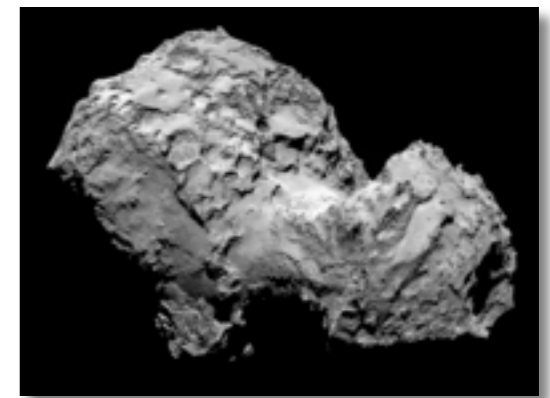
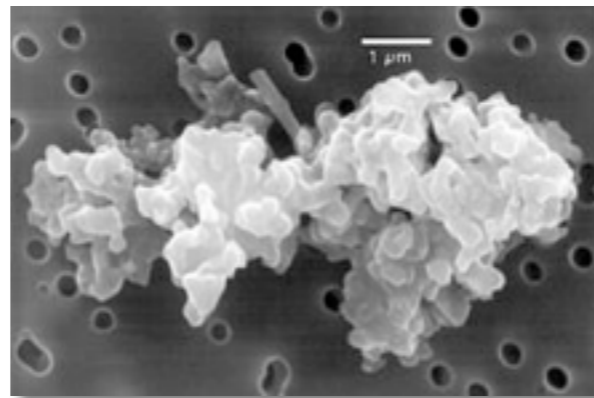
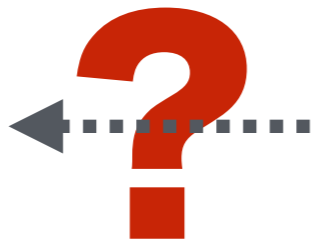
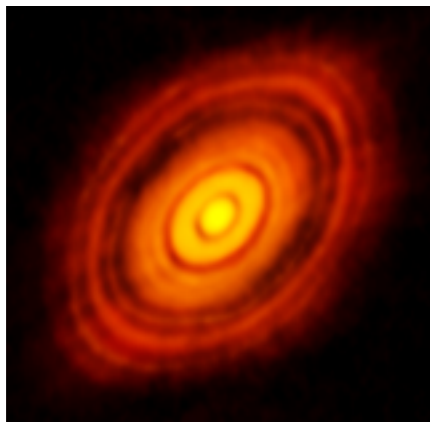
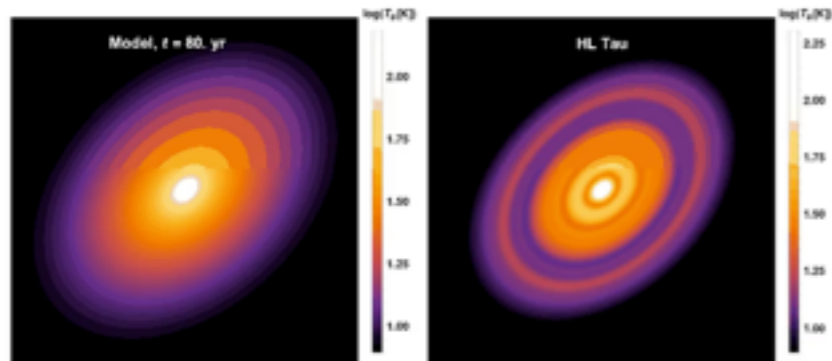
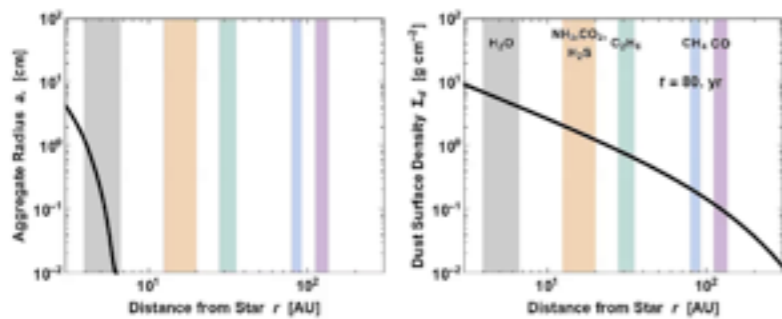


# 研究内容(1) 微惑星形成理論

- $\mu\text{m}$ サイズのダスト粒子は、どのように微惑星を作るのか？
- ダストの進化理論は、最新の天文観測を説明できるか？



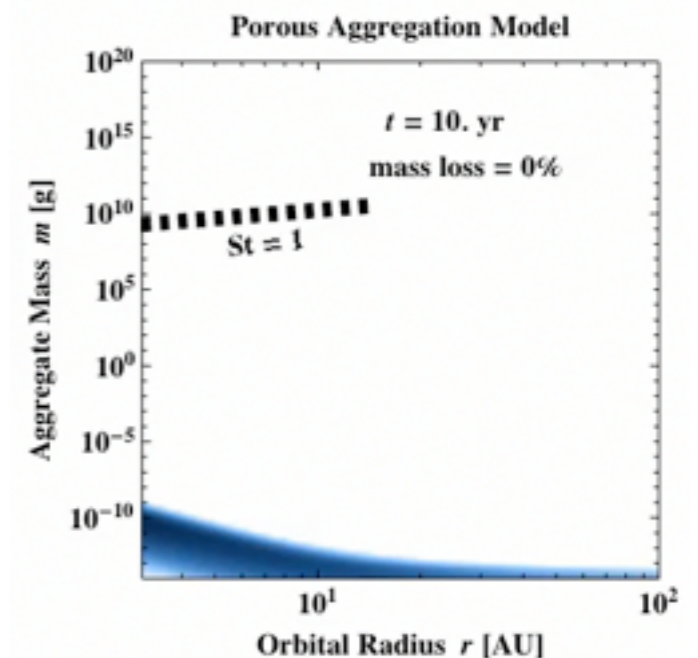
⇒ 「ダストの衝突合体」に関する多様な数値実験でアプローチ



多重リングの形成シミュレーション

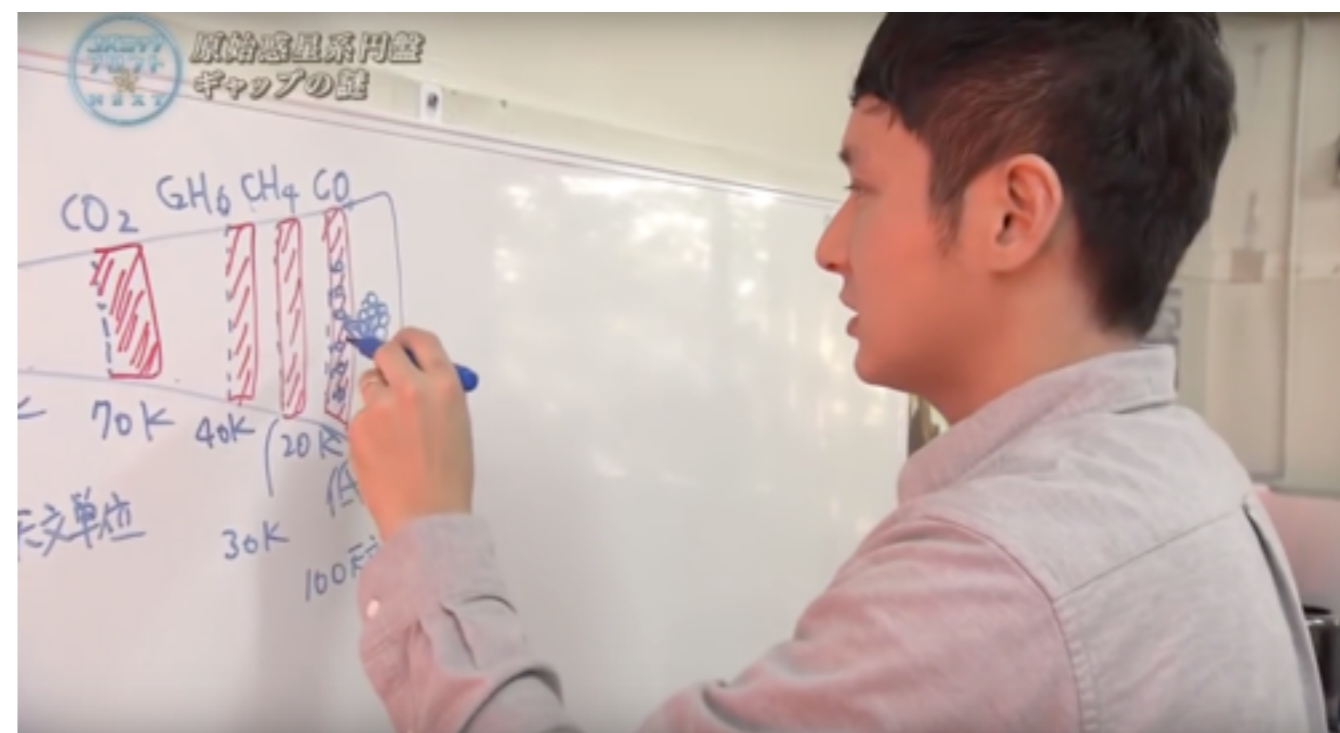
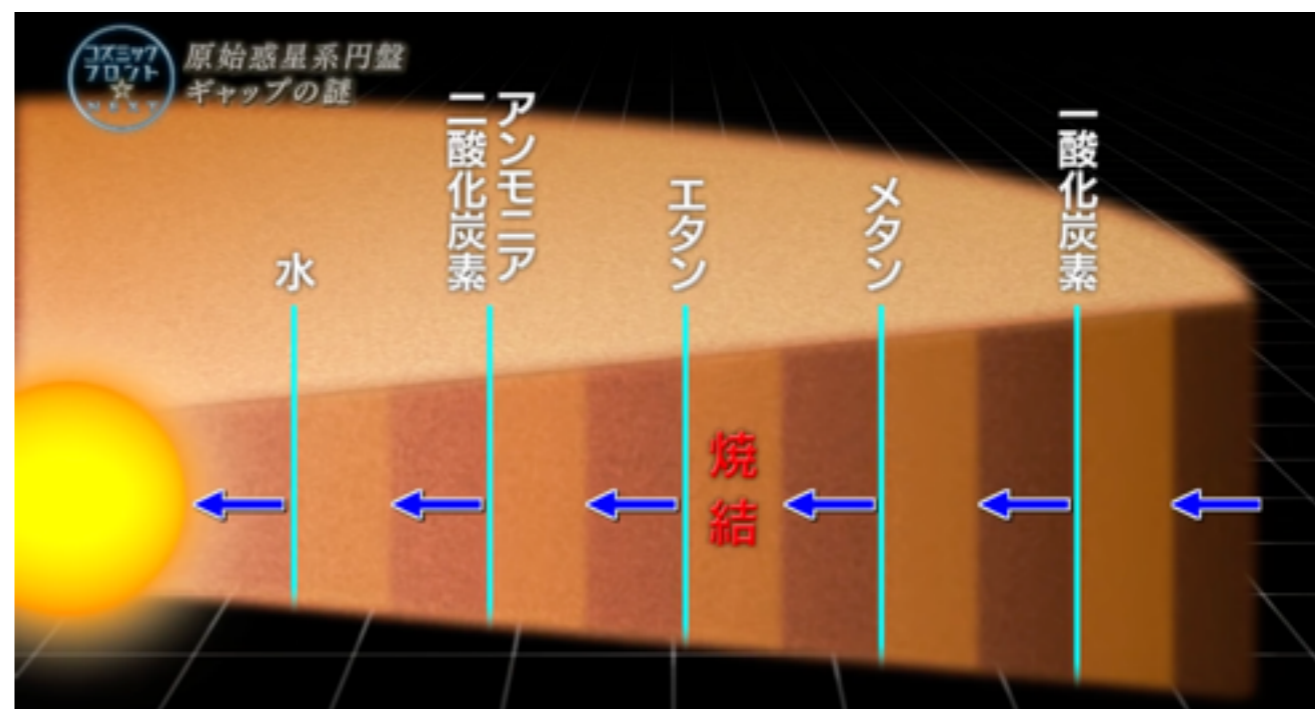
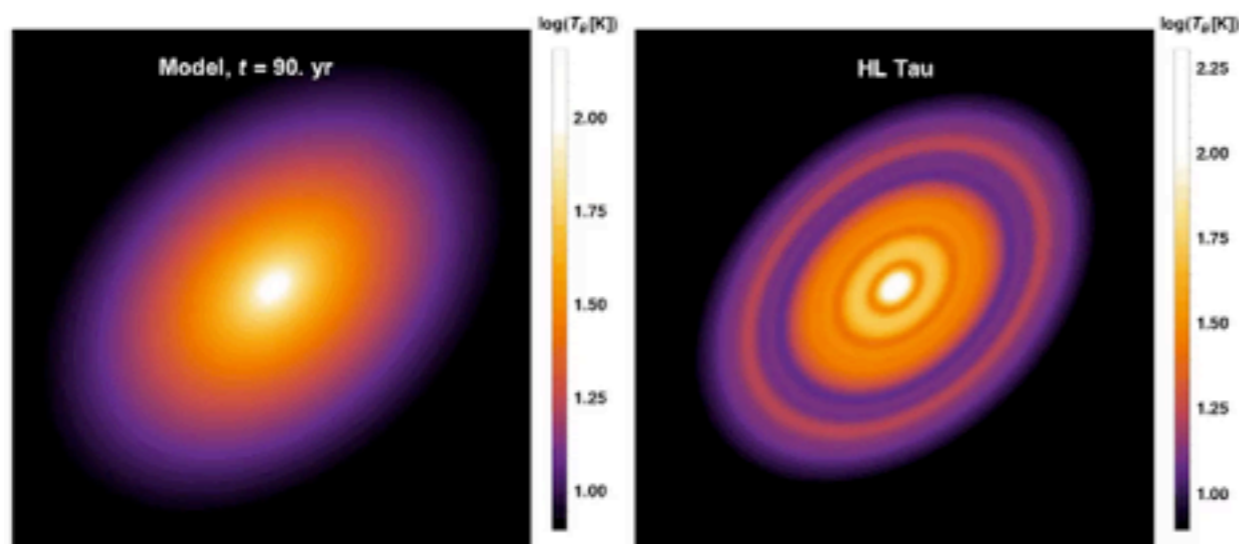
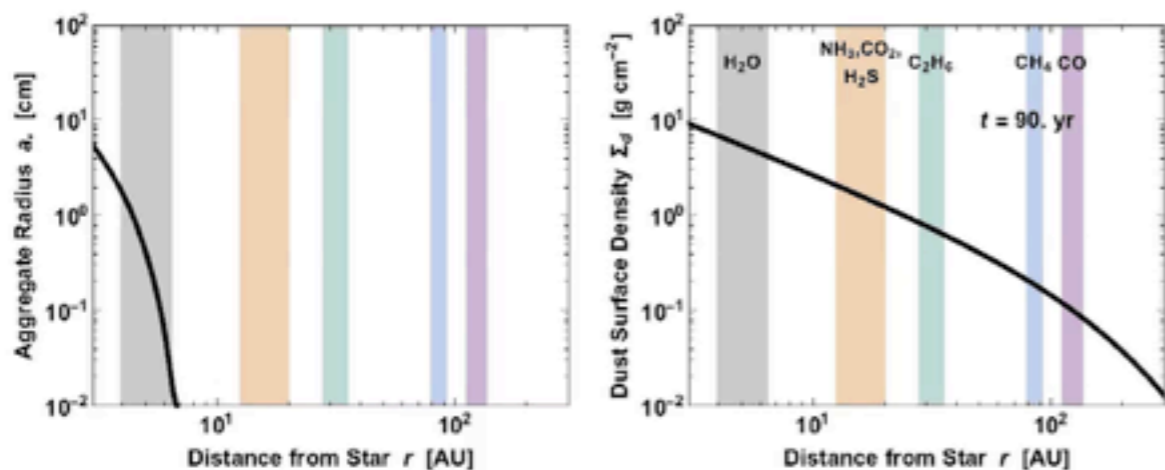


