

原始銀河内での 種ブラックホールの急速成長

豊内 大輔(京都大学)

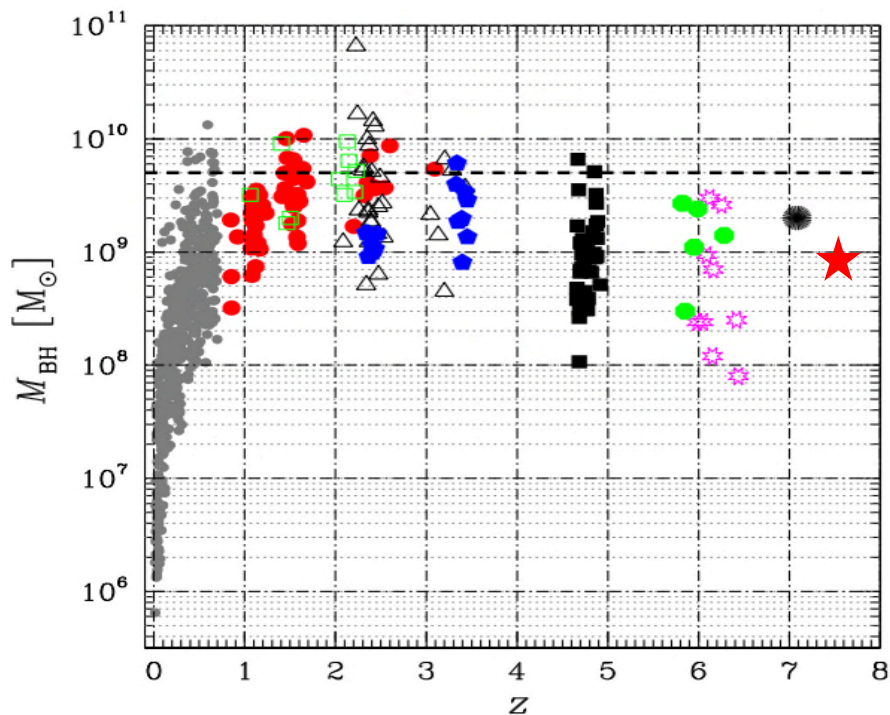
共同研究者

杉村和幸(東北大学), 仲谷 峻平(東京大学),
細川隆史(京都大学), Rolf Kuiper (Tubingen Univ.)

理論懇シンポジウム@京都大学 2018/12/20



MBHs in the early universe



Marziani et al. (2012)

- BHへのガス降着(重力エネルギー => 輻射)

$$L = \frac{GM_{\text{BH}}\dot{M}_{\text{acc}}}{r_{\text{in}}} \equiv \epsilon \dot{M}_{\text{acc}} c^2 \quad \epsilon \sim 0.1$$

$$< L_{\text{Edd}} \equiv \frac{4\pi c GM_{\text{BH}}}{\sigma_{\text{T}}} = \epsilon \dot{M}_{\text{Edd}} c^2$$

- BHへの質量降着率限界

$$\dot{M}_{\text{BH}} = \frac{1 - \epsilon L}{\epsilon c^2} < \frac{1 - \epsilon L_{\text{Edd}}}{\epsilon c^2} \propto M_{\text{BH}}$$



