

Part II

Propiedades generales

Contents

II	1
1 Temperatura efectiva y magnitud	1
2 Clasificación espectral	2
2.1 Líneas espectrales	2
2.2 Tipos espectrales	6
2.3 Diagrama de Hertzsprung-Russell	7
3 Formación Estelar	9
3.1 Contracción gravitacional	9
3.2 Teorema del Virial	11
3.3 Condiciones de colapso	13
3.4 Contracción protoestelar	16

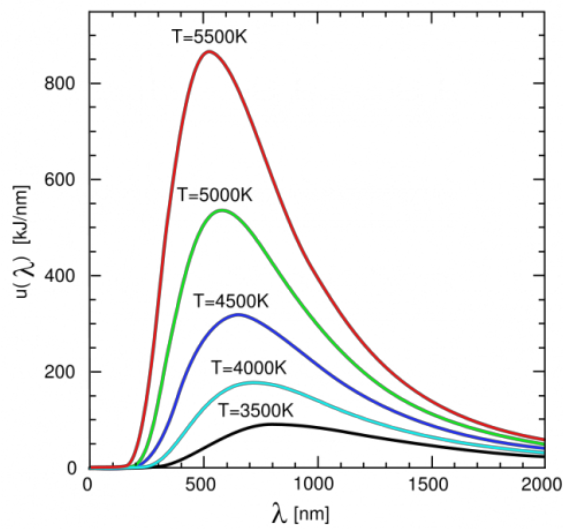
1 Temperatura efectiva y magnitud

Temperatura efectiva

- La temperatura efectiva T_{eff} de una estrella con radio R_* y luminosidad L_* está dada por la temperatura del cuerpo negro equivalente, es decir :

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{L_*}{4\pi R_*^2 \sigma} \right)^{1/4} \quad (1)$$

- Por la ley de Wien, la longitud de onda típica donde una estrella emite el máximo de radiación corresponde al máximo del cuerpo negro asociado.



Magnitudes estelares

- La magnitud observada m^* de una estrella en una cierta longitud de onda λ es

$$m_{\lambda}^* \equiv -2.5 \log_{10} \left(\frac{F_{\lambda}^*}{F_{\lambda}^{\text{Vega}}} \right), \quad (2)$$

donde $F_{\lambda}^{\text{Vega}}$ es la densidad de flujo observado para la estrella Vega (de manera que Vega tiene magnitud 0 en todo λ).

- La magnitud absoluta M^* de una estrella es la magnitud observada si la distancia a la estrella fuese de $d = 10$ pc, donde pc es ‘parsec’ y 1 pc corresponde a 3.26 años-luz, y es la distancia a la que una unidad astronómica subtende un ángulo de 1 segundo de arco (arcsec).
- Se puede ver fácilmente (tarea) que:

$$m - M = 5 \log_{10} \left(\frac{d}{10} \right). \quad (3)$$

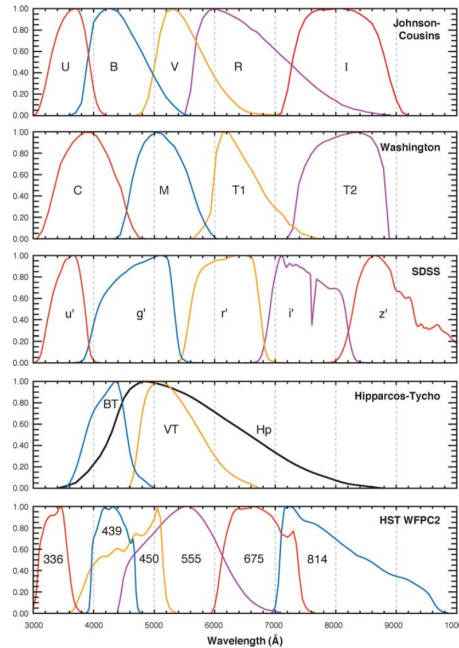
.4

Magnitudes estelares

En la práctica, todas las mediciones de densidad de flujo y magnitudes tienen un cierto ‘ancho de banda’, dado por la función de transmisión del instrumento $T(\nu)$, con $0 \leq T(\nu) \leq 1$:

$$F_{\nu_o} = \int_0^{\infty} d\nu T(\nu) F_{\nu}, \quad (4)$$

y donde $\nu_o = \frac{\int_0^{\infty} d\nu \nu T(\nu)}{\int_0^{\infty} d\nu T(\nu)}$, y análogamente para λ .

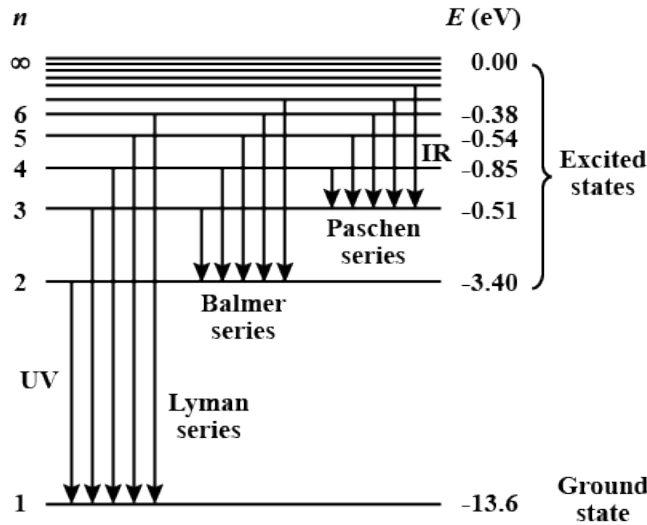


.5

2 Clasificación espectral

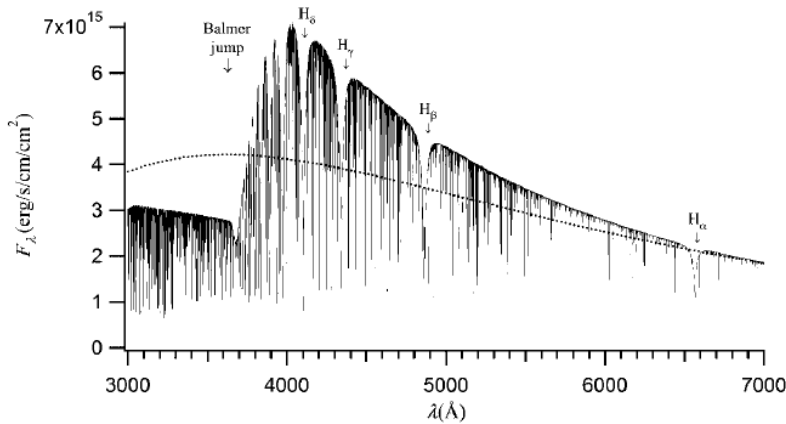
2.1 Líneas espectrales

- El transfer radiativo en la superficie estelar resulta en la formación de líneas que corresponden a los átomos, iones o moléculas que la constituyen.
- Por ejemplo, en el caso de hidrógeno las transiciones en el espectro visible corresponden a la ‘serie de Balmer’.



