

La formación de estrellas y discos protoplanetarios

Susana Lizano

Centro de Radioastronomía y Astrofísica, UNAM

Colaboradores:

Frank Shu & Pat Diamond, *UCSD*

Daniele Galli, *Osservatorio di Arcetri*

Al Glassgold, *UCB*

Resumen

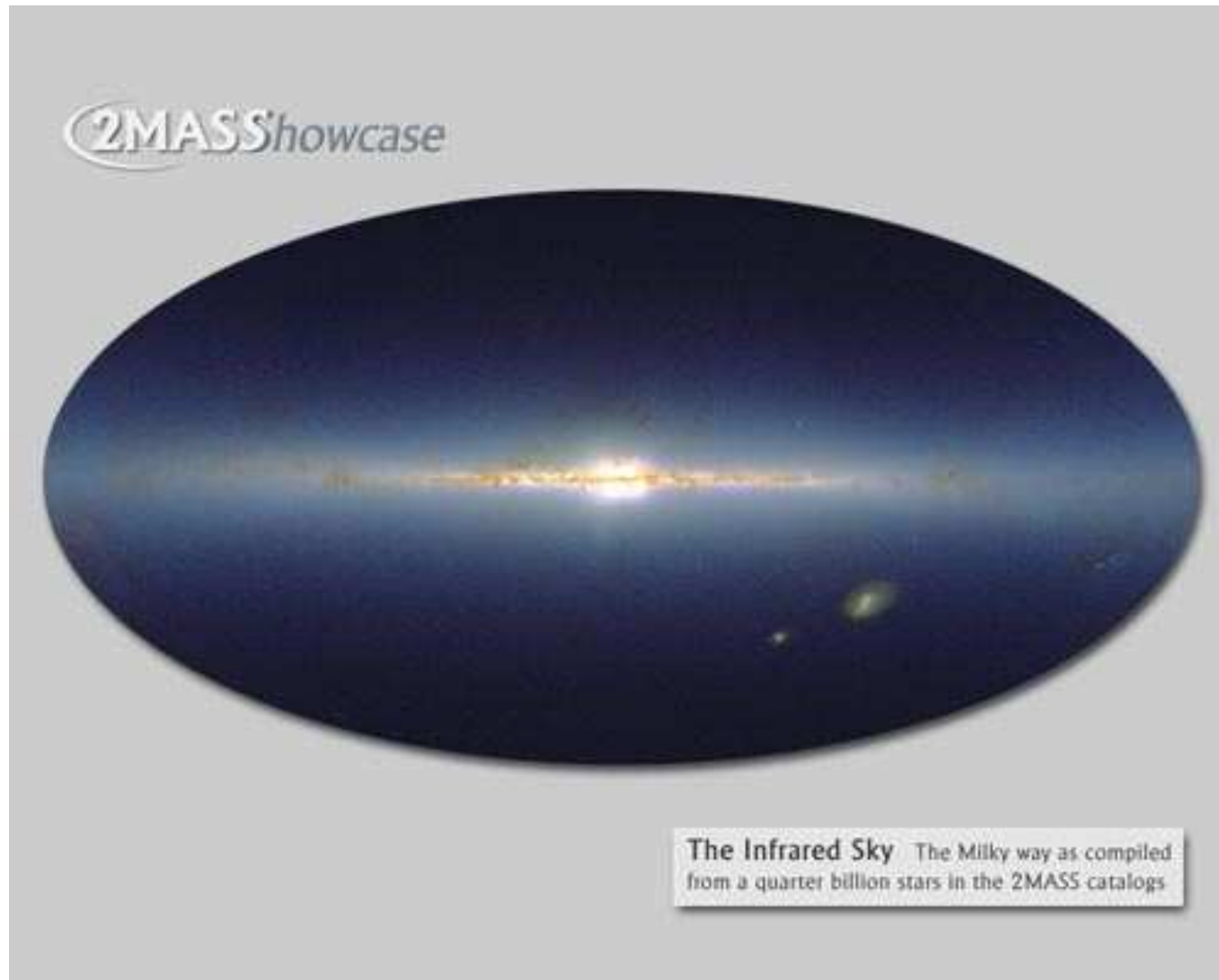
- Introducción sobre el proceso de formación de estrellas en nuestra galaxia.
- Colapso gravitacional de núcleos densos en nubes moleculares magnetizadas isotérmicas y con rotación que da lugar a la formación de estrellas y discos protoplanetarios.
- Estructura de discos protoplanetarios que han arrastrado consigo el campo magnético de la nube materna durante su formación.

Whirlpool Galaxy · M51



Hubble
Heritage

Galaxia espiral M51.



La Via Láctea: mapa hecho con 500 millones de estrellas.

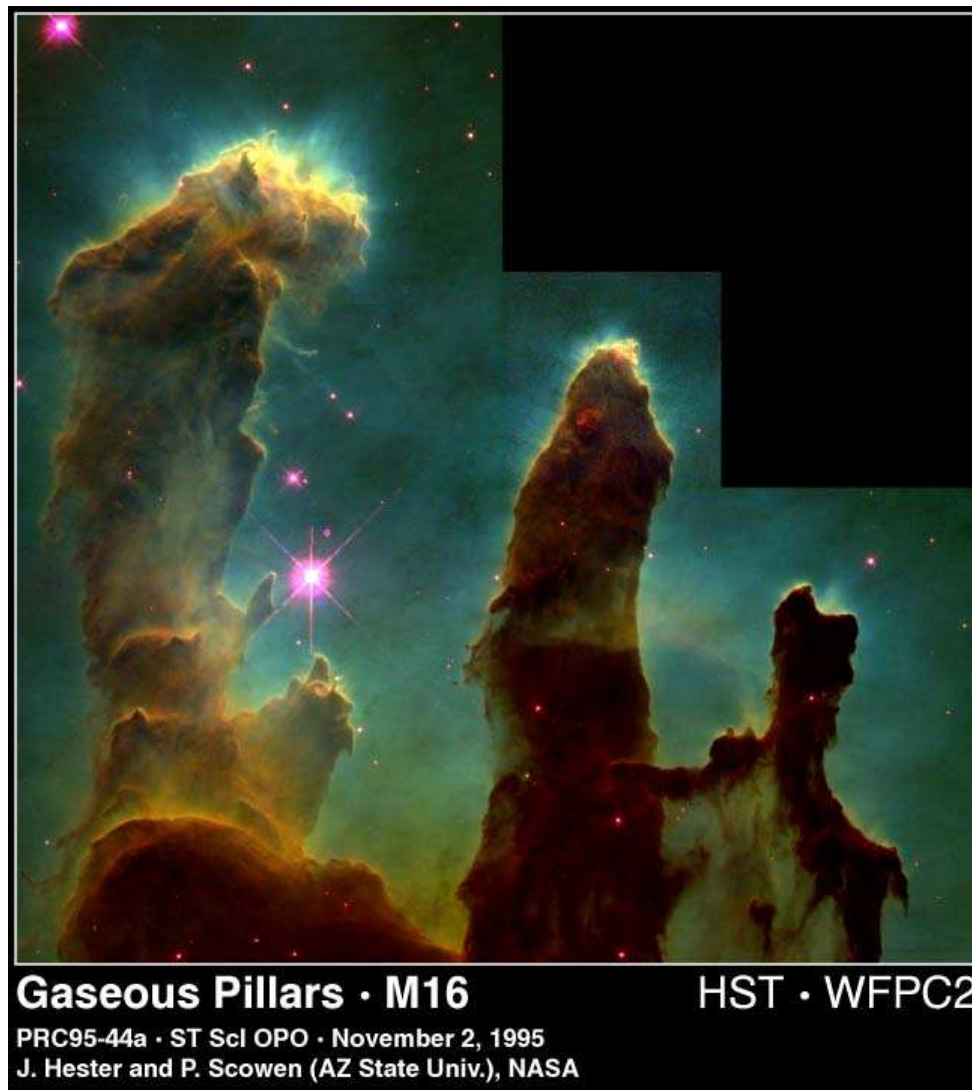
Horsehead Nebula



Hubble
Heritage

NASA, ESA, and The Hubble Heritage Team (STScI/AURA) • Hubble Space Telescope WFPC2 • STScI-PRC01-12

Nebulosa del Caballo.



Gaseous Pillars • M16

HST • WFPC2

PRC95-44a • ST ScI OPO • November 2, 1995
J. Hester and P. Scowen (AZ State Univ.), NASA

Pilares en M16.

Nubes moleculares gigantes

- $M_{\text{NMG}} \sim 2 - 3 \times 10^5 M_{\odot}$,
- $L \sim$ decenas de pc ($1 \text{ pc} = 3.08 \times 10^{18} \text{ cm}$),
- $\bar{n}_{H_2} \sim 200 - 300 \text{ cm}^{-3}$,
- $T \leq 10 \text{ K}$, sin estrellas masivas,
- $T \geq 50 - 100 \text{ K}$ con estrellas masivas
- Composición: H_2 . Por bajas temperaturas lo que se observa son transiciones rotacionales (radio) de moléculas trazadoras: CO, NH_3 o CS.
- Las líneas de emisión moleculares tienen anchos supersónicos $\Delta v \sim 2 - 4 \text{ km s}^{-1}$.