$$M_{\text{BH}} \sim 10^9 \text{ Msun @ } z = 7$$

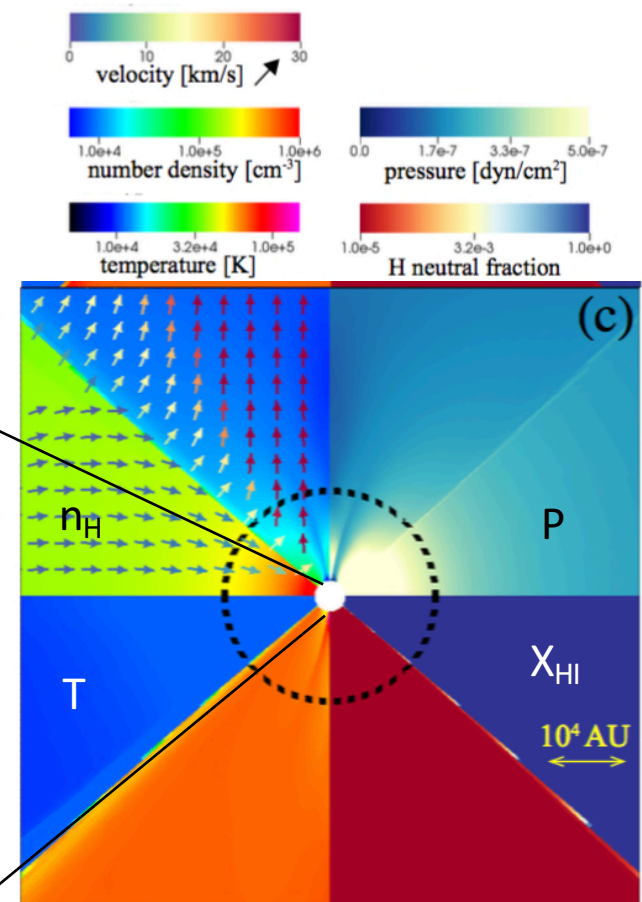
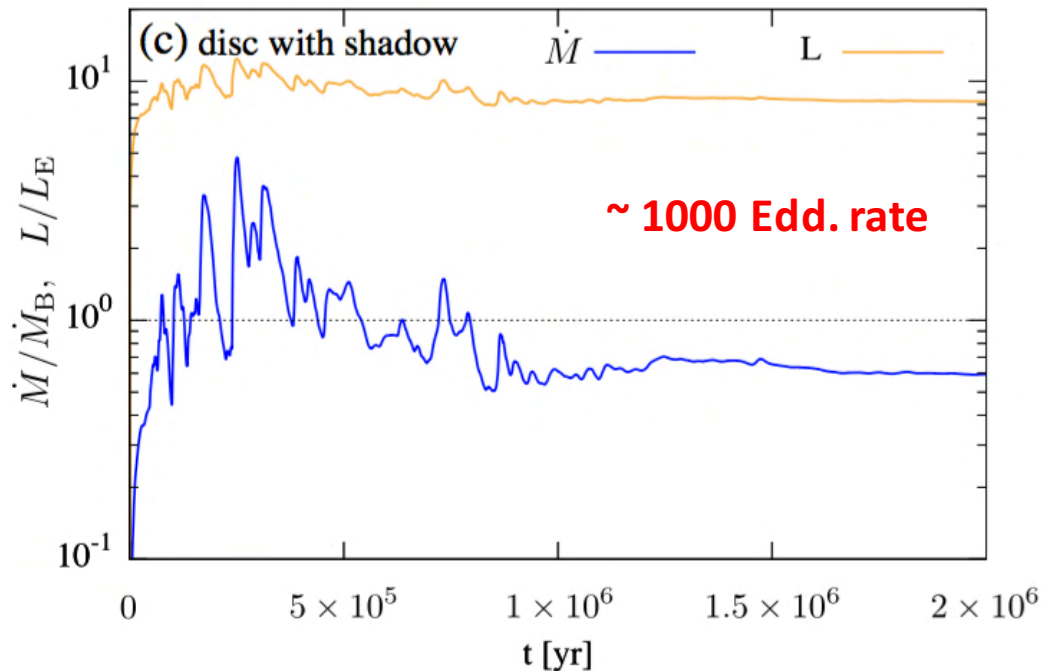
$$\Rightarrow M_{\text{BH,seed}} \sim 10^4 \text{ Msun @ } z > 20$$

$M_{\text{BH,seed}} > 10^4 M_{\text{sun}} ?$ or super-Eddington accretion ?

