

2012年8月25日

衛星系形成小研究会

周惑星円盤における磁気流体力学の役割

奥住 聡 (名古屋大学)

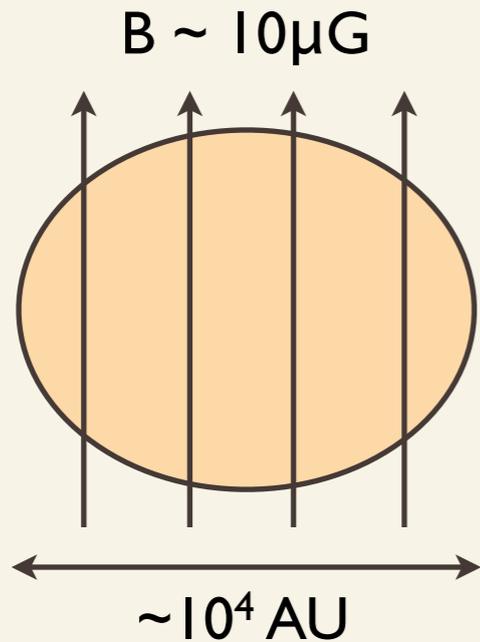
藤井 悠里, 犬塚 修一郎 (名古屋大学)

廣瀬 重信 (JAMSTEC)

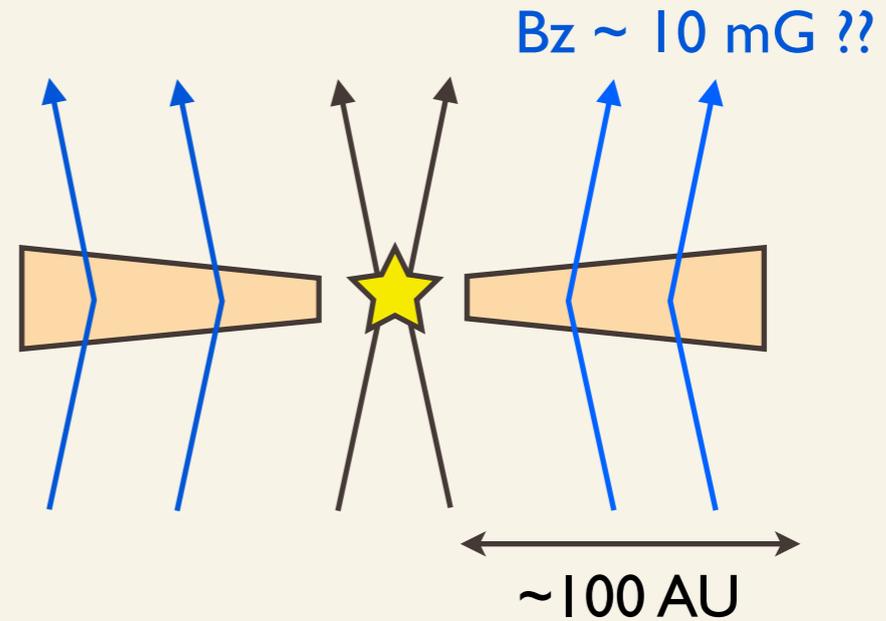
概要

- ガス円盤の降着進化において、磁気流体力学は重要な役割を果たす。が、どのMHD効果が重要になるは、磁気拡散（=低電離度効果）の強さ、あるいは磁気レイノルズ数に依存する。
- 本講演では、ガス円盤の電離度構造を調べ、周惑星円盤で重要となりうるMHD効果の特定の基礎を与える。
- 周惑星円盤では、その空間スケールの小ささのため、磁気レイノルズ数が原始惑星系円盤のそれに比べてそれに比べて何桁も小さくなる (Fujii, Okuzumi, & Inutsuka 2011; Fujii et al., in prep.)。
- このため、原始惑星系円盤と異なり、小スケールの磁気活動（磁気乱流）は著しく安定化される。周惑星円盤の降着進化には、大スケールの磁場増幅に起因する角運動量輸送が重要になると予想される (Hirose, in prep.)。

星・円盤形成と磁場輸送

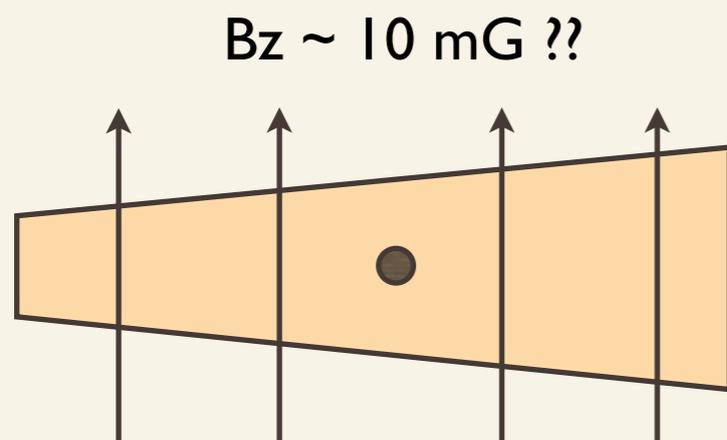


分子雲コア



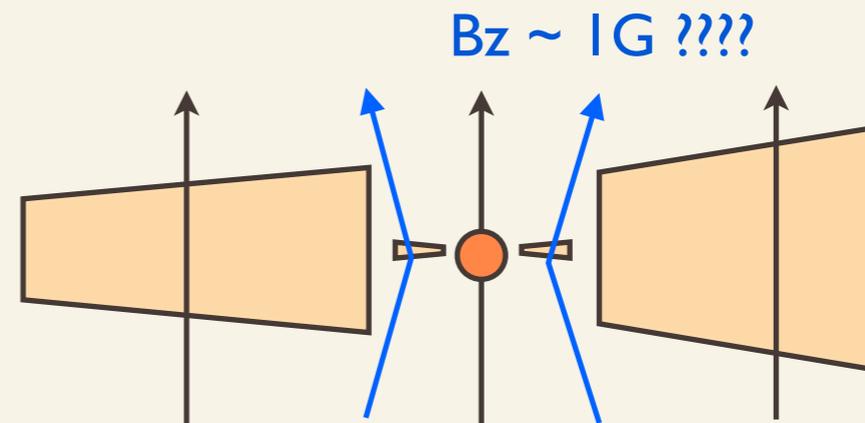
星+原始惑星系円盤形成

(Machida et al. 2011)



ガス惑星コア

(コア集積モデルの場合)

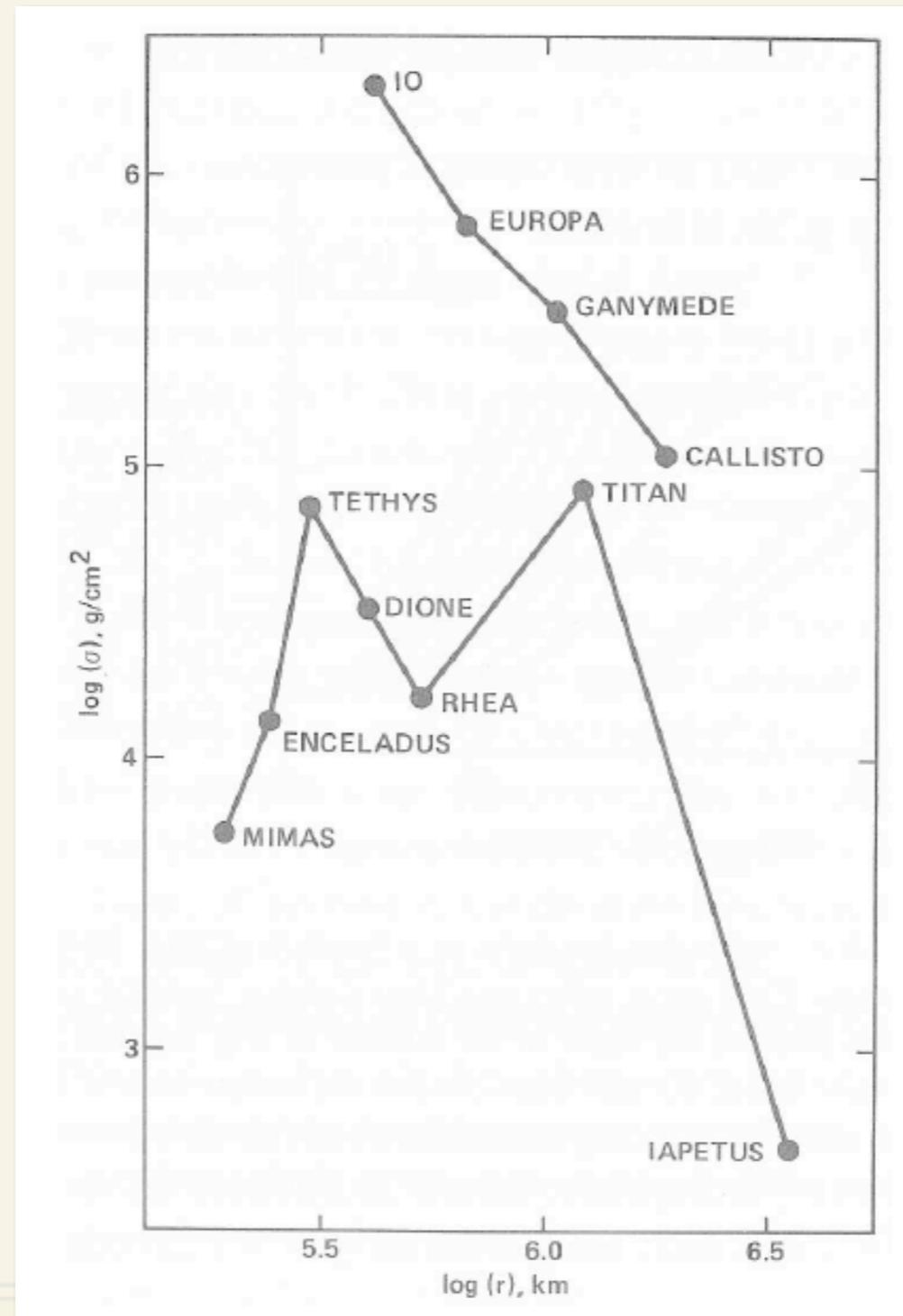


ガス惑星+周惑星円盤形成

(谷川さん、町田さん講演)

衛星形成の円盤モデル

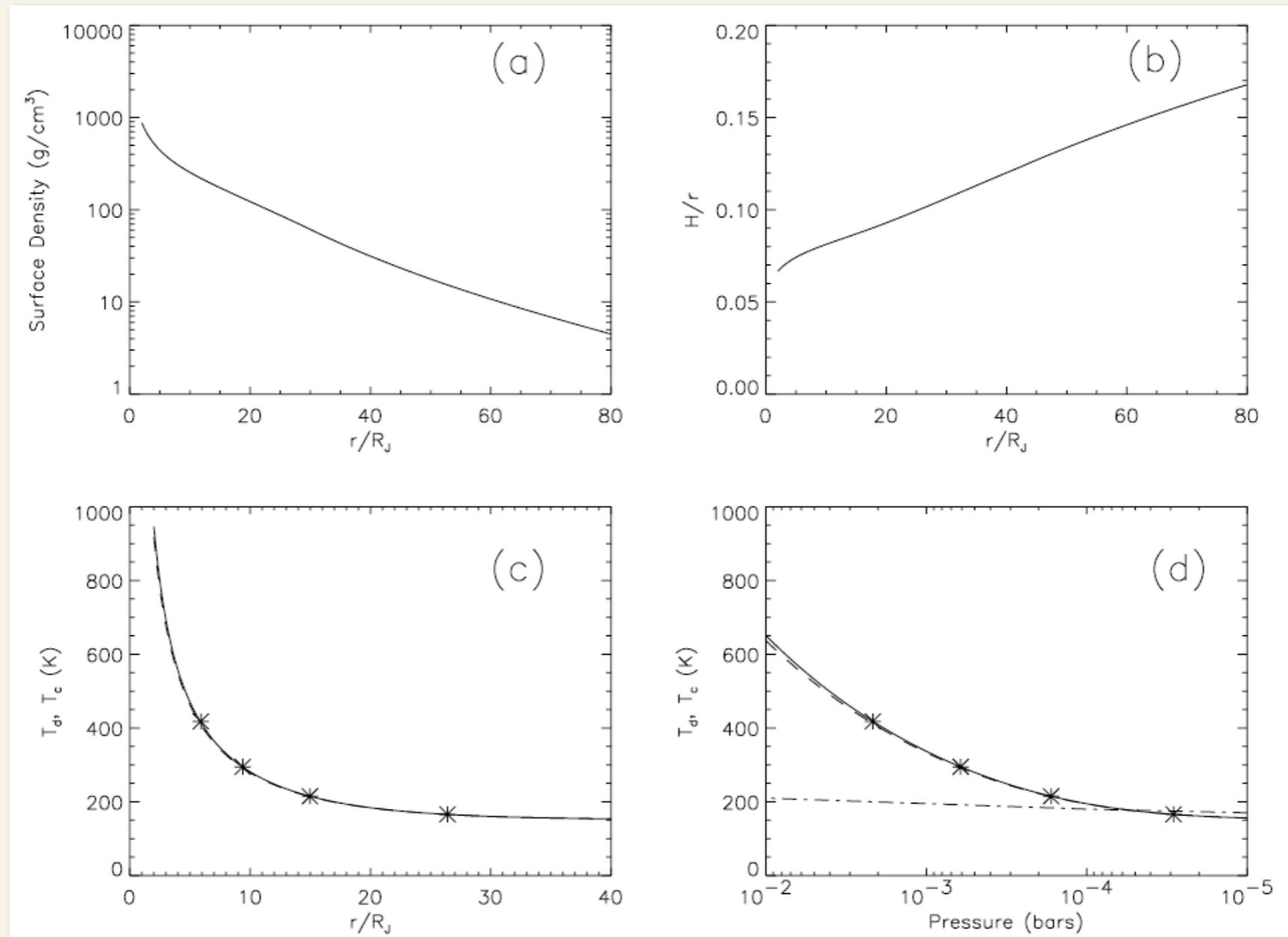
衛星復元円盤 (重い円盤)



衛星形成の円盤モデル

“Gas-starved disk” (軽い円盤)

$\alpha_{SS} = 5 \times 10^{-3}$, $\kappa = 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{g}$ (grain-free), $dM/dt = 2 \times 10^{-7} M_J / \text{yr}$



Canup & Ward (2002)

円盤の形成・進化における磁場の役割

- 形成段階での角運動量輸送：磁気制動、アウトフローの形成
- 降着ストレスの発生 ➡ 円盤面密度進化
 - 磁気乱流（磁気回転不安定性, パーカー不安定）
 - コヒーレントなトロイダル磁場起源
- 円盤風の発生 ➡ 円盤散逸
 - 磁気遠心力風、磁気乱流駆動風
- 磁気乱流は、固体の成長進化（微衛星形成）にも影響を与える
 - 衝突速度、離心率の増幅 (e.g., Carballido et al. 10, Nelson 05)
 - 拡散、軌道長半径移動 (e.g., Fromang & Papaloizou 06, Laughlin et al. 04)
 - 固体の濃集 (e.g., Johansen et al. 07)

磁場による円盤降着

軸対称円盤の運動方程式の ϕ 成分：
$$\rho[(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v}]_{\phi} = \frac{[(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B}]_{\phi}}{4\pi}$$

鉛直積分すると、
$$\frac{\dot{M}v_K}{2} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 H \langle -B_r B_{\phi} \rangle \right) - r^2 (B_z B_{\phi})_s$$

$$\dot{M} \equiv -2\pi \int_{-H}^H \rho v_r dz \quad : \text{質量降着率}$$

$$\langle -B_r B_{\phi} \rangle \equiv \frac{1}{2H} \int_{-H}^H (-B_r B_{\phi}) dz \quad : \text{円盤断面での磁気張力 (降着ストレス)}$$

$$(-B_z B_{\phi})_s \quad : \text{円盤表面での磁気張力 (磁気制動)}$$

磁気張力 $\langle -B_r B_{\phi} \rangle$, $(-B_z B_{\phi})_s$ による角運動量輸送が起こると、

円盤面密度が進化する。

降着に必要な磁場強度の見積もり

$$\frac{\dot{M}v_K}{2} = \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 H \langle -B_r B_\phi \rangle \right) - r^2 (B_z B_\phi)_s \quad \text{において } (\partial/\partial r) \sim 1/r \text{ とすると、}$$

$$\dot{M} \sim 10^{-7} M_J \text{ yr}^{-1} \left(\frac{H/r}{0.1} \right) \left(\frac{M_p}{M_J} \right)^{-1/2} \left(\frac{r}{20R_J} \right)^{5/2} \left(\frac{-\langle B_r B_\phi \rangle}{4 \text{ G}^2} \right)$$

$$\text{もしくは } \dot{M} \sim 10^{-7} M_J \text{ yr}^{-1} \left(\frac{M_p}{M_J} \right)^{-1/2} \left(\frac{r}{20R_J} \right)^{5/2} \left(\frac{(-B_z B_\phi)_s}{0.4 \text{ G}^2} \right)$$

➔ ~ 1G 程度の磁場があれば、 $10^{-7} M_J/\text{yr}$ の降着ストレスが生じる。

参考：原始惑星系円盤 $M \sim M_\odot$, $r \sim 5 \text{ AU}$, $\dot{M} \sim 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$

$$\text{➔ } \sqrt{|B_z B_\phi|_s} \sim 10 \text{ mG}, \quad \sqrt{|\langle B_r B_\phi \rangle|} \sim 30 \text{ mG}$$

もちろん、磁気張力を生むためには、磁場が曲がれなければならない。

→ 電気伝導度（磁気拡散係数）を見なければならない（後述）。

MHD降着機構の例：磁気回転不安定駆動の磁気乱流

磁気回転不安定性 (Magnetorotational Instability, MRI)