Núcleos densos

Las nubes moleculares gigantes son inhomogéneas. Están compuestas de nubes moleculares más pequeñas con

- $M_{\text{NM}} \sim 10^3 - 10^4 M_{\odot}$; $L \sim 2 - 5 \text{ pc}$; $n_{H_2} \sim 1000 \text{ cm}^{-3}$.

Dentro de estas nubes hay núcleos densos con

- $l \sim 0.1 \text{ pc}$;
- $\bar{n}_{H_2} > 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$;
- $M_n \sim 1 - 3 M_{\odot}$;
- $\Delta v_{\text{no-térmico}} \sim 40\% - 50\% \text{ a.}$

Estos núcleos densos son las cunas de las estrellas de baja masa.

Campo magnético

Se observa $B_{||} \sim 20 - 130 \mu\text{G}$ con desdoblamiento Zeeman de OH. Estos campos magnéticos son suficientemente fuertes para dar soporte a la nube molecular en contra de su autogravedad y es difícil deshacerse de ellos.

- *Frenado magnético*: a medida que la nube se condensa las líneas de $\vec{B}$ se tuercen y generan ondas torsionales de Alfvén que se llevan el $\vec{l} \rightarrow$ el núcleo denso corrota con la nube.
- *Movimientos no-térmicos observados*: pueden ser ondas magnetohidrodinámicas.

Difusión ambipolar de $\vec{B}$

En la escala de la nube, el tiempo de disipación ohmica es muy largo, por lo que el campo está congelado en el plasma ionizado

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{u}_i) = 0.$$

Sin embargo, la fracción de ionización en las nubes moleculares es muy pequeña, $x_i \equiv \frac{n_e}{n_n} \sim 10^{-7} (\frac{n_n}{10^4})^{-1/2}$. Los iones sienten la fuerza de Lorentz y colisionan con un mar de partículas neutras $\Rightarrow$ se establece una velocidad de deriva,

$$\mathbf{v}_d = \mathbf{u}_i - \mathbf{u}_n = \frac{1}{4\pi\gamma\rho_n\rho_i} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}.$$

En nubes moleculares, $v_d/v_A \sim 0.03$, where $v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}} \sim 2 \text{ km s}^{-1}$.

Reescribiendo la ecuación de evolución de $\mathbf{B}$ como

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{u}_n) = -\nabla \times \left(\frac{\mathbf{B}}{4\pi\gamma\rho_n\rho_i} \times [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] \right),$$

$\Rightarrow \mathbf{B}$ se difunde respecto a la materia neutra: *difusión ambipolar*.

El flujo magnético se redistribuye, la nube pierde localmente el soporte magnético y se condensan núcleos densos. Estos núcleos se colapsan gravitacionalmente para formar estrellas.

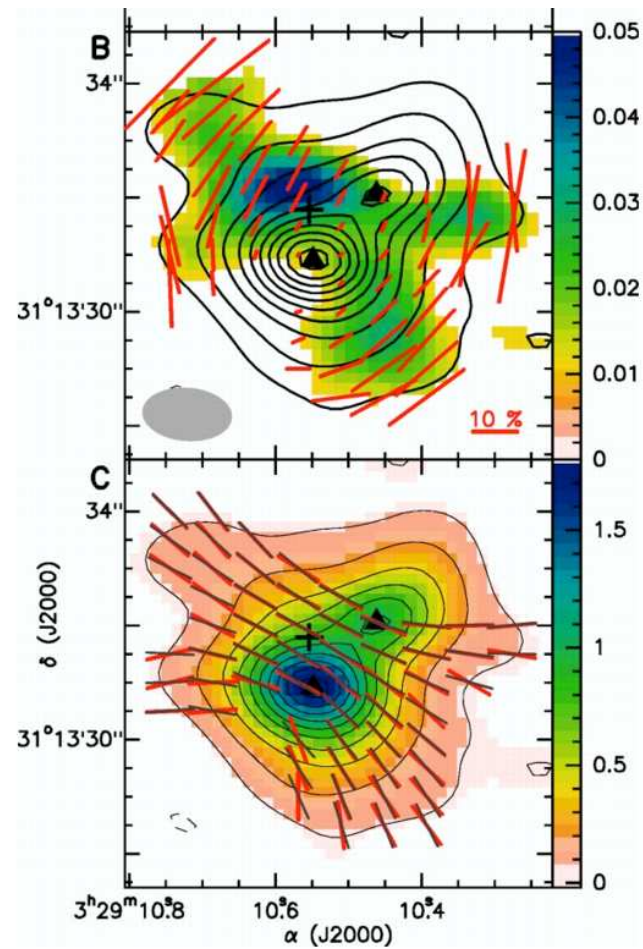
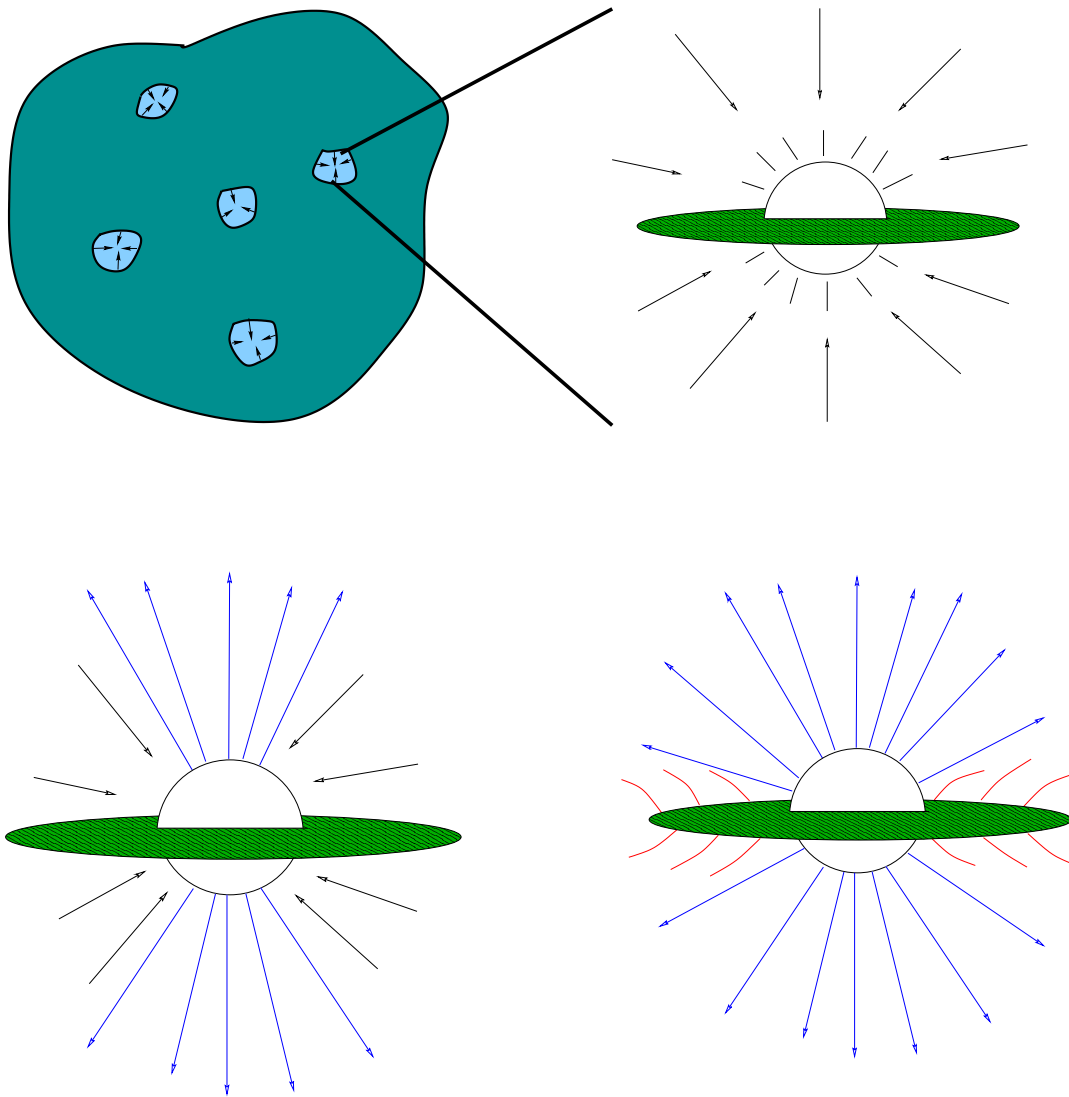