非等方輻射下でのBHの急速成長

Sugimura et al. (2017)

- 降着円盤内縁部からの電離光子が円盤外縁部で吸収され影ができる
 - 影になっている部分から効率よく降着
 - ガス降着率 \sim (影の立体角) \times (ボンディ降着率)



Sugimura et al. (2017)

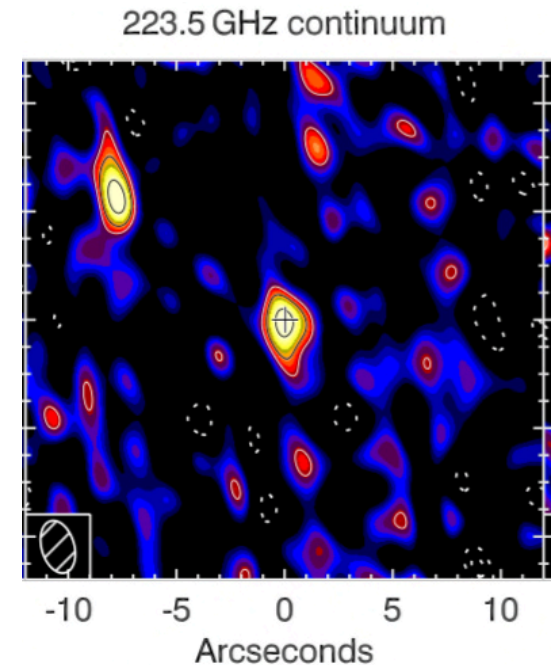
Existence of dust in high- z QSOs

ex) Venemans et al. (2017)

- [CII] line and dust continuum from QSO ($M_{\text{BH}} = 8 \times 10^8 M_{\text{sun}}$) at $z = 7.54$
- $M_{\text{dust}} \sim (0.6-4.3) \times 10^8 M_{\text{sun}}$, $M_{\text{dyn}} < 1.5 \times 10^{11} M_{\text{sun}}$
- ダスト質量は全体の1000分の1程度



重元素・ダストを含んだ場合でも非等方輻射下では超臨界降着が実現するか？



ちなみに・・・

高密度下でのBHの急速成長

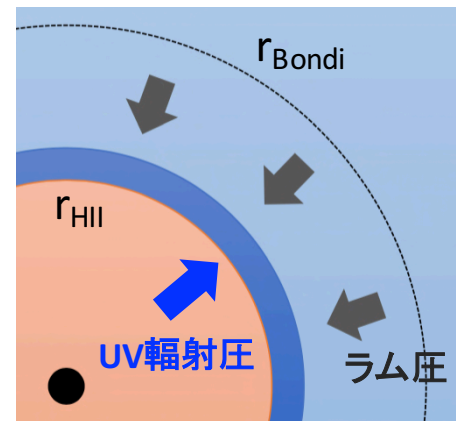
Inayoshi et al. (2016)

- Condition for the super-Eddington accretion ($r_{\text{Bondi}} > r_{\text{HII}}$)

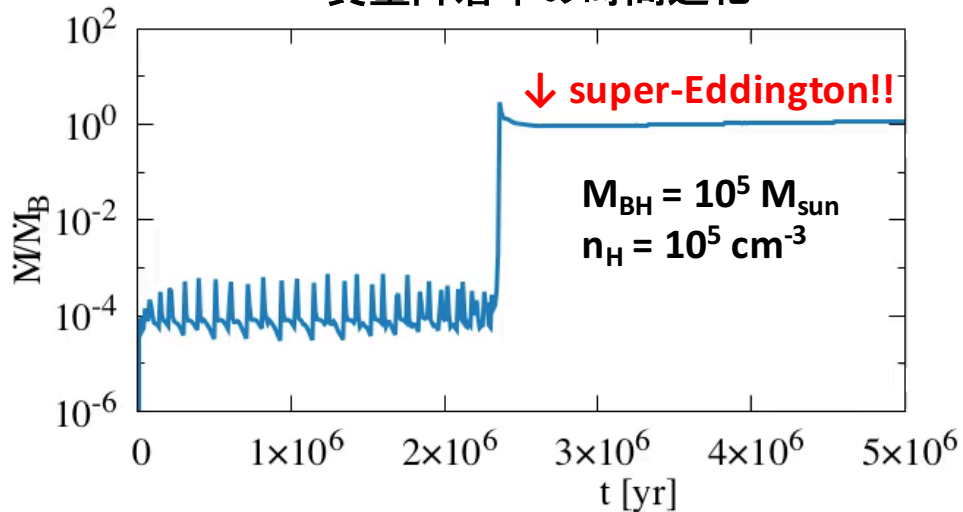
$$R_{\text{bondi}} = \frac{GM_{\text{BH}}}{c_{s,\infty}^2} \propto M_{\text{BH}} T_{\infty}^{-1}$$

$$R_{\text{HII}} = \left(\frac{3Q_{\text{ion}}}{4\pi\alpha_{\text{rec,B}} n_{\text{HII}}^2} \right)^{1/3} \propto L^{1/3} T_{\text{HII}}^{1/3} n_{\text{HII}}^{-2/3}$$