= 「磁場に貫かれた電離差動回転円盤は不安定である」

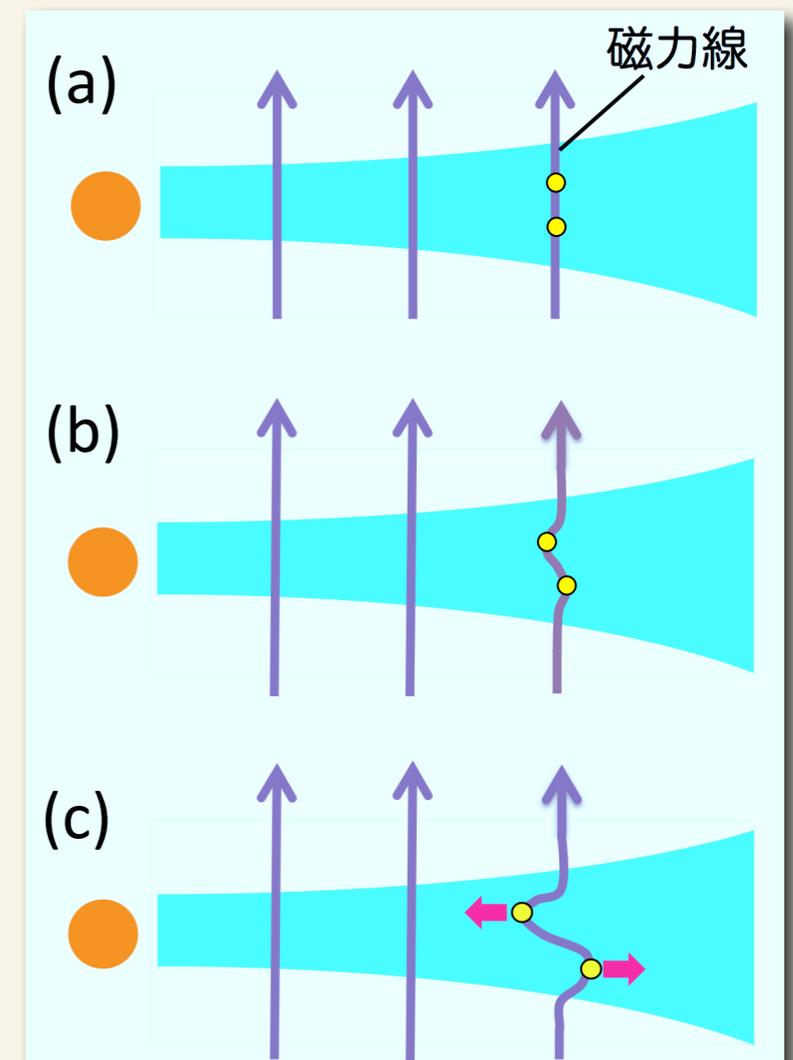
(Balbus & Hawley 91)

● MRIのメカニズム：

磁気張力を通じた、電離流体素片間の角運動量交換 (cf. バネで連結された2質点)

● MRIの発動条件

- (1) 円盤が(強すぎない)磁場に貫かれている
- (2) 円盤ガスが十分に電離している



藤井悠里 修論 (2012)

MRI-Driven Turbulence in Ionized Disks

- MRI drives **strong** turbulence:

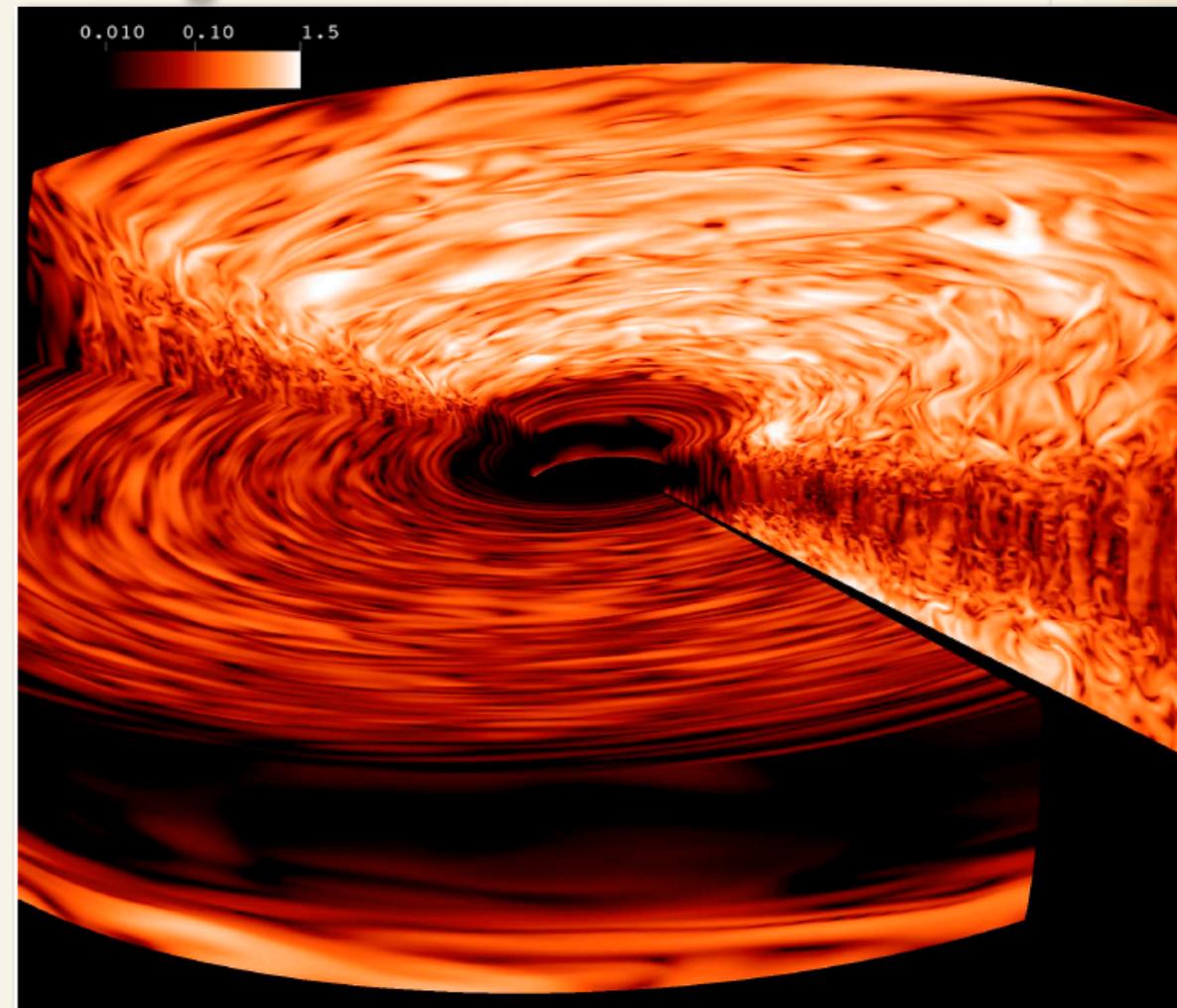
$$\alpha_{SS} \gtrsim 0.01$$

(“>” holds when the imposed B-field is strong)

$$\alpha_{SS} \equiv \frac{1}{c_s^2} \left\langle \delta v_r \delta v_\phi - \frac{B_r B_\phi}{4\pi\rho} \right\rangle$$

accretion stress normalized by gas pressure

3D global ideal MHD simulation



Flock et al. (2011)

もし周惑星円盤でMRIが発動すれば、
gas-starved diskで想定されている降着ストレスは確保できる。

非理想MHDの効果

電気伝導度（電離度）が有限 \rightarrow 磁場の拡散が起こる
 \rightarrow 磁気張力による降着は抑えられる

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathcal{E}_{\text{nonideal}})$$

$$\mathcal{E}_{\text{nonideal}} = - \left[\eta_O \nabla \times \mathbf{B} + \eta_H (\nabla \times \mathbf{B}) \times \hat{\mathbf{B}} + \eta_A (\nabla \times \mathbf{B})_{\perp} \right]$$

Ohmic **Hall** **Ambipolar**

$$(\nabla \times \mathbf{B})_{\perp} = -[(\nabla \times \mathbf{B}) \times \hat{\mathbf{B}}] \times \hat{\mathbf{B}}$$

$$\eta_O \approx \frac{c^2 m_e n_n \langle \sigma v \rangle_{en}}{4\pi e^2 n_e} \approx 2.3 \times 10^3 \left(\frac{T}{100 \text{ K}} \right)^{1/2} x_e^{-1} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

磁気拡散効果の評価

例えば、オーム散逸だけ効いている場合、

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \underbrace{\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})}_{\text{誘導項}} - \underbrace{\nabla \times (\eta_0 \nabla \times \mathbf{B})}_{\sim \eta_0 \nabla^2 \mathbf{B} : \text{拡散項}}$$

典型的な速度を v 、長さを L と置くと、誘導項 $\sim vB/L$, 拡散項 $\sim \eta_0 B/L^2$

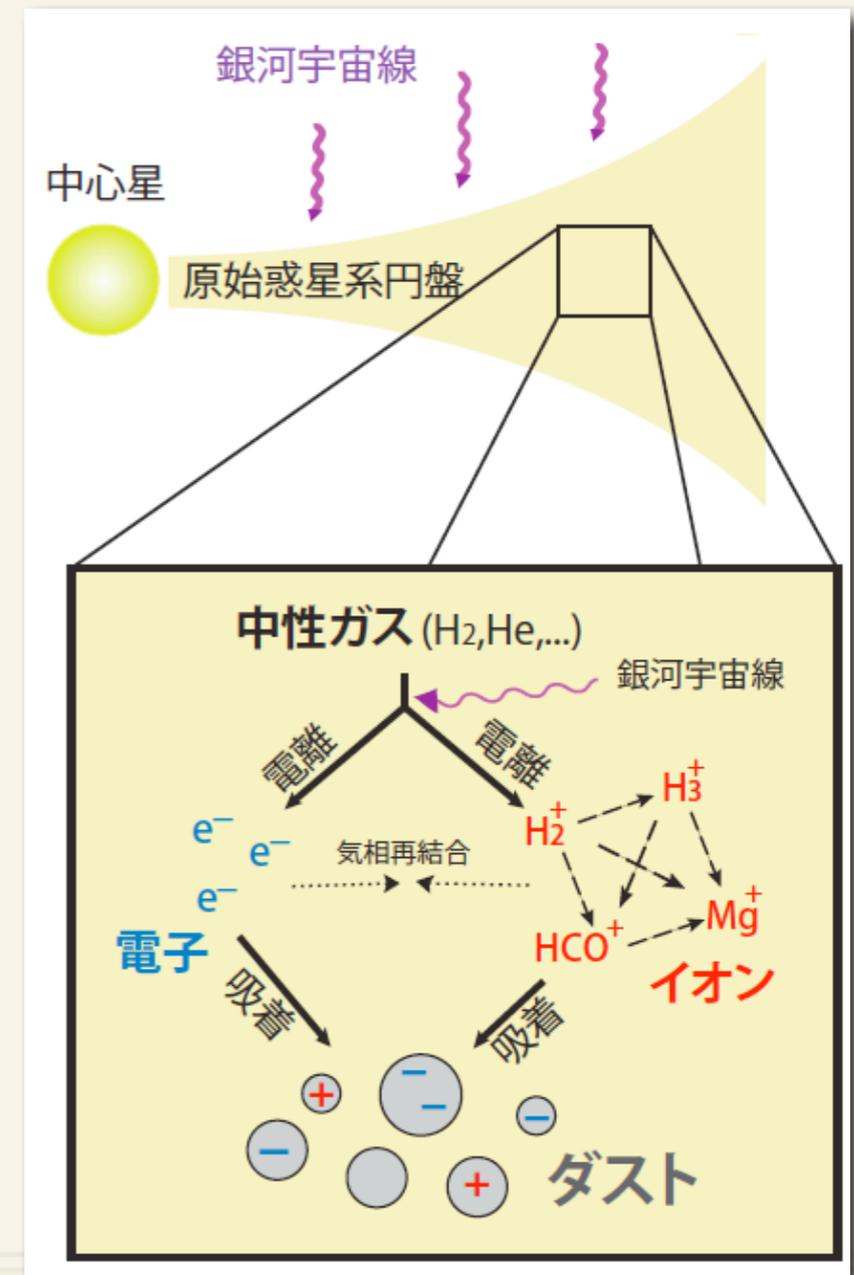
$$\frac{\text{誘導項}}{\text{拡散項}} \sim \frac{vL}{\eta_0} : \text{「磁気レイノルズ数」と呼ぶ}$$

注: 適切な v, L の取り方は、考えるMHD現象に依存する。
(e.g.; $v \sim$ ケプラー速度? 音速? アルフベン速度?)
円盤MHD業界内でも混乱が見られるので注意!!

円盤内の電荷反応

周惑星円盤も原始惑星系円盤と同様、低温・高密度環境
➡ どちらも主に、非熱的な電離過程で決まる。

- 電離（主に宇宙線、中心星X線）
- イオン-中性反応（分子イオン形成）
- 電荷交換反応（金属イオン形成）
- 解離再結合（分子イオンと電子の消失）
- 輻射再結合（金属イオンと電子の消失）
- **ダスト帯電**（電子/イオンのダストへの吸着）



原始惑星系／周惑星円盤の電離源

- 銀河宇宙線 (柱密度 $< 10^2 \text{ g/cm}^2$ で効く)
- 中心星からのX線 (柱密度 $< 10 \text{ g/cm}^2$ で効く)
- 放射性元素崩壊 (柱密度 $> 10^3 \text{ g/cm}^2$ で効く)

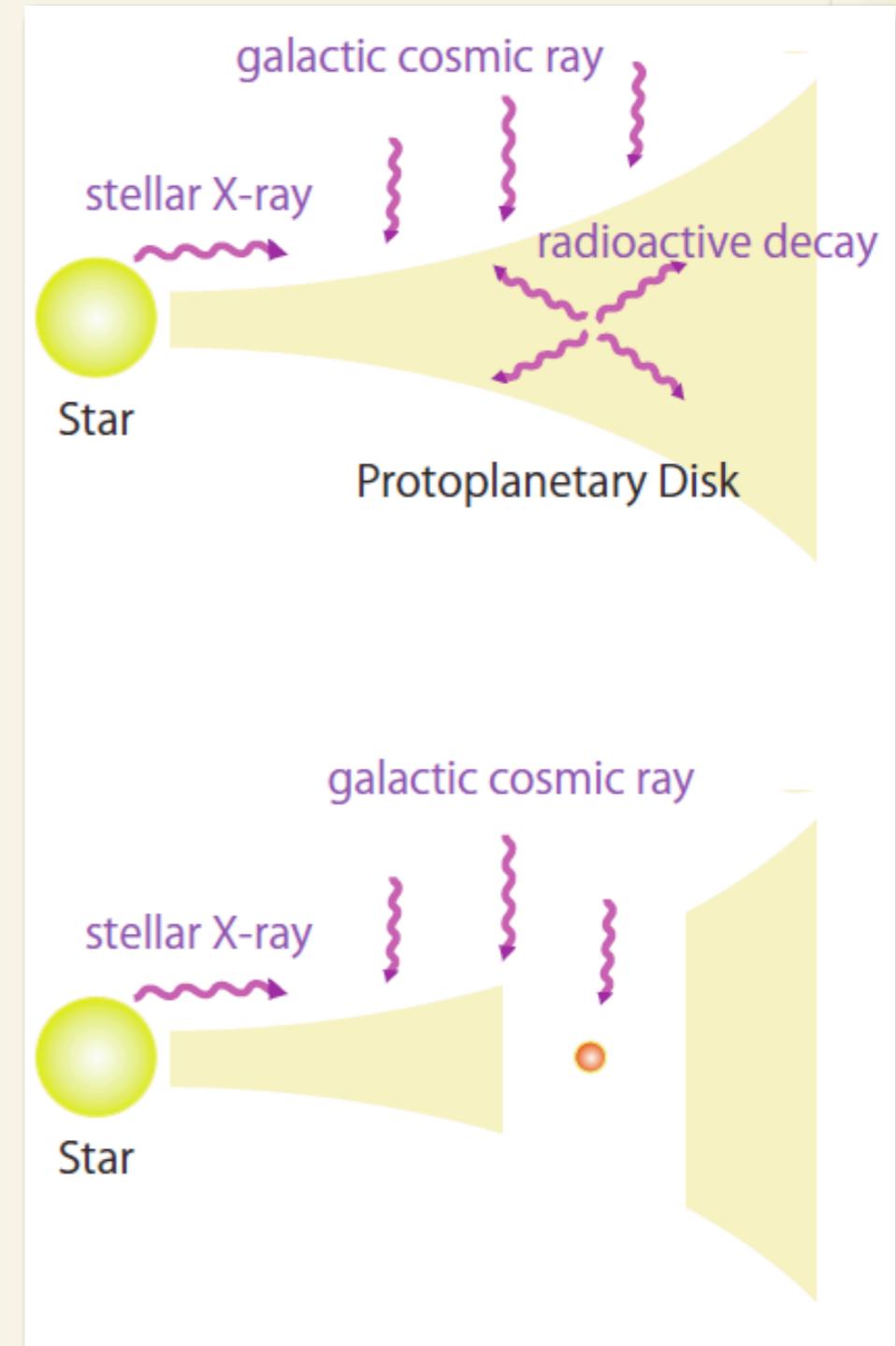
周惑星円盤での注意点 (私見)

● 中心星X線

- 直接照射成分 ($< 10 \text{ keV}$; $\sigma_{\text{abs}} > \sigma_{\text{sca}}$) と散乱成分 ($> 10 \text{ keV}$; $\sigma_{\text{sca}} > \sigma_{\text{abs}}$) がある (Igea & Glassgold 99)。
- 直接照射成分：周惑星円盤には幾何学的に届かないだろう (周惑星円盤の内側に原始惑星系円盤が残っている限り)。
- 散乱成分：それなりに届くかもしれないが、まだ不明。
(Turner et al. 12; Turner & Okuzumi, in progress)

● 放射性元素

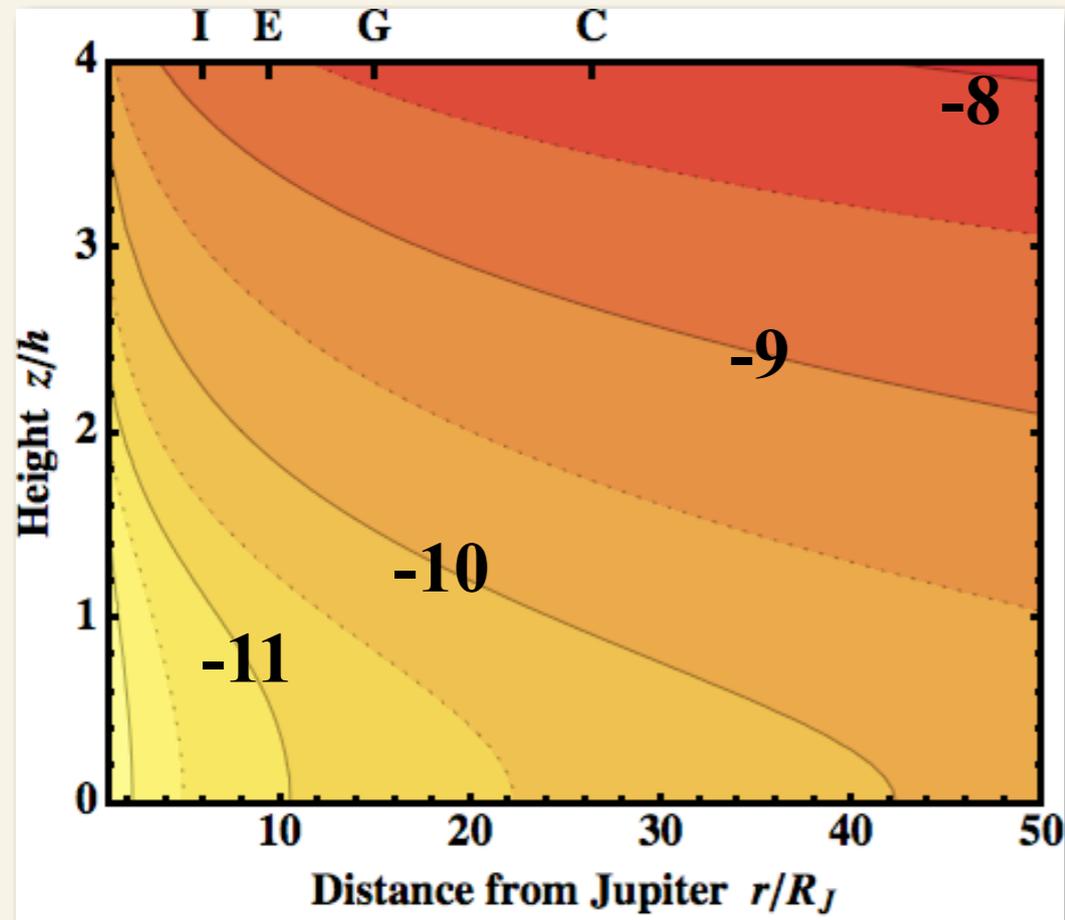
- 短寿命核種 (^{26}Al , $t_{1/2}=0.74\text{Myr}$; ^{60}Fe , $t_{1/2}=1.5\text{Myr}$) が主に効くのだが、周惑星円盤形成期に残っているだろうか？