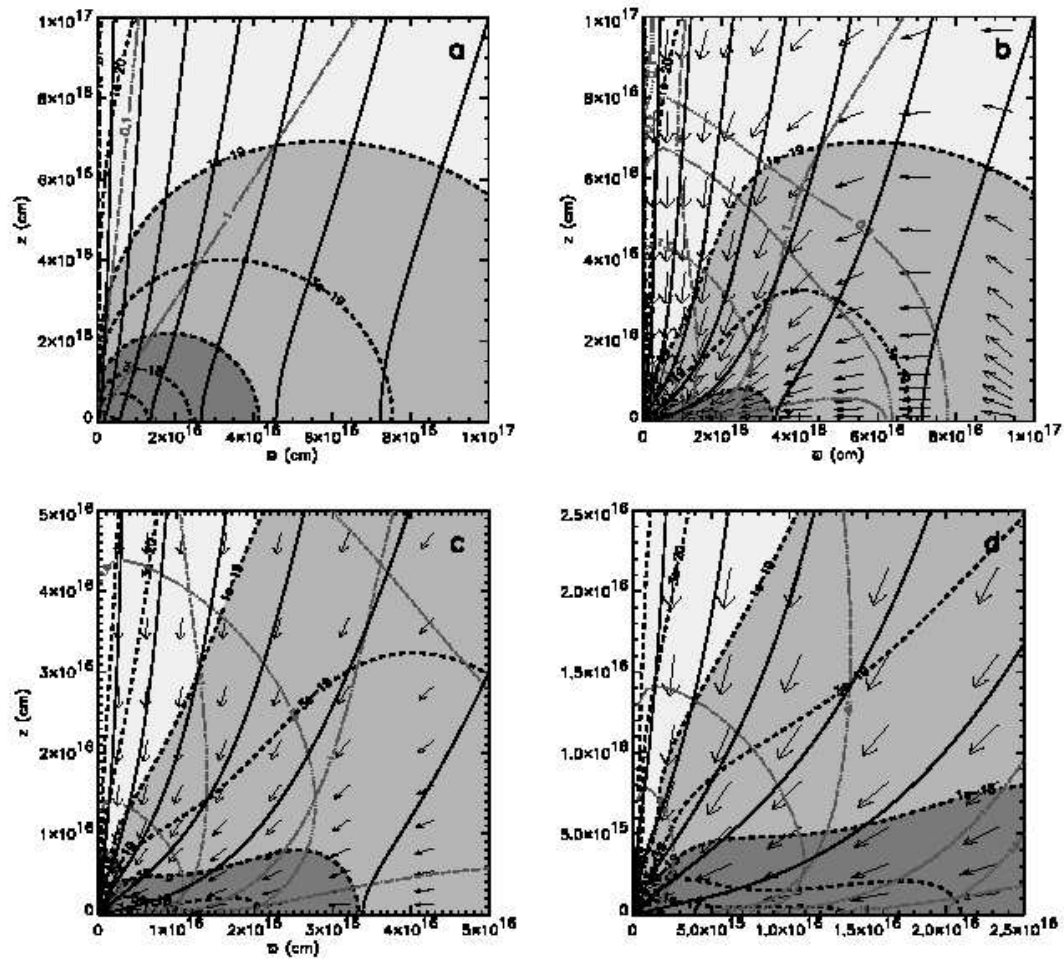
Figure 1: Forma de reloj de arena del campo magnético hacia NGC 1333 IRAS 4A (Girart et al. 2006)



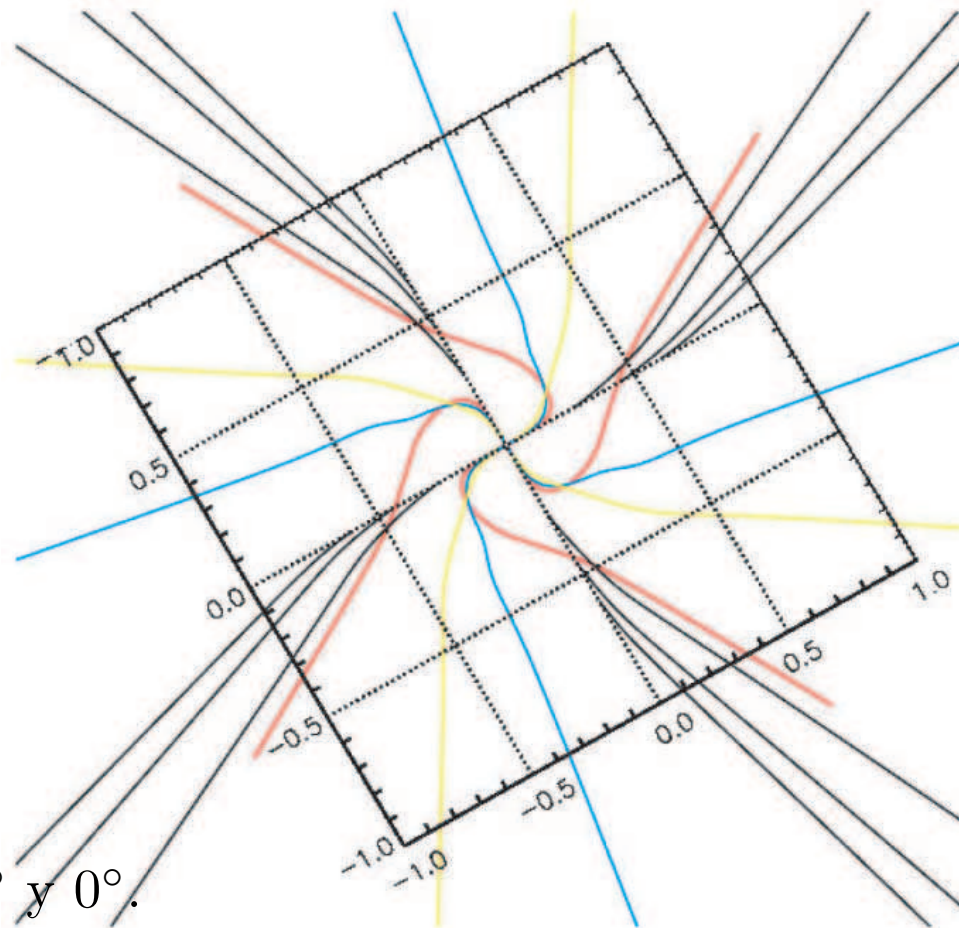
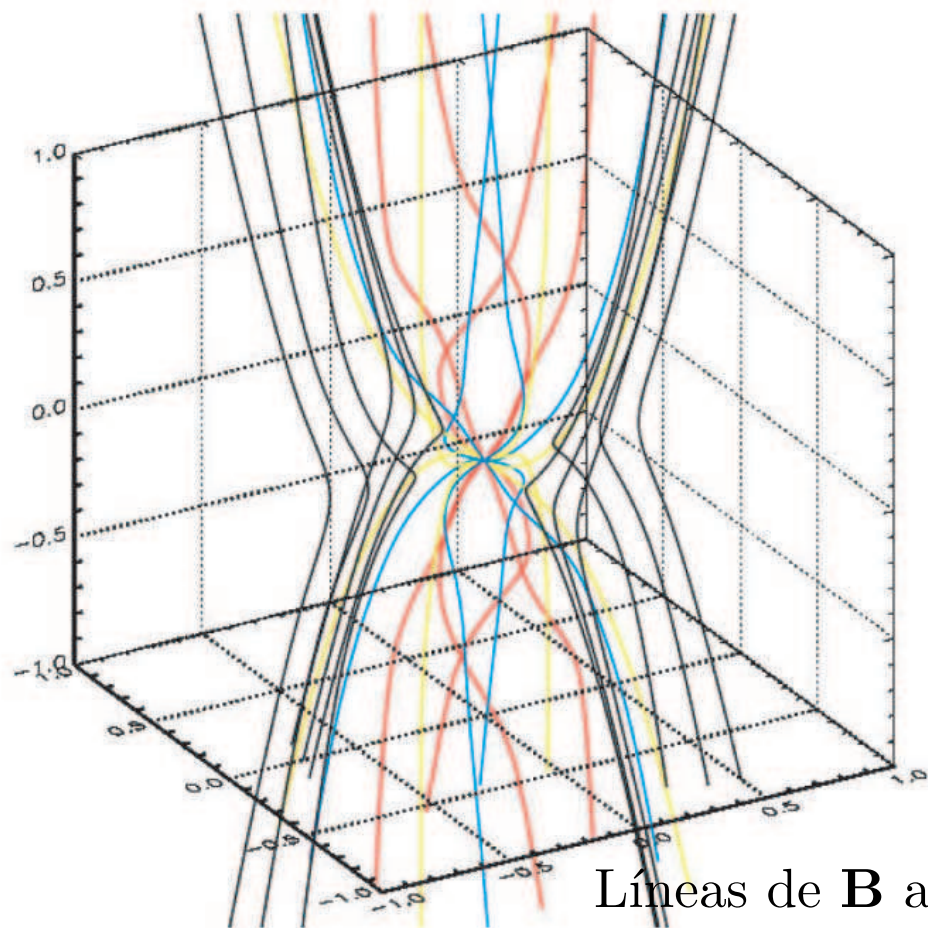
Formación de estrellas de baja masa.