ダストの衝突シミュレーション  
(2016年度卒研)



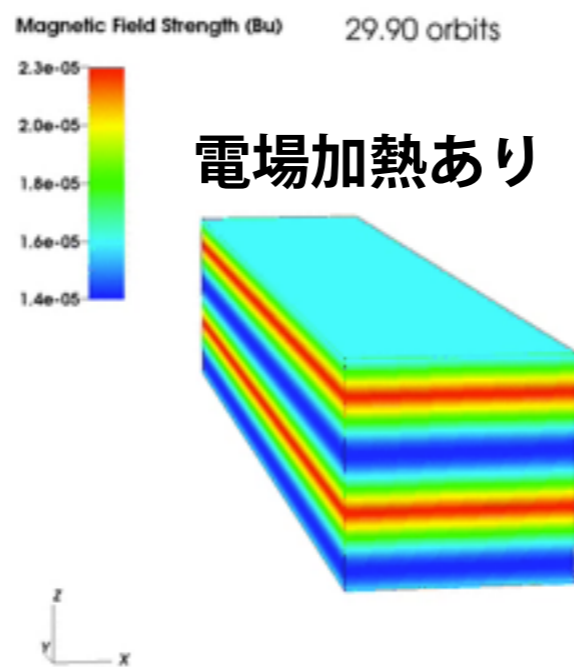
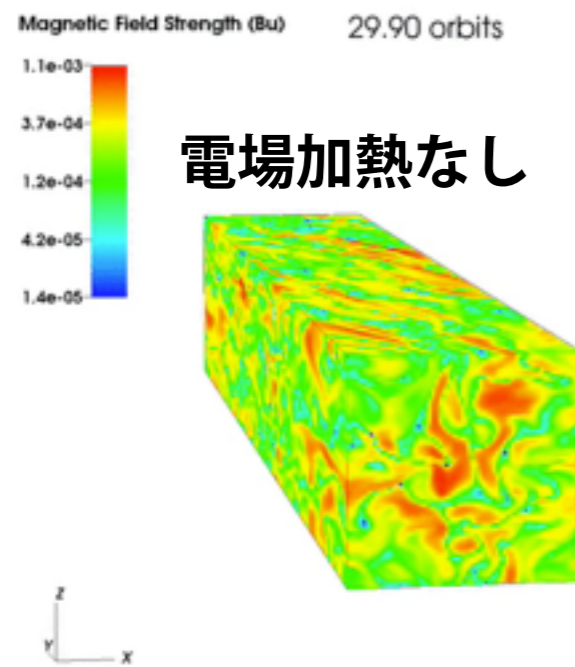
微惑星形成の統計的シミュレーション(2016年度卒研)

# ダストの焼結による 多重リング形成 (Okuzumi et al. 2016)



# 研究内容 (2) 原始惑星系円盤の磁気流体力学

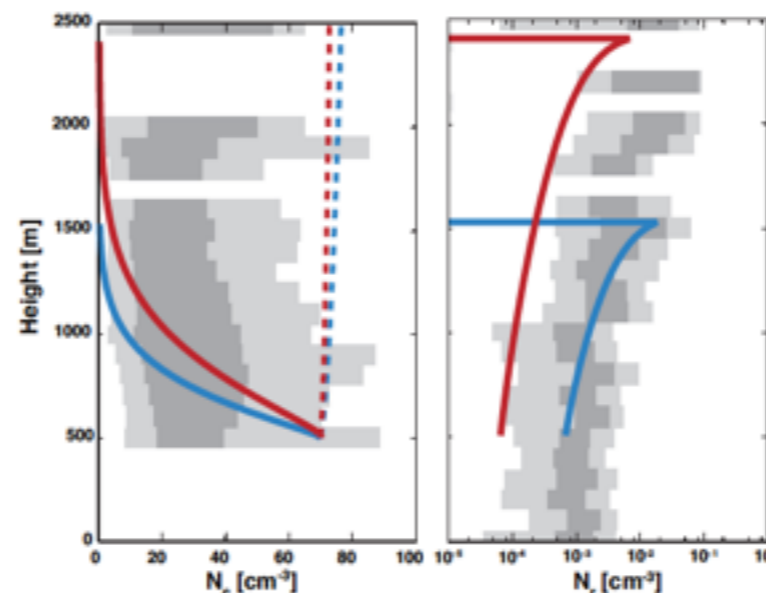
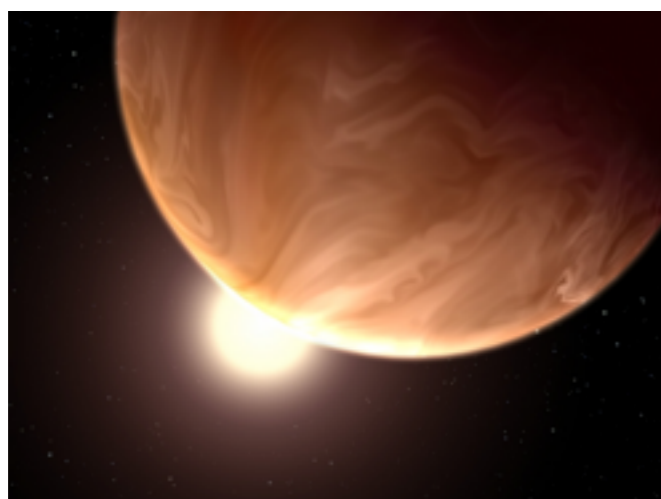
● 惑星が生まれるのは、激しい乱流の中か？ 静かな流れの中か？



プラズマの電場加熱が円盤の乱流に与える影響の理論研究  
(2013年度卒論→15年度修論)

# 研究内容 (3) 太陽系外惑星の雲モデル

● 雲に覆われた系外惑星の中身を、雲を見て知ることはできるか？



太陽系外惑星のための  
雲モデル  
(2014年度卒研→16年修論)

他：初期地球における  
ヘイズ（靄）の形成と  
初期地球気候への影響

(2014年度卒研)

# Plasma Heating and Discharge in Protoplanetary Disks

A protoplanetary disk is shown with a central star. The disk has concentric rings and is surrounded by a dark, starry background. Blue lightning bolts are drawn around the central star and the inner disk, symbolizing plasma heating and discharge.

**Satoshi Okuzumi (Tokyo Tech)**

Shu-ichiro Inutsuka, Shoji Mori,  
Takayuki Muranushi, Xuening Bai

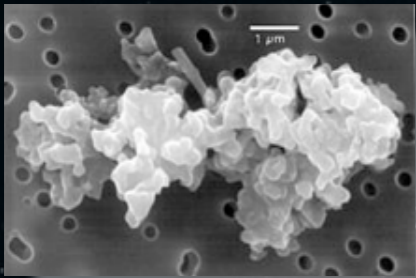
Okuzumi & Inutsuka (2015) ApJ, 800, 47

Mori & Okuzumi (2016) ApJ, 817, 52

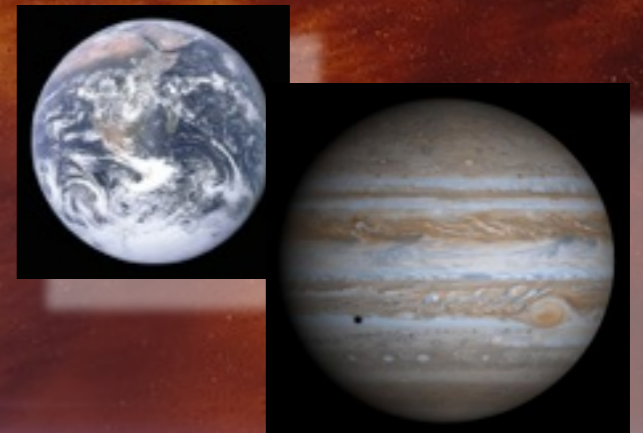
Mori, Muranushi, Okuzumi, & Inutsuka, ApJ accepted

# Protoplanetary Disks and Planet Formation

**Grains** ( $\sim 0.1..1\mu\text{m}$ )

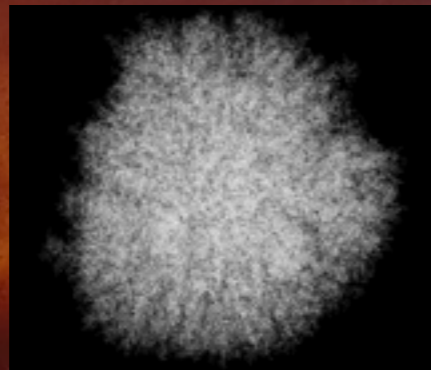


**Planets** ( $> 10^3\text{km}$ )



sticking

**Aggregates**  
( $\sim 1\text{ mm}..10\text{ cm?}$ )

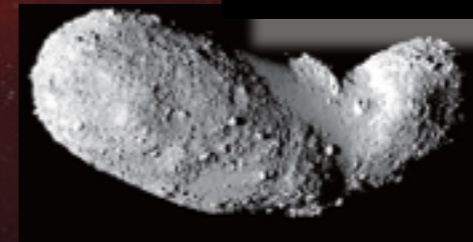


**Planetesimals**  
( $\sim 1..100\text{ km}$ )



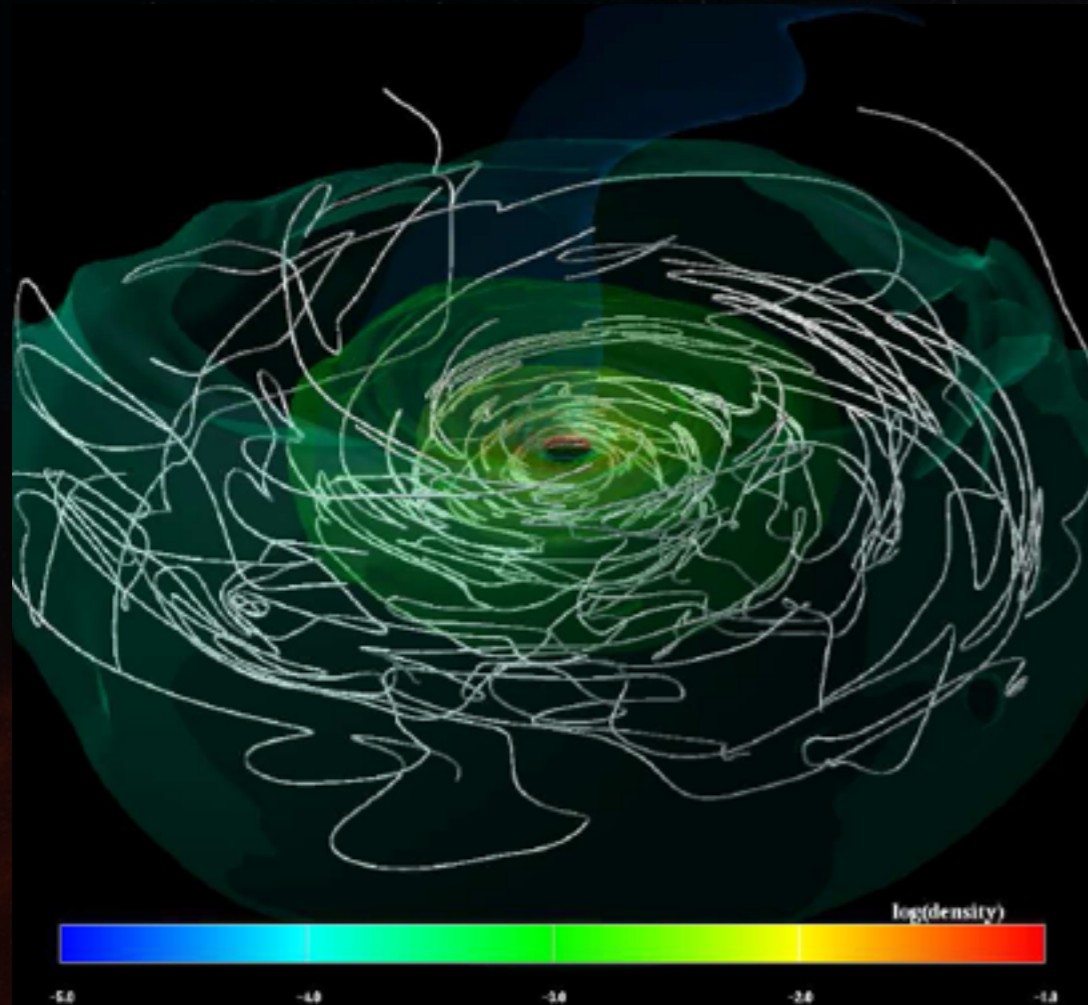
gravity

sticking?  
instability?