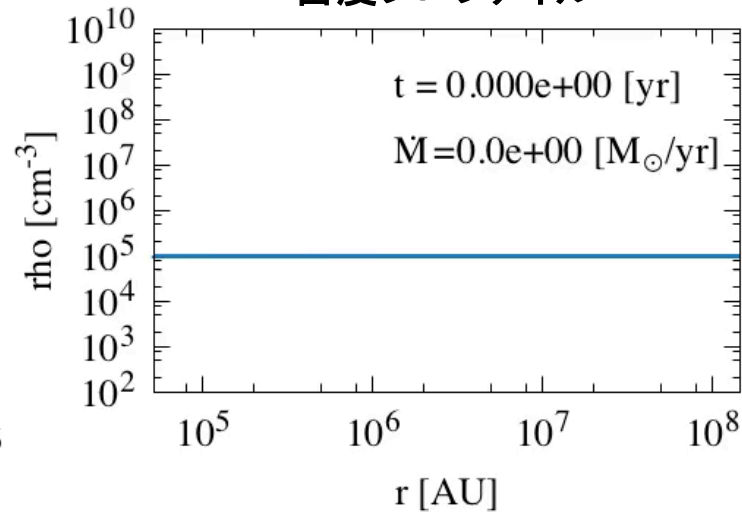
→ $\left(\frac{M_{\text{BH}}}{10^5 M_{\odot}} \right) \left(\frac{n_{\infty}}{10^5 \text{ cm}^{-3}} \right) \gtrsim \left(\frac{T_{\text{HII}}}{7 \times 10^4 \text{ K}} \right)^{3/2} \left(\frac{T_{\infty}}{10^4 \text{ K}} \right)^{1/2}$



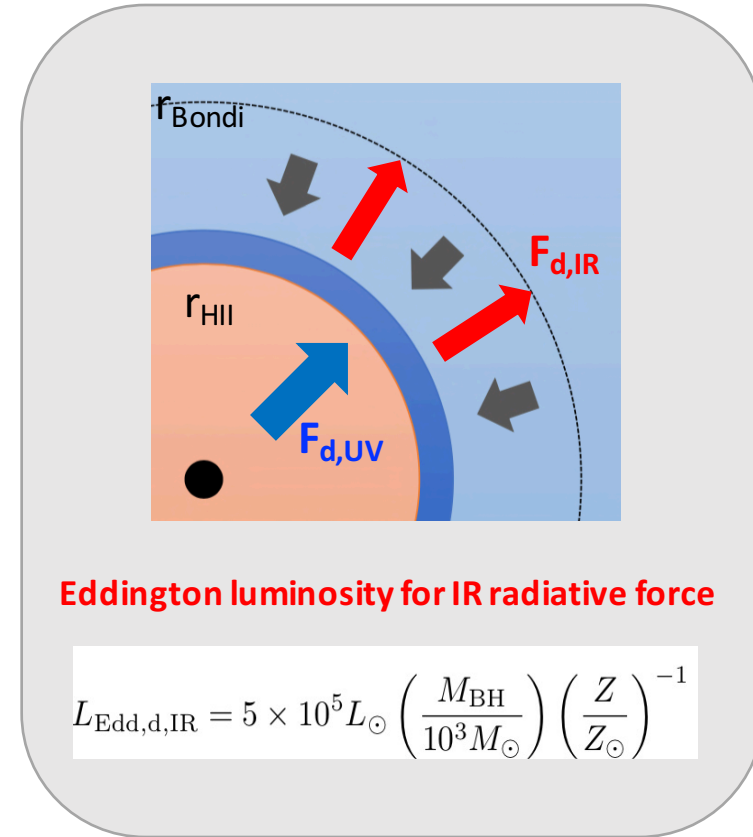