.6

- Integrando desde infinito hacia el centro estelar, la región de donde emerge la radiación estelar corresponde a una profundidad óptica $\tau_\lambda = 1$, lo cual define una superficie estelar llamada fotosfera' (y que depende de λ).
- El espectro observable de una estrella, es decir el espectro fotosferico, desvía notablemente del de un cuerpo negro, y es función de las opacidades de las especies presentes en su superficie.
- Ejemplo para una estrella con $T_{\text{eff}} = 8000 \text{ K}$:



.7

- En primera aproximación, la intensidad emergente de la fotosfera corresponderá a radios más grandes, con temperaturas menores, si τ_λ es mayor.
- Esperamos entonces que, en general, las líneas espectrales estelares correspondan a líneas de absorción.
- Para una profundidad L ,

$$\tau_\lambda \sim Ln\sigma_{\lambda_0}\phi_\lambda, \quad (5)$$

donde ϕ_λ es el perfil (normalizado) de una línea con sección eficaz σ_{λ_0} causada por la transición en λ_0 de una especie con densidad de número n .

- En LTE, la abundancia de una especie está determinada por el equilibrio químico de las reacciones conducentes a su formación.

.8

- Una reacción genérica entre especies $\{X_a\}$ se puede escribir en función de los coeficientes estequiométricos $\{\nu_a\}$,

$$\sum_{a=1}^A \nu_a x^a = 0, \quad (6)$$

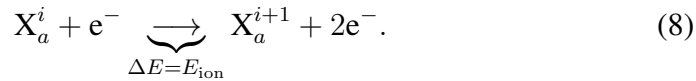
donde A es el número total de especies en una reacción. Los coeficientes ν_a productos y reactantes tienen signo opuesto.

- A constante T y P , obtenemos las condiciones de equilibrio minimizando el potencial de Gibbs, $G = E - TS + PV = \sum_a \mu_a n_a$ (por unidad de volumen en este caso), donde los μ_a son los potenciales químicos de las especies X_a .
- Se llega a la Ley de Masa-Acción:

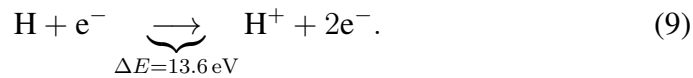
$$\sum_{a=1}^A \mu_a \nu_a = 0. \quad (7)$$

.9

- Para ionización colisional con electrones de un ion X_a^i ,



- Por ejemplo, para la ionización colisional de hidrógeno,



- Cómo el potencial químico de un gas ideal es proporcional a su concentración n , la Ley de Masa-Acción (Ec. 7) conduce a la ‘Ecuación de Saha’:

$$\frac{n_{i+1}}{n_i} = \frac{2}{n_e} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{Z_{i+1}}{Z_i} e^{-\frac{E_{\text{ion}}}{kT}}, \quad (10)$$

donde n_e es la densidad de electrones y los Z_i son las funciones particiones de cada especie,

$$Z_i = \sum_{n=1}^{\infty} g_n e^{-\frac{E_n}{kT}}. \quad (11)$$

.10

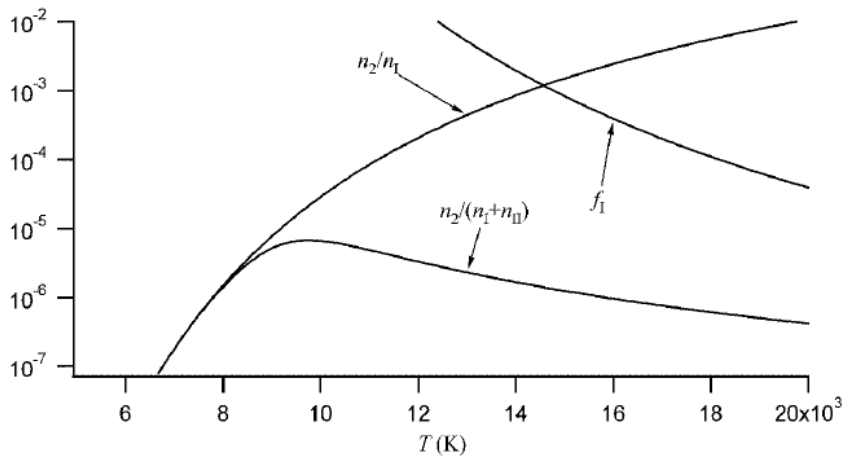


Figure 1: Competición entre la fracción de ionización de hidrógeno $f_I = n_I/(n_I + n_{II})$ y la fracción de hidrógeno en el nivel $n = 2$, n_2/n_I , en la abundancia de hidrógeno neutro en el nivel $n = 2$, $n_2/(n_I + n_{II})$. (figura reproducida de Leblanc).

- Vemos entonces que la fracción de ionización de una especie, $n_{i+1}/(n_i + n_{i+1})$, aumenta con la temperatura.
- Por otro lado para generar una línea proveniente desde un nivel n , es necesario poblar ese nivel mediante colisiones con e^- . Según la estadística de Boltzmann:

$$\frac{n(X_a \text{ en nivel } n)}{n(X_a)} = g_n \frac{e^{-\frac{E_n}{kT}}}{Z_a}. \quad (12)$$

- Vemos que para generar una línea de hidrógeno en la parte visible del espectro, es decir una línea de Balmer que parte de $n = 2$, hay que lograr excitar el nivel $n = 2$ mediante colisiones, pero a la vez evitar ionizar completamente el hidrógeno.

.11

- En resumen, las líneas de Balmer serán más pronunciadas en temperaturas de $\sim 10^4\text{K}$ (Figura 1).

.12

- El análisis espectral permite entonces estimar la composición de las estrellas.
- Se suele comparar las abundancias de las especies en las fotosferas con la composición solar:

Element	$N_{\text{elem}}/N_{\text{tot}}$
H	9.097×10^{-1}
He	8.890×10^{-2}
O	7.742×10^{-4}
C	3.303×10^{-4}
Ne	1.119×10^{-4}
N	1.021×10^{-4}
Mg	3.458×10^{-5}
Si	3.228×10^{-5}
Fe	3.154×10^{-5}
S	1.475×10^{-5}

Abundancias solares, tabla resumen reproducida de Leblanc

.13

- Los elementos mas pesado que He se llaman ‘metales’.
- Si X es la fracción de masa en H, Y la masa en He, y Z la masa en metales, tenemos $X + Y + Z = 1$.
- Para el Sol $X = 0.7346$, $Y = 0.2485$, $Z = 0.0169$.