Colapso gravitacional de núcleos densos

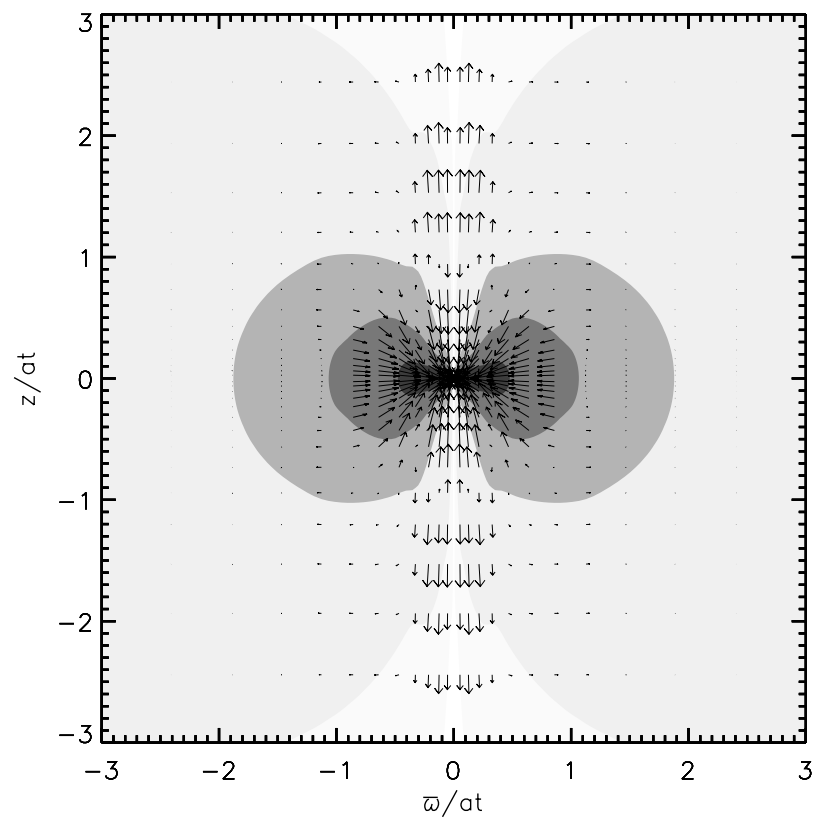
- Allen, Shu & Li 2003 estudiaron el colapso de núcleos densos isotérmicas con $\mathbf{B}$ y u_φ , resultado de una fase cuasiestática de condensación de los núcleos densos ($t = 0$).
- El colapso empieza por el centro y se propaga hacia afuera en forma autosimilar.
- En la región interna dominada por $\mathbf{B}$ el gas se desliza a lo largo de líneas de campo y forma un “pseudodisco” en el ecuador que no está en equilibrio por lo que se colapsa radialmente hacia el centro.



a) $t = 0$; b) 10^5 años; c) y d) zona central de b).



Líneas de $\mathbf{B}$ a 60° y 0° .
Colores: “monopolo partido”.



Flujo lento que se lleva el momento angular.

Problemas de MHD ideal

Si el el flujo magnético se conserva durante todo el proceso de colapso gravitacional para formar estrellas, existen 2 problemas importantes:

I. El problema del flujo magnético

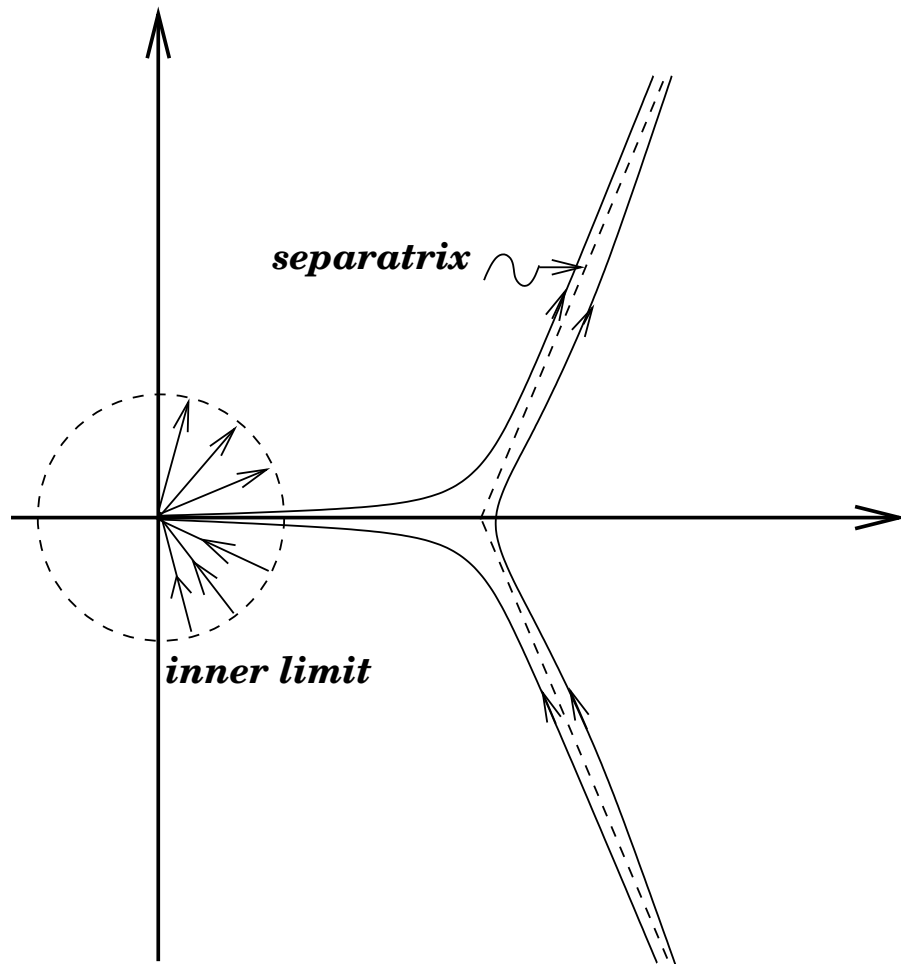
Si $\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{A}$ se conserva $\Rightarrow \pi r_n^2 B_n = \pi r_\star^2 B_\star$.

En los núcleos densos, $r_n \sim 0.05$ pc y $B \sim 30 \mu\text{Gauss}$, $\Rightarrow$

$$B_\star = B_n \left(\frac{r_n}{r_\star} \right)^2 \sim 10 \text{ MegaGauss!}$$

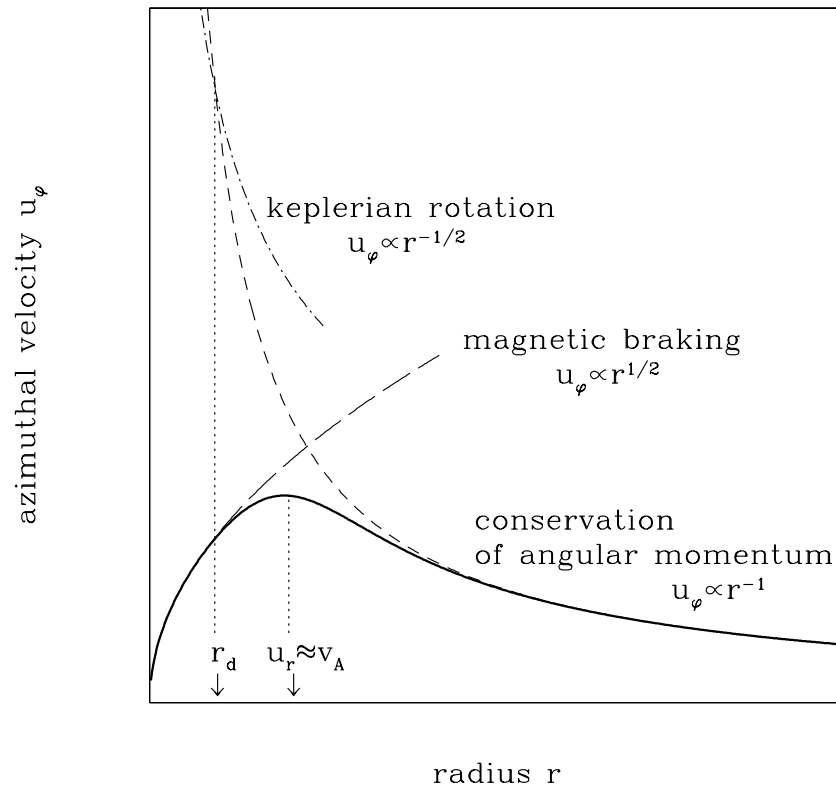
Las estrellas jóvenes tienen $B \sim \text{KGauss}$.