# 原始惑星系円盤の進化に対する磁場の役割

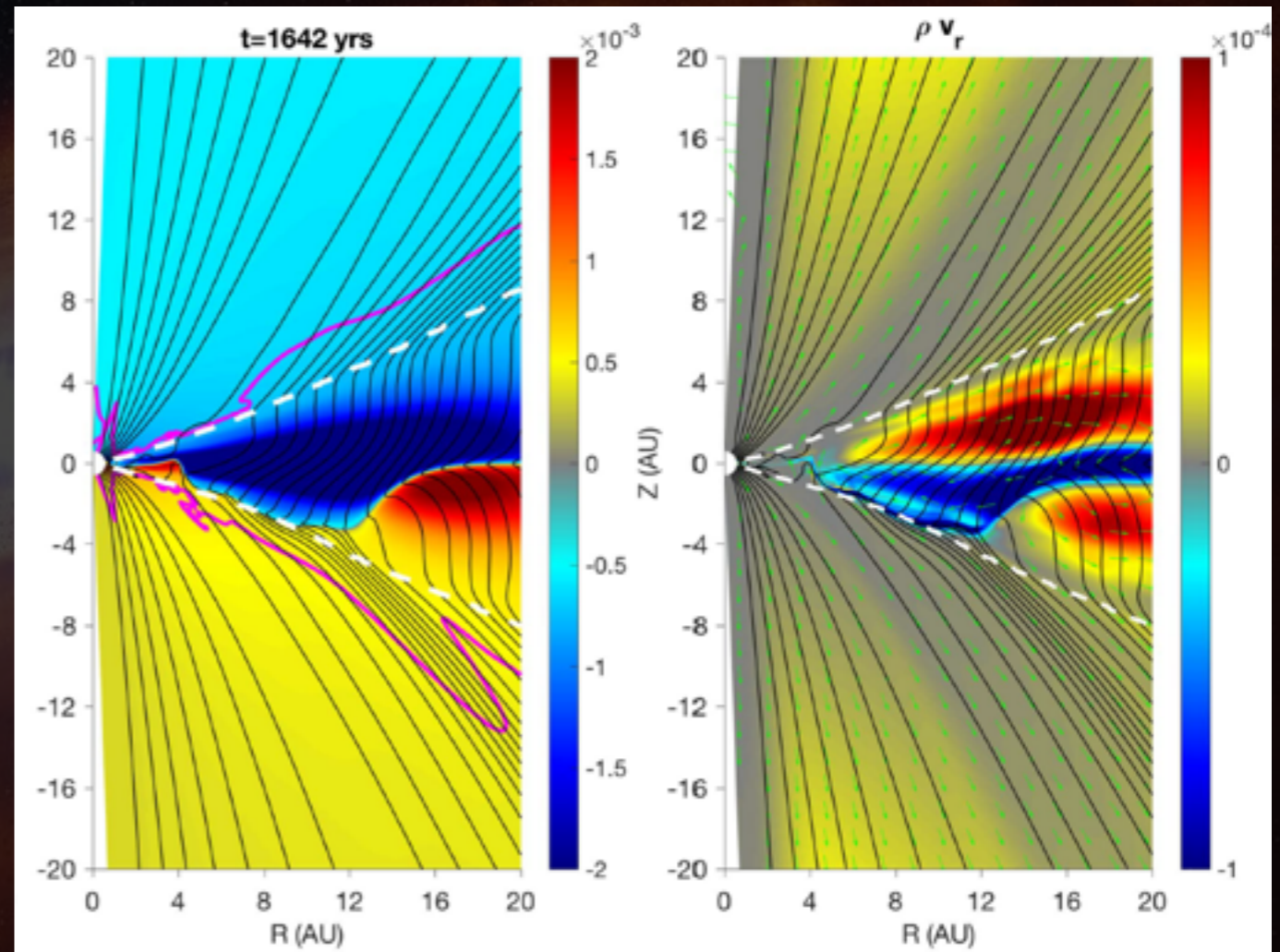
## 磁気回転不安定(MRI)



Suzuki & Inutsuka (2014)

Generates magnetic turbulence

## 磁気駆動円盤風

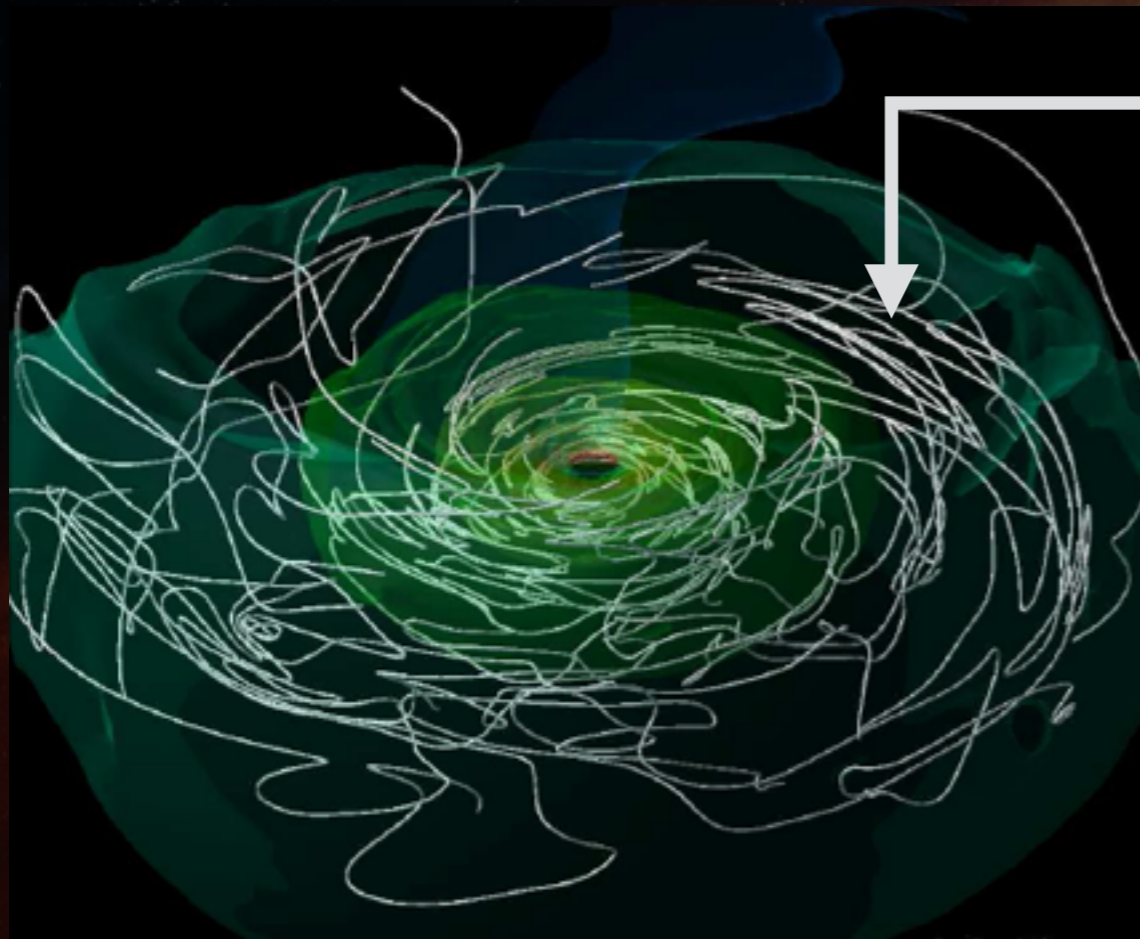


Bai (2017)

Remove mass and angular momentum of the disk

# 原始惑星系円盤の進化に対する磁場の役割

\* あらゆる磁気流体運動は、**電場の生成**を伴う



Magnetic field:  $B$



Ampere's Law

Electric current:  $J$



Ohm's Law

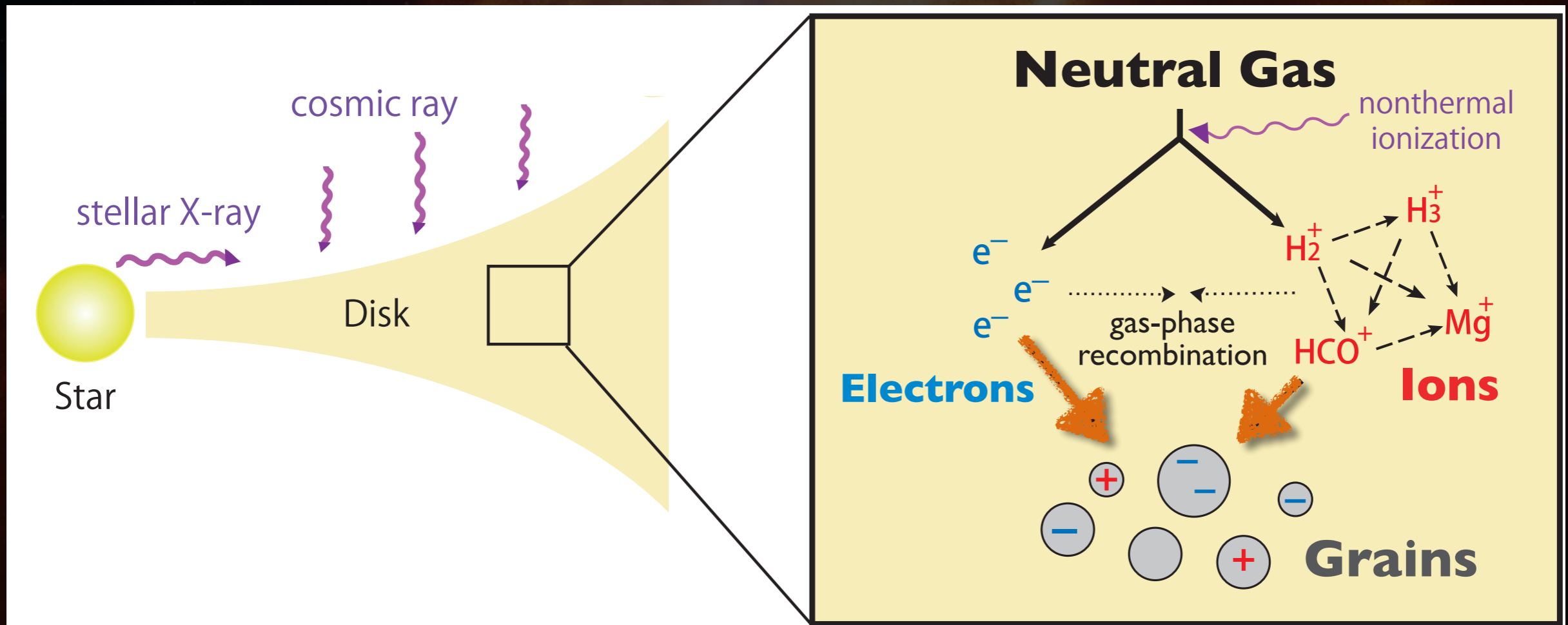
Electric field:  $E$

(as measured in gas-comoving frame)

(MHD方程式だとEが陽に出てこないのを忘れがち)

# 弱電離ダストプラズマとしての原始惑星系円盤

- 円盤ガスは低温(大部分が $<1000\text{K}$ )  $\Rightarrow$  弱電離 (電離度 $<10^{-10}$ )
- プラズマ密度が低い  $\Rightarrow$  電気抵抗 (磁気散逸) が無視できない
- プラズマ密度がダストの量に依存する (ダストのプラズマ捕獲)

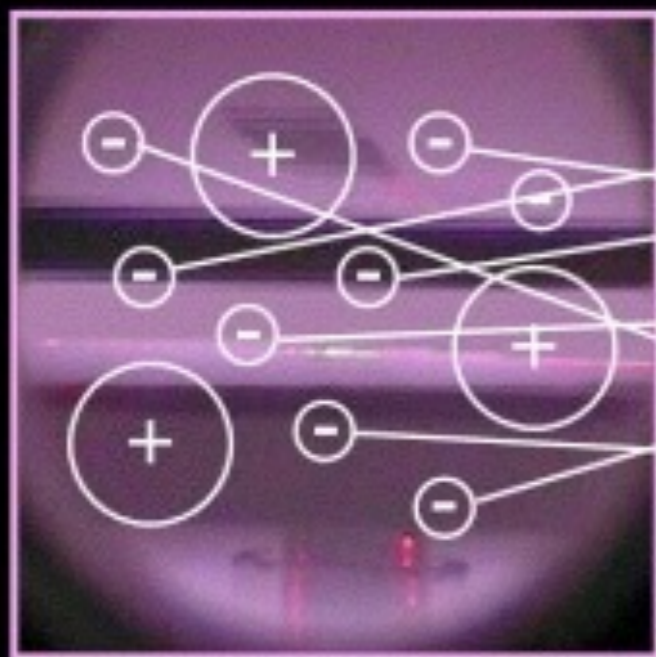




# 弱電離ダストプラズマとしての原始惑星系円盤

- 円盤ガスは低温(大部分が $<1000\text{K}$ )  $\Rightarrow$  弱電離 (電離度 $<10^{-10}$ )
- プラズマ密度が低い  $\Rightarrow$  電気抵抗 (磁気散逸) が無視できない
- プラズマ密度がダストの量に依存する (ダストのプラズマ捕獲)