.14

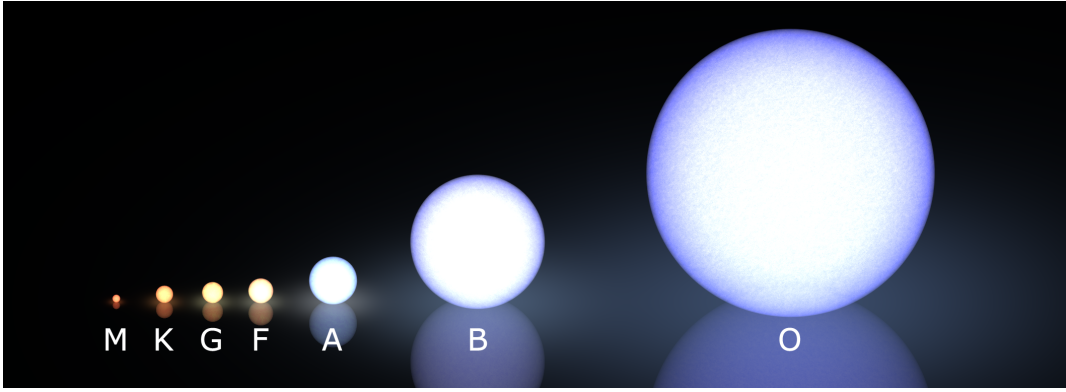
2.2 Tipos espectrales

- Las estrellas se clasifican según la fuerza de ciertas líneas en sus espectros, y esta clasificación se ordena según la temperatura efectiva correspondiente.

Spectral class	T_{eff}	Spectral characteristics	Colour	Example
O	>30000 K	HeII strong, H faint, multiply-ionised metals strong	blue	λ Ori
B	10 000–30 000 K	HeI strong, H moderate	blue-white	Rigel
A	7500–10 000 K	H lines at their maximum	white	Vega
F	6000–7500 K	Singly ionised metals strong, H moderate	white-yellow	Procyon
G	5000–6000 K	Singly ionised metals strong, H faint	yellow	Sun
K	3500–5000 K	Strong neutral and Singly ionised metals, H faint	orange	Arcturus
M	<3500 K	Strong molecule bands (i.e. TiO), strong neutral metals, H very faint	red	Betelgeuse

(Tabla resumen reproducida de Leblanc)

.15



(Wikipedia)

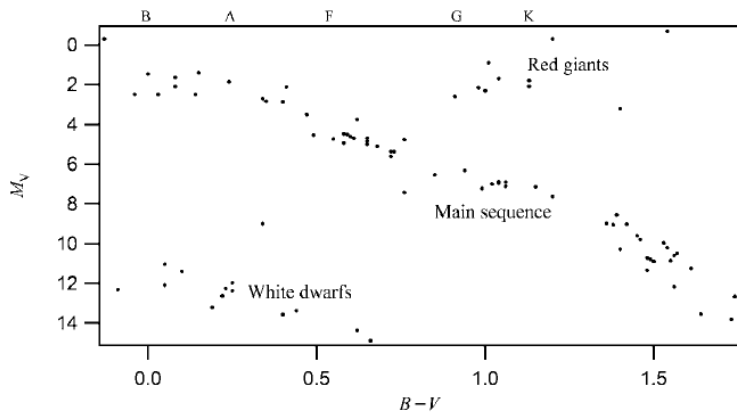
.16

- Cada clase espectral se divide en ~ 10 sub-clases, también ordenadas según T_{eff} .
- El Sol tiene tipo espectral G2.

.17

2.3 Diagrama de Hertzsprung-Russell

- Los colores y luminosidades de las estrellas son sorprendentemente ordenados, en especial cuando se grafican en un diagrama de ‘Hertzsprung-Russell’, o diagrama H-R.

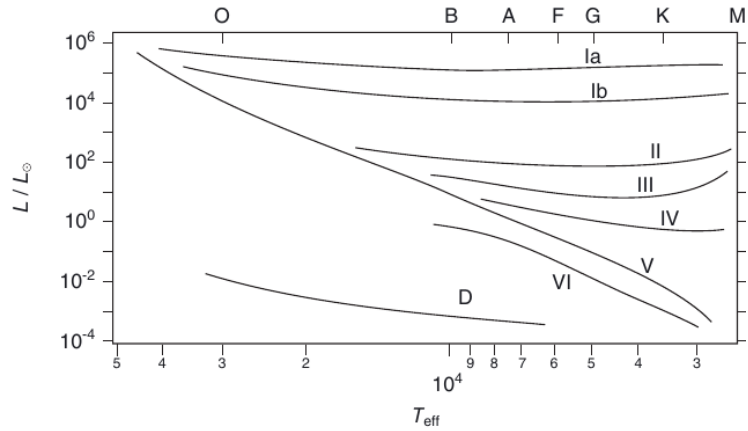


(Figura reproducida de Leblanc)

- Históricamente el diagrama H-R reporta magnitud absoluta M_V en el eje y , y la diferencia de magnitudes aparentes $B - V$ en x . Las diferencias de magnitudes también se llama ‘color’ $B - V$.

.18

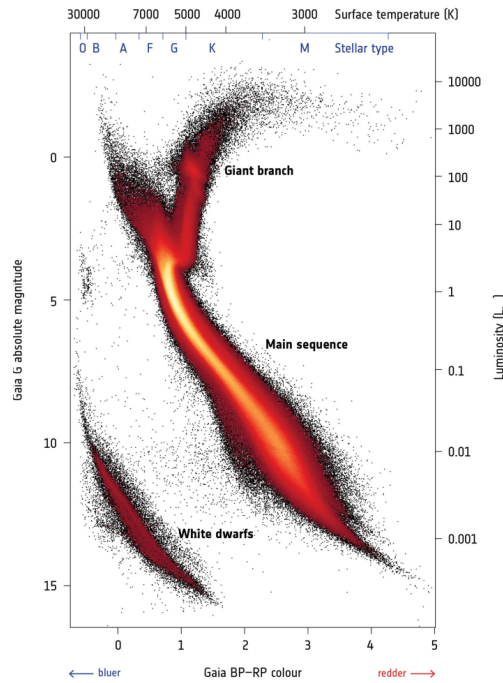
- Para un cuerpo negro, el color $m_1 - m_2$, o bien la razón de densidades de flujos F_1/F_2 , es una función monótona de T_{eff} .
- A sus vez, para una T_{eff} , M_V es una función de la luminosidad bolométrica. Esto conduce a otras versiones del diagrama H-R.
- En el diagrama H-R las regiones donde se agrupan las estrellas se llaman ‘clases de luminosidad’.