周惑星円盤の電離度 (微小ダストが無い場合)

面密度 = Canup & Ward 02, 電離源 = 銀河宇宙線 + X線散乱成分

$$\Sigma_{0.1\mu\text{m}} = 0, x_{\text{M,gas}} = 10^{-6}$$

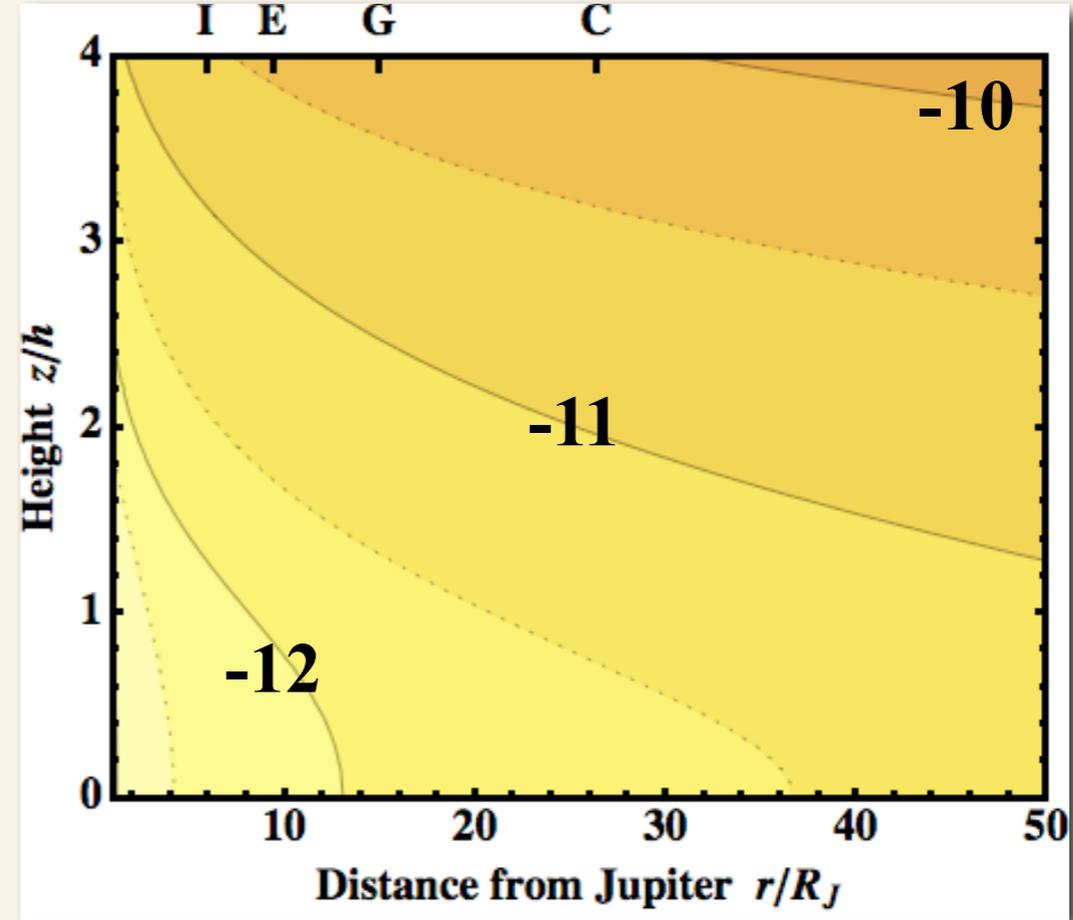


メタリイオン (M^+) が支配



M^+ の bottleneck 効果

$$\Sigma_{0.1\mu\text{m}} = 0, x_{\text{M,gas}} = 10^{-12}$$

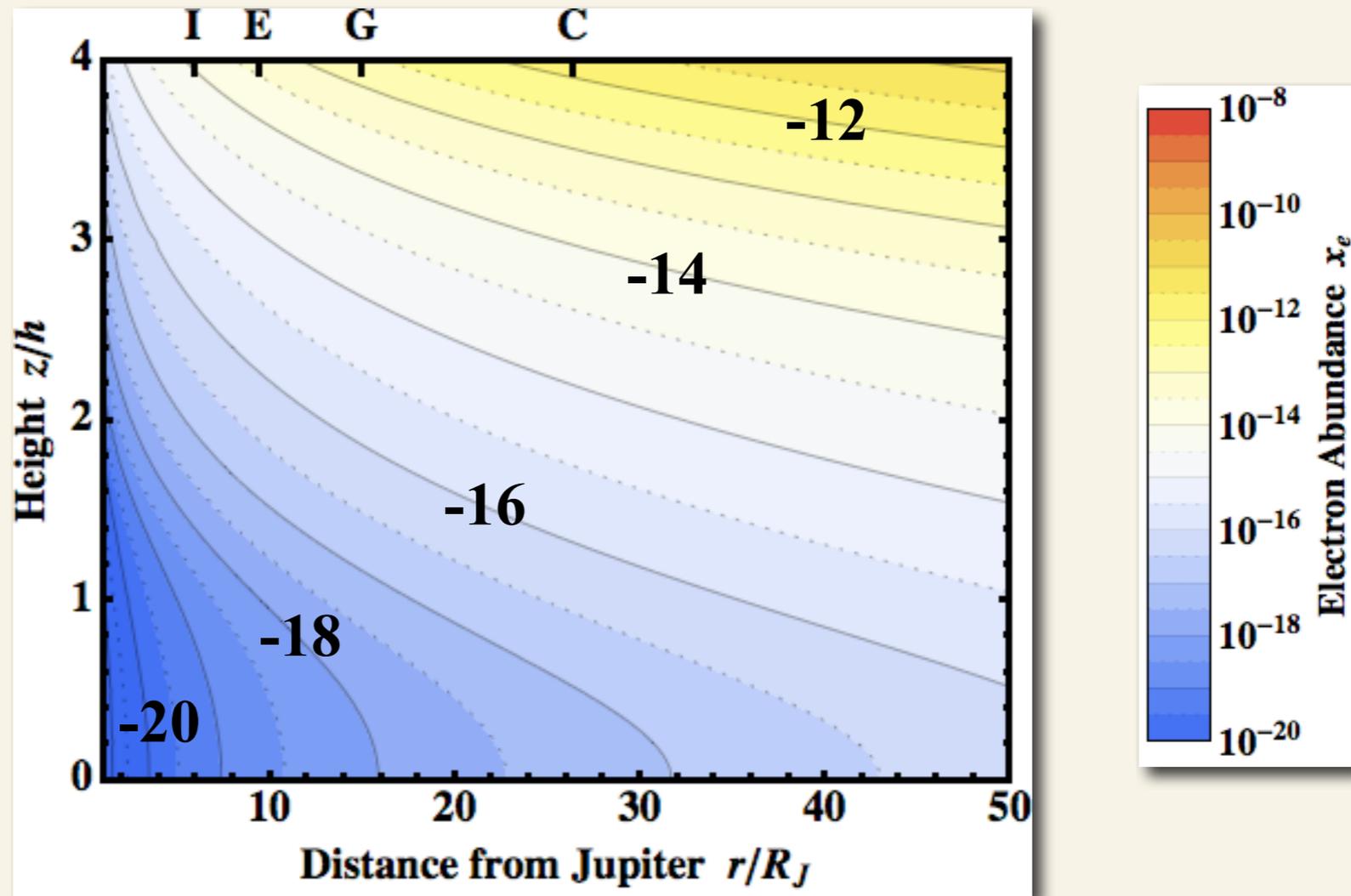


分子イオン (H_3^+ , HCO^+) が支配



周惑星円盤の電離度（微小ダストが豊富な場合）

$$\Sigma_g = \text{CW02}, \Sigma_{0.1\mu\text{m}} = 10^{-2} \Sigma_g$$

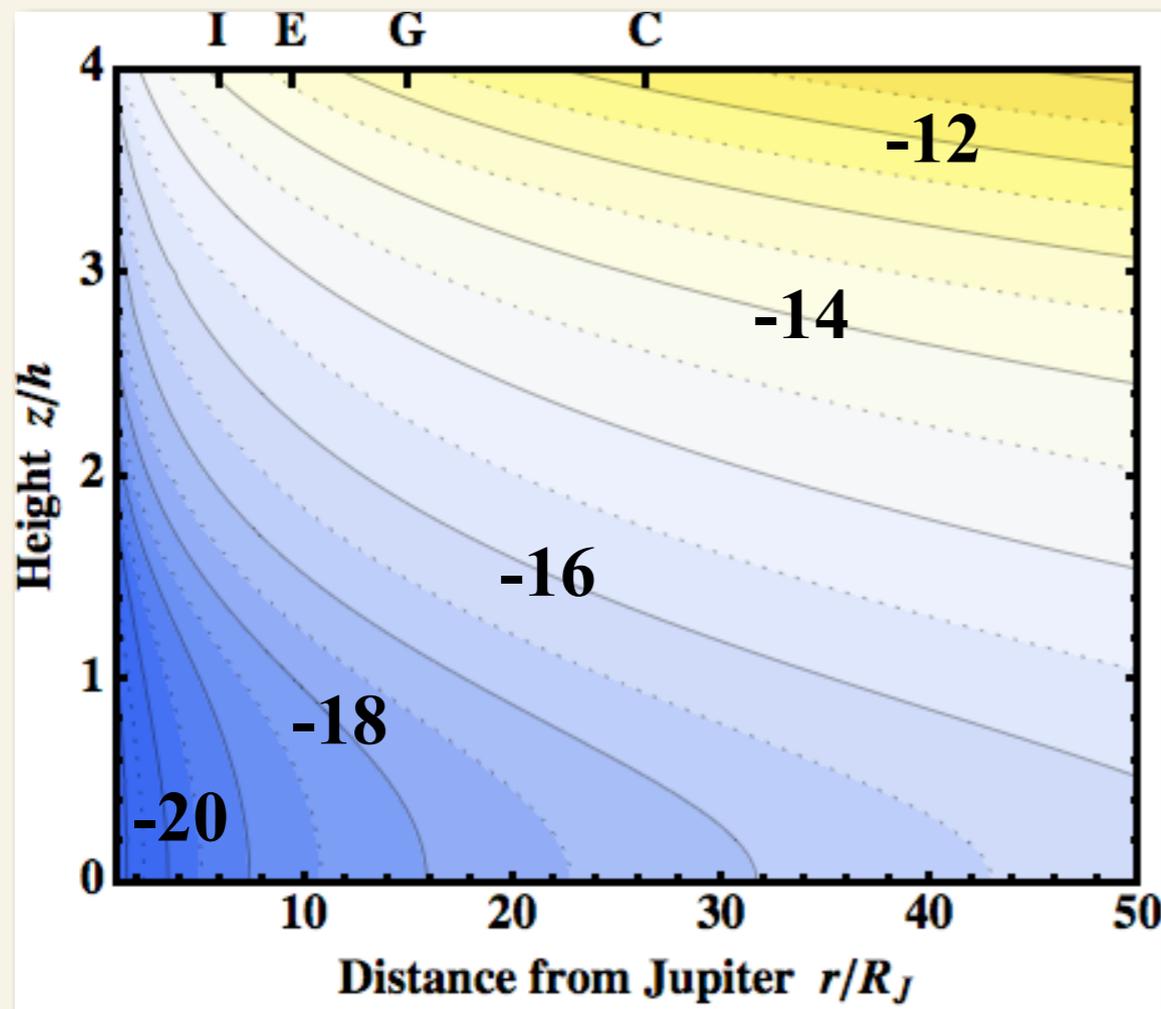


ダスト帯電（荷電粒子のダストへの吸着）が効率良く電離度を下げる

周惑星円盤 vs 原始惑星系円盤

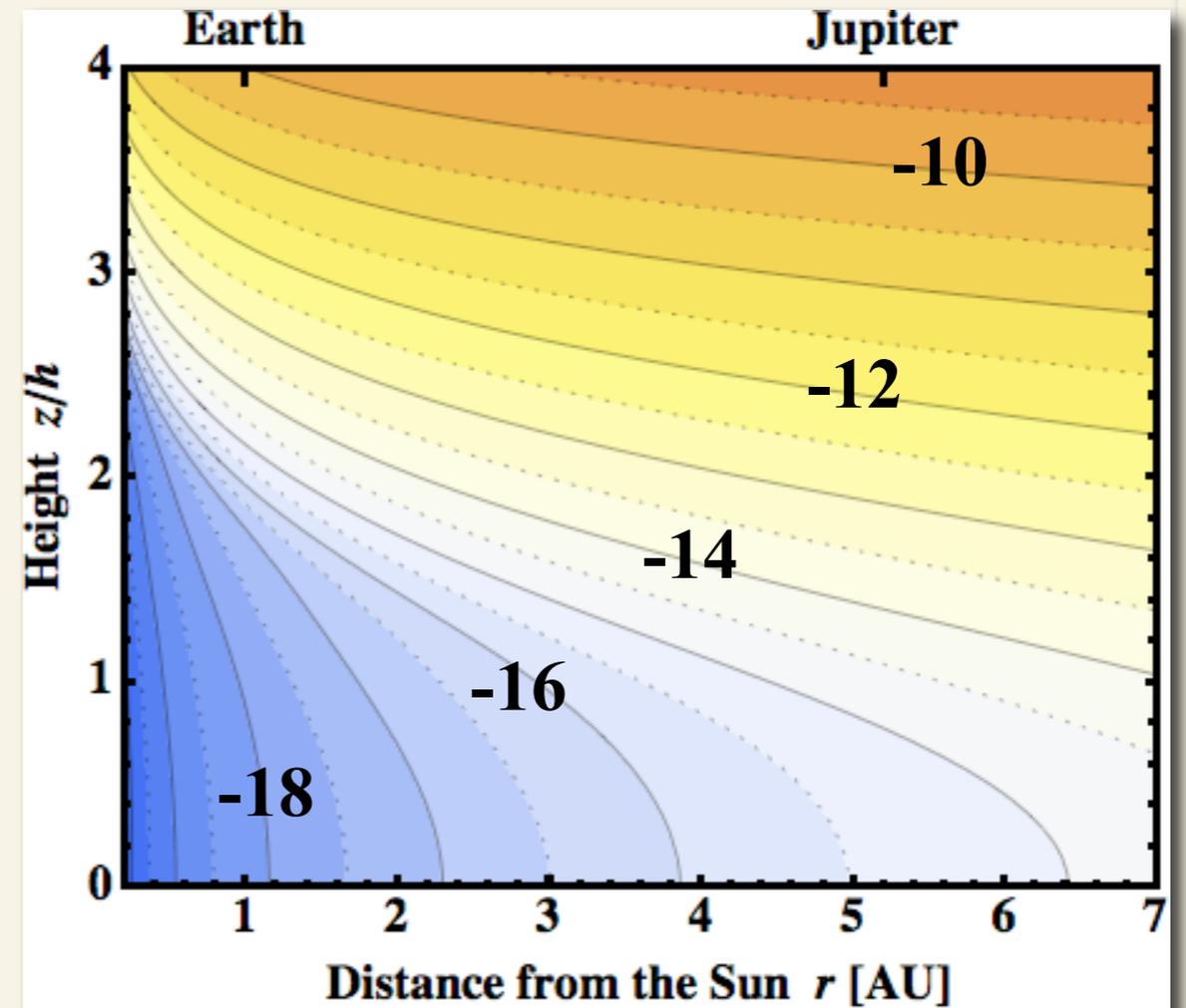
周惑星円盤

$$\Sigma_g = \text{CW02}, \Sigma_{0.1\mu\text{m}} = 10^{-2} \Sigma_g$$



原始惑星系円盤

$$\Sigma_g = \text{MMSN}, \Sigma_{0.1\mu\text{m}} = 10^{-2} \Sigma_g$$



衛星／惑星形成領域を比べると、電離度は大して変わらない。

(ダストの量や気相金属の量を揃えれば)

が、周惑星円盤は低磁気レイノルズ環境である！

- 磁気拡散係数の値 ... それほど変わらない

$$\eta_{\text{mid}}(\text{カリスト}) \approx 6200 \text{ km}^2/\text{s}$$

$$\eta_{\text{mid}}(\text{木星}) \approx 750 \text{ km}^2/\text{s}$$

× 8

(ダスト無し、気相金属原子豊富の場合)

- 典型的速度 ... ほとんど変わらない

$$v_K(\text{カリスト}) \approx 9.4 \text{ km/s}$$

$$v_K(\text{木星}) \approx 13 \text{ km/s}$$

× 0.7

(音速で比べても同様)

- 典型的長さ ... 周惑星円盤のほうが圧倒的に短い

$$\text{カリスト} \leftrightarrow \text{木星} \approx 1.9 \times 10^6 \text{ km}$$

$$\text{木星} \leftrightarrow \text{太陽} \approx 7.8 \times 10^8 \text{ km}$$

× 0.0024

(スケールハイトで比べても同様)