II. El problema del frenado magnético

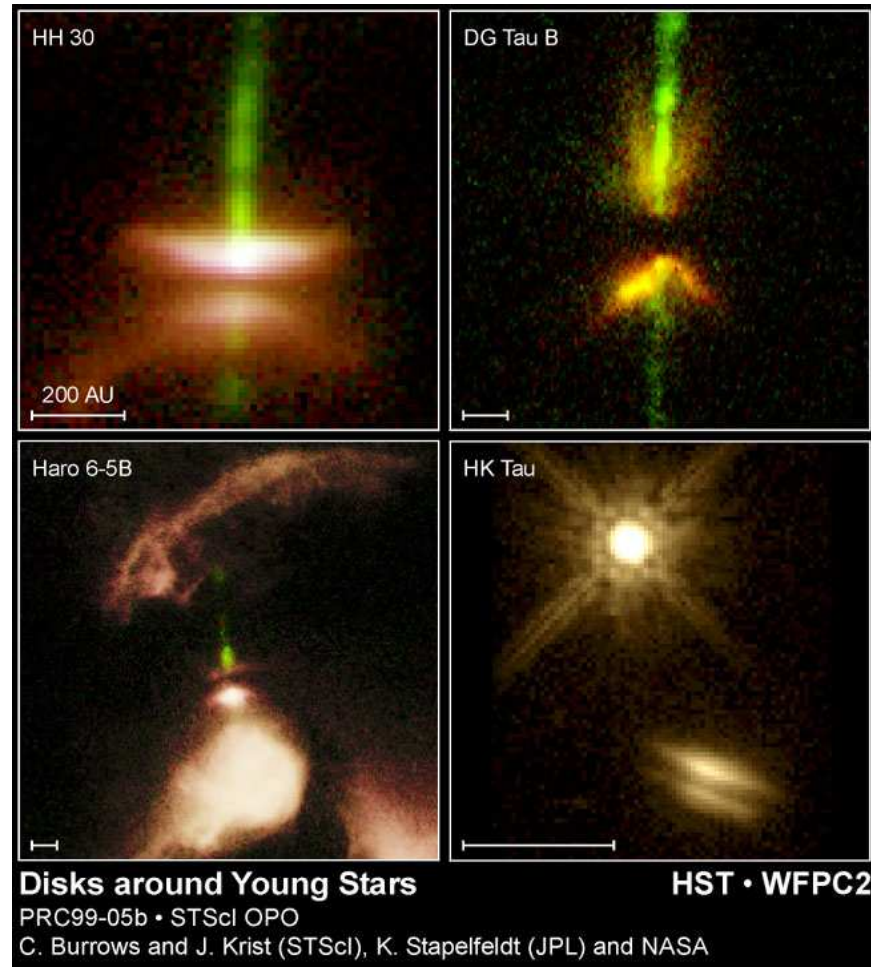


En el centro se forma un “monopolo partido” con un campo magnético muy fuerte que transporta eficientemente momento angular hacia la envolvente que rota lentamente.

B: “monopolo partido”



Por el frenado magnético tan intenso, la velocidad de rotación decrece como $r^{1/2} \Rightarrow$ en MHD ideal **no se forma un disco kepleriano con $u_\phi \propto r^{-1/2}$** (Galli et al. 2006).



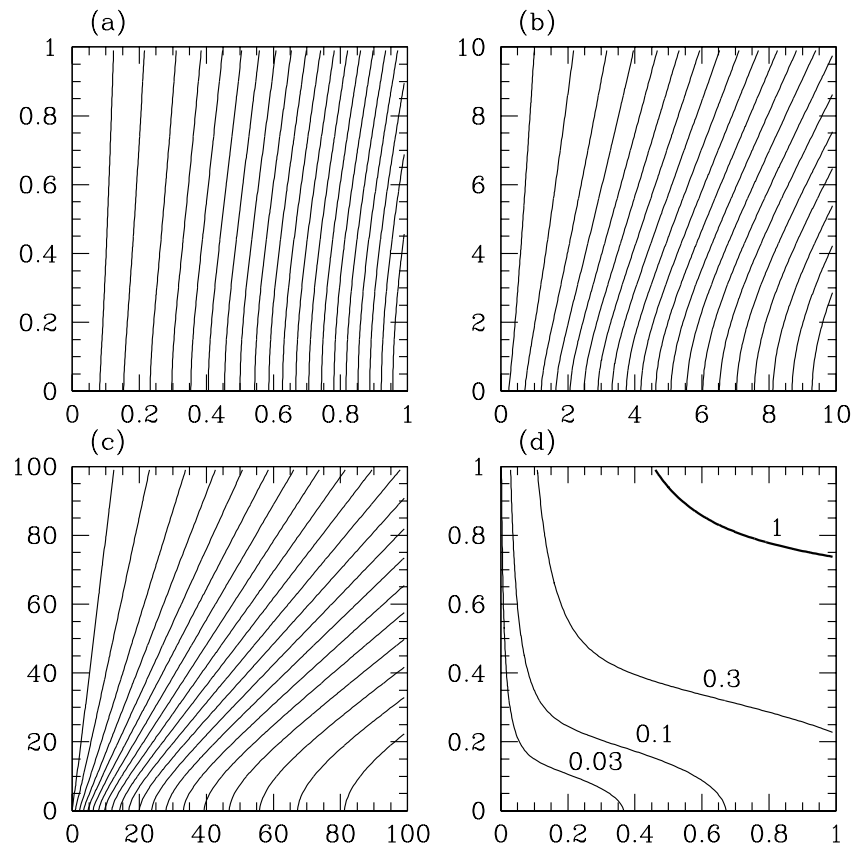
La formación de estos discos protoplanetarios requiere de la disipación de **B**.

Disipación de $\mathbf{B}$

A altas densidades la fracción de ionización, x_i , baja aun más. Los granos se vuelven los principales portadores de carga y no alcanzan a dar vuelta alrededor de la líneas de campo antes de colisionar con partículas del gas por lo que el campo se desacopla de la materia ionizada $\Rightarrow$ disipación ohmica.

Al perderse $\mathbf{B}$ se debilita el frenado magnético $\rightarrow$ el material que espiralea hacia el centro va a girar más rápido hasta formar un disco centrífugo.

Colapso gravitacional + disipación ohmica

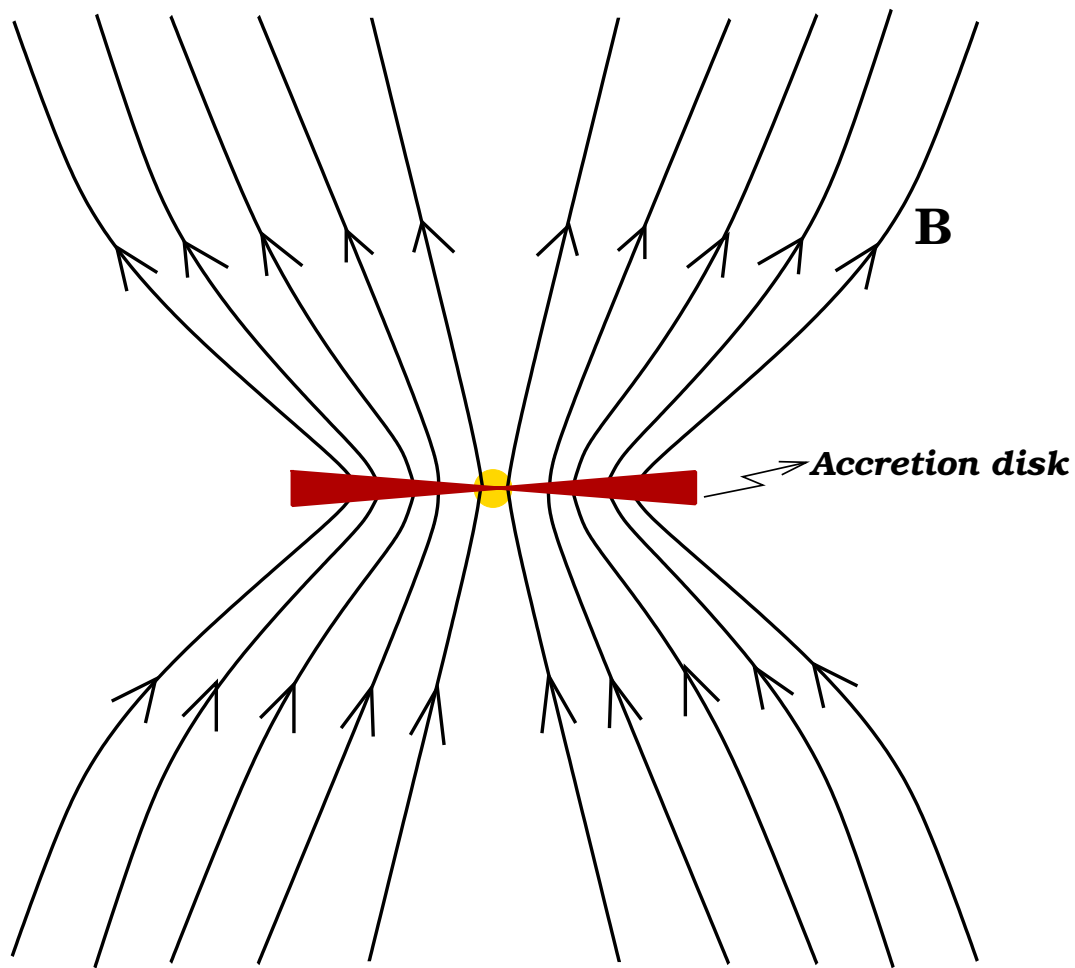


Flujo magnético a diferentes escalas (Shu et al. 2006).

Discos de acreción

Debido a la disipación ohmica y la difución ambipolar, se pierde flujo magnético de las regiones internas de los núcleos densos durante las fases finales del colapso gravitacional. Por la conservación de momento angular, se forma un disco en torno a la estrella central. Procesos viscosos en el disco hacen que el material acrete hacia la estrella y el momento angular se vaya hacia afuera. Además, $\mathbf{B}$ se difunde hacia afuera por la resistividad.