Ia	Bright supergiants
Ib	Supergiants
II	Bright giants
III	Giants
IV	Subgiants
V	Main-sequence stars (or dwarfs)
VI (or sd)	Subdwarfs
D (or VII)	White dwarfs

(reproducido de Leblanc)

Diagrama H-R de la misión espacial *Gaia*:



.21

3 Formación Estelar

3.1 Contracción gravitacional

- El agente motor que conduce a la formación y a la evolución estelar es la contracción gravitacional de la sopa primordial que resulta del Big Bang (o sea 75% de H, y 25% de He, por masa).
- Se pueden sacar conclusiones generales sobre la contracción gravitacional considerando una esfera auto-gravitante con simetría esférica, y con densidad de masa $\rho(\vec{r}) = \rho(r)$.
- La masa encerrada dentro de una esfera de radio r es

$$m(r) = \int_0^r \rho(r') 4\pi r'^2 dr'. \quad (13)$$

.22

- La masa de un elto de volumen dV es $dm = \rho dV$.
- Si aproximamos el gas primordial como un fluido, la ecuación de movimiento del elto de volumen dV es

$$dm \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\vec{\nabla} P dV + d\vec{f}, \quad (14)$$

donde $d\vec{f}$ es la fuerza externa aplicada a dV .

- En coordenadas esféricas, y en componente \hat{r} , para el caso de una esfera auto-gravitante tenemos

$$dm \frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{\partial P}{\partial r} dV + dm g(r), \quad (15)$$

$$\Rightarrow \frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + g(r). \quad (16)$$

.23

- Vemos de Ec. 16 que para un equilibrio estático es necesario que P aumente hacia $r \rightarrow 0$.
- ¿Qué pasaría en ausencia de presión?
- Consideramos un elto de volumen dV , inicialmente en reposo en r_o , bajo la influencia gravitacional de $\vec{g}(r_o) = \frac{Gm(r_o)}{r_o^2} \hat{r}$.
- Si la masa encerrada en radios inferiores al del elto de dV no cambia (hipotesis por confirmar *a-posteriori*), entonces por conservación de energía,

$$\frac{1}{2} \rho dV \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \right)^2 = \frac{G\rho dV m_o}{r} - \frac{G\rho dV m_o}{r_o}, \quad (17)$$

$$\Rightarrow \frac{dr}{dt} = -\sqrt{\frac{2Gm_o}{r} - \frac{2Gm_o}{r_o}}. \quad (18)$$

.24

- El tiempo de caída libre (“free-fall”) hasta el origen es

$$\begin{aligned} t_{\text{ff}} &= \int_{r_o}^0 \frac{dt}{dr} dr, \\ &= -\int_{r_o}^0 \left(\frac{2Gm_o}{r} - \frac{2Gm_o}{r_o} \right)^{-1/2} dr, \\ &= \left(\frac{r_o^3}{2Gm_o} \right)^{1/2} \underbrace{\int_0^1 \left(\frac{x}{1-x} \right)^{1/2} dx}_{\pi/2} \end{aligned}$$

- Es interesante notar que t_{ff} solo depende de la densidad media encerrada por r_o ,

$$\tau_{\text{ff}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}. \quad (19)$$

.25

- De Ec. 19, vemos que para un medio con densidad homogénea el tiempo de caída no depende de r_0 , y por lo tanto no se alcanzan los eltos de volumen hasta llegar al origen.
- En la práctica la energía gravitacional usualmente termina por disiparse en energía termal, y radiativa, pero si esta energía radiativa puede escapar, es decir para un medio termalmente delgado, entonces t_{ff} es una buena aproximación de colapso gravitacional.
- Un ejemplo de medio ópticamente delgado sería una nube de hidrógeno puro, sea molecular o atómico.
- Una vez que el hidrógeno se ioniza, la nube se hace opaca y se frena la caída ya que aumenta la presión porque no se puede escapar fácilmente la radiación.
- Llegamos entonces a una situación de equilibrio.

3.2 Teorema del Virial

- En equilibrio, de Ec. 16 tenemos la ecuación de equilibrio hidrostático:

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{Gm(r)\rho(r)}{r^2}. \quad (20)$$

- Consideramos una esfera de radio R y masa M , e integramos $\int_0^R 4\pi r^3$ (Ec. 20) dr para obtener una primera versión del teorema del virial:

$$\langle P \rangle = -\frac{1}{3} \frac{E_G}{V}, \quad (21)$$

con

$$E_G = -\int_{m=0}^{m=M} \frac{Gm(r)}{r} dm, \quad (22)$$

$$\langle P \rangle = \frac{1}{V} \int_0^R P 4\pi r^2 dr, \quad (23)$$

y la condición de borde $P(R) = 0$.

- Para relacionar $\langle P \rangle$ con la energía interna (es decir la energía cinética microscópica), usamos que en general:

$$P = \frac{n}{3} \langle \vec{p} \cdot \vec{v} \rangle, \quad (24)$$

con n densidad de número. Este resultado se puede ver considerando que $N/2$ partículas en un recipiente cúbico viaja hacia $+\hat{z}$, de manera que la fuerza impartida en la tapa superior con superficie ΔA es

$$P\Delta A = \Delta A \frac{n}{2} \langle p_z v_z \rangle,$$

y $P = n \langle p_z v_z \rangle = \frac{1}{3} \langle \vec{p} \cdot \vec{v} \rangle$ por isotropía.

- Por ejemplo, para el gas ideal no-relativista, $\vec{p} \cdot \vec{v} = mv^2$, y $P = \frac{2}{3}n\langle\frac{1}{2}mv^2\rangle = \frac{2}{3}n\frac{3}{2}kT = nkT$, y también

$$P = \frac{2}{3} \frac{E_K}{V}, \quad (25)$$

donde E_K es la energía interna.

- En cambio, para un gas de fotones (cuerpo negro), $\vec{p} \cdot \vec{v} = pc$ y $P = \frac{1}{3}n\langle pc\rangle$.