空間スケールが小さい → 拡散が容易

MRIの発動条件

MRIの最大成長波数 $\approx \Omega/v_{Az}$
最大成長率 = $(3/4)\Omega$



MRIの典型速度 $V \sim v_{Az}$
典型長さ $L \sim v_A/\Omega$

$v_{Az} = B_z / \sqrt{4\pi\rho}$: アルフベン速度のz成分

Ω : ケプラー角速度

したがって、MRIの発動を特徴づける磁気レイノルズ数は、

$$\text{Re}_M \sim \frac{v_{Az}^2}{\eta\Omega} \equiv \Lambda$$

(“エルサツサー数”と呼ぶ)

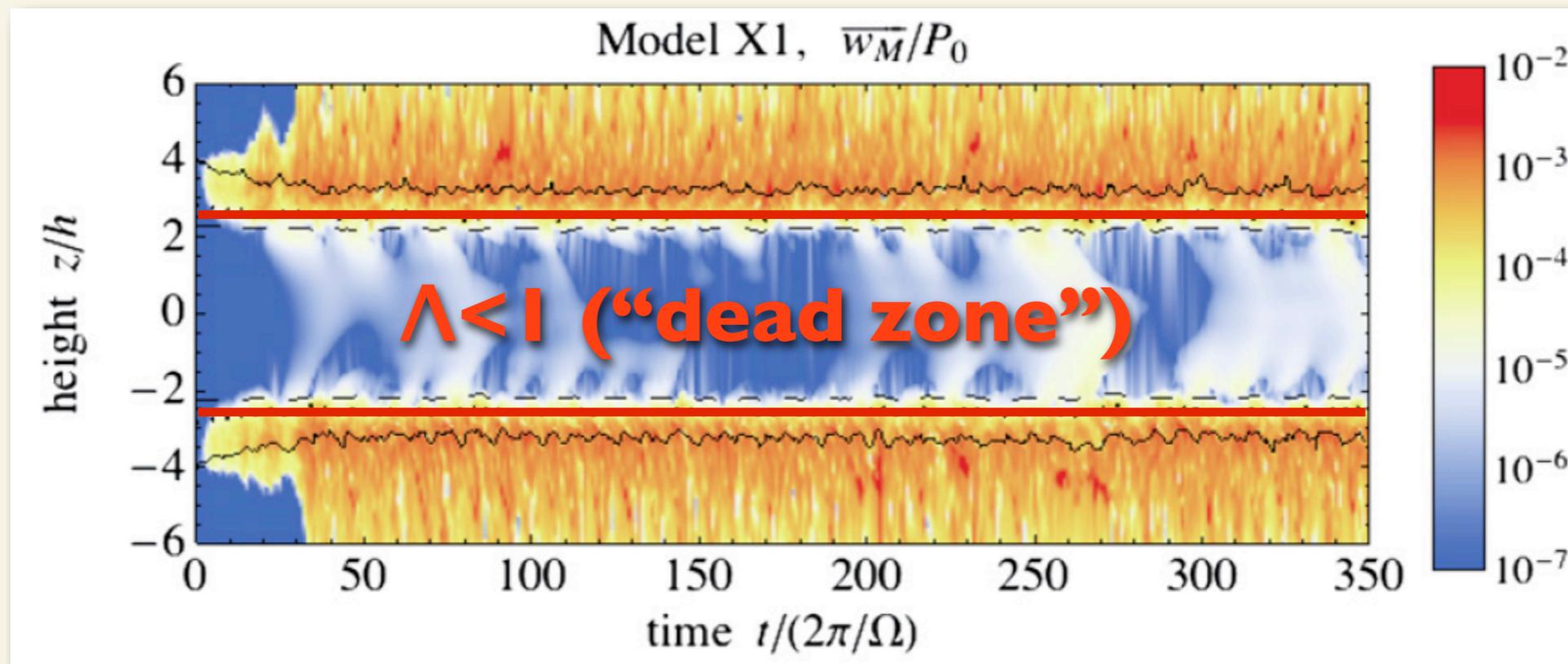
MRIの発動条件は $\Lambda > 1$

MRIの発動条件

エルサツサー数の有効性は、線形計算、非線形計算で確かめられている。

(Jin 96; Sano et al. 98; Sano & Miyama 99; Turner et al. 07, 11; Okuzumi & Hirose 11)

3次元局所成層MHDシミュレーションから得られる降着ストレス $-BrB_\phi$ の鉛直分布



Okuzumi & Hirose (2011)

MRIの発動条件

- 縦磁場で決まるplasma beta β_z を用いて、 $v_{Az}^2 = 2c_s^2 / \beta_z$
 $\beta_z \geq 100$ でないとMRIは起こらない (see Okuzumi & Hirose 2011)
- オーム抵抗の具体的な値 $\eta_0 \approx \frac{c^2 m_e n_n \langle \sigma v \rangle_{en}}{4\pi e^2 n_e} \approx 2.3 \times 10^3 \left(\frac{T}{100 \text{ K}} \right)^{1/2} x_e^{-1} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$

これらを用いて、Elsasser数を書き直すと、

$$\Lambda \approx 1 \left(\frac{10^2}{\beta_z} \right) \left(\frac{x_e}{10^{-10}} \right) \left(\frac{h/r}{0.1} \right) \left(\frac{r}{20R_J} \right)$$



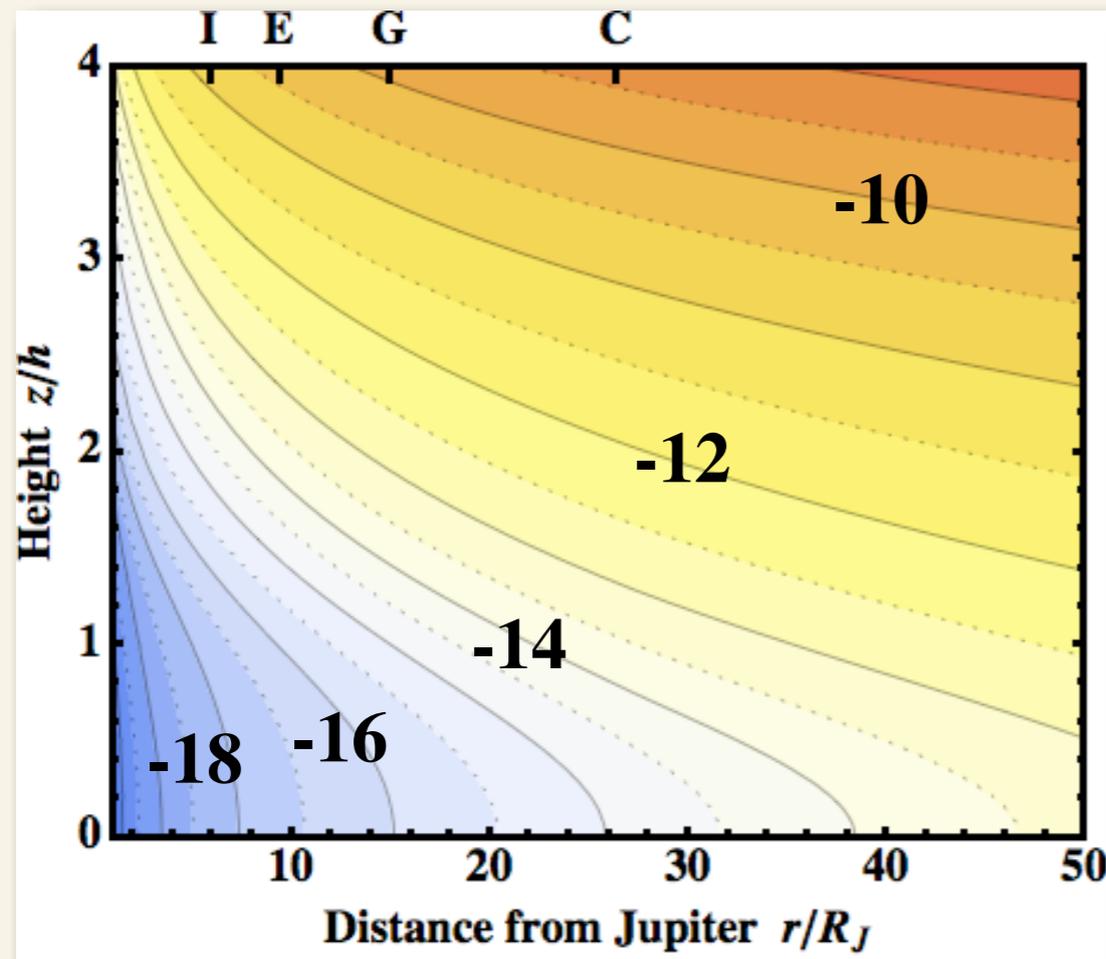
**周惑星円盤では、MRIの発動に、少なくとも
 10^{-10} の電離度が必要**

(cf. 原始惑星系円盤では $x_e > 10^{-13}$)

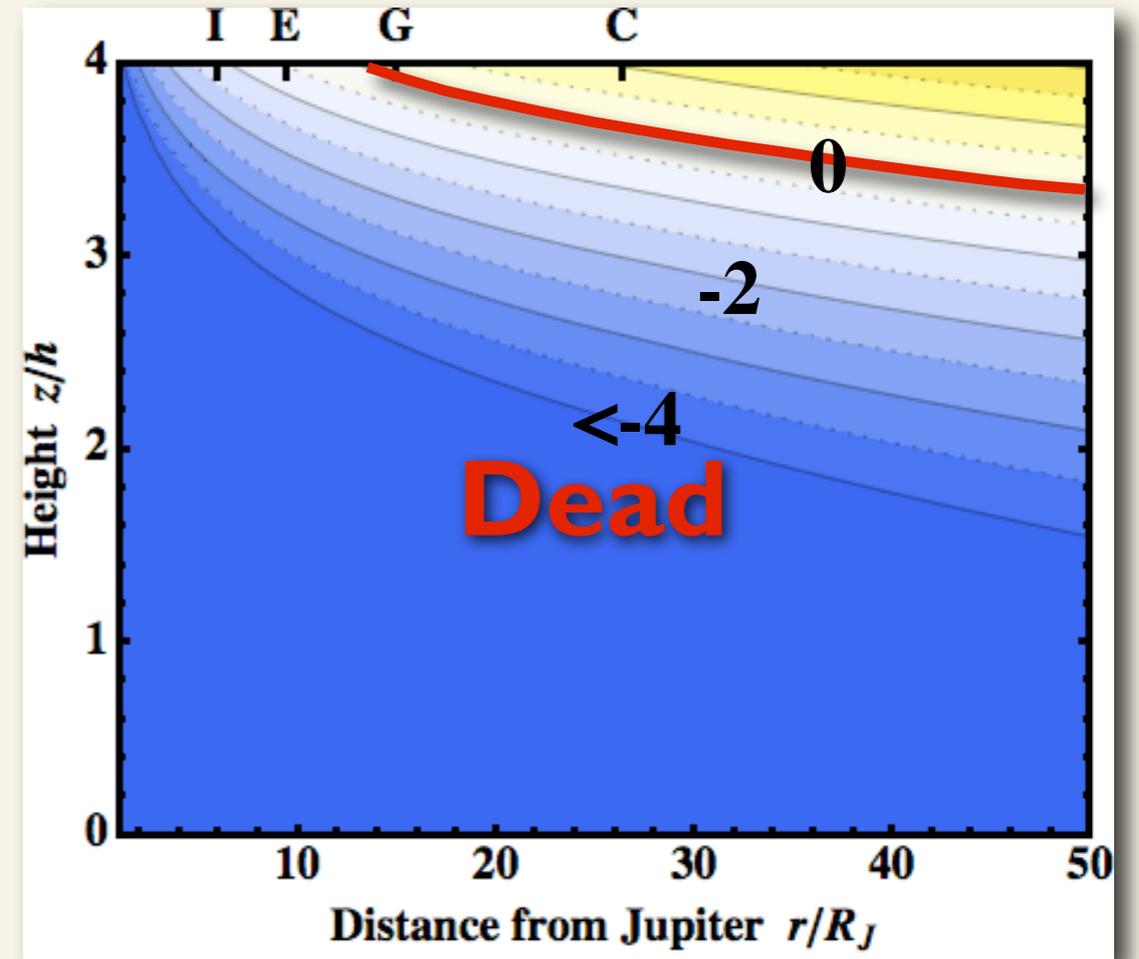
周惑星円盤のデッドゾーン

$$\Sigma_g = \text{CW02}, \quad \Sigma_{0.1\mu\text{m}} = 10^{-4} \Sigma_g, \quad x_{\text{M,gas}} = 10^{-6}$$

$\log_{10}(x_e)$ 分布



$\log_{10}(\Lambda)$ 分布



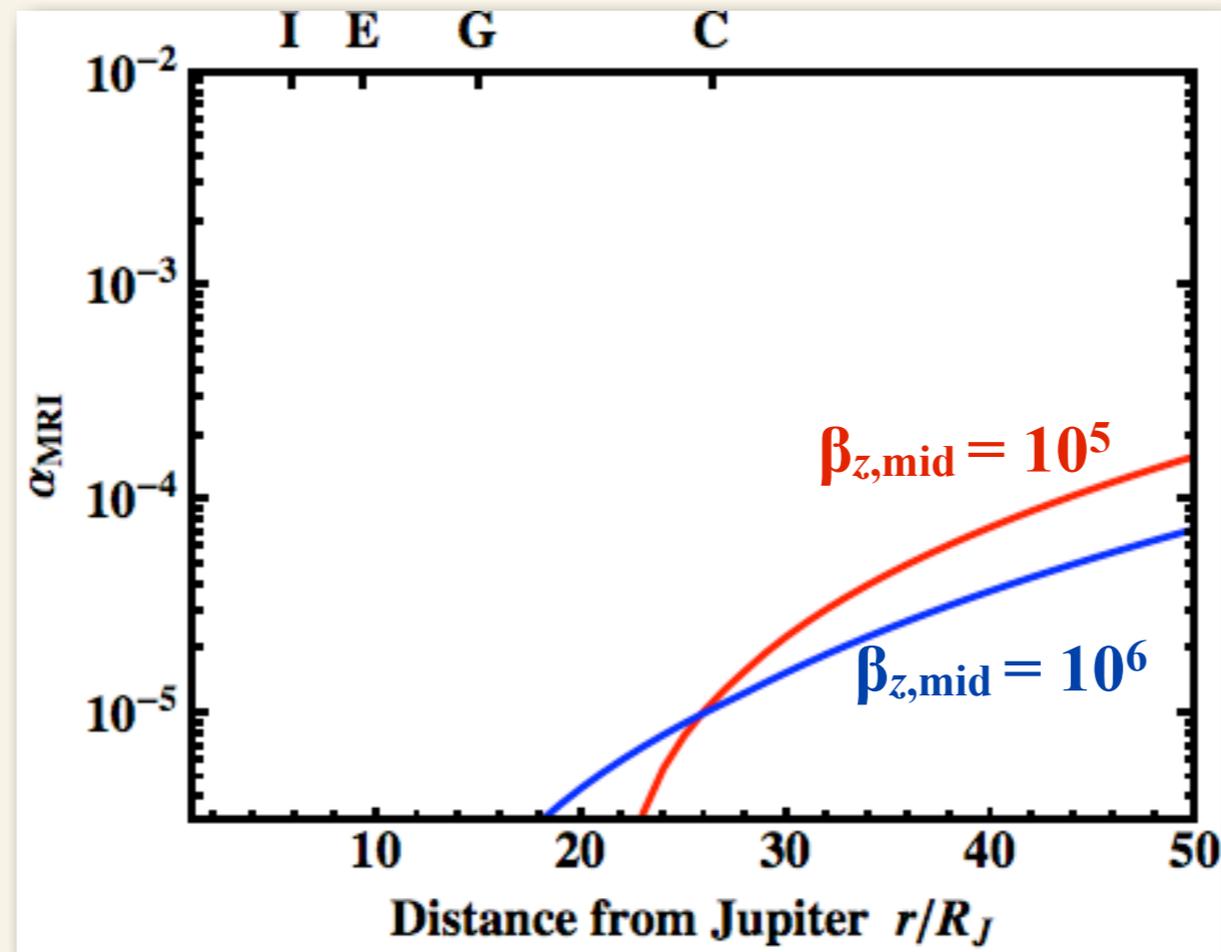
$$\beta_{z,\text{mid}} = 10^5, \quad \beta_z(z) = \beta_{z,\text{mid}} \exp(z^2/2h^2)$$

($\Rightarrow B_z = 70 \text{ mG}$ at $r = 20 R_J$)

周惑星円盤のMRI乱流ストレス

MRI乱流の鉛直積分ストレス α_{MRI} の動径分布

Okuzumi & Hirose II の経験公式（磁気拡散係数分布と磁場強度の関数）より推定



衛星形成領域($r < 20R_J$)では、MRI乱流による降着ストレスは無視できるほど小さい。

「MRI活動層の厚み = 宇宙線透過長」は間違い

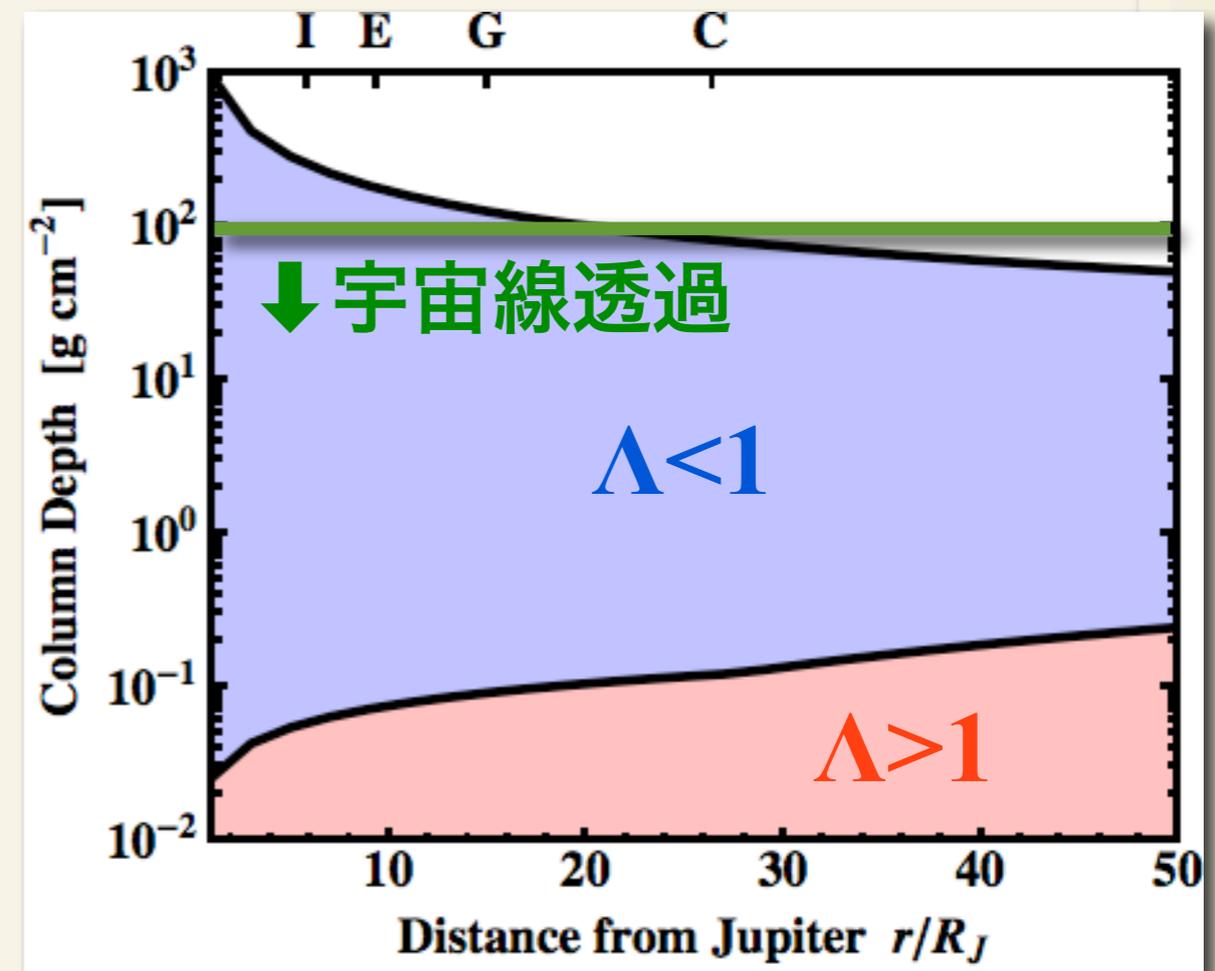
● よく聞く話（よくなされる仮定）

「宇宙線やX線の透過する表層（柱密度 $< 10\text{--}100 \text{ g/cm}^2$ ）では、MRI乱流が生じる」

● これはおもいっきり間違い！！

周惑星円盤では、 $\Lambda > 1$ の領域は、はるかに小さい（柱密度 $< 0.1 \text{ g/cm}^2$!!）

● もし今後、そういう論文を見つけたら、注意しましょう。



Toroidal Field Generation in Keplerian Disks

Turner & Sano (2008)

