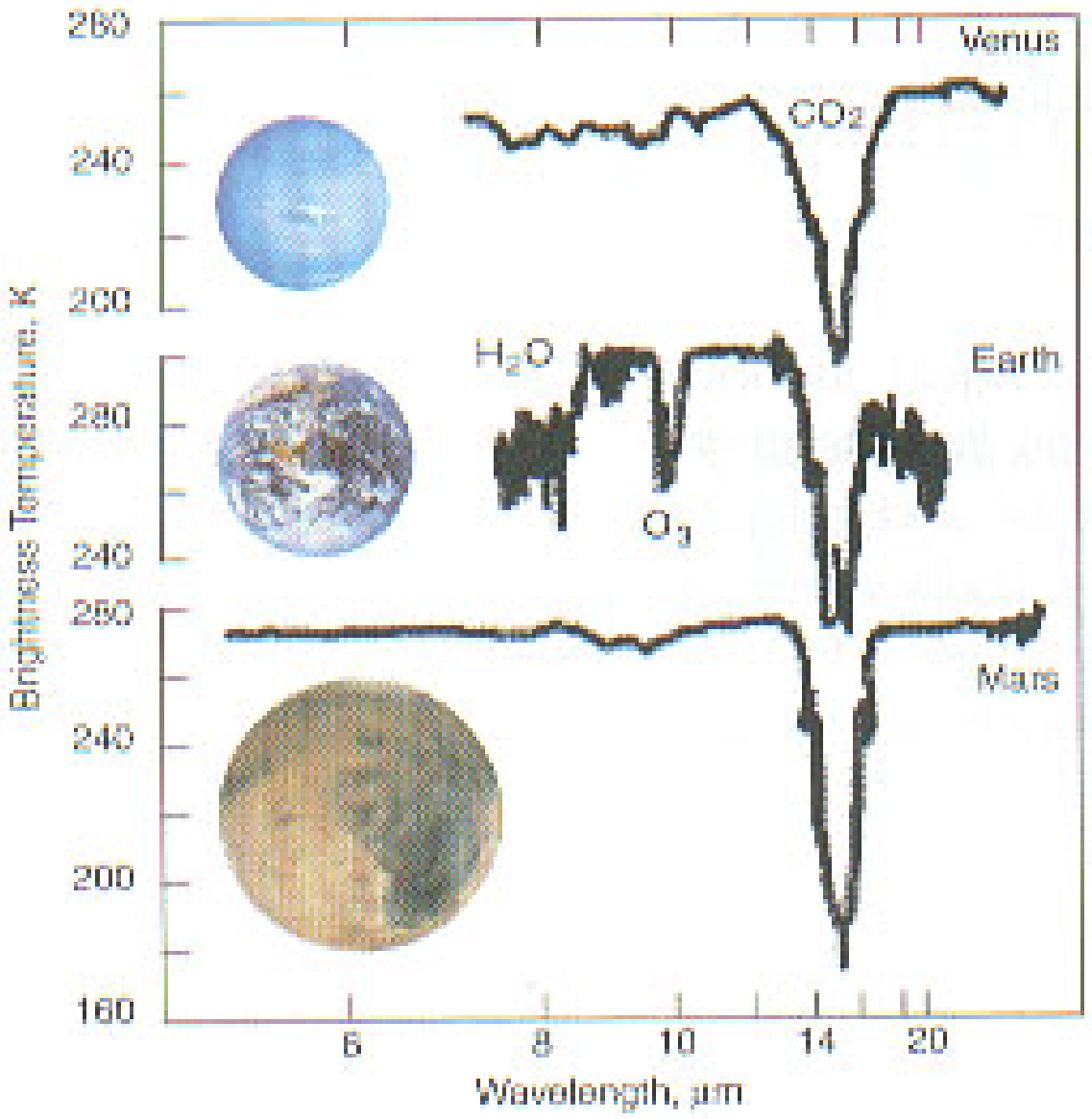
Descubrimientos de exoplanetas previos a Kepler coloreados de acuerdo a la técnica usada (izquierda). Los más de 3500 descubrimientos por Kepler (amarillo) se agregan por comparación en el panel de la derecha. Se usa una relación masa-luminosidad simplificada para pasar del radio a la masa planetaria.

El futuro

TESS (*Transiting Exoplanet Survey Satellite*): Búsqueda de exoplanetas utilizando el método de tránsito en un área 400 veces más grande que la explorada por la misión Kepler. Se espera que durante los 2 años de operación primaria (2018-2020) descubra unos 20000 exoplanetas alrededor de estrellas tipo G, K y M. El satélite está en una órbita excéntrica alrededor de la Tierra.

CHEOPS (*CHaracterising ExOPlanets Satellite*): Es una misión europea que llevará un telescopio de 32 cm con el objetivo de estudiar exoplanetas ya descubiertos y con masas bien determinadas por el método espectroscópico para determinar sus diámetros con alta precisión por el método de tránsito. Con la masa y el diámetro se podrán conocer con precisión las densidades de esos exoplanetas. Lanzamiento previsto para noviembre/2019.



James Webb Space Telescope (JWST): Es un telescopio espacial planeado como el sucesor del Telescopio Espacial Hubble. Entre sus finalidades está la observación de zonas de formación planetaria y la imagen directa de planetas. El rango de longitudes de onda a observar va desde 0.6 μ hasta 28 μ. Lanzamiento previsto para marzo/2021 para ser colocado en el punto Lagrangeano L2. Misión de NASA, ESA y la Agencia Espacial Canadiense.

El descubrimiento de atmósferas planetarias ... y vida