.28

- En el caso no-relativista, de Ec. 25 el virial se escribe

$$2E_K + E_G = 0, \quad (26)$$

o bien

$$E_T \equiv E_K + E_G = -E_K = \frac{1}{2}E_G. \quad (27)$$

- Vemos que a masa constante, mientras más compacta la esfera, más caliente.
- Típicamente, para una esfera $E_G = -\frac{3}{5}\frac{GM^2}{R}$, y si hay contracción, $\Delta R < 0$, entonces $\Delta E_G < 0$, y para mantener equilibrio hay que aumentar $\Delta E_K = -\frac{1}{2}\Delta E_G$, pero el resto debe disiparse en radiación por la superficie de manera que $\Delta E_T = \frac{1}{2}\Delta E_G$.
- A su vez, para mantener R constante en presencia de radiación, es necesario otra fuente de energía que la provista por el ΔE_G de la contracción, como fusión nuclear. Pero si la fusión nuclear provee más energía que la justa y necesaria, la estrella se expande.

.29

Caso relativista

- Es interesante notar que en el caso relativista, $P = \frac{1}{3}n\langle pc\rangle = \frac{1}{3}\frac{E_K}{V}$. Usando el virial (Ec. 21),

$$E_T = E_K + E_G = 0. \quad (28)$$

- Vemos que en el caso relativista, solo es posible eq. hidroestático si la energía total es justo 0, al límite del sistema ligado \Rightarrow el equilibrio es inestable.

.30

Grados internos de libertad

- Cuando hay grados internos de libertad usamos el índice adiabático $\gamma = \frac{C_P}{C_V}$. Si no hay intercambios de calor,

$$dE_K = -PdV, \quad (29)$$

pero de $PV^\gamma = \text{Cte}$, $d(PV) = -(\gamma - 1)PdV$, y

$$dE_K = \frac{1}{\gamma - 1}d(PV), \quad (30)$$

de manera que

$$E_K = \frac{PV}{\gamma - 1}. \quad (31)$$

- Usamos el virial (Ec. 21) para extender el teorema del virial al caso de grados internos de libertad,

$$3(\gamma - 1)E_K + E_G = 0. \quad (32)$$

- Para el gas ideal monatómico, $\gamma = 5/3$, mientras que para el gas ultra-relativista, $\gamma = 4/3$.
- La estrella es ligada solo si $\gamma > 4/3$.

.31

- Ejemplo: el Sol. Con un radio $R_\odot = 7 \times 10^8$ m y $M_\odot = 1.98 \times 10^{30}$ kg, la densidad promedio del Sol es $\langle \rho \rangle = 1.4 \times 10^3$ kg m⁻³. Por lo tanto $\tau_{\text{ff}} = \frac{1}{2}$ h.
- Claramente el Sol está en equilibrio hidrostático. El virial da

$$\langle P \rangle = -\frac{1}{3} \frac{E_G}{V} \sim \frac{GM_\odot^2}{4\pi R_\odot^4} \sim 10^{14} \text{ Pa}. \quad (33)$$

- Usando el gas ideal,

$$\langle P \rangle = \frac{\langle \rho \rangle}{\bar{m}} k T_I, \quad (34)$$

y con $\bar{m} = 0.5 m_H$, $T_I \sim 6 \times 10^6$ K.

.32

3.3 Condiciones de colapso

- Para una esfera, $E_G = -f \frac{GM^2}{R}$, donde $f \sim 1$ y $f = \frac{5}{3}$ para densidad homogénea, y $E_K = \frac{3}{2} N k T$, donde N es el número total de partículas en la esfera.
- La condición para una esfera ligada es $E_T < 0$, o sea $E_K < |E_G|$. El virial impone una condición de colapso más estricta: $2E_K < |E_G|$.
- Entonces una nube esférica colapsará si su masa excede la *masa de Jeans*,

$$M_J = \frac{v}{f} \frac{3kT}{2G\bar{m}} R, \quad (35)$$

donde $v = 2$ para la condición del virial, $v = 1$ para la esfera ligada, $\bar{m} = \mu m_H$ es la masa promedio de las especies que componen la nube (para una nube molecular, $\mu \approx 2.3$).

- Alternativamente, se puede escribir la condición de colapso con una densidad mínima,

$$\rho_J = \frac{v}{f} \frac{3}{4\pi M^2} \left(\frac{3kT}{2G\bar{m}} \right)^3. \quad (36)$$

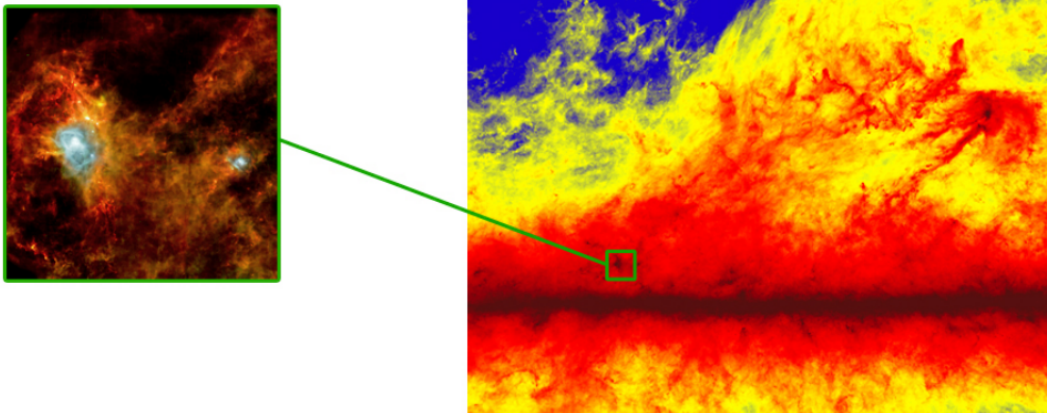
.33



- Por ejemplo, para el Saco de Carbón, $M \sim 10^3 M_{\odot}$, $T \sim 20 K$, y $\rho_J \sim 10^{-22} \text{ kg m}^{-3}$, o sea $n_{\text{H}_2} = 10^5 \text{ m}^{-3}$, correspondiente a lo observado en las regiones mas difusas de la nube.
- Sin embargo, para formar una estrella con $M \sim 1 M_{\odot}$, de Ec. 36 vemos que se necesita una densidad 10^6 veces mas alta.
- ¿Quizás el colapso ocurre primero en gran escala, y luego al subir ρ disminuye el radio de múltiples condensaciones?