赤道面近傍で軸対称ケプラー流を仮定すると、赤道面近傍での B_ϕ の発展方程式は

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = -\frac{3}{2}\Omega B_r + \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\eta}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_\phi) \right]$$

差動回転による $B_r \rightarrow B_\phi$ の生成 (Ω ダイナモ)

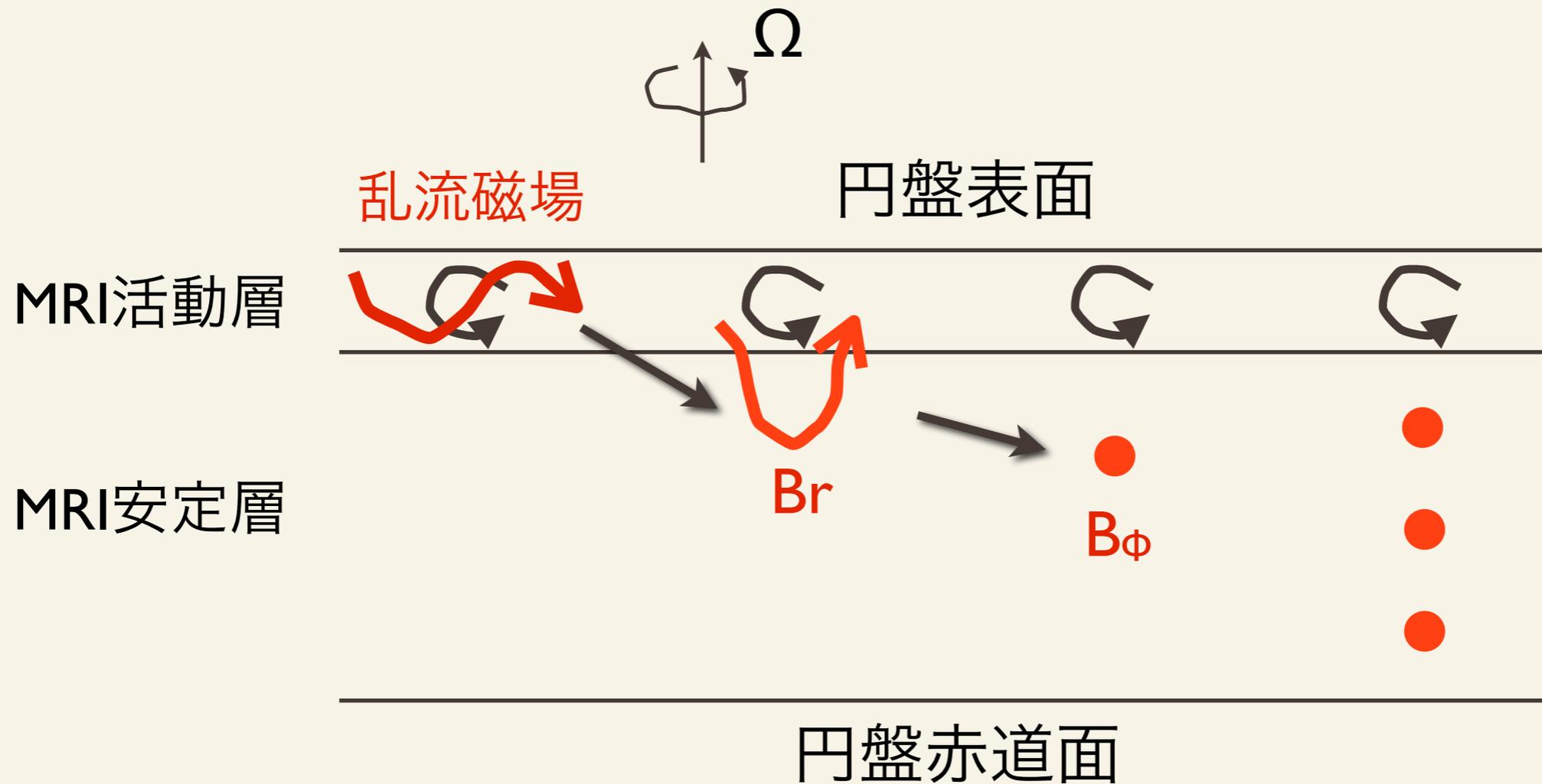
B_r, B_ϕ が r の冪であるとする、 $\frac{\text{誘導項}}{\text{拡散項}} \sim \frac{r^2 \Omega}{\eta} \left| \frac{B_r}{B_\phi} \right| = \frac{v_K r}{\eta} \left| \frac{B_r}{B_\phi} \right|$

→ 飽和状態で、 $|B_\phi| \sim \frac{v_K r}{\eta} |B_r|$

➔ 差動回転によって強い B_ϕ が生成されうる条件 (“undead条件”)

$$\text{Un} \equiv \frac{v_K r}{\eta} = \frac{v_K^2}{\eta \Omega} \gg 1$$

Toroidal Field Generation 概念図



注：生成されたトロイダル磁場が円盤上層に輸送される
効果が無視されている（後述）

The “Undead Zone”

● 無次元量 Un は、 $V=v_K, L=r$ と見做したときの磁気レイノルズ数。

➔ トロイダル磁場生成は、ケプラー円盤で考えうる限り最も起こりやすい磁場増幅現象である。

(i.e.,これが起こらないようでは、円盤でMHDは考えなくてよい)

● Un は Λ より 10^4 以上大きい：

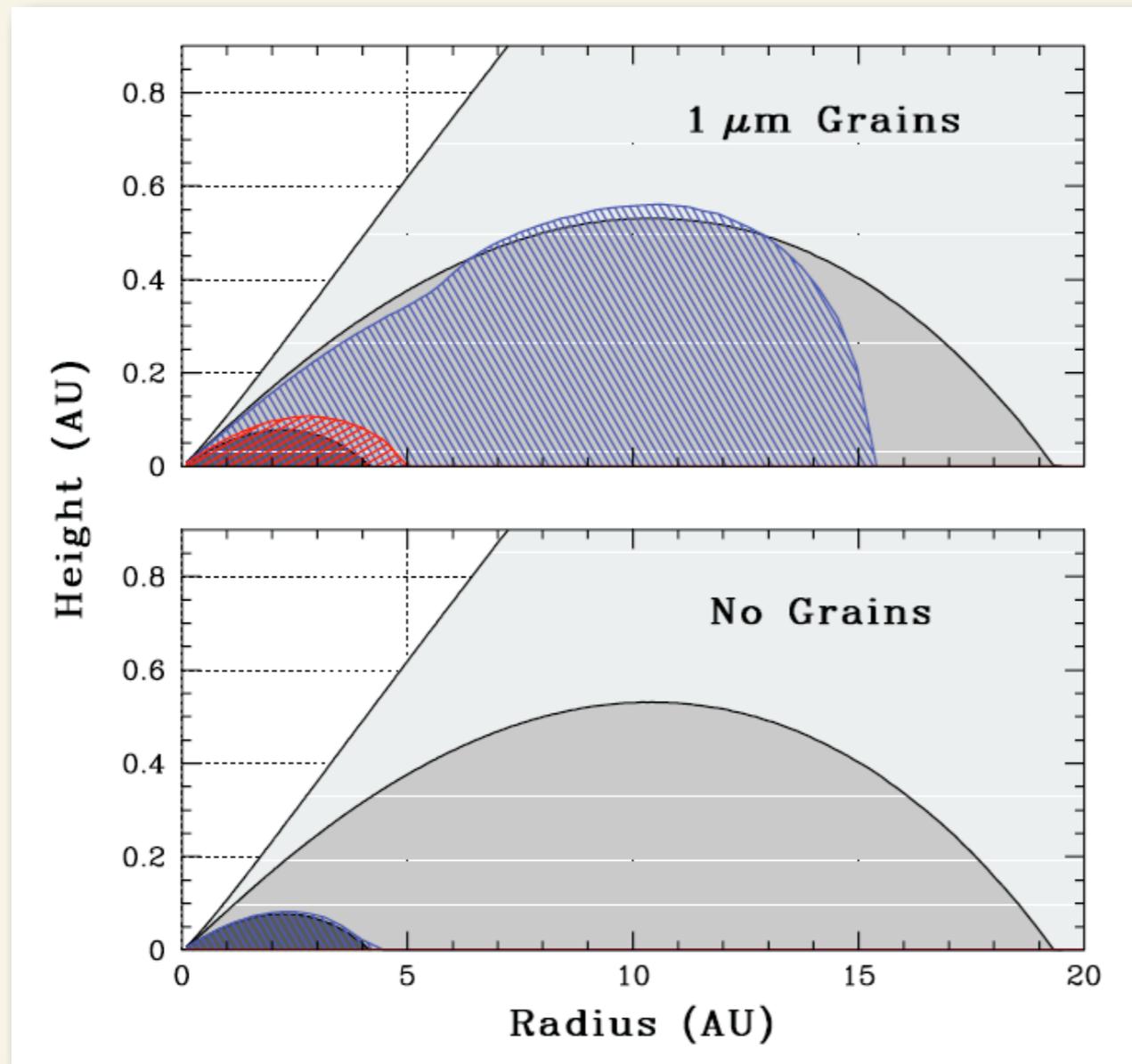
$$Un = \Lambda \left(\frac{v_K}{v_{Az}} \right)^2 = 10^4 \Lambda \left(\frac{\beta_z}{10^2} \right) \left(\frac{v_K/c_s}{10} \right)^2$$

● $\Lambda < 1$ (MRI安定) だが $Un \gg 1$ である領域を、**“undead zone”** と呼ぶ。

(Turner & Sano 2007)

Undead Zones in Protoplanetary Disks

$$\frac{v_K^2}{\eta\Omega} \approx 10 \left(\frac{x_e}{2 \times 10^{-16}} \right) \left(\frac{r}{5 \text{ AU}} \right)^{1/2} \left(\frac{T}{100 \text{ K}} \right)^{-1/2}$$



Turner & Sano (2008)

● “Undead Zone”

$$\Lambda < 1 \text{ だが } \frac{v_K^2}{\eta\Omega} > 10$$

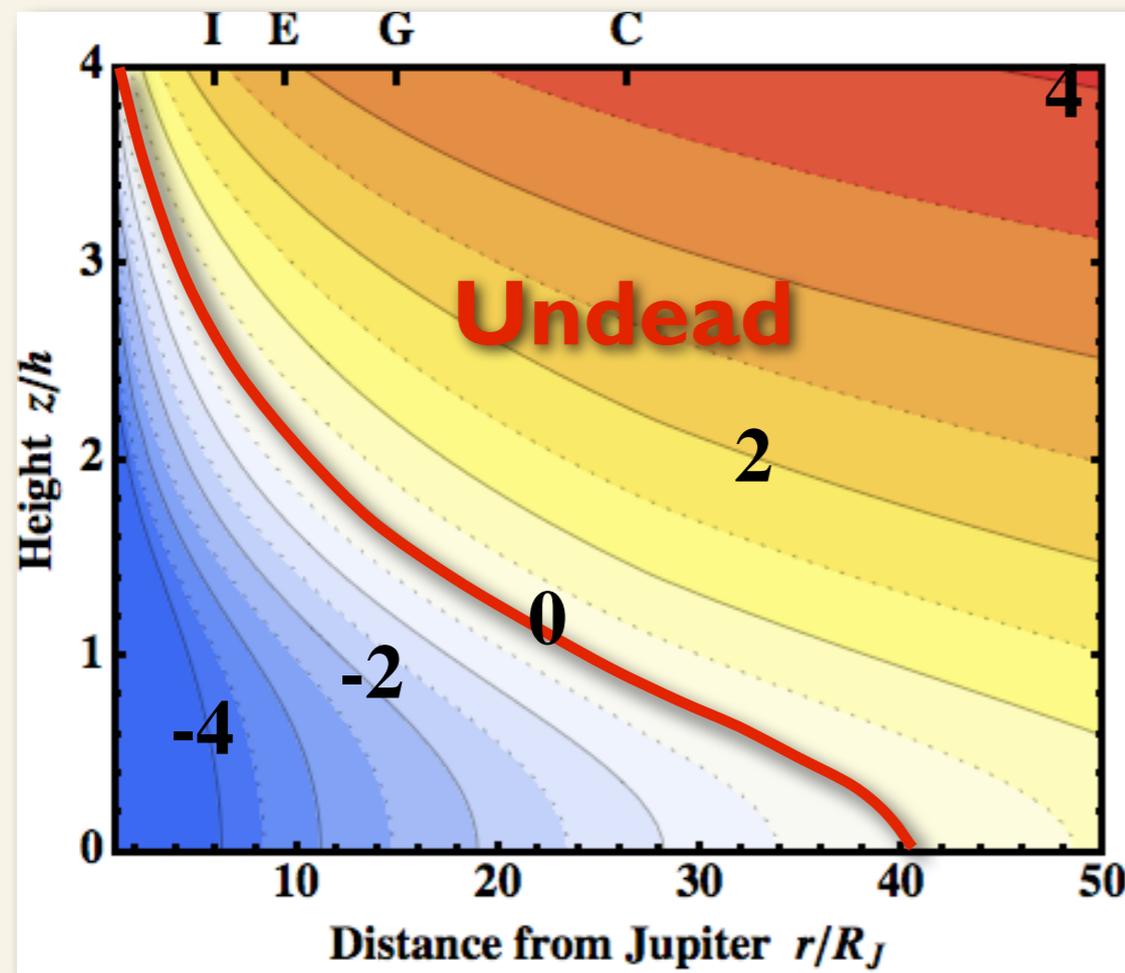
● “真のdead zone”