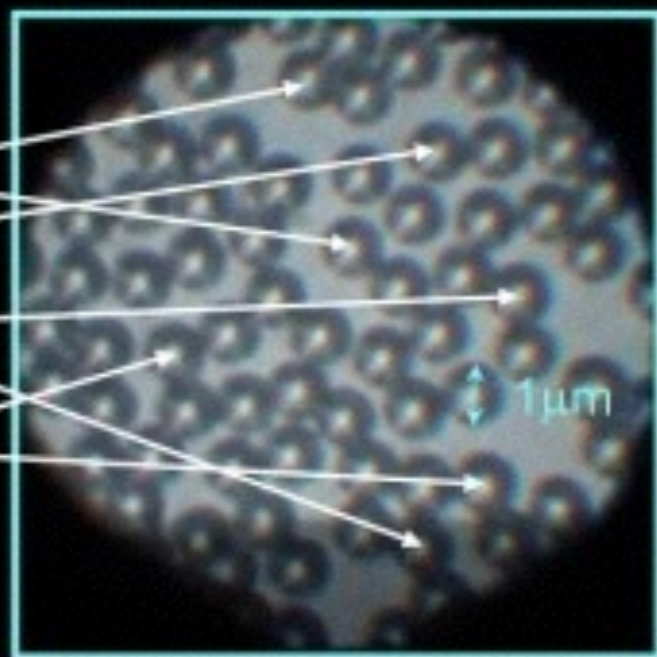
Side View



Plasma

(As seen in Vacuum Chamber)

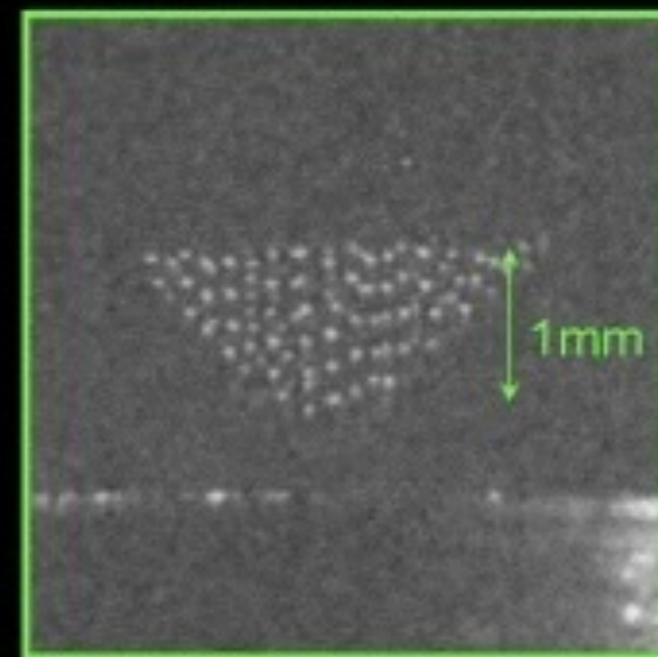
Top View



Dust Particles

(As seen under microscope)

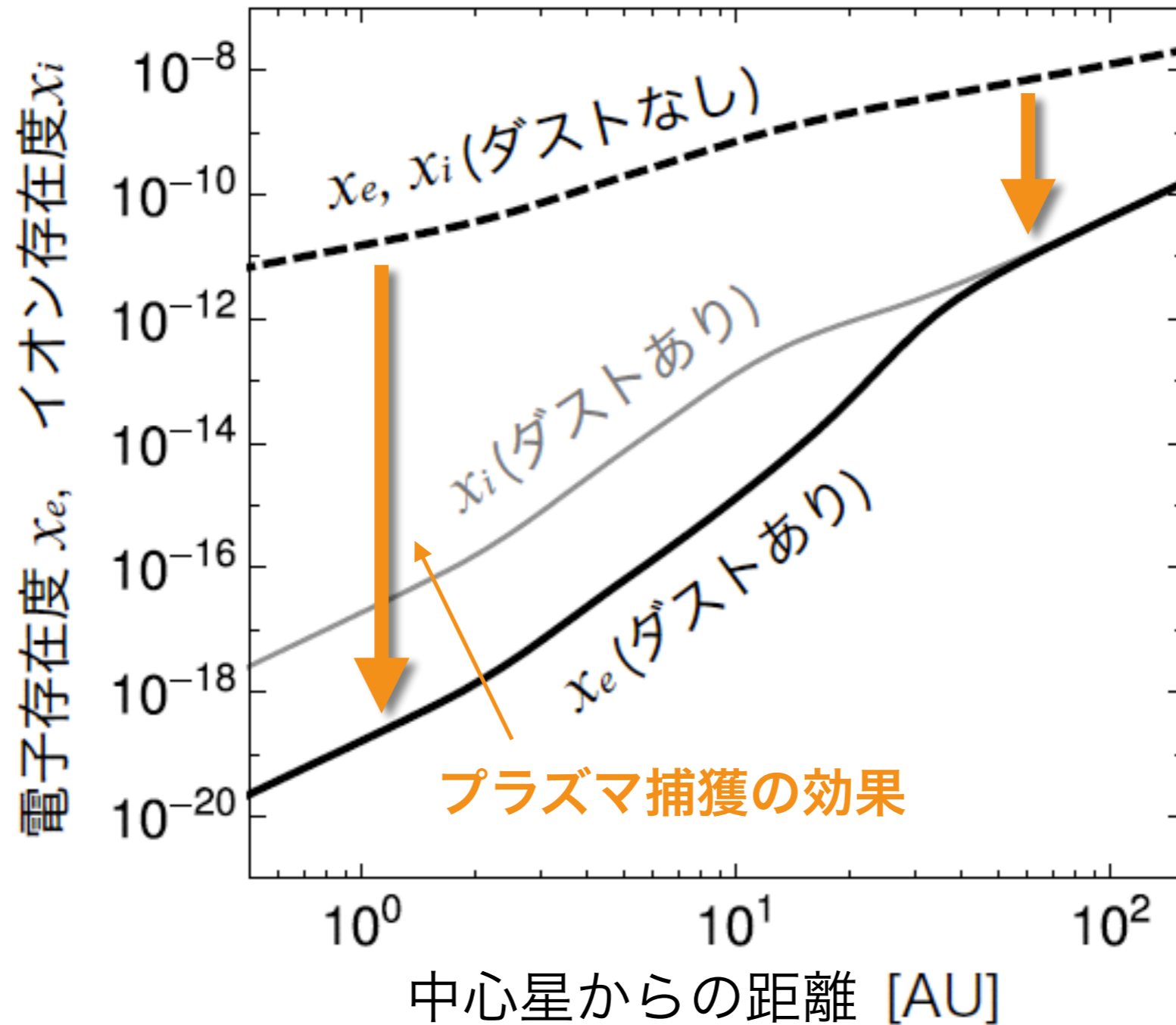
Side View



Dusty Plasma

(As seen above Confinement Electrode)

# 弱電離ダストプラズマとしての原始惑星系円盤

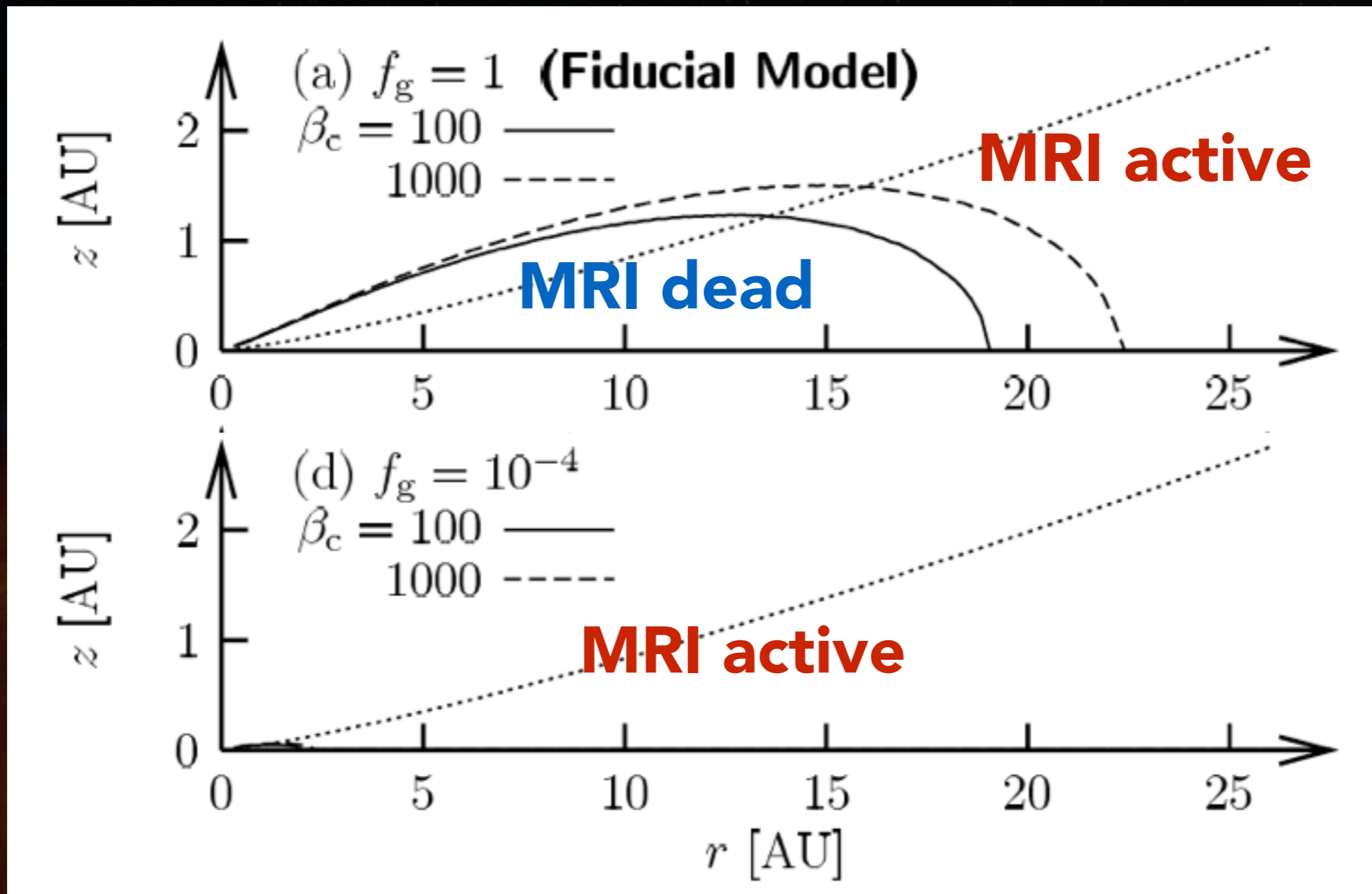


ダストの有無で電離度は何桁も変動する

# 弱電離ダストプラズマとしての原始惑星系円盤

ダストあり

ダストなし



Sano et al. (2000)

ダストは惑星形成領域(<~10au)の磁気活動を大きく左右する

# 原始惑星系円盤の乱流の謎

- ALMAによるHL Tau円盤の観測によると、円盤外側(~100au)のダストが赤道面に著しく沈殿している：



- これは100au付近の乱流が非常に弱いことを示唆  
⇒ 何がMRIを弱めているのか??

# 本題：オームの法則の非線形性について

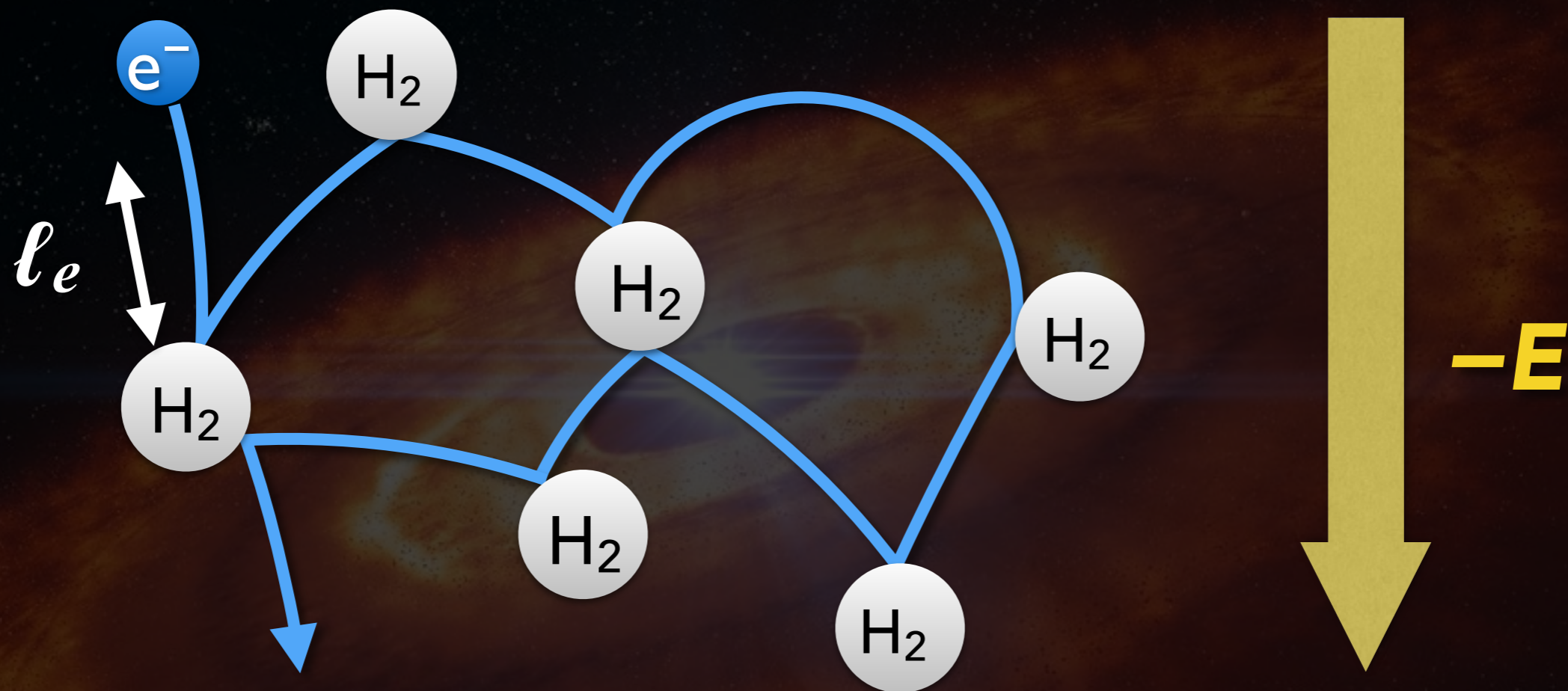
$$J = \sigma_c E \quad \sigma_c = \sum_{\alpha} \frac{q_{\alpha}^2 n_{\alpha} \tau_{\alpha}}{m_{\alpha}}$$