Como resultado de la evolución viscosa y resistiva, $M_d \ll M_*$, y el momento angular, $\mathbf{l}$, y el flujo magnético, Φ , terminan en el disco $\Rightarrow$ los discos de protoplanetarios deben de estar fuertemente magnetizados.



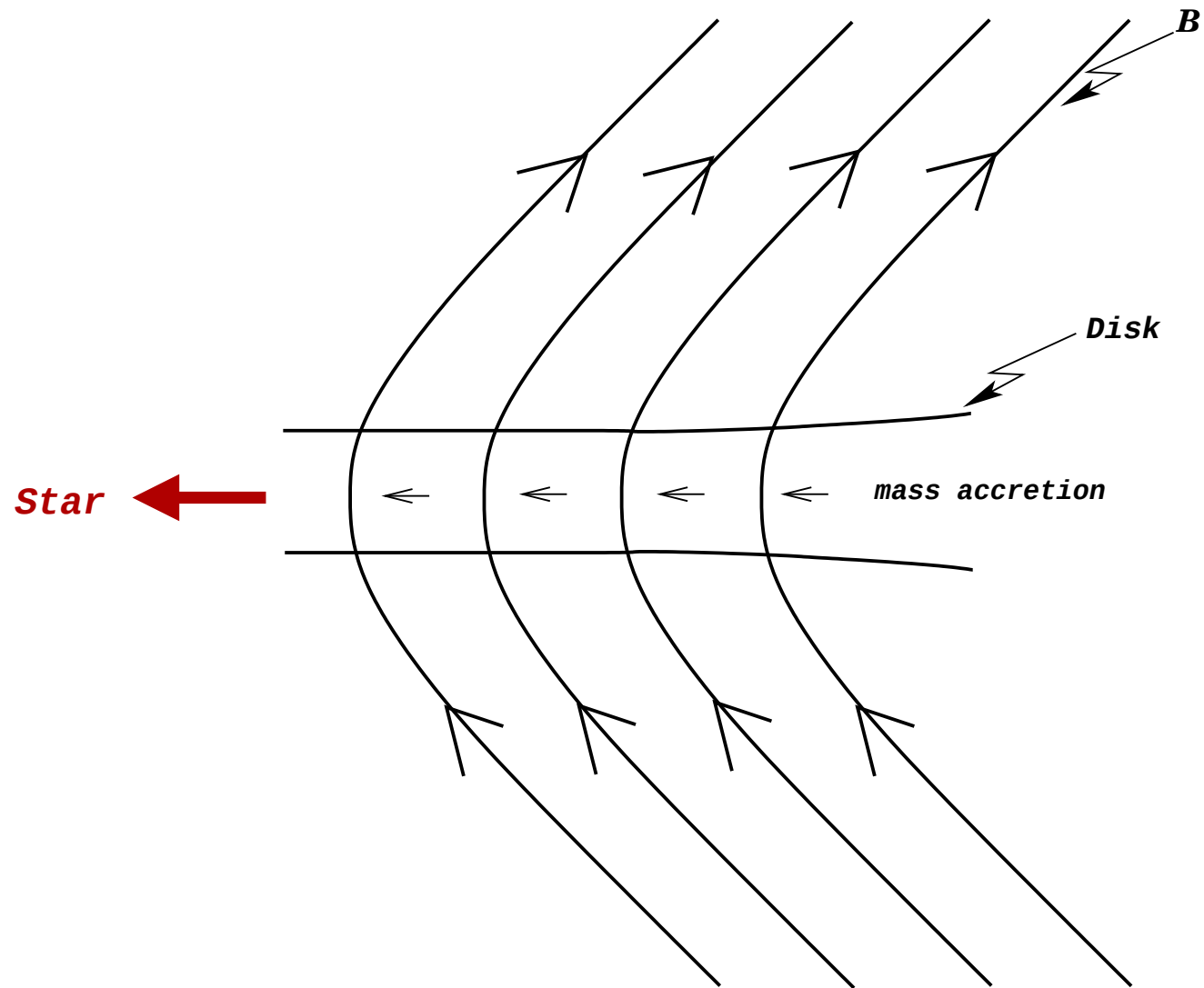
Campo magnético que permea el disco de acreción.

Existen 2 procesos difusivos en el sistema:

- “torcas viscosas” ejercidas por estreses turbulentos y magnéticos;
- redistribución “resistiva” de masa con respecto al flujo magnético debido a la conducción imperfecta (disipación ohmica, difusión ambipolar).

En estado estacionario, el arrastre de líneas de campo por la acreción está balanceado por el movimiento hacia afuera debido a la difusión magnética (Lubow, Papaloizou & Pringle 1994). La tensión magnética $\Rightarrow$ rotación sub-kepleriana del disco (Shu et al. 2007).

Geometría



Discos de acreción delgados: estado estacionario

Ecuación de continuidad

$$\varpi \Sigma u = -\frac{\dot{M}_d}{2\pi}.$$

Balance radial de fuerza

$$\varpi \Omega^2 = -\frac{B_z B_{\varpi}^+}{2\pi \Sigma} + \frac{GM_*}{\varpi^2},$$

donde la autogravedad del disco y las presiones térmica y magnética se han ignorado. La aceleración debida a la tensión magnética es

$$B_{\varpi}^+ = \int_0^{\infty} K_0 \left(\frac{r}{\varpi} \right) B_z(r, t) \frac{r dr}{\varpi^2},$$

que toma en cuenta el campo magnético del vacío fuera del disco; K_0 es el kernel de gravedad de un disco delgado (e.g., Shu et al. 2004).

Ecuación de torca debida a estreses viscosos (ν)

$$\dot{M}_d \varpi^2 \Omega = -2\pi \varpi^2 \Sigma \nu \varpi \frac{d\Omega}{d\varpi}.$$

Ecuación de inducción para B_z con resistividad finita, η

$$B_z u = -\frac{\eta B_{\varpi}^+}{z_0},$$

en donde z_0 es la mitad del ancho del disco.

Como

$$u = -\frac{\dot{M}_d}{2\pi \varpi \Sigma} = -\frac{\nu}{\varpi} \left(\frac{\varpi}{\Omega} \frac{d\Omega}{d\varpi} \right),$$

la consistencia entre ambas tasas de acreción implica

$$\frac{B_{\varpi}^+}{B_z} = \alpha^2(\varpi) \equiv -\frac{\nu}{\eta} \frac{z_0}{\varpi} \left(\frac{\varpi}{\Omega} \frac{d\Omega}{d\varpi} \right).$$

Solución analítica

El soporte parcial que provee la tensión magnética contra la gravedad estelar, $\Rightarrow$ **rotación sub-kepleriana**

$$\Omega = \textcolor{red}{f} \left(\frac{GM_*}{\varpi^3} \right)^{1/2}, \quad \text{with} \quad f < 1.$$

Para una densidad superficial

$$\Sigma = C\varpi^{-2\ell},$$

α^2 es una constante positiva adimensional

$$\alpha^2 \equiv -\frac{z_0\nu}{\varpi\eta} \left(\frac{\varpi}{\Omega} \frac{d\Omega}{d\varpi} \right) = \textcolor{blue}{I}_\ell = \int_0^\infty K_0(\xi)\xi^{-l}d\xi.$$

Que α sea constante implica 2 cosas:

$$\frac{\eta}{\nu} = \frac{3}{2I_\ell} \left(\frac{z_0}{\varpi} \right) \ll 1 \quad \text{y} \quad B_\varpi^+ = \textcolor{blue}{I}_\ell B_z.$$

Viscosidad en discos de acreción

En los discos de acreción, la fuerza de fricción entre capas radialmente adyacentes que se mueven a diferentes velocidades causa la acreción de material hacia la estrella central y el transporte de momento angular hacia afuera. Sin embargo, la viscosidad molecular es demasiado baja para explicar los tamaños de los discos y las tasas de acreción observadas.

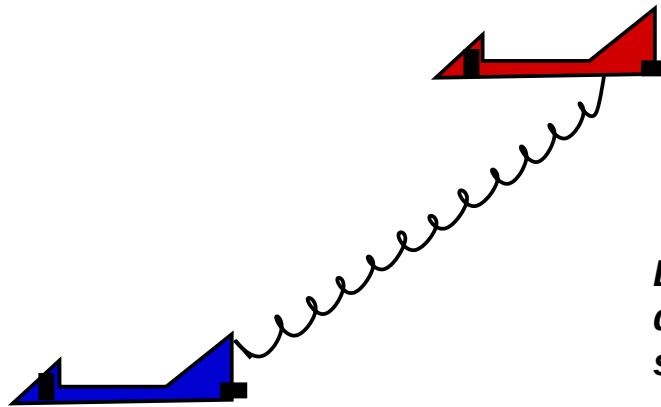
Por ejemplo, un disco con $R = 1\text{AU}$, tiene un tiempo de evolución $\tau = R^2/\nu_m \sim 10^{11}$ años ! En contraste, se estima que los discos alrededor de estrellas jóvenes con masas como el Sol, duran sólo millones de años.

La viscosidad MRI ([Balbus & Hawley 1991](#)) se debe a la torca producida por el estiramiento de $\mathbf{B}$ por la rotación diferencial. Se requiere que $d\Omega^2/dr < 0$.