$$\frac{v_K^2}{\eta\Omega} < 10$$

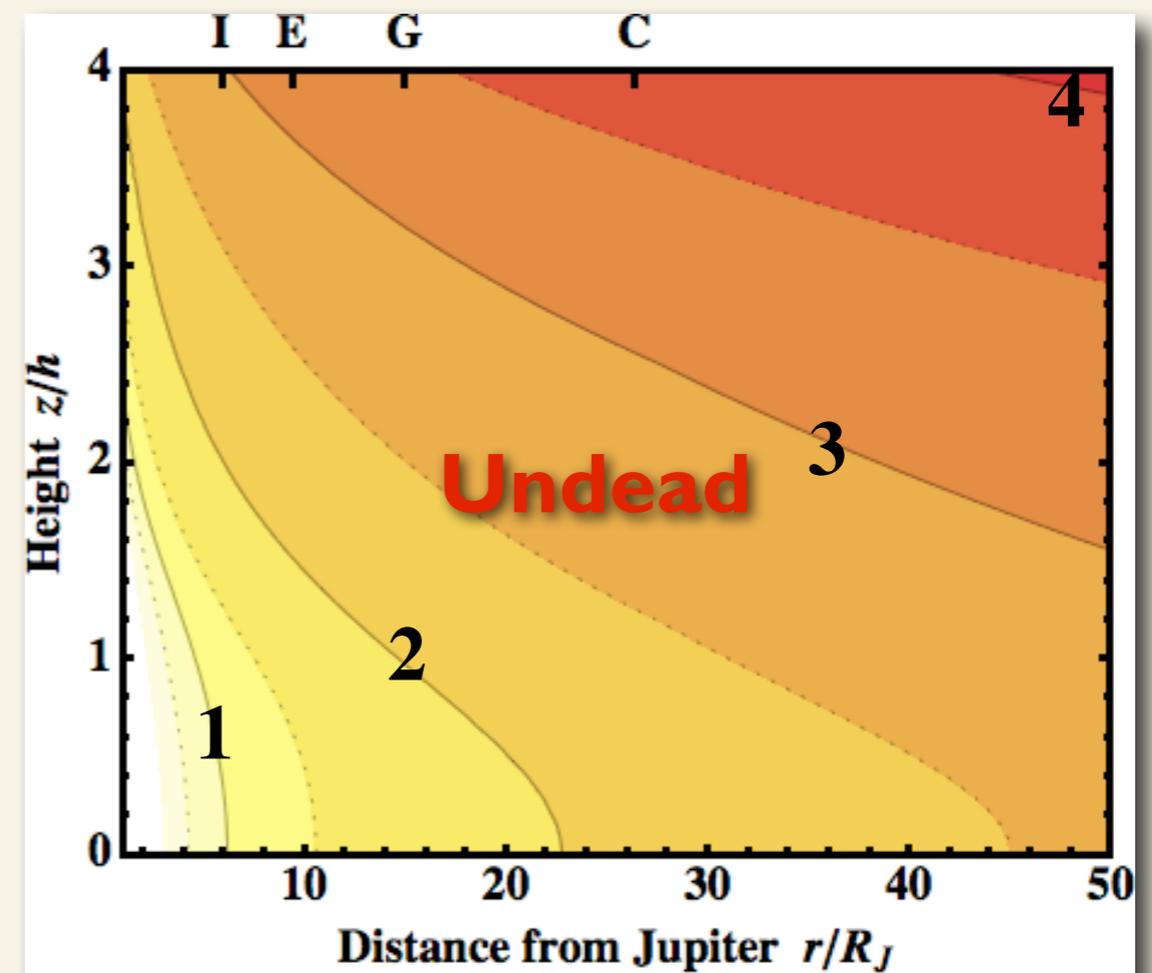
Undead Zones in Circumplanetary Disks

Canup & Ward (2002) 円盤モデルでの $\log_{10} U_n$ の分布

$$\Sigma_{0.1\mu\text{m}}/\Sigma_g = 10^{-4}, x_{\text{M,gas}}=10^{-12}$$



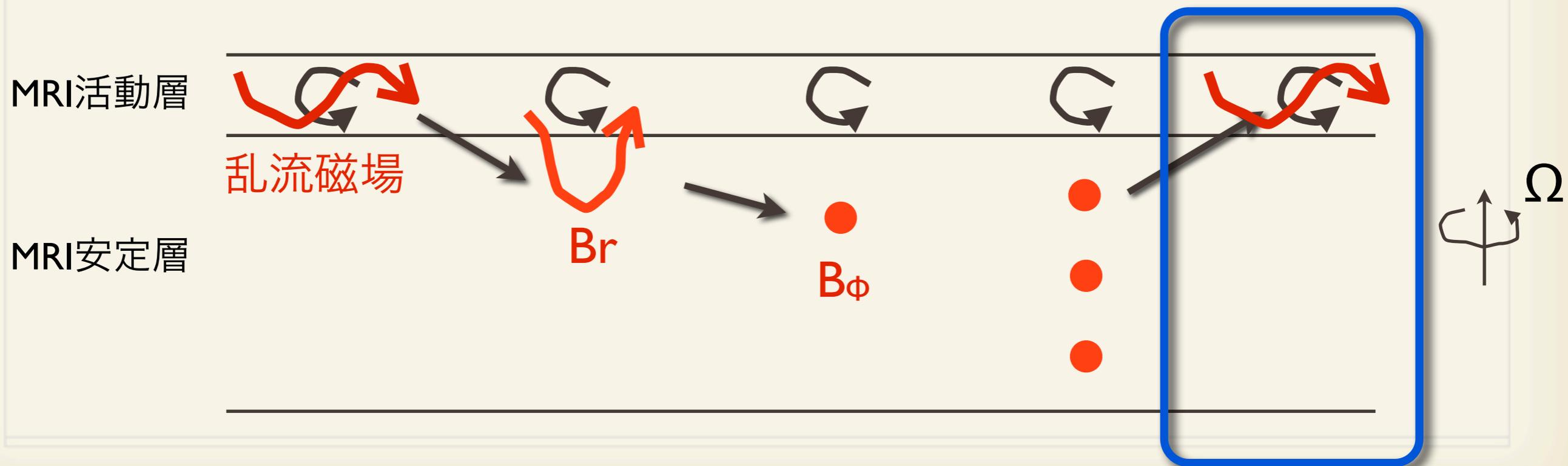
$$\Sigma_{0.1\mu\text{m}}/\Sigma_g = 10^{-8}, x_{\text{M,gas}}=10^{-12}$$



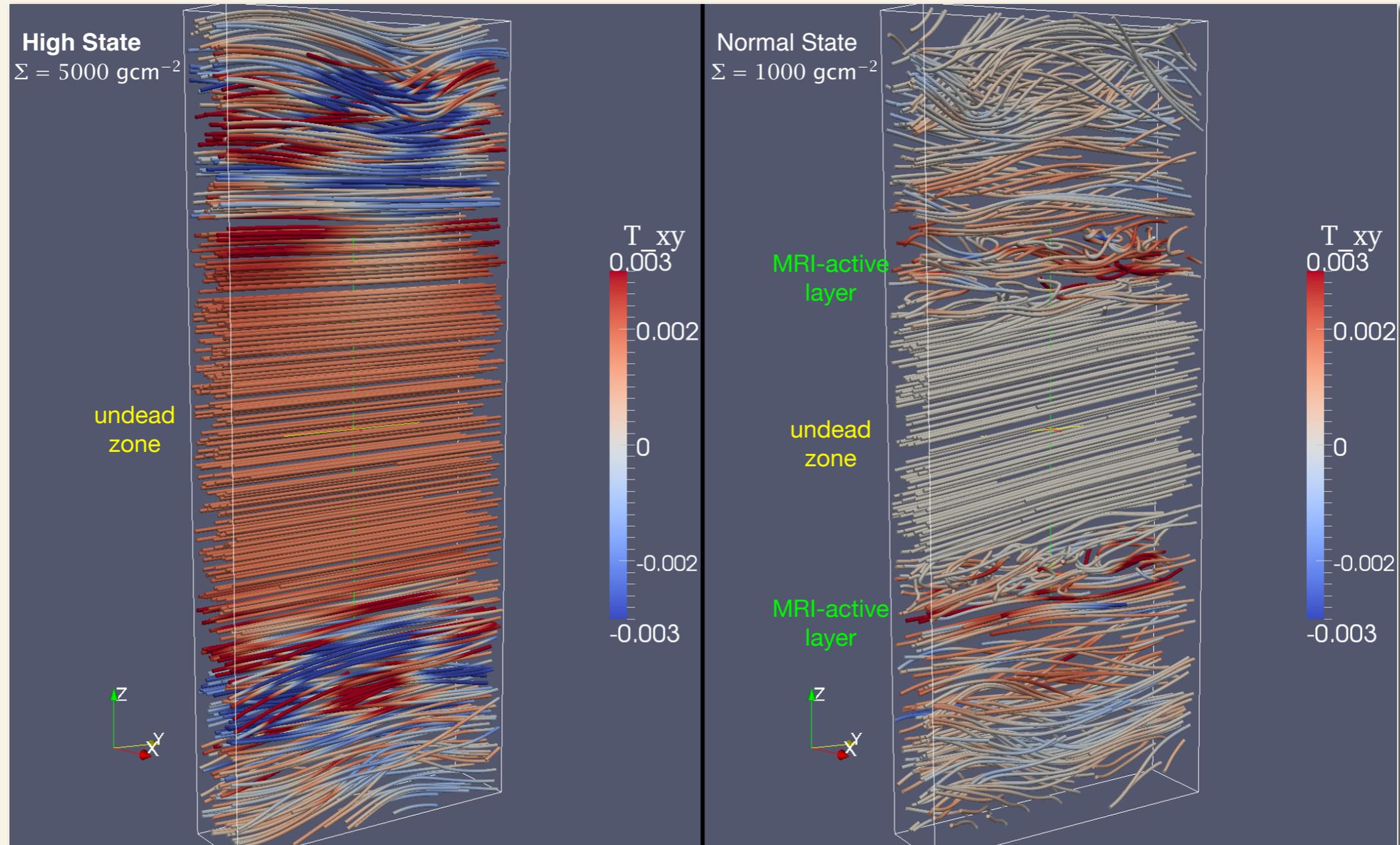
微小ダストの面密度がガス面密度の 10^{-8} 程度であれば、
undead zone は衛星形成領域全域を覆う

トロイダル磁場強度の飽和は未説明

- **undead zone**でのストレスの振る舞いは、よくわかっていない。
 - トロイダル磁場の飽和値の正確な説明には、究極的には、円盤大局3次元非理想MHD計算が必要。
- 最近の局所成層3次元MHD計算によると、動径方向の磁気拡散なしでも、トロイダル磁場生成の飽和が見られる (e.g., Turner & Sano 08).
 - ➔ トロイダル磁場の円盤上層への輸送が、トロイダル磁場の消滅を起こしていると思われる。

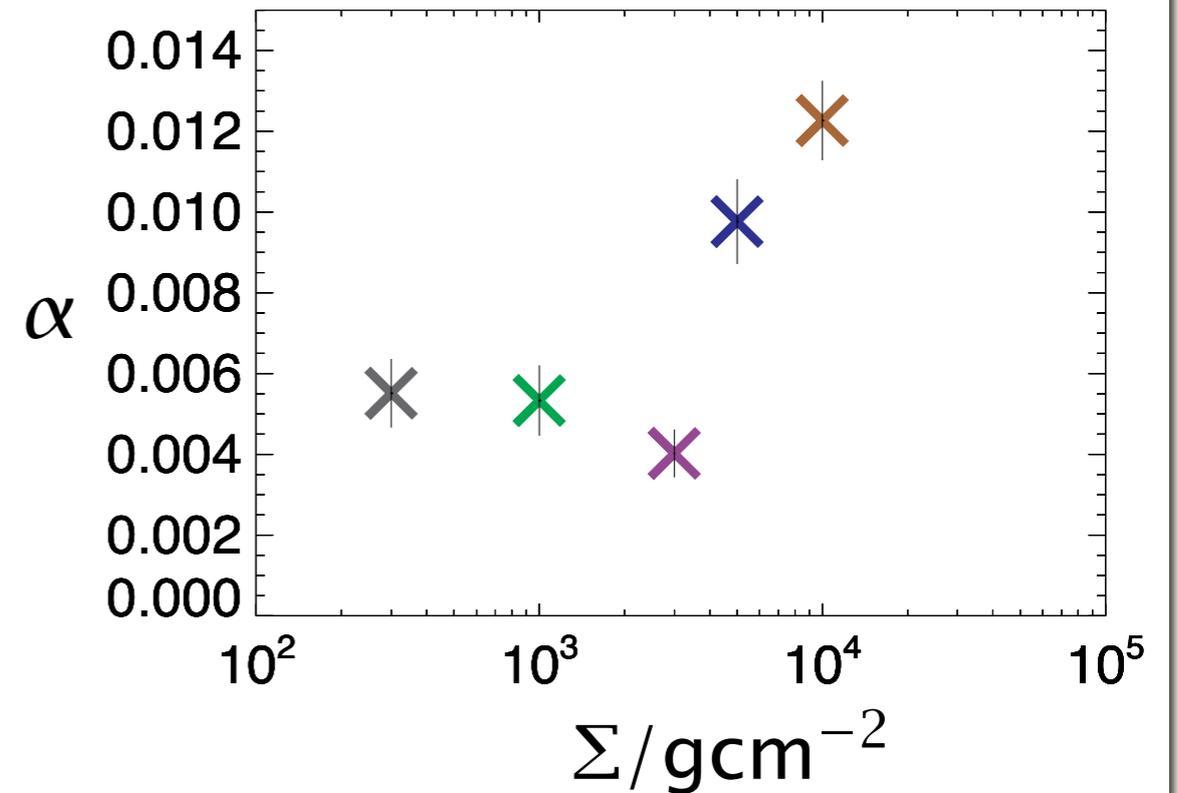
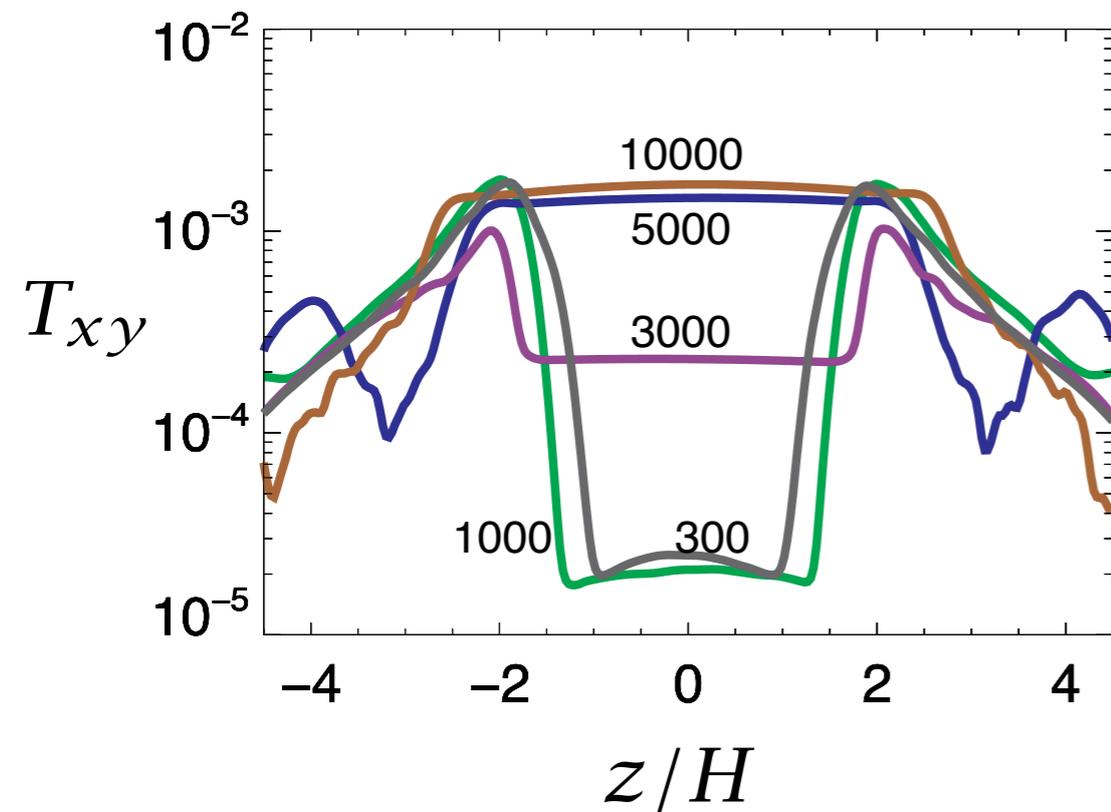


局所成層計算



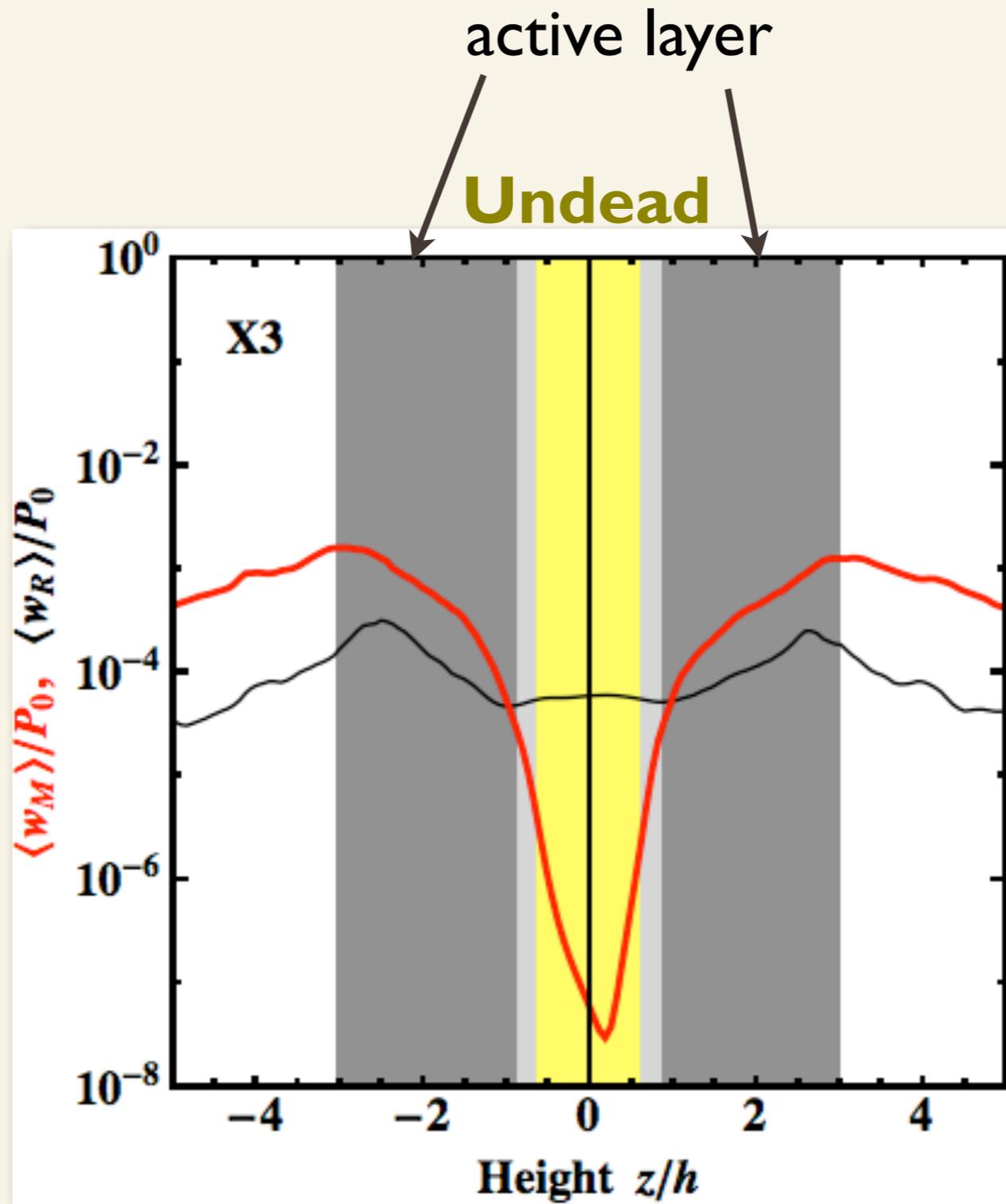
Hirose, in prep.