$q_{\alpha}$ : 電荷,  $n_{\alpha}$ : 数密度,  $\tau_{\alpha}$ : 制動時間,  $m_{\alpha}$ : 質量

- 通常、電気伝導度  $\sigma_c$  が電場  $E$  に依らない (電流  $J$  は  $E$  に対して線形) ことが仮定
- この仮定は、荷電粒子のランダム運動に対する電場の影響が無視できるほど電場が弱ければOK
- ＊ 原始惑星系円盤内の磁気活動に伴う電場は、この要件を満たしているのか？
- ＊ オームの法則が非線形化すると何が起こるのか？

# 弱電離ガス中での荷電粒子の運動

Lifshitz & Pitaevskii (1981); Golant et al. (1980)

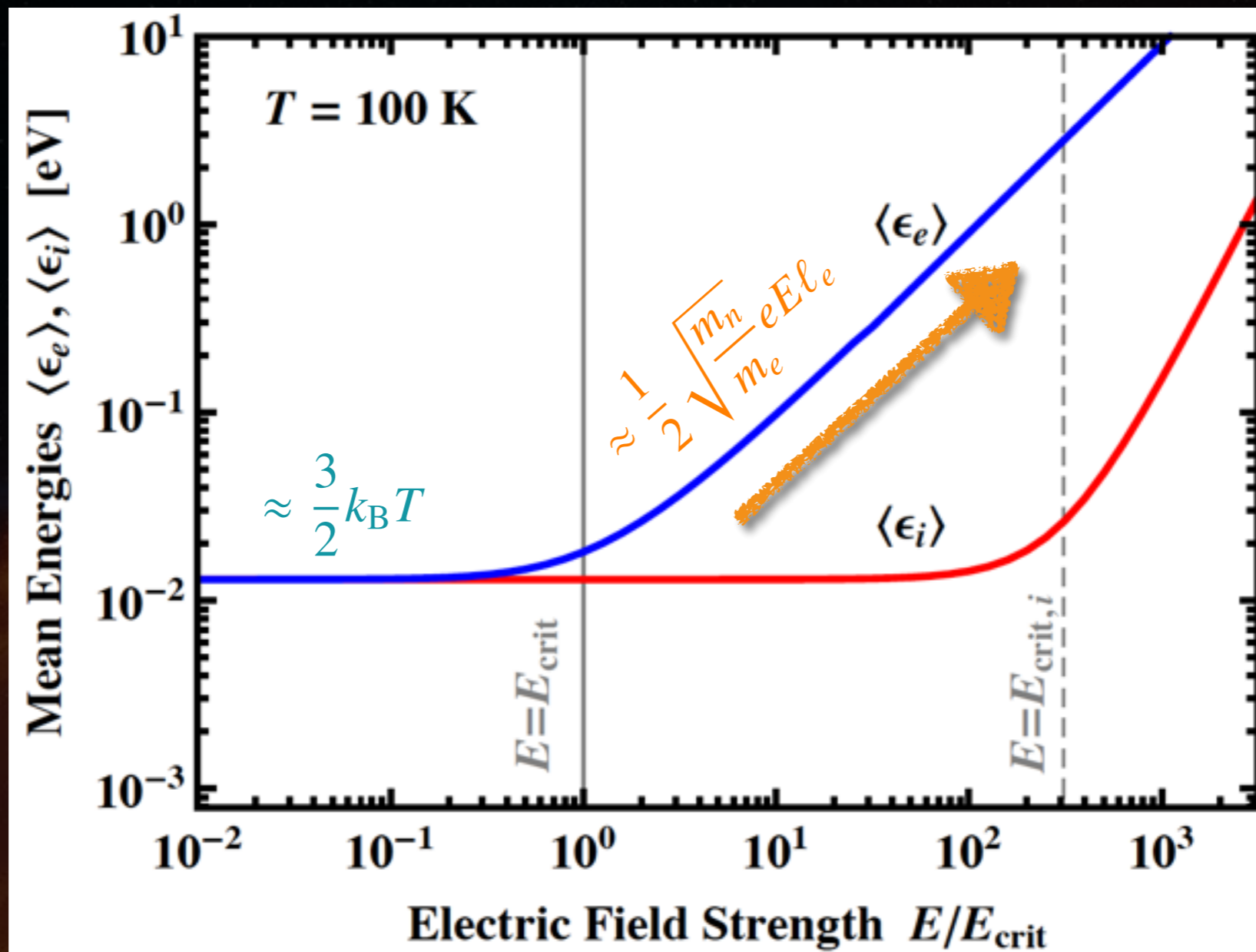


✓ 電場による加速・減速

✓ 中性分子との衝突による運動方向変化・エネルギー変化

これらの釣り合いから、荷電粒子の速度分布が決まる。

# 弱電離プラズマの“加熱”



$T$ : 中性ガス温度  
 $\ell_e$ : 電子の平均  
 自由行程

電場強度が臨界値  $E_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{6m_e}{m_n} \frac{k_B T}{e\ell_e}}$  を超えると、

電子の平均運動エネルギーは電場の増加関数となる。

# 原始惑星系円盤で電子の電場加熱は起こるか？

- 電子加熱の起こる臨界電場強度

$$E_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{6m_e k_B T}{m_n e \ell_e}} \sim \underline{10^{-9}} \left( \frac{T}{100 \text{ K}} \right) \left( \frac{n_n}{10^{12} \text{ cm}^{-3}} \right) \text{ esu cm}^{-2}$$

- MRI乱流中での電場の典型的な強さ

[SO & Inutsuka (2015), based on Muranushi, SO & Inutsuka (2012)]

$$E'_{\text{MRI}} \sim \underline{10^{-7}} \Lambda_z^{-1} \left( \frac{10^2}{\beta_z} \right) \left( \frac{T}{100 \text{ K}} \right) \left( \frac{n_n}{10^{12} \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/2} \text{ esu cm}^{-2}$$

$\Lambda_z$ : エルサッサー数 (電離度に比例,  $\Lambda_z > 1$  でMRI)

**MRI中の電場強度は、電子加熱の臨界電場強度を  
最大2桁上回りうる！**



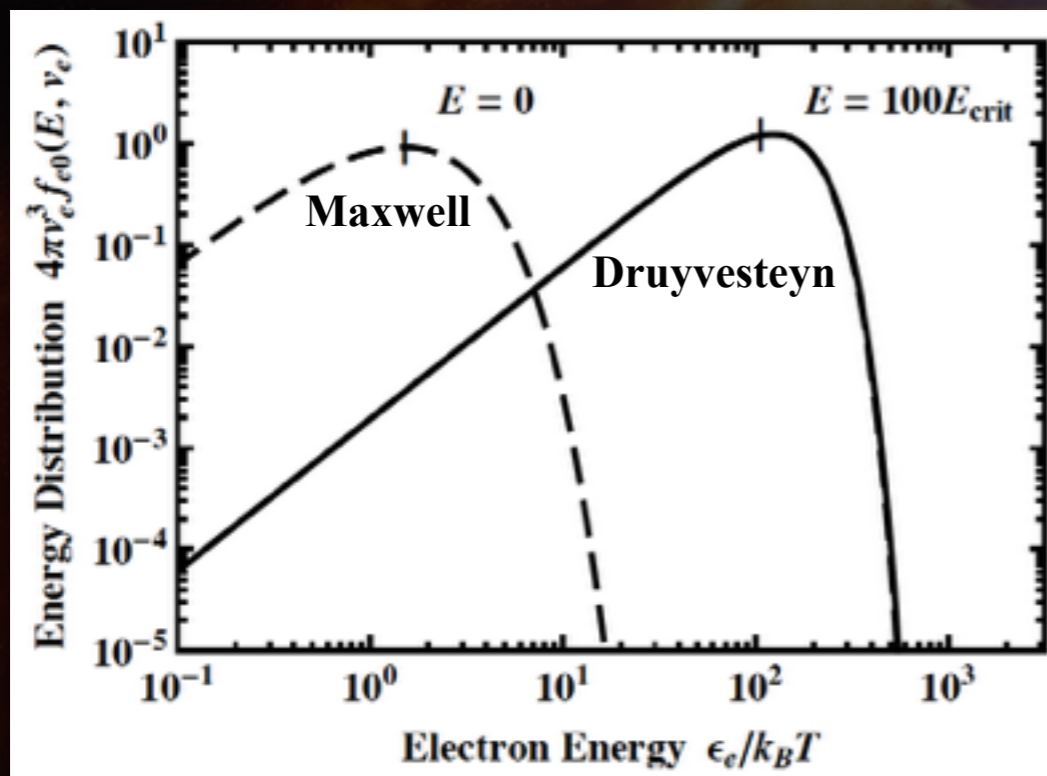
# 電場加熱を考慮した電離度計算モデル

SO & Inutsuka (2015)

**INPUT:**  
E-field strength  $E$



Electron & Ion Energy Spectrum



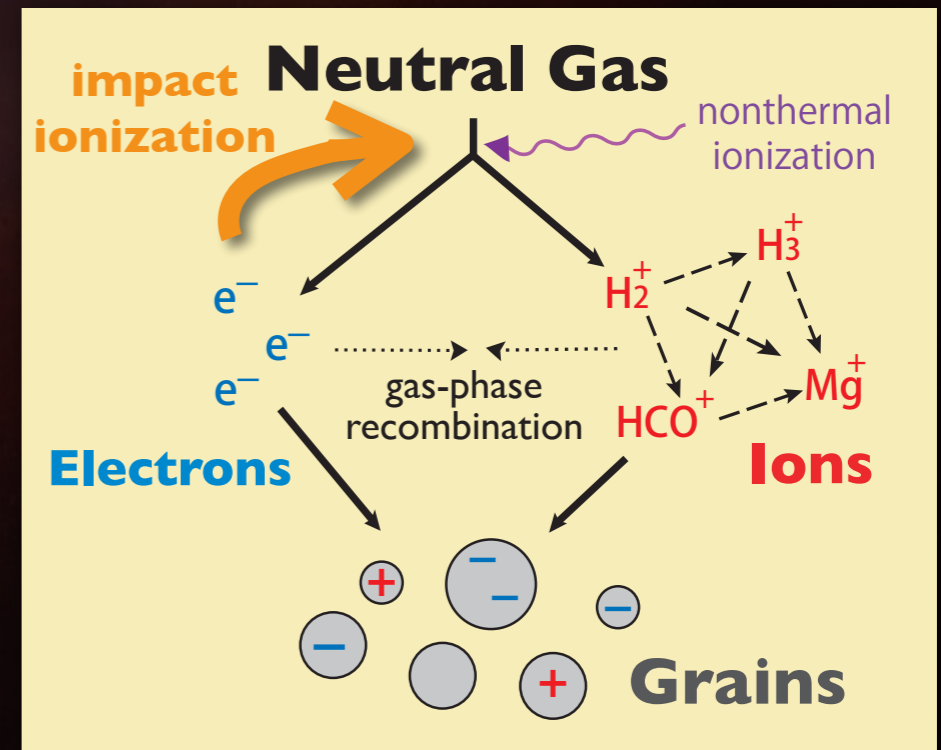
Davyudov (Maxwell-Druyvesteyn) distribution  
(Davyudov 1935; Lifshitz & Pitaevskii 1981)

**OUTPUT:**

- plasma abundances  $x_i, x_e$
  - mean grain charge  $Z (<0)$
- as function of  $E$**