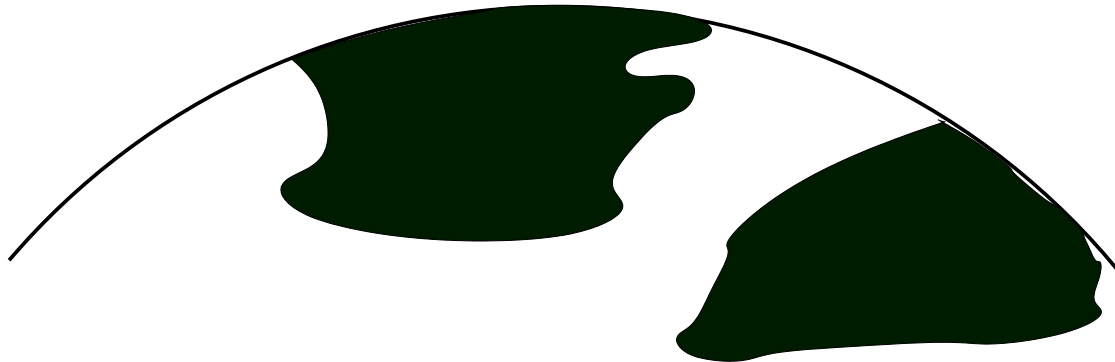
Momento angular mayor => velocidad angular menor

$$l \sim r^{1/2}$$

$$\Omega \sim r^{-3/2}$$



El resorte transfiere l del cohete inferior al superior

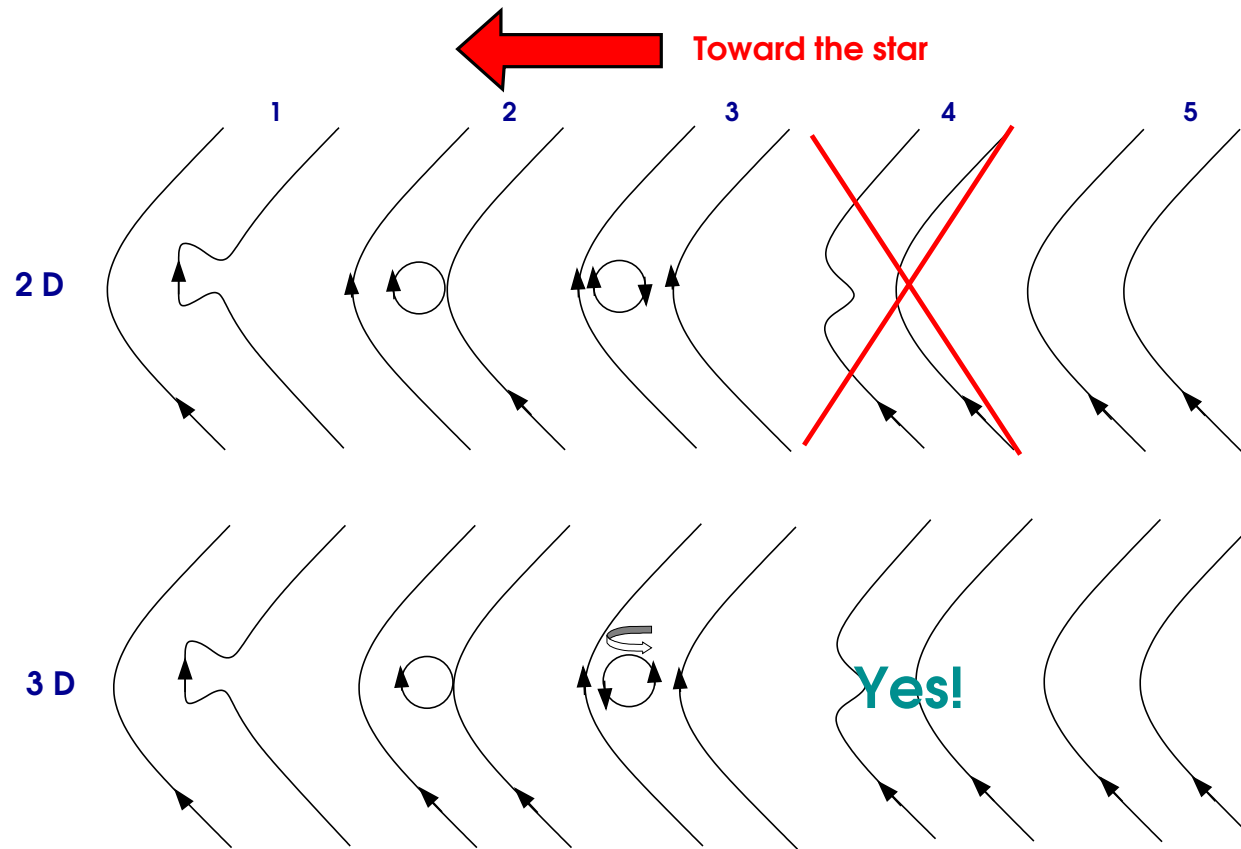


Viscosidad magnetorotacional (MRI)

Consideren un elemento de fluido que se desplaza hacia afuera en un disco permeado por un campo magnético vertical. El campo magnético trata de enforzar la corrotación (oponiéndose a ser torcido) y trata de regresar al elemento a su posición original (oponiéndose a ser estirado). El primer proceso es la base de la inestabilidad: el campo magnético hace que el elemento rote demasiado rápido para su nueva posición radial y el exceso de fuerza centrífuga lo mueve aun más hacia afuera. Para longitudes de onda suficientemente grandes, esta desestabilización gana.

Argumentos de capas de mezcla muestran que la viscosidad asociada a la MRI tiene la forma

$$\nu = D \frac{B_z^2 z_0}{2\pi \Sigma \Omega}.$$



Din'amica de loops $\Rightarrow \quad \eta = F \left(\frac{B_{\varpi}^+ B_z z_0}{2\pi \Sigma \Omega} \right) \left(-\frac{z_0}{\Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial \varpi} \right) \propto \left(\frac{z_0}{\varpi} \right) \nu$

Modelo del disco magnetizado

$$\Omega = f \left(\frac{GM_*}{\varpi^3} \right)^{1/2},$$

$$B_z = \left(\frac{2f}{3DA(\varpi)} \right)^{1/2} \left(\frac{GM_* \dot{M}_d^2}{\varpi^3} \right)^{1/4}$$

$$\Sigma = \frac{f}{1-f^2} \left(\frac{I_l}{3\pi DA(\varpi)} \right) \frac{\dot{M}_d}{(GM_* \varpi)^{1/2}},$$

where

$$\nu = D \frac{B_z^2 z_0}{2\pi \Sigma \Omega}, \quad \eta = \frac{3A(\varpi)}{2I_l} \nu, \quad \text{and} \quad A(\varpi) \equiv \frac{z_0}{\varpi} \propto \varpi^{\frac{(4l-1)}{2}}.$$

La razón de altura a ancho del disco, $A(\varpi)$, depende de la temperatura local ($\Gamma = \Lambda$) y el balance vertical de fuerzas. La razón térmica es $A_0 = (2a^2 \varpi / GM_*)^{1/2}$; $A \leq A_0$ debido a la compresión magnética.

Evolución del disco

La desviación de la rotación kepleriana es

$$1 - f^2 = \frac{1}{2} \frac{(1 - l) I_l}{\lambda_0^2} \frac{M_*}{M_d(R_\Phi)},$$

donde R_Φ es el radi en donde el disco contiene el flujo magnético que se arrastró durante el proceso de formación estelar. En un sistema cerrado en donde ha cesado la acreción de la nube, la acreción en el disco debe de reducir la razón $M_d(R_\Phi)/M_* \Rightarrow (1 - f^2)$ debe de crecer con el tiempo:

los discos se vuelven cada vez más magnetizado y subkeplerianos porque la resistividad solo puede redistribuir el campo magnético den el disco pero no puede cambiar el flujo total.