局所成層計算



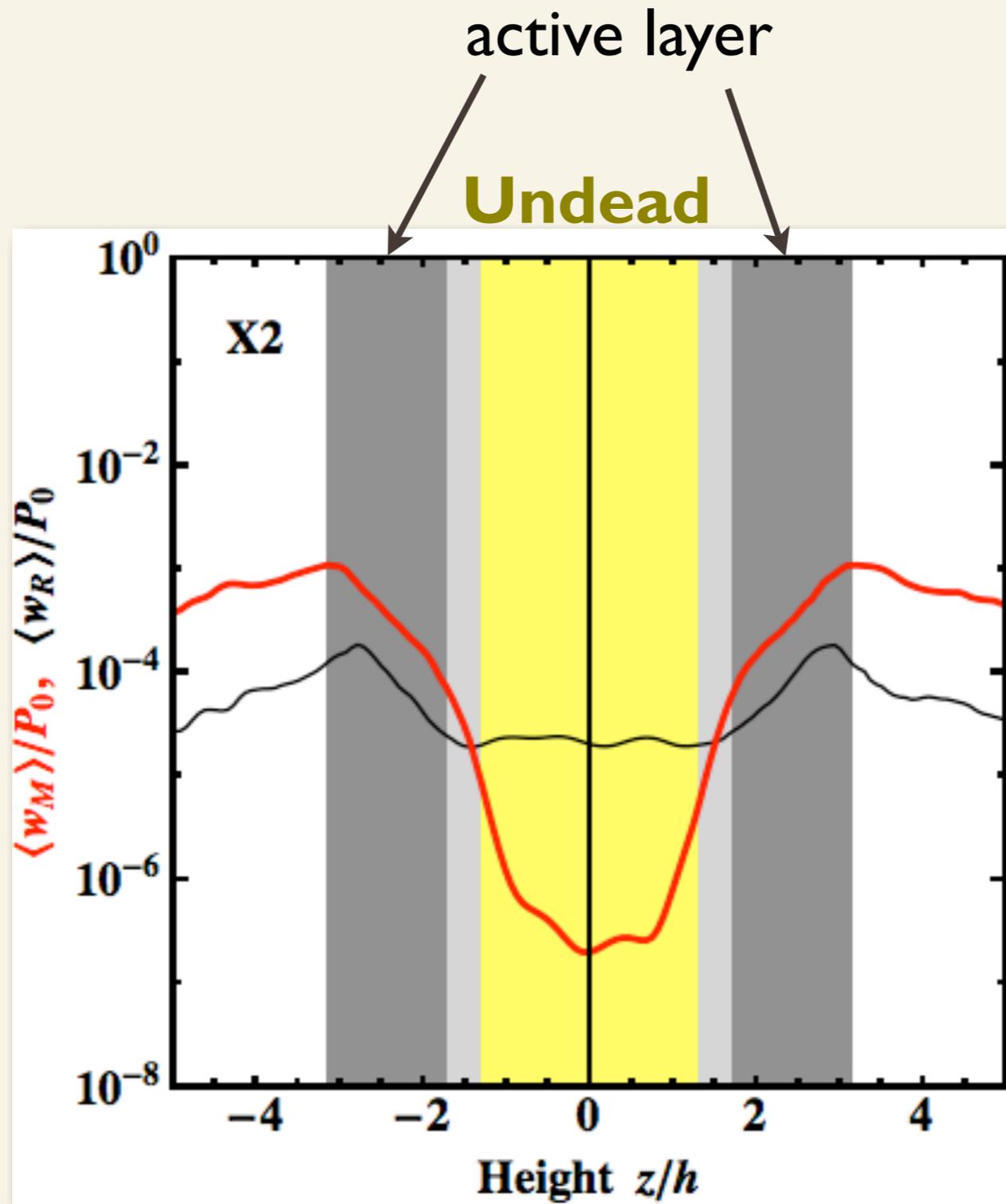
Hirose, in prep.

Undead Accretion



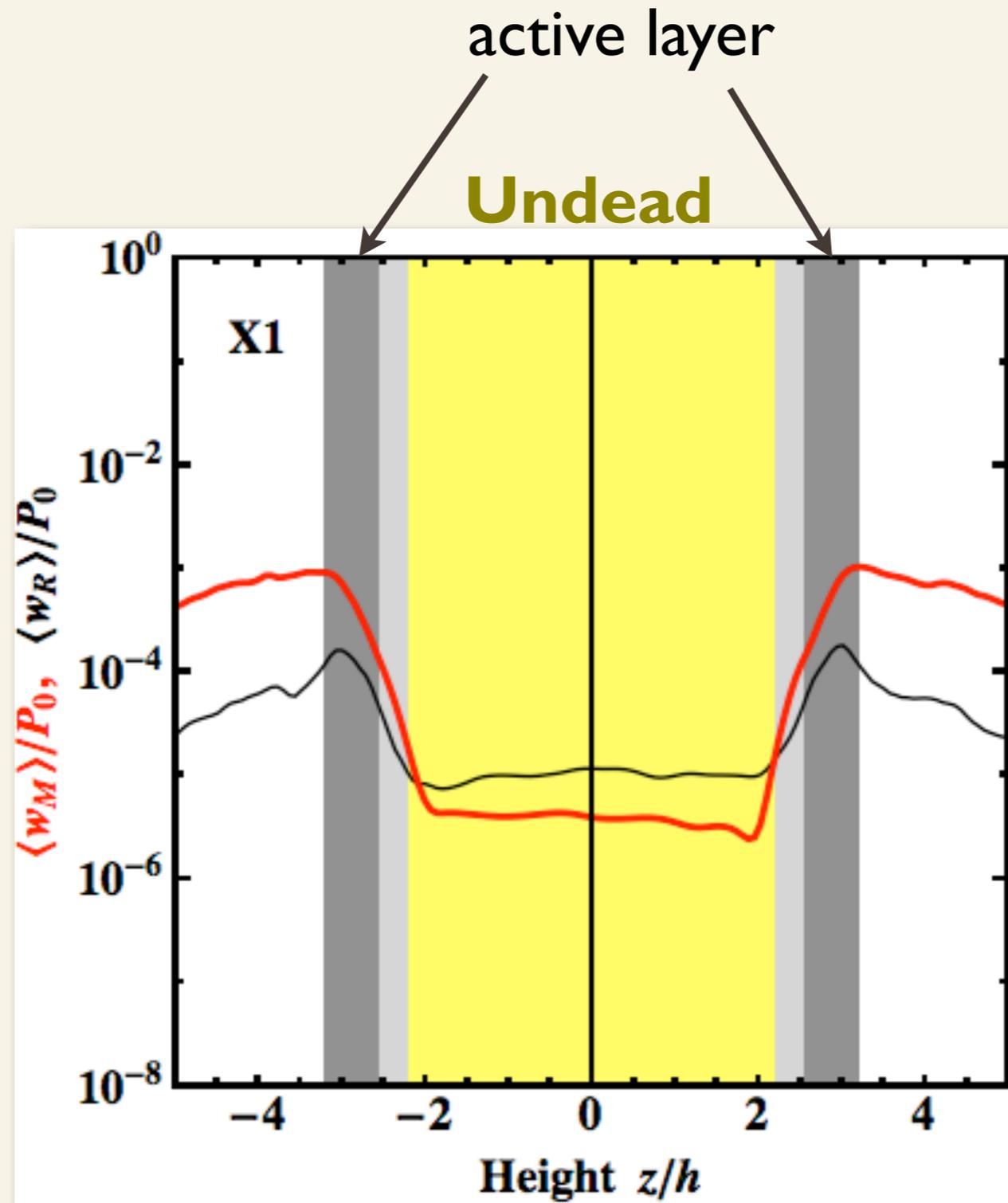
Okuzumi & Hirose (2011) 秘蔵データ

Undead Accretion



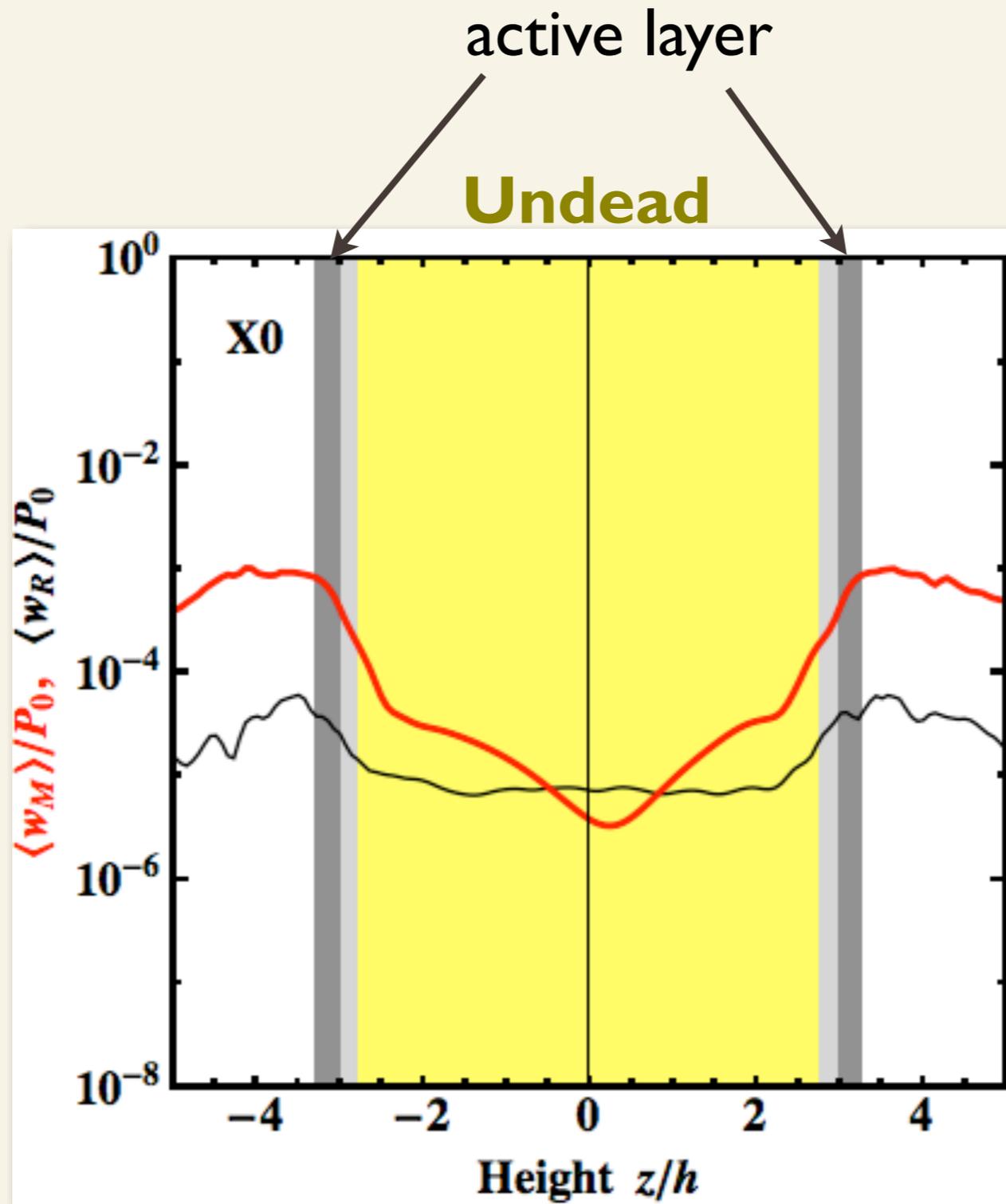
Okuzumi & Hirose (2011) 秘蔵データ

Undead Accretion



Okuzumi & Hirose (2011) 秘蔵データ

Undead Accretion



Okuzumi & Hirose (2011) 秘蔵データ

周惑星円盤の温度構造

円盤表面温度を T_d とすると、 $\sigma_{\text{SB}} T_d^4 \approx \frac{3GM_p \dot{M}}{8\pi r^3}$

$$\Rightarrow T_d \approx 200 \left(\frac{r}{20R_J} \right)^{-3/4} \left(\frac{\dot{M}}{2 \times 10^{-7} M_J \text{ yr}^{-1}} \right)^{1/4} \left(\frac{M_p}{M_J} \right)^{1/4} \text{ K}$$

● 円盤が光学的に薄い円盤では、赤道面温度 T_{mid} は表面温度と同じ。

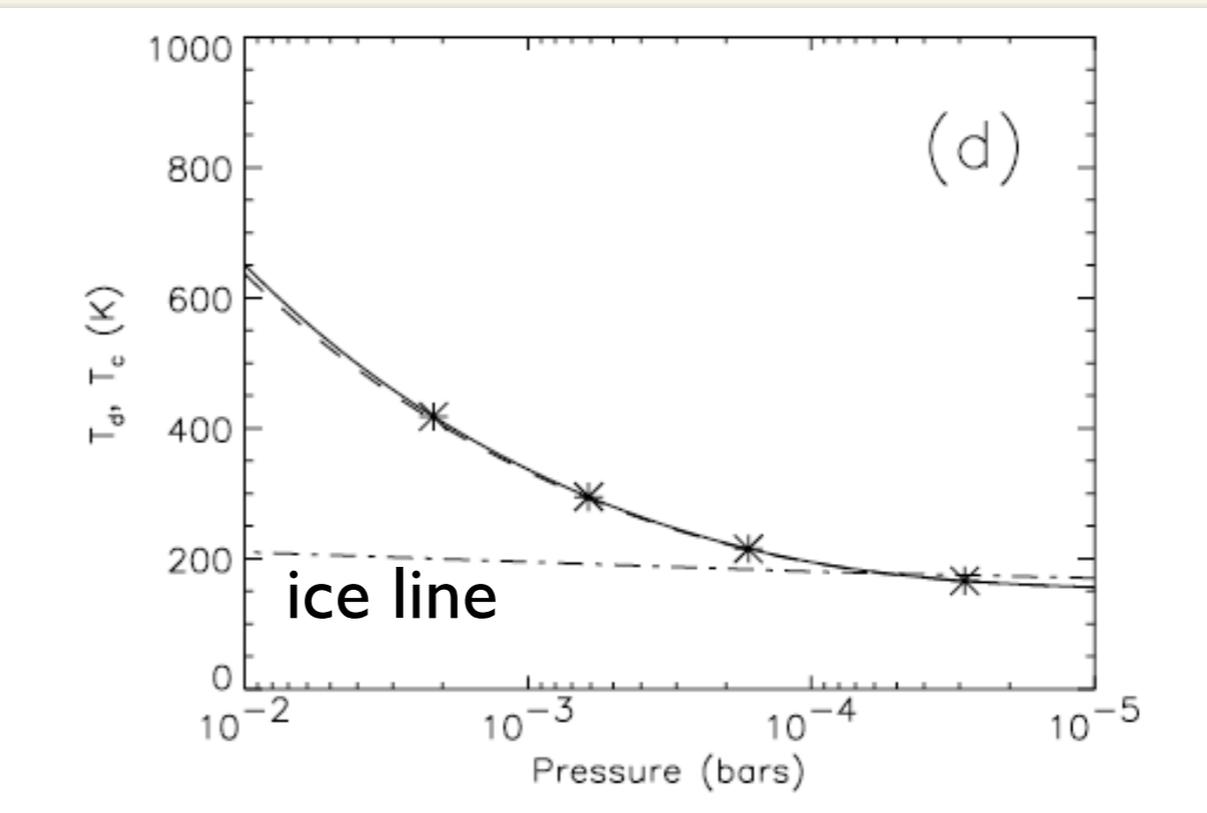
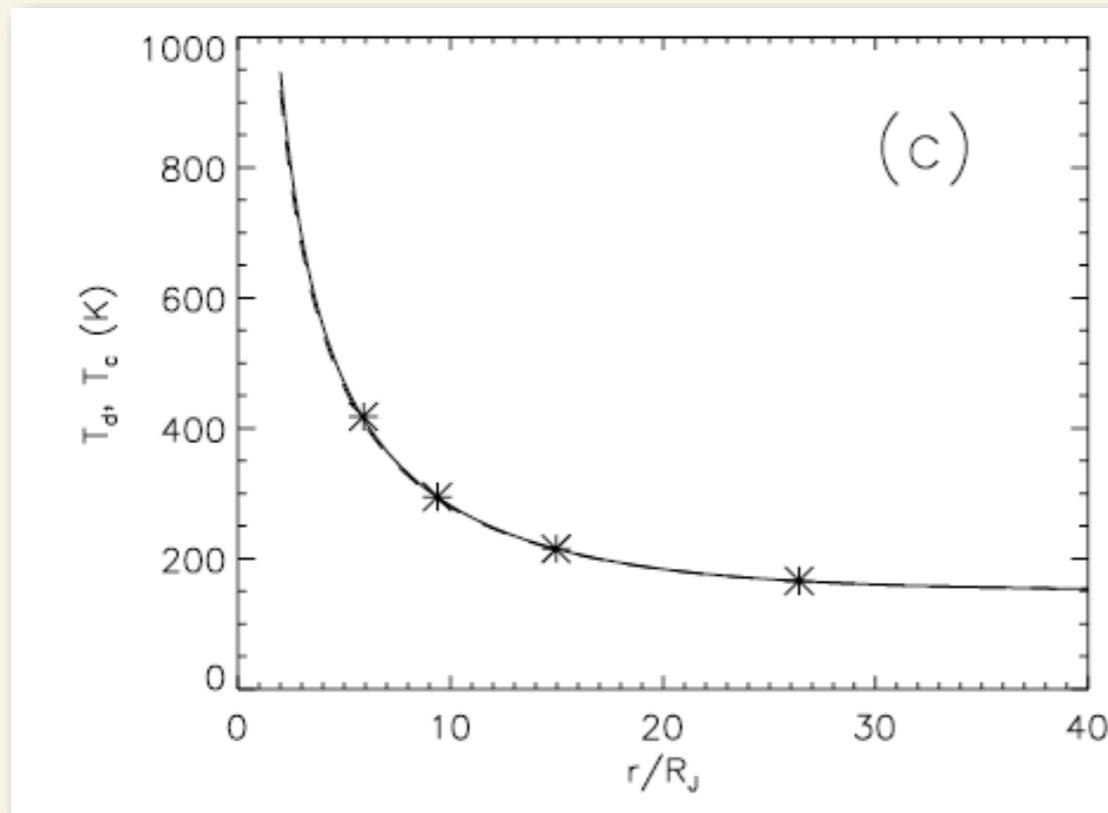
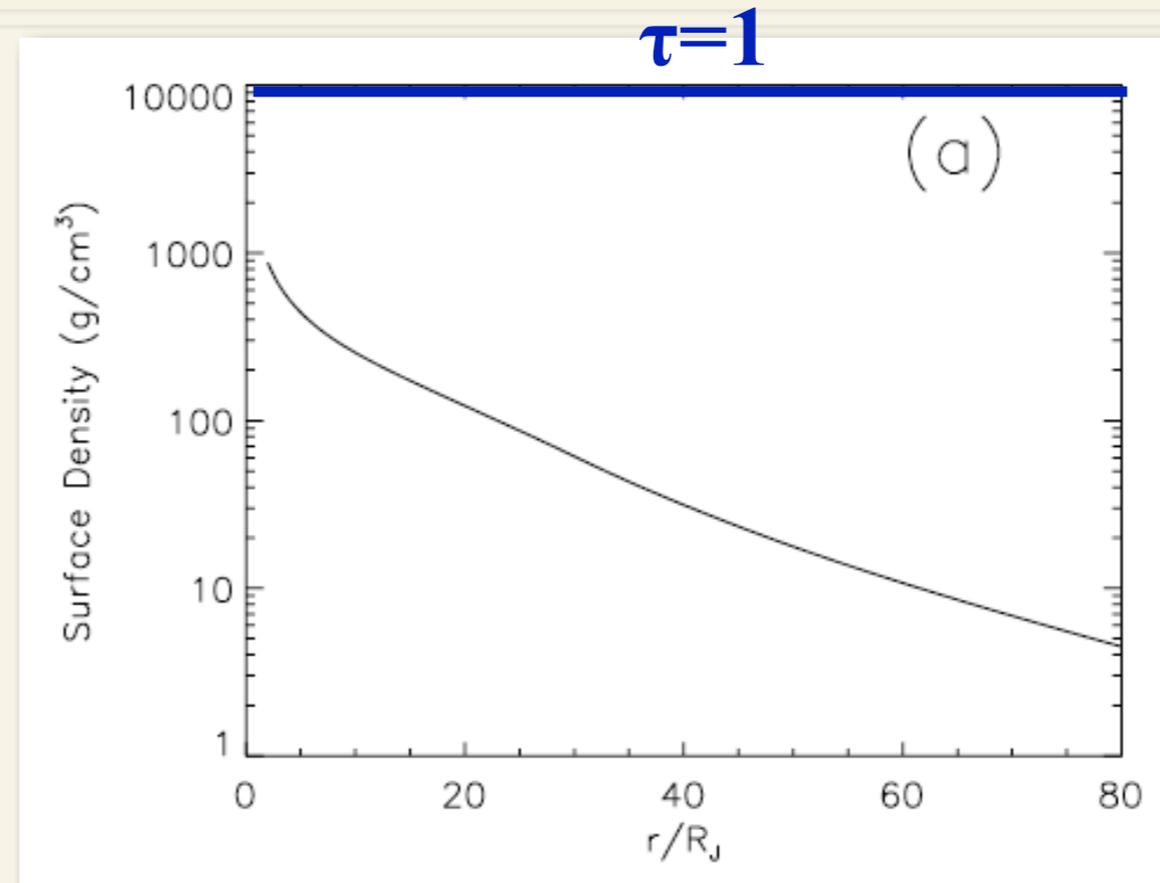
➔ 降着率 $10^{-7} M_J/\text{yr}$ というもっともらしいパラメータで、衛星形成に“好ましい”円盤温度が実現できる。