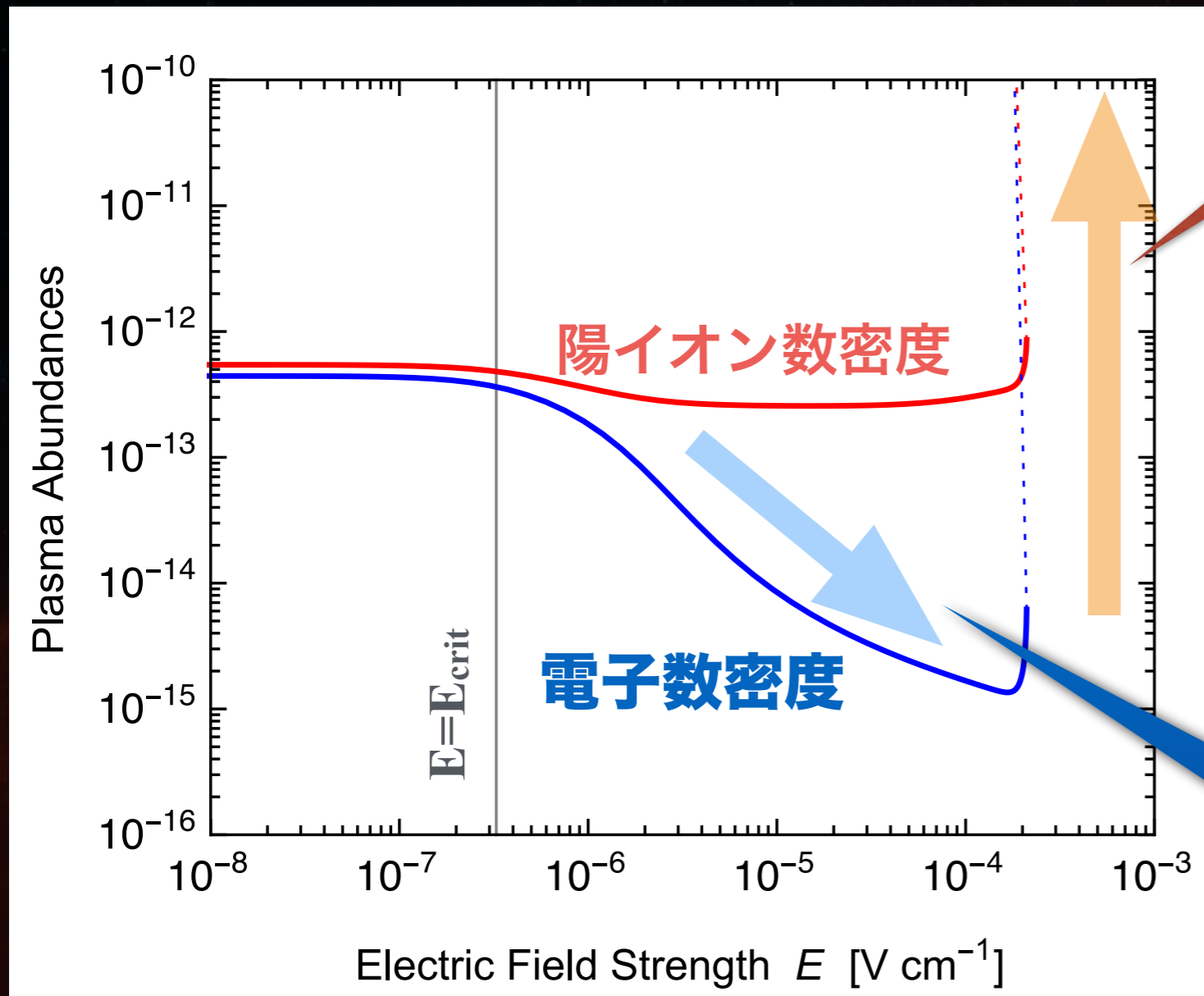
Ionization Balance



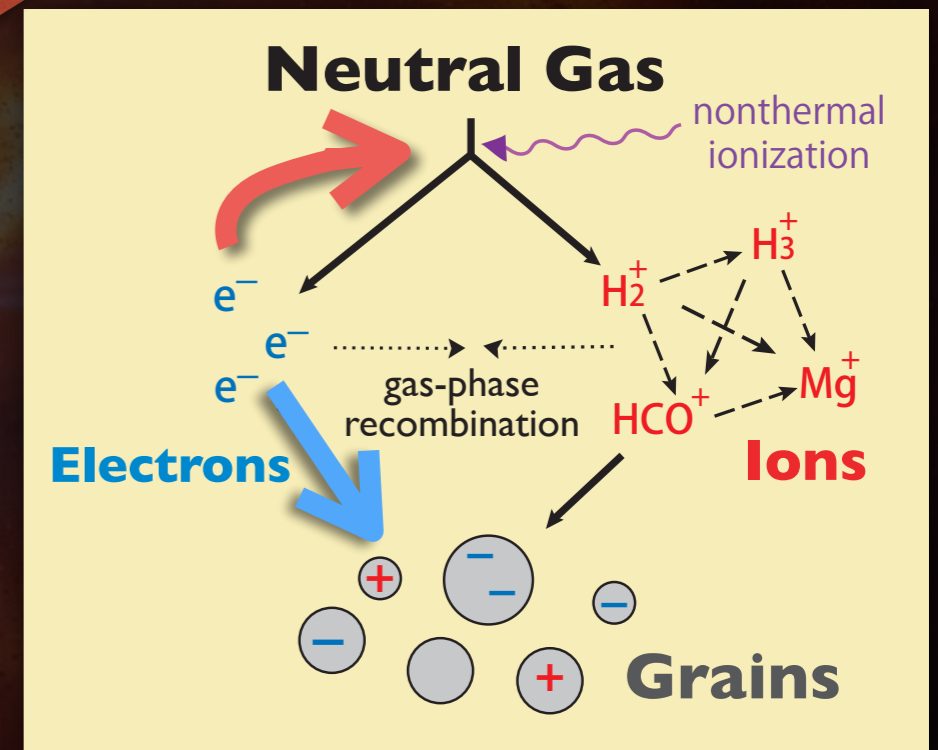
Analytic approach (Okuzumi 2009)

# 電離平衡に対する電場の効果

EXAMPLE:  $T_{\text{gas}} = 100 \text{ K}$ ,  $n_{\text{gas}} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\zeta = 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ ,  $a = 1 \mu\text{m}$ ,  $d/g = 10^{-2}$



加熱電子による  
絶縁破壊 (放電！)



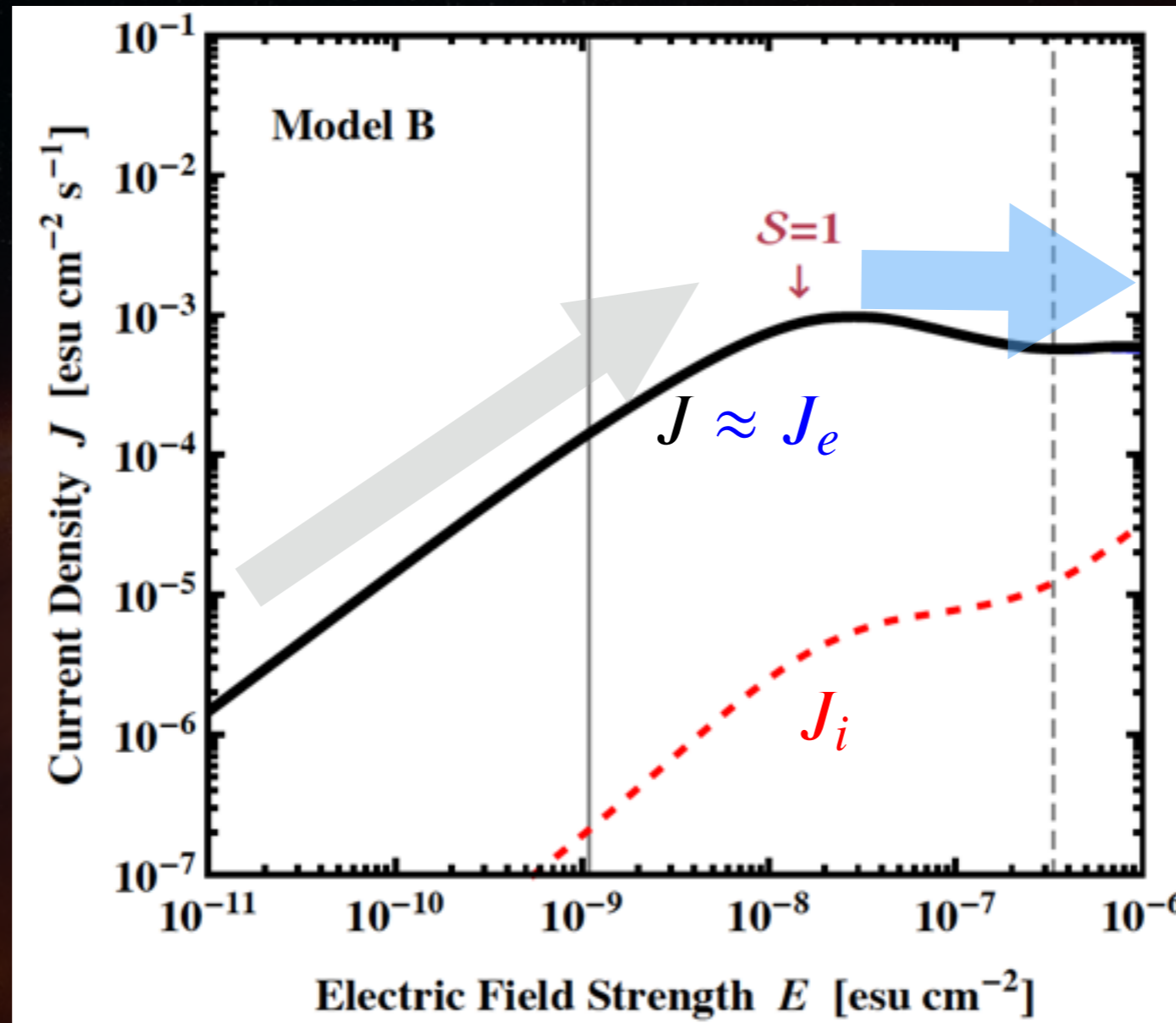
電子ランダム速度 ↗  
→ 電子-ダスト衝突頻度 ↗  
→ 電子数密度 ↘

絶縁破壊が起こらない限り、ガスの電気伝導度は減少する

# 非線形オームの法則（絶縁破壊なし）

EXAMPLE:  $T_{\text{gas}} = 100 \text{ K}$ ,  $n_{\text{gas}} = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\zeta = 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ ,  $a = 1 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $d/g = 10^{-2}$

$J_e$ : 電子電流  
 $J_i$ : 陽イオン電流  
 $J = J_e + J_i$

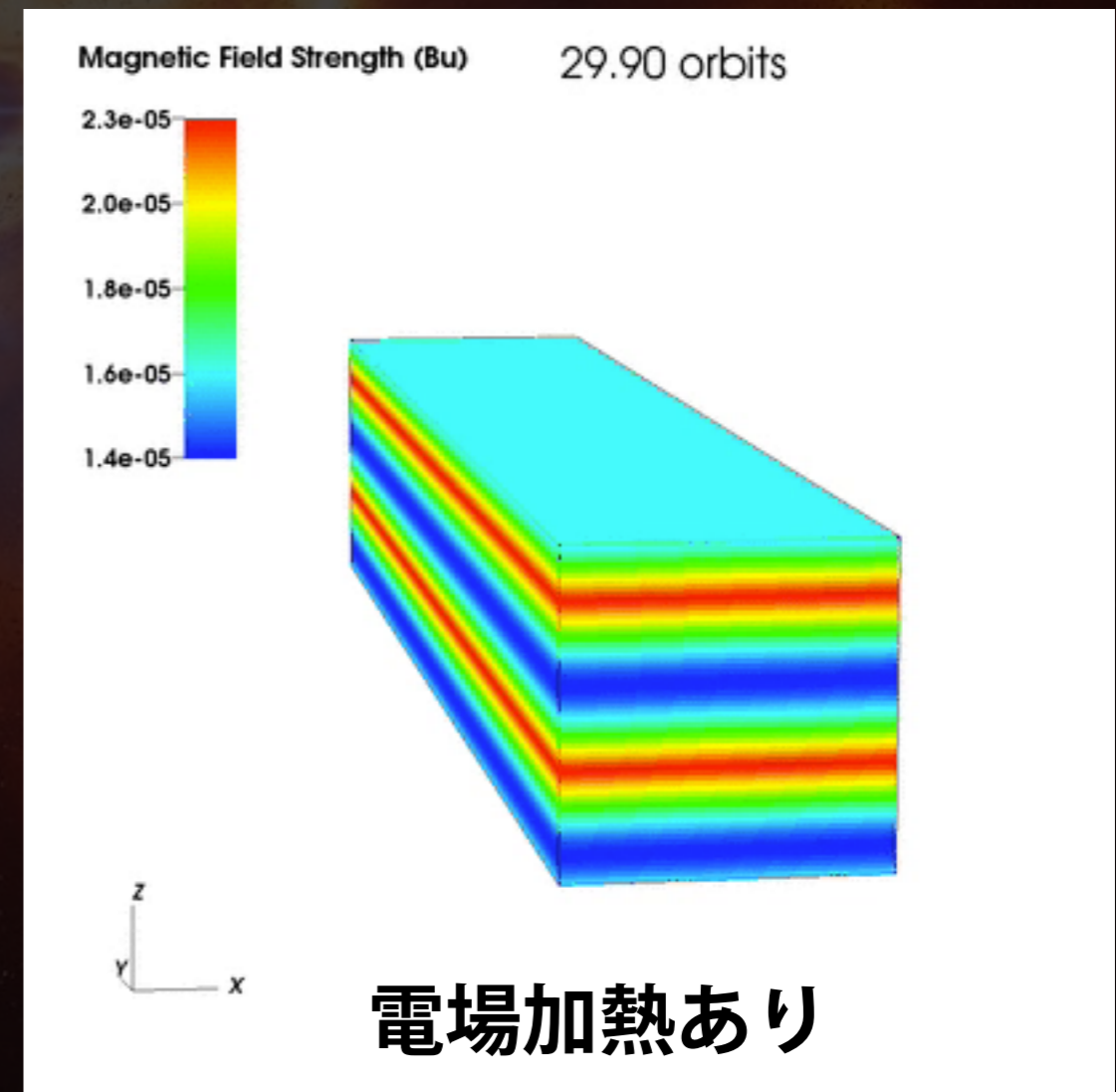
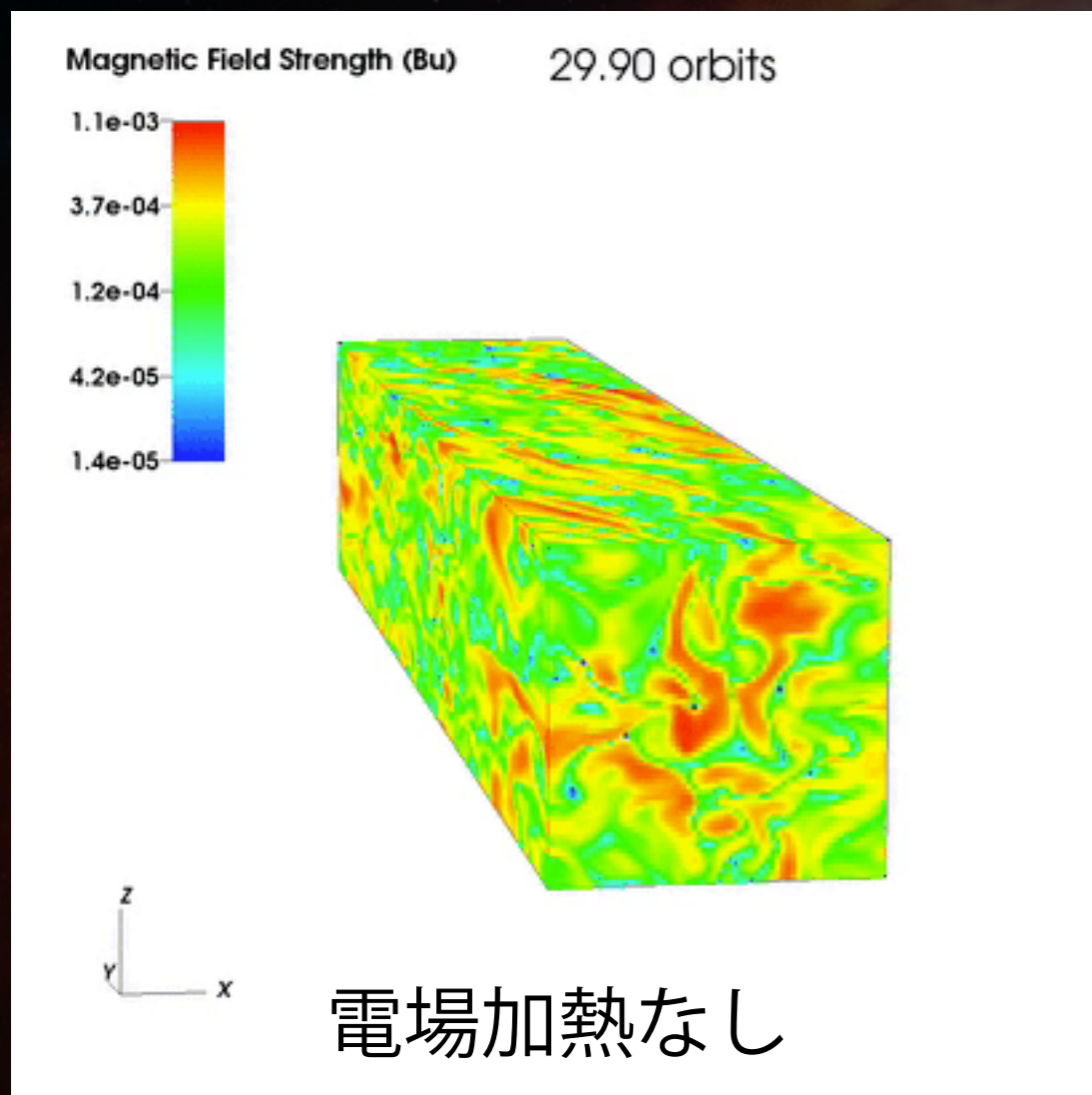