.34

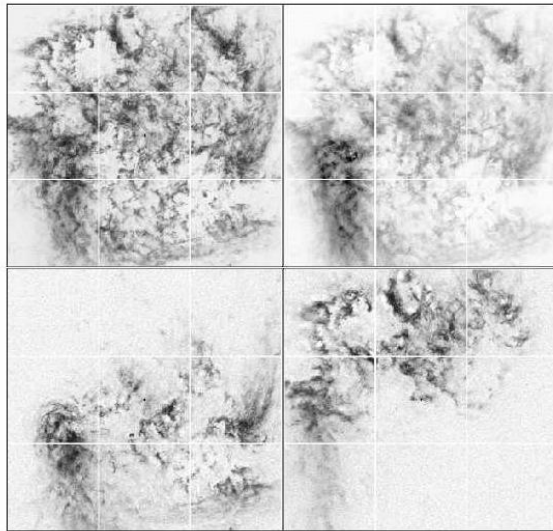
En la naturaleza el concepto de una esfera homogénea auto-gravitante no existe...
Ejemplo de región de formación estelar: Aquila Rift



Izquierda: *Herschel*, derecha: *Planck*

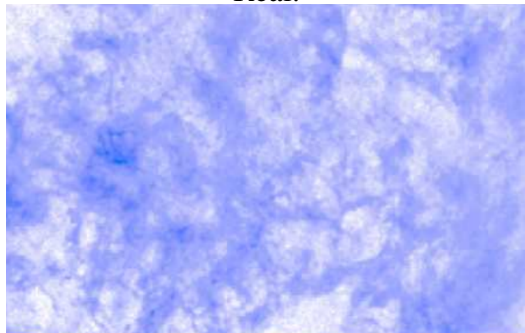
.35

- En realidad el ISM (*the interstellar medium*) es una fractal aleatoria, como lo muestra el análisis fractal de H I 21 cm en LMC (Elmegreen et al. 2001, ApJ, 548, 749).

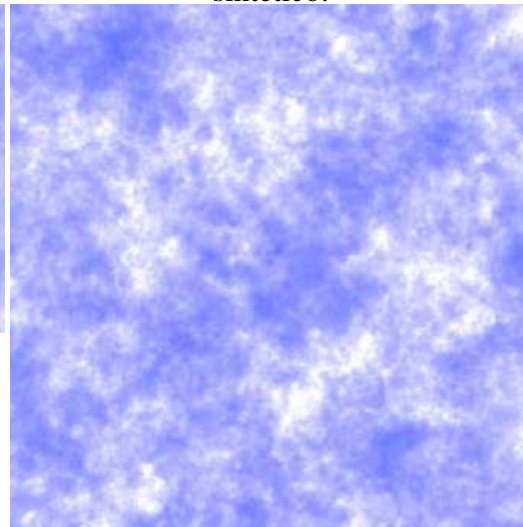


.36

Real:

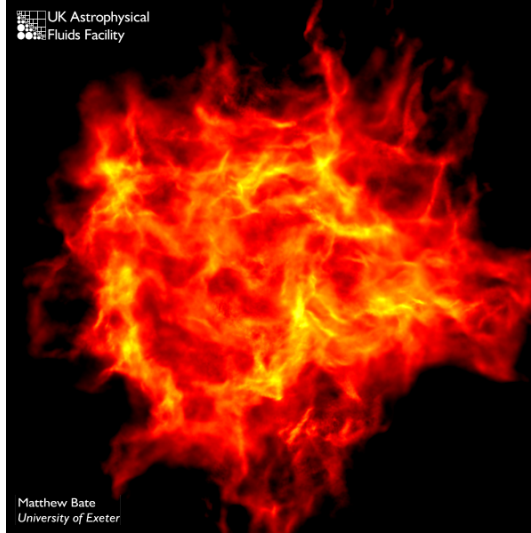


sintético:



.37

- Las simulaciones hidrodinámicas reproducen bien las propiedades generales de las regiones de formación estelar.
- Ver ejemplos en la página de [Matthew Bate](https://www.astro.ex.ac.uk/people/mbate/Cluster/pr.html) <https://www.astro.ex.ac.uk/people/mbate/Cluster/pr.html>



.38

3.4 Contracción protoestelar

- Imaginemos que de alguna manera logramos la densidad crítica para condensar $1 M_{\odot}$, entonces $\Rightarrow \rho_J = 10^{-16} \text{ kg m}^{-3}$, y $R = 10^{15} \text{ m}$, o sea $R \sim 0.1 \text{ pc}$ o $\sim 7000 \text{ au}$.
- Para frenar el colapso y llegar a equilibrio hidrostático, es necesario ionizar la nube a costa de la energía gravitacional inicial:

$$\frac{GM^2}{R_2} - \frac{GM^2}{R_1} \approx \underbrace{\frac{M}{2m_H} \epsilon_{\text{H}_2}}_{\text{disociacion de H}_2} + \underbrace{\frac{M}{m_H} \epsilon_{\text{H}}}_{\text{ionizacion}} \equiv \Delta E_I \quad (37)$$

- Si $M = 1 M_{\odot}$, $\Delta E_I \sim 3 \times 10^{39} \text{ J}$, y si $R_1 \sim 0.1 \text{ pc}$ eso corresponde a $R_2 \sim 10^{11} \text{ m}$, o sea $R_2 \sim 1 \text{ au}$ o $R_2 \sim 100 R_{\odot}$.
- Este colapso inicial sucedería en el tiempo t_{ff} correspondiente a $\rho_J = 10^{-16} \text{ kg m}^{-3}$, o sea $t_{\text{ff}} \sim 20\,000 \text{ yr}$.

.39

- Al momento de establecer equilibrio hidrostático, tenemos

$$E_G \approx -\frac{GM^2}{R_2} \sim -\Delta E_I. \quad (38)$$

- Además, $E_K = \frac{3}{2} N_p T + \frac{3}{2} N_e T = \frac{M}{m_H} 3kT$.
- Con el teorema del virial, $2E_K + E_G = 0$, o sea $2 \frac{M}{m_H} 3kT - \left(\frac{M}{2m_H} \epsilon_{\text{H}_2} + \frac{M}{m_H} \epsilon_{\text{H}} \right) = 0$, y

$$kT \sim \frac{1}{12} (\epsilon_{\text{H}_2} + 2\epsilon_{\text{H}}) \sim 2.6 \text{ eV}, \quad (39)$$

y $T \sim 30000 \text{ K}$.

- Esta temperatura media es independiente de la masa de la protoestrella, y calza con la Ec. de Saha para ionizar colisionalmente H I.