Table 1. Parameters of Four Model Systems

Object	M_* ($M_\odot$)	$\dot{M}_d$ ($M_\odot/\text{yr}$)	t_{age} (yr)	D	f	$R_\Phi = R_\nu$ (AU)	$M_d(R_\Phi)$ ($M_\odot$)	$\lambda(R_\Phi)$	$Q(R_\Phi)$
T Tauri star	0.5	1×10^{-8}	3×10^6	$10^{-2.5}$	0.658	298	0.0300	0.480	4.47
Low-mass Protostar	0.5	2×10^{-6}	1×10^5	1	0.957	318	0.200	3.20	0.381
FU Ori	0.5	2×10^{-4}	1×10^2	1	0.386	16.5	0.0200	0.320	3.36
High-mass Protostar	25	1×10^{-4}	1×10^5	1	0.957	1,520	10.0	3.20	0.463

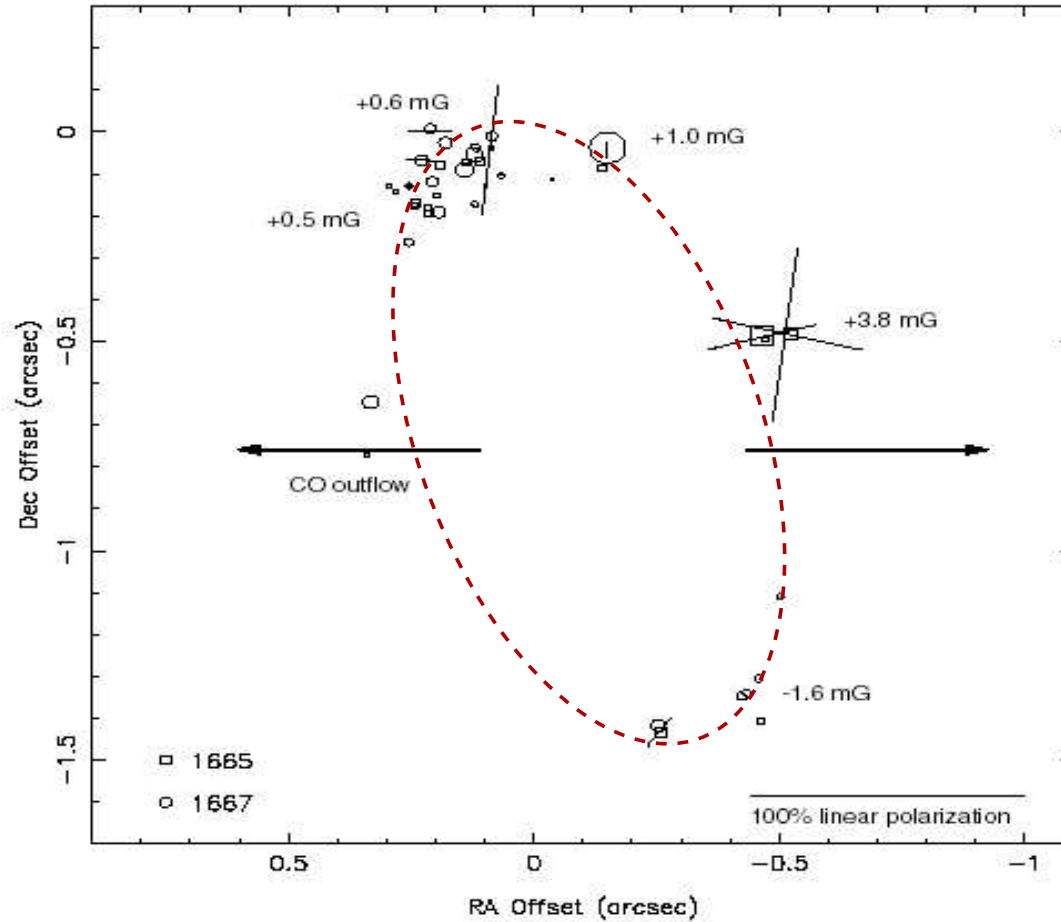
$$A(\varpi) = 0.1 \left(\frac{\varpi}{100 \text{ AU}} \right)^{1/4}; \quad M_d = \dot{M}_d t_{\text{age}}; \quad R_\Phi = R_\nu.$$

$$B_z(\varpi)$$

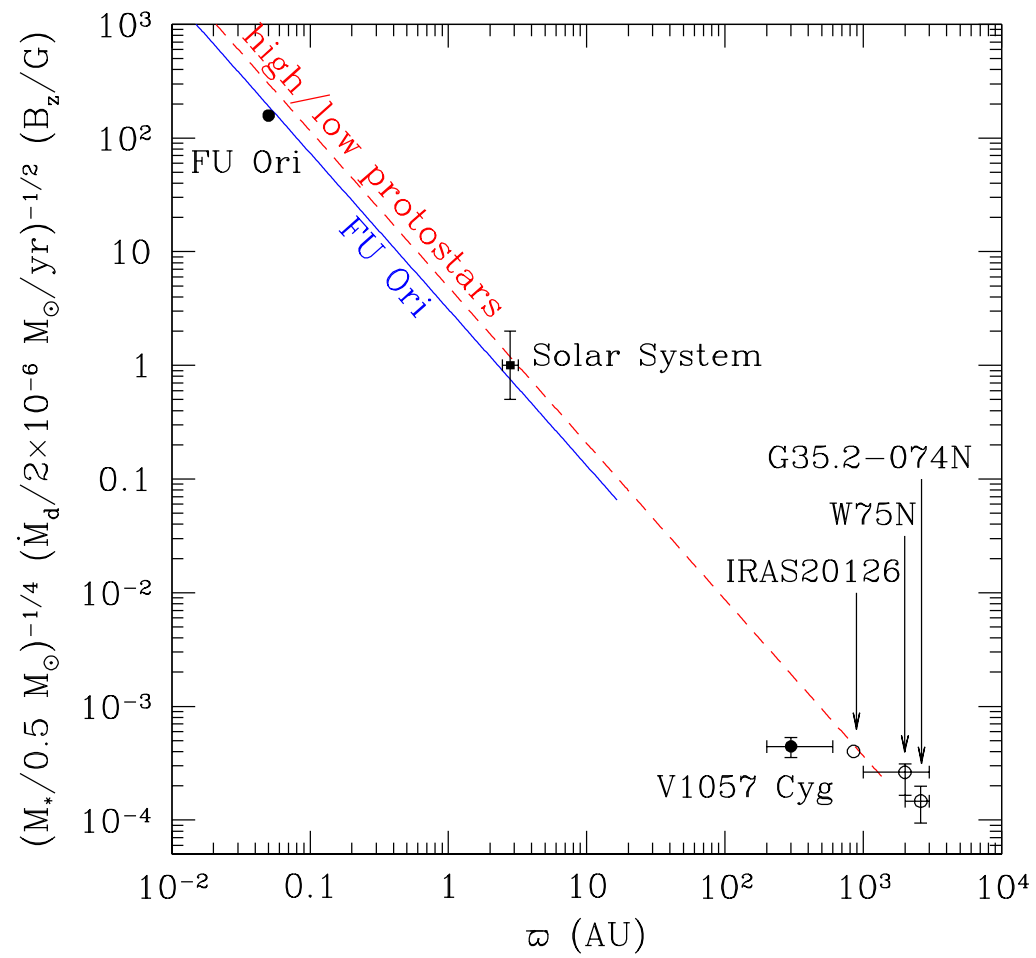
Table 2.

ϖ (AU)	TT/LMP	FU Or	HMP
0.05	302 G	*1.92 KG	5.68 KG
3	1.09 G	6.85 G	20.5 G
100	8.74 mG	—	164 mG
1000	—	—	6.88 mG

*Donati et al. (2005) infirieron $B \sim 1$ KG @ 0.05 AU y rotación subkepleriana en FU Orionis porque observaron líneas angostas de alta temperatura.



Efecto Zeeman en máseres alrededor de estrellas masivas implican
 $B \sim \text{few mG}$ a distancias de $\varpi \sim 1000 \text{ AU}$ (Hutawarakorn &
 Cohen 2005).



B_z normalizado vs. ϖ .

Disipación de energía en discos magnetizados

La tasa de disipación viscosa por unidad de área ($\text{ergs s}^{-1}\text{cm}^{-2}$) es

$$\Psi = \nu \Sigma \left(\varpi \frac{d\Omega}{d\varpi} \right)^2 = \frac{3}{2} f^2 \left(\frac{GM_* \dot{M}_d}{2\pi \varpi^3} \right).$$

La tasa de disipación resistiva por unidad de área es

$$Y \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\eta_{\text{local}}}{4\pi} \left(\frac{\partial B_{\varpi}}{\partial z} \right)^2 dz = \eta \frac{(B_{\varpi}^+)^2}{8\pi z_0}.$$

$\Rightarrow$

$$\frac{Y}{\Psi} = \frac{1}{3I_{\ell}} \left(\frac{1 - f^2}{f^2} \right),$$

Para $f \sim 0.4$, $Y \sim \Psi$, para $f > 0.9$, $Y < 0.05 \Psi$.

Vientos magnetocentrífugos de disco

Nuestros modelos de discos cumplen un criterio para ejectar vientos

$$\frac{B_{\varpi}^+}{B_z} \geq \frac{1}{\sqrt{3}},$$

i.e., que el ángulo del campo poloidal con respecto a la vertical sea $\theta > 30^\circ$ (Blandford & Payne 1982).

Sin embargo, para hacer la transición sónica (MHD lenta) se debe de vencer una barrera energética

$$a_s^2 > \frac{1}{4}(1 - f^2) \frac{GM_*}{\varpi},$$

$\Rightarrow$ esta transición sólo se puede hacer a gran altura sobre el disco lo cual implica que la tasa de pérdida de masa asociada es demasiado baja (Shu et al. 2008).

Resumen

El campo magnético con los magnitudes observadas en las nubes moleculares es importante durante el proceso de colapso gravitacional para formar estrellas. Es necesaria la disipación de $\mathbf{B}$ para que se puedan formar estrellas “normales” ($B \sim \text{KG}$) y discos protoplanetarios.

- La disipación ohmica a altas densidades puede disipar suficiente campo magnético para resolver el problema del exceso flujo magnético.
- También permitirá la formación del disco protoplanetario al debilitar el frenado magnético.
- El campo magnético remanente es suficientemente fuerte para alterar la dinámica de los discos protoplanetarios. Será importante estudiar las consecuencias en la formación de planetas.