● 円盤が光学的に厚くなると、赤道面温度は上がりうる。

例えば、降着エネルギーの散逸が円盤赤道面で起こるばあい、

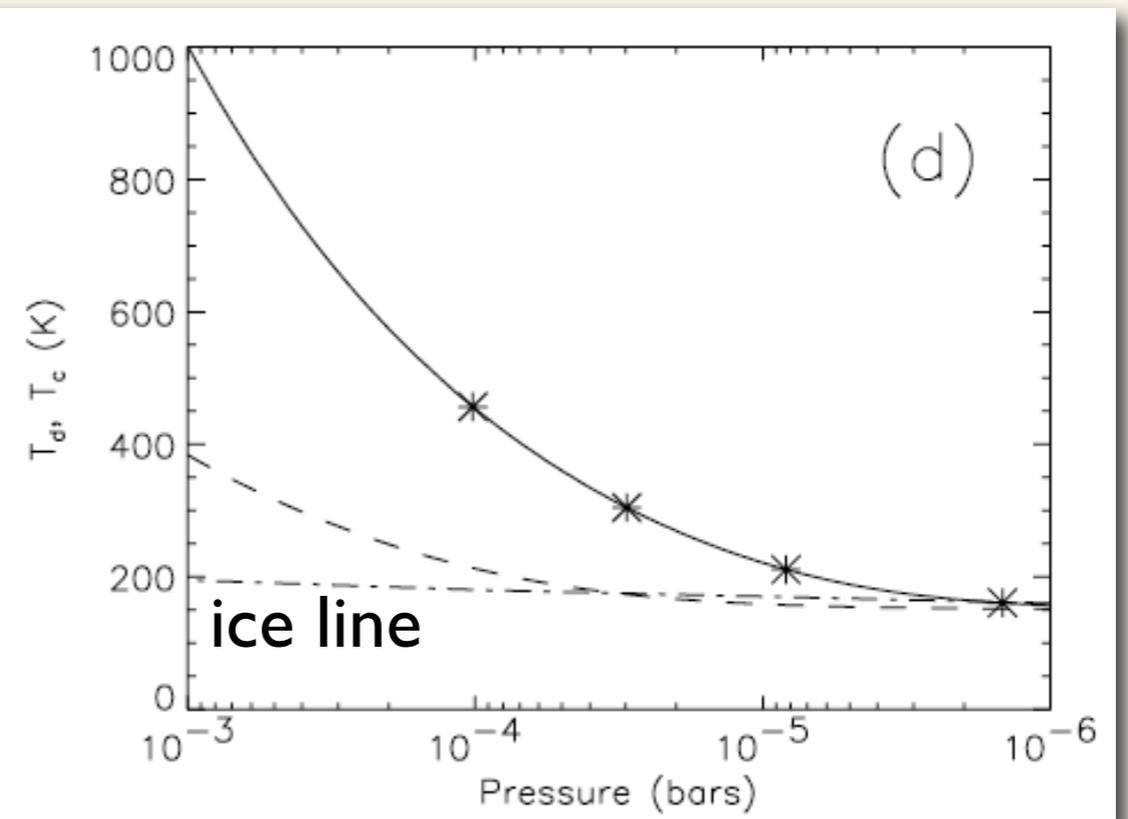
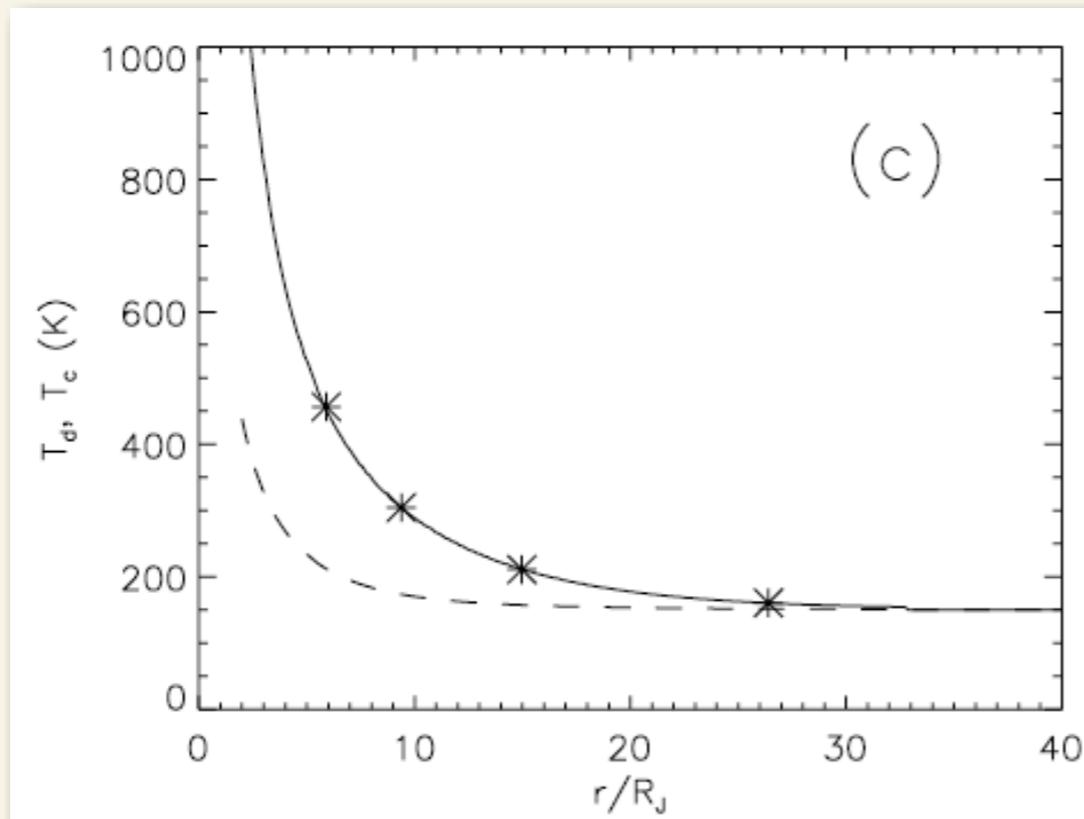
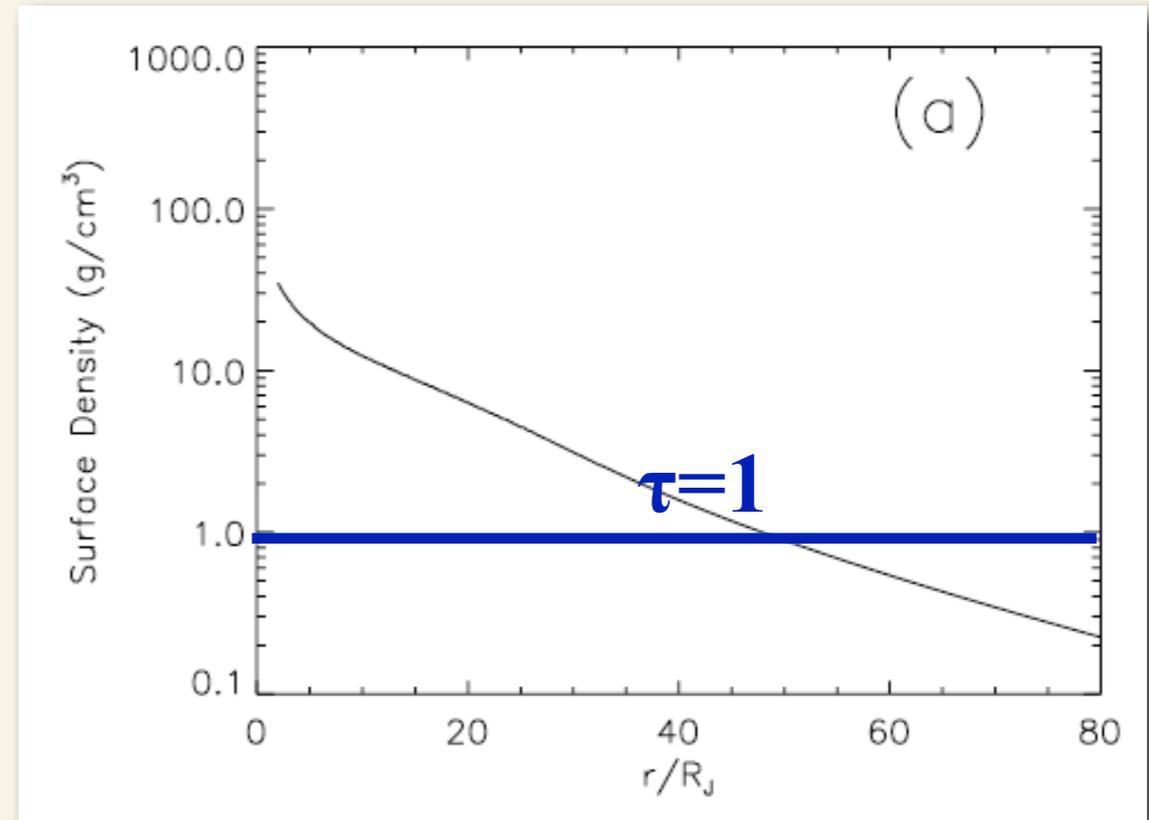
$$T_{\text{mid}} \approx \tau^{1/4} T_d \approx (\kappa \Sigma_g)^{1/4} T_d$$

$\alpha = 5 \times 10^{-3}$
 $\kappa = 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{g}$ (grain-free)
 $dM/dt = 2 \times 10^{-7} M_J / \text{yr}$



Canup & Ward (2002)

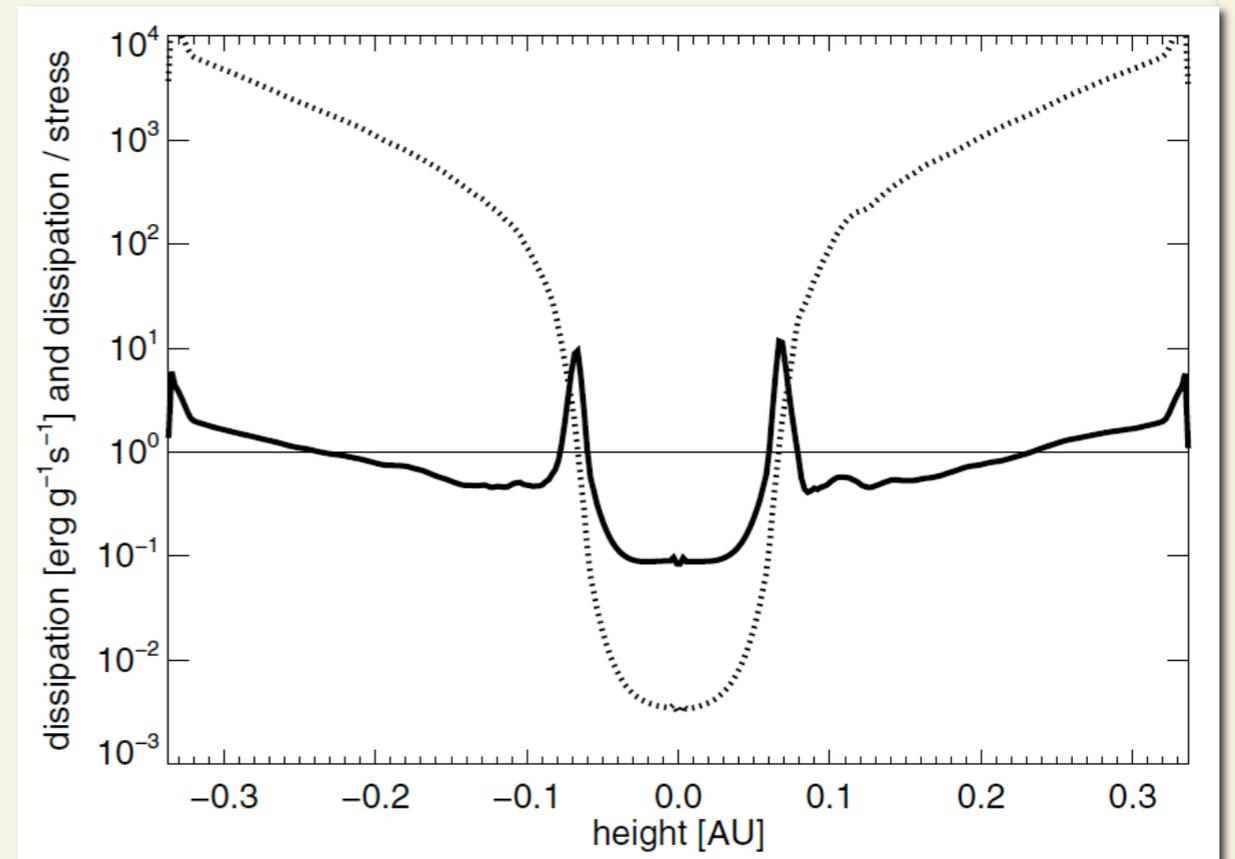
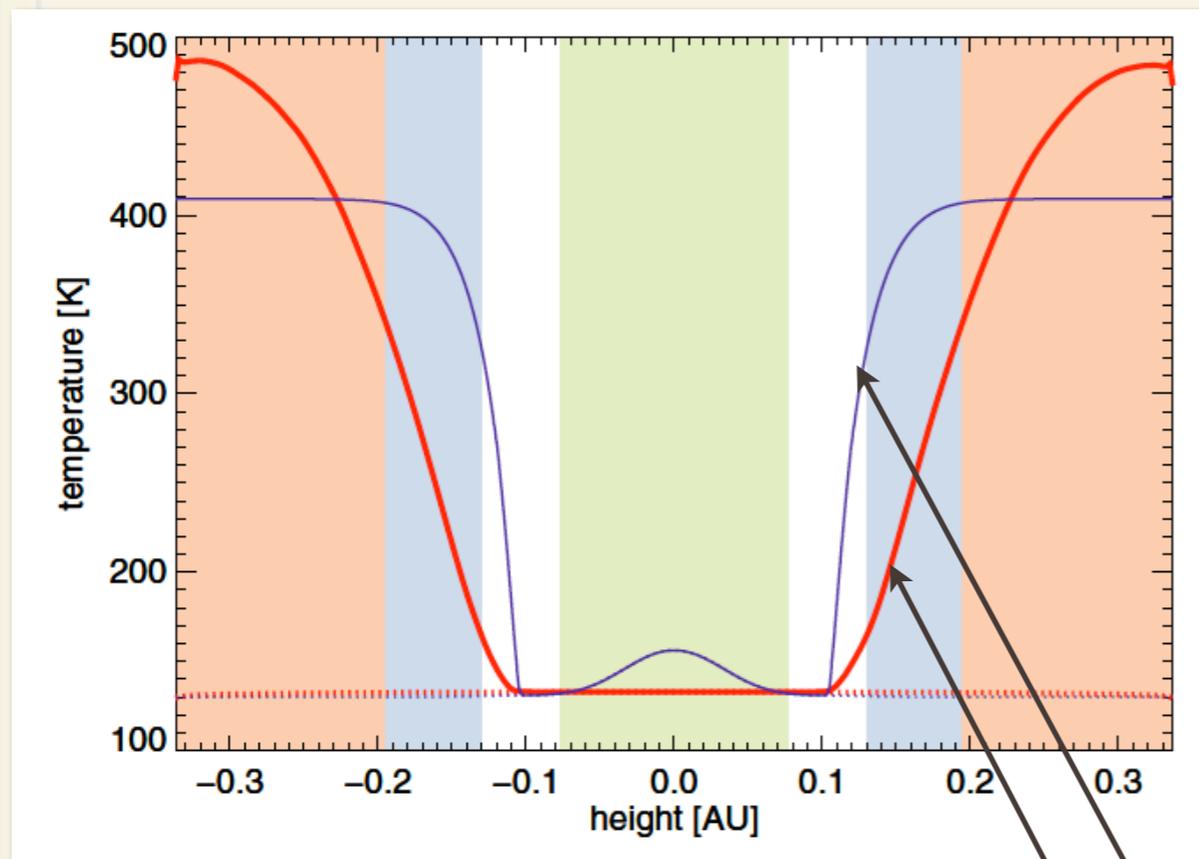
$\alpha = 5 \times 10^{-3}$
 $\kappa = 1 \text{ cm}^2/\text{g}$ (grain-rich)
 $dM/dt = 10^{-8} M_J / \text{yr}$



Canup & Ward (2002)

表層降着円盤の熱構造

- デッドゾーンを持つMRI乱流円盤だと、円盤表面でストレスの生成とエネルギー散逸が起こる。→ 赤道面の温度上昇が回避される。
- ストレス生成領域よりもエネルギー散逸領域のほうがさらに高高度
→ undead zone降着でも、赤道面の温度上昇が回避されるかもしれない。



(Hirose & Turner II)

α ディスク (赤道面で散逸)

MRI disk with dead zone (表面で散逸)

まとめ

- 周惑星円盤は、原始惑星系円盤によりもさらに低磁気レイノルズ数環境である（典型的長さが短いため）。
- このため、小スケールのMHD現象 ($L < H$; e.g. 磁気乱流) は、衛星形成領域では著しく安定化されると予想される。
- 大スケールの磁場増幅 ($L \sim r$; e.g. Ω dynamo) は、微小ダストが少なければ起こっても良い。