.40

- La contracción ulterior, para pasar de un radio proto-estelar de $R_\star \sim 100 R_\odot$ a $1 R_\odot$, sucede en la escala de tiempo de Kelvin-Helmholtz τ_{KH} . Las pérdidas radiativas por la superficie son el único sumidero de energía:

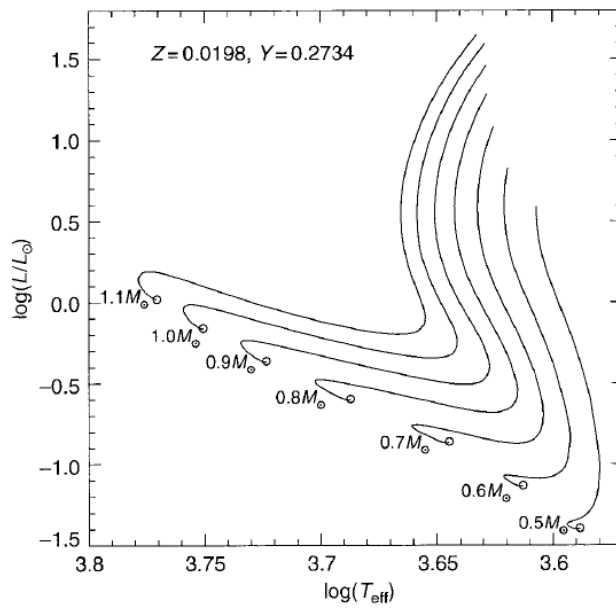
$$\frac{dE_T}{dt} = \frac{dE_G}{dt} \approx \frac{E_G}{\tau_{\text{KH}}} = -4\pi R_\star^2 \sigma T^4, \quad (40)$$

o sea

$$\tau_{\text{KH}} \sim -\frac{E_G}{4\pi R_\star^2 \sigma T^4} \sim 10^7 \text{ yr} \quad (41)$$

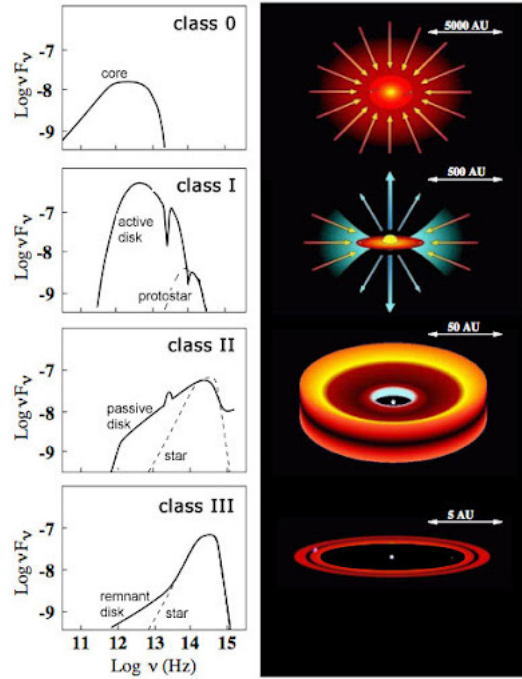
.41

- Contracción protoestelar: Hayashi tracks.

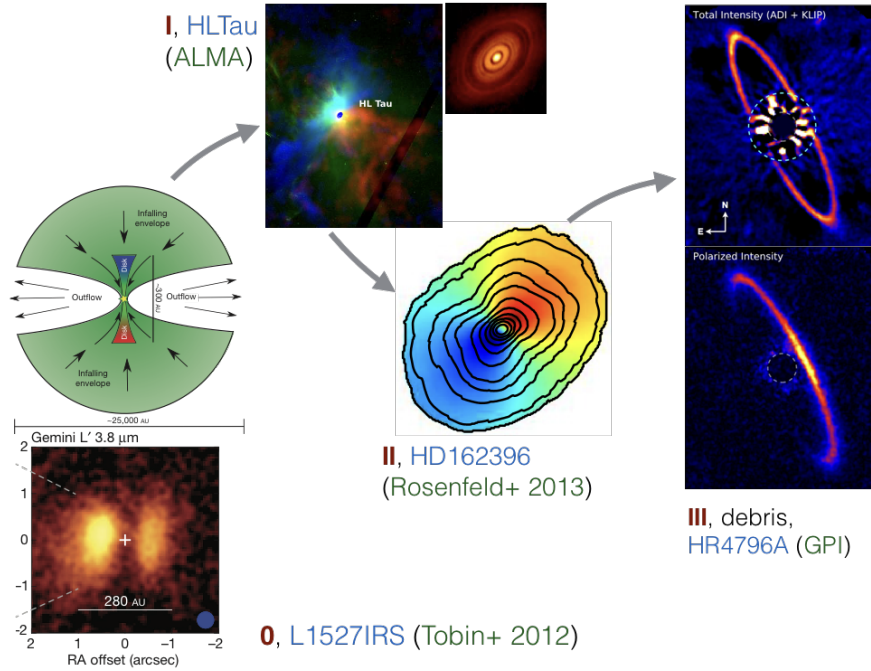


.42

En la práctica el proceso de formación estelar ocurre a través de un disco circunestelar o “protoplanetario”