電場加熱による電子数密度の減少のため、  
電流はある値で頭打ちになる（絶縁破壊の無い限り）

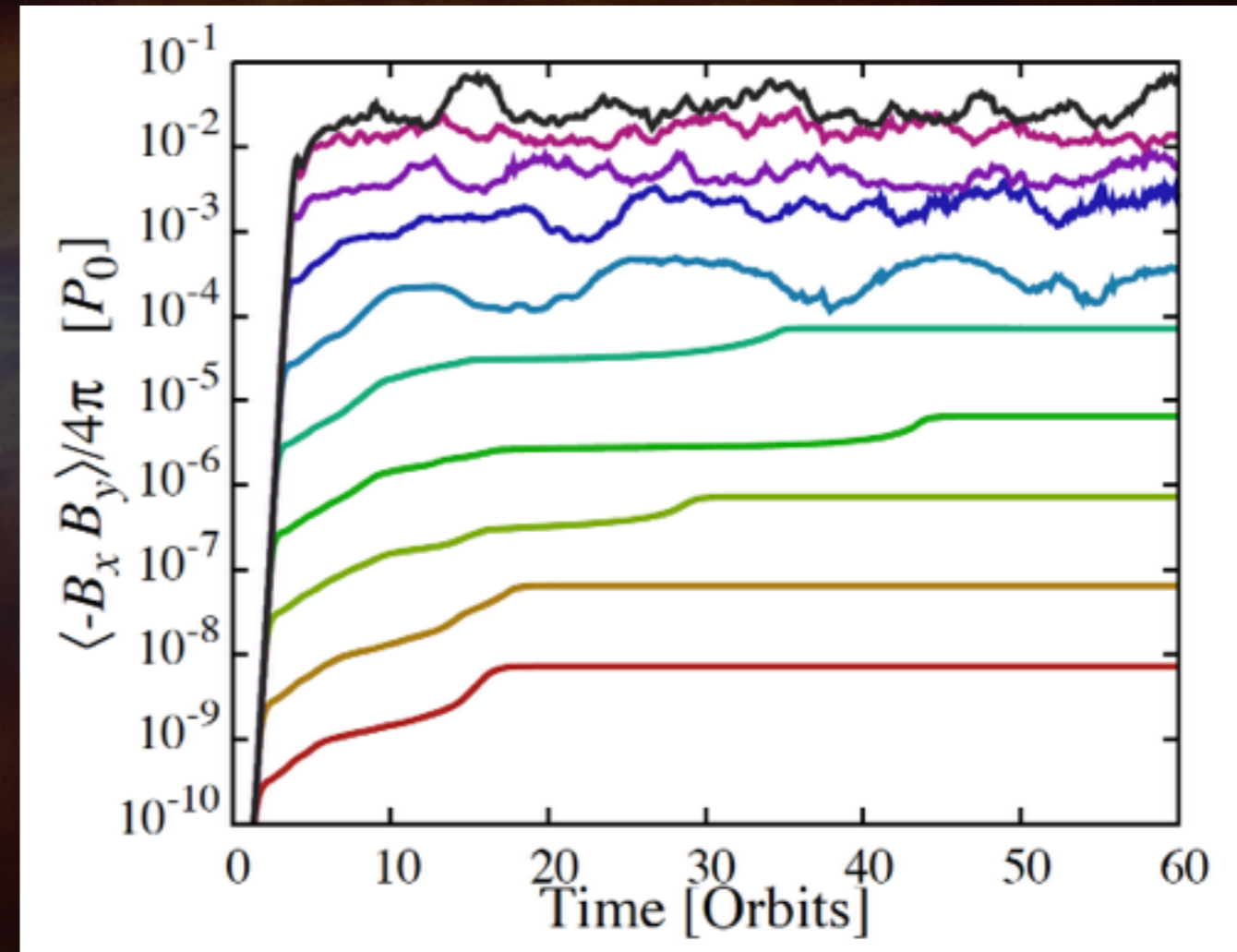
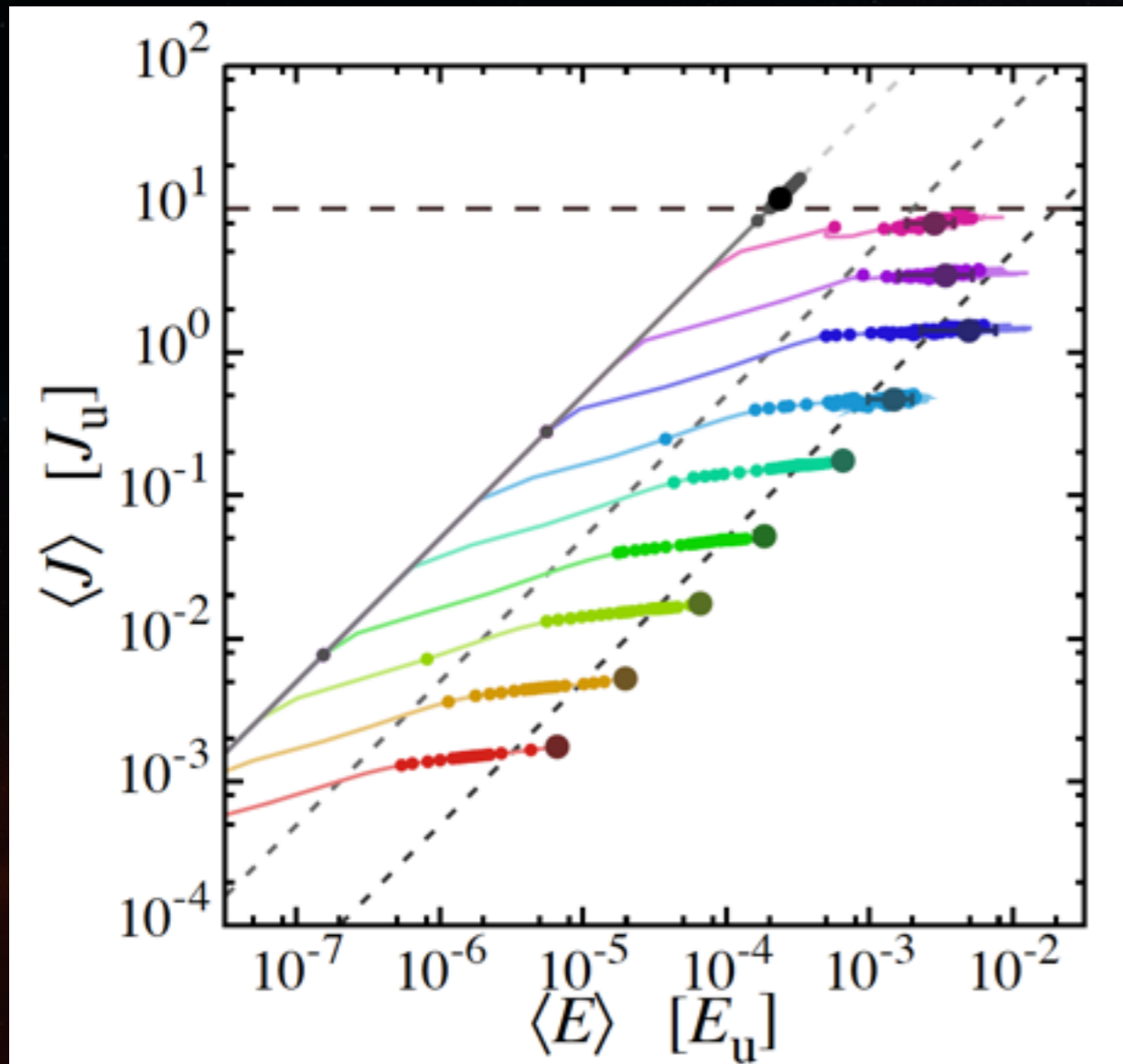
# 電子加熱を経由した磁気乱流の自己抑制

磁気乱流が発達する (=電場が強くなる) と、電気抵抗が増大  
⇒ 乱流発達に対する**負のフィードバック機構**の存在を示唆

**シミュレーションで実証!** Mori, Muranushi, SO, & Inutsuka (2017)

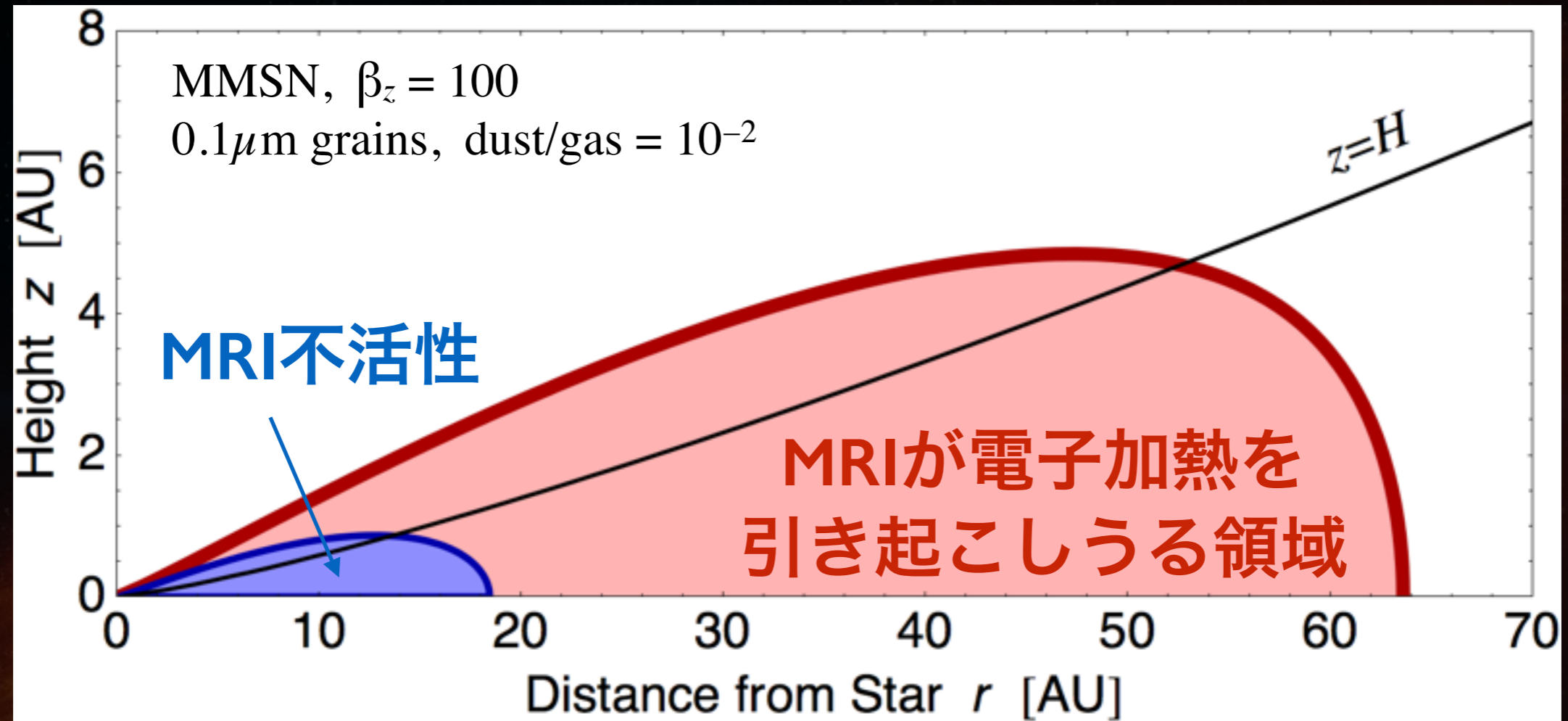


# 電子加熱を經由した磁気乱流の自己抑制



Mori, Muranushi, SO, & Inutsuka (2017)

# MRI乱流形成領域の新描像



Mori & SO (2016)

原始惑星系円盤の遠方 (<~80au) では、  
電子の電場加熱によってMRIが安定化する

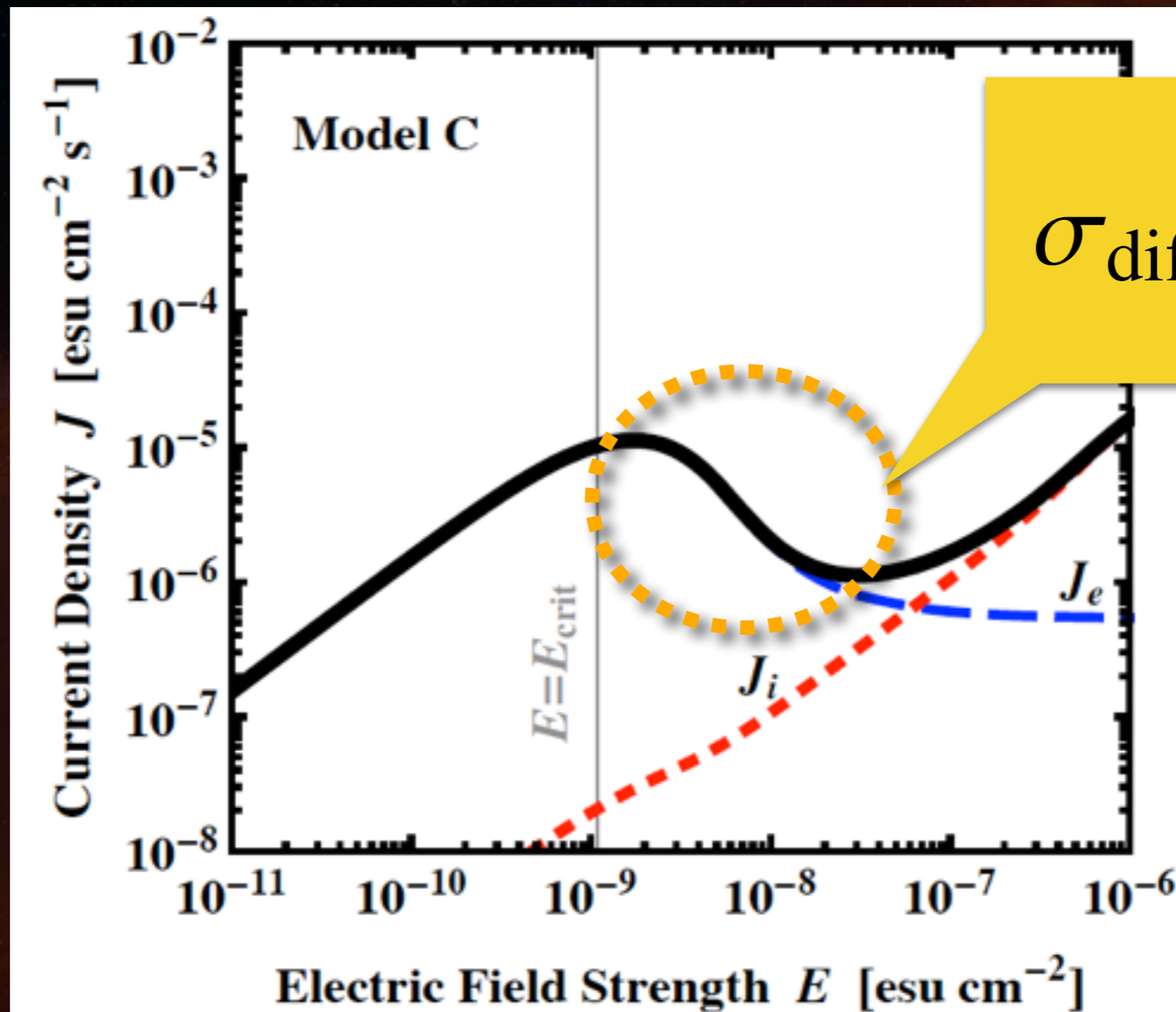
# Conclusions

- MRI-induced electric fields heat up electrons in PPDs (in particular when  $1 < \Lambda < 100$ ).
- Under electron heating, the conductivity decreases with increasing  $E$ . Even the electric current  $J$  decreases ("N-shaped"  $J$ - $E$  curve).
- Discharge current can have an unstable intermediate branch ("S-shaped"  $J$ - $E$  curve) when dust is abundant.
- A «generalized» nonlinear Ohm's law (including AD & Hall drift) is also coming soon!

# 負性微分抵抗の出現

$J_e$ : 電子電流,  $J_i$ : 陽イオン電流,  $J = J_e + J_i$

$\rho_{\text{dust}}/\rho_{\text{gas}} = 10^{-2}$  (ダスト多め)



$$\sigma_{\text{diff}} \equiv \frac{dJ}{dE} < 0$$

電場加熱による電子電流の減少が著しいとき、  
電流-電場関係はN字型の曲線を描く



# 負性微分抵抗は不安定

Maxwell-Ampère Eq.  $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = c \nabla \times \mathbf{B} - 4\pi \mathbf{J}(E) \hat{\mathbf{E}}$

displacement current

- Equilibrium:  $c \nabla \times \mathbf{B}_0 = 4\pi \mathbf{J}(E_0)$  (Ampere's law)
- Perturbation:  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \delta \mathbf{E}$

In the long-wavelength limit,

$$\frac{d}{dt} \delta \mathbf{E} = -4\pi \sigma_{\text{diff}} \delta \mathbf{E}$$

$$\sigma_{\text{diff}} \equiv \frac{dJ}{dE}(|E_0|)$$

**Unstable if  $\sigma_{\text{diff}} < 0$  (negative differential resistance)**

**Displacement current plays a role even in non-rel limit!!**

# 変位電流を含めた解析

■ full Maxwell 方程式 (Ampere の法則を用いず、変位電流を考慮する)

■ 簡単のため、電流の時間進化についてはモデル方程式で与える:

$$\frac{\partial J}{\partial t} = -\frac{J - J_{\infty}(E')}{t_J} \quad E' = E + \frac{V}{c} \times B$$

$J_{\infty}$ : “非線形オーム則” (定常状態における電流。共動電場  $E'$  の関数)

$t_J$ : 電流緩和時間 (定数とする)

■ さらに簡単のため、流体速度  $V$  を手で与える (i.e., EoM を解かない)。

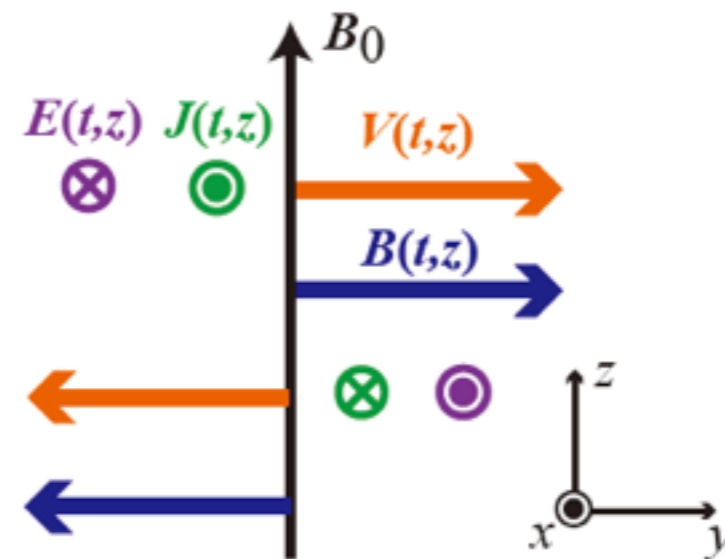
■ 1次元平行平板モデルを採用 (右図)

$$V = V(t, z)e_y$$

$$E = E(t, z)e_x \quad B = B_0e_z + B(t, z)e_y$$

$$\rho_e = 0 \quad J = J(t, z)e_x$$

与えた  $V(t, z)$  に対して、 $E(t, z)$ ,  $B(t, z)$ ,  $J(t, z)$  を計算。



■ 仮定した速度分布と非線形オーム則は以下の通り:

$$V(t, z) \propto \exp(\Omega t) \cos(kz) \quad J_{\infty}(E') \propto \left[ \frac{1}{1 + (E'/E_{\text{crit}})^2} + 10^{-2} \right] E'$$

$\Omega, k$ : 速度分布の成長率, 成長波数 (MRI であれば  $\Omega \sim \Omega_K$ ,  $k \sim \Omega_K/v_A$ )

# 変位電流による解の遷移

## 2.2 結果 ( $\Omega t_J = 0.01$ の場合)

図4： 仮定した速度分布進化に対する共動電場  $E'$  と電流密度  $J$  の進化

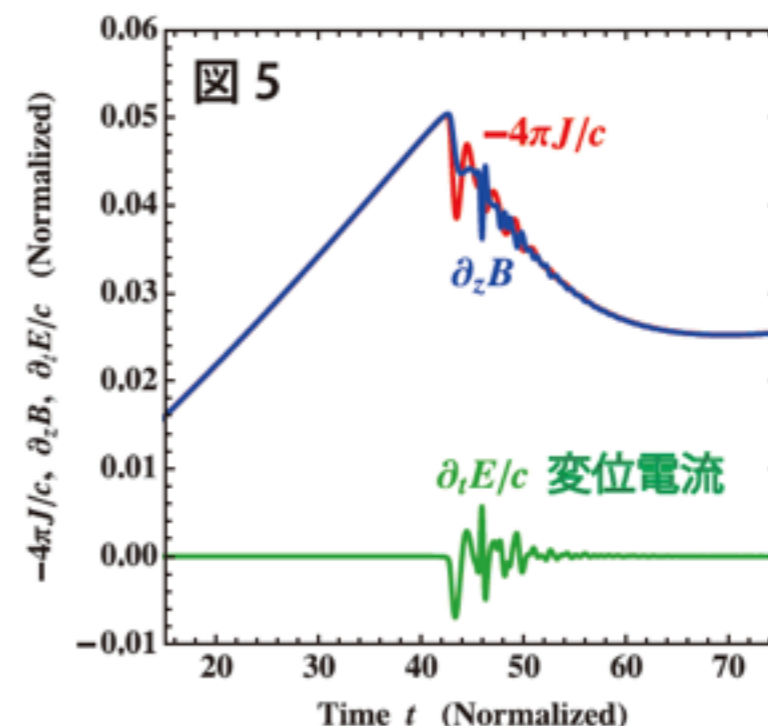
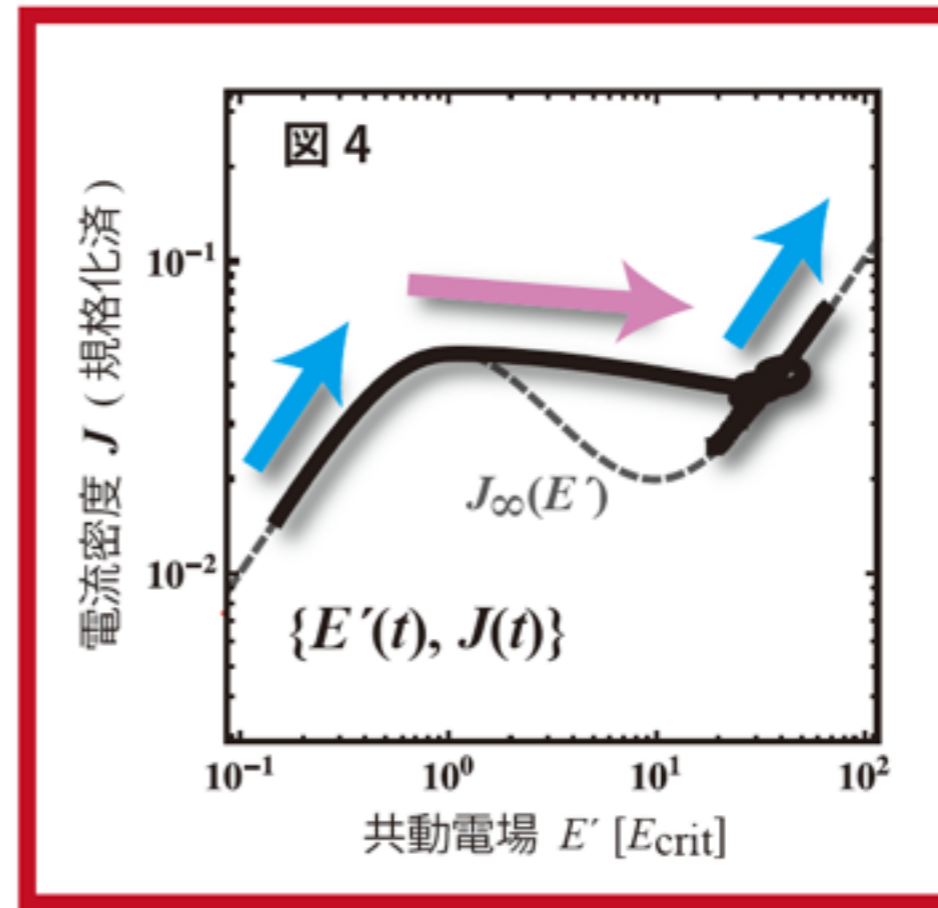
図5： Maxwell-Ampere の式の各項の時間進化 (緑線が変位電流項)

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial B}{\partial z} = -\frac{4\pi}{c} J$$

■ 電場が  $E_{\text{crit}}$  を超えると、電流は平衡解から乖離を始め、もう1つの平衡解へ移動。この間、変位電流が無視できない値になっている (図5)。

➔ **変位電流項 (電磁波モード) による解の遷移が起こった**

**【結論】**  
平衡電流が電場の多価になる領域があると、実際の電流は履歴曲線を描く



# Nonlinear Ohm's Law: Summary