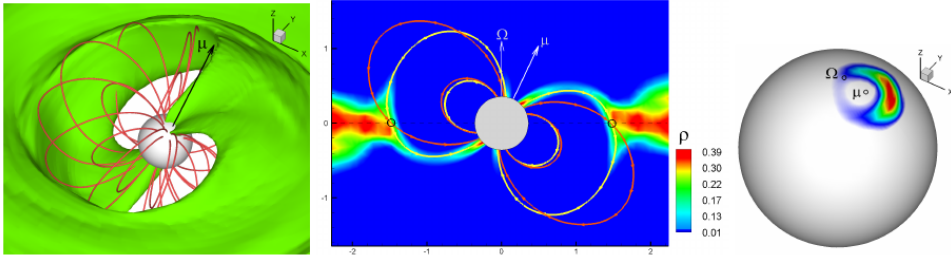


.43

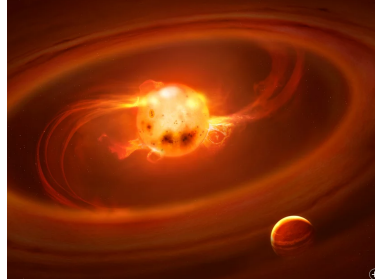


.44

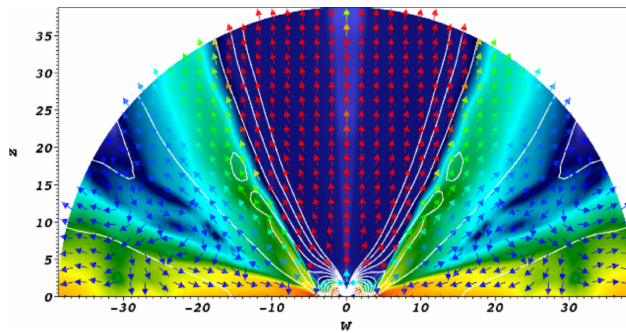
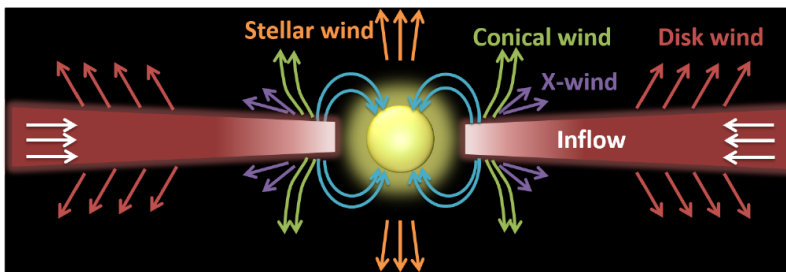
- Zoom en el proceso de acreción de masa sobre la estrella: “Magnetospheric accretion” (Romanova & Owocki 2016, <https://arxiv.org/pdf/1605.04979.pdf>)



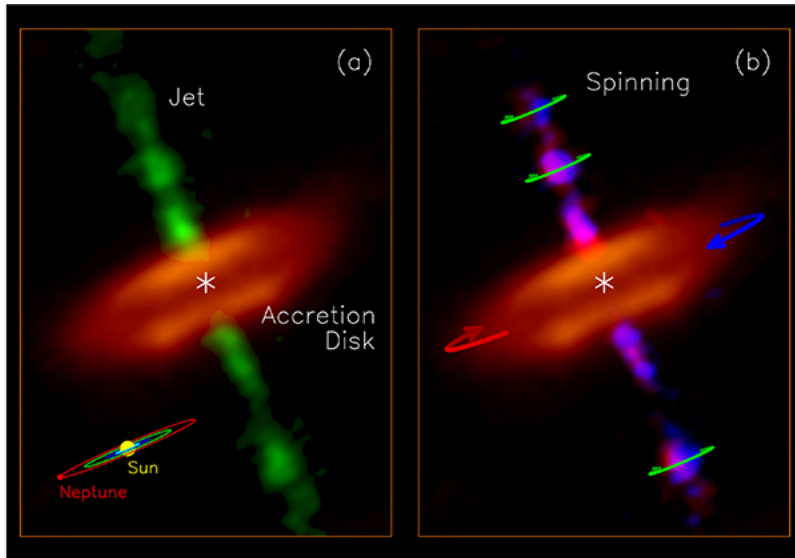
Versión artística:



- El mismo modelo de acreción también propone un mecanismo de aceleración del viento estelar.



- Ejemplo: H 212 en Orion, SiO(8-7) [ALMA press release](#)



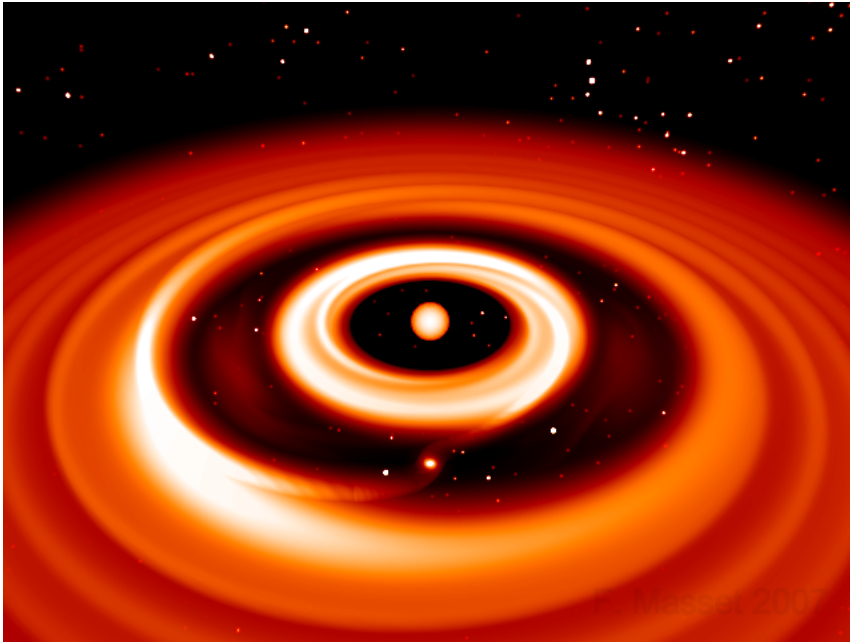
.47

- Imagen IR del mismo jet (credit: ESO).

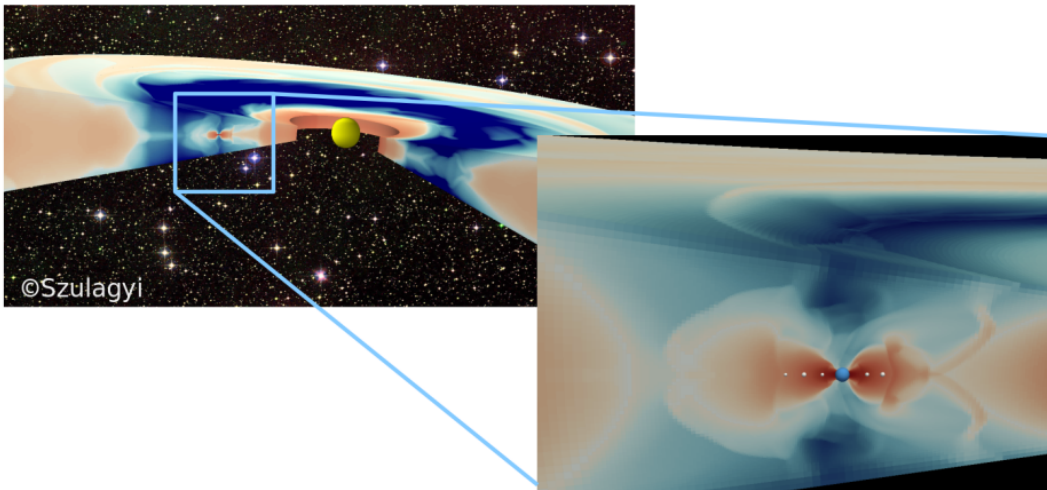


.48

- Zoom en el proceso de formación planetaria:



.49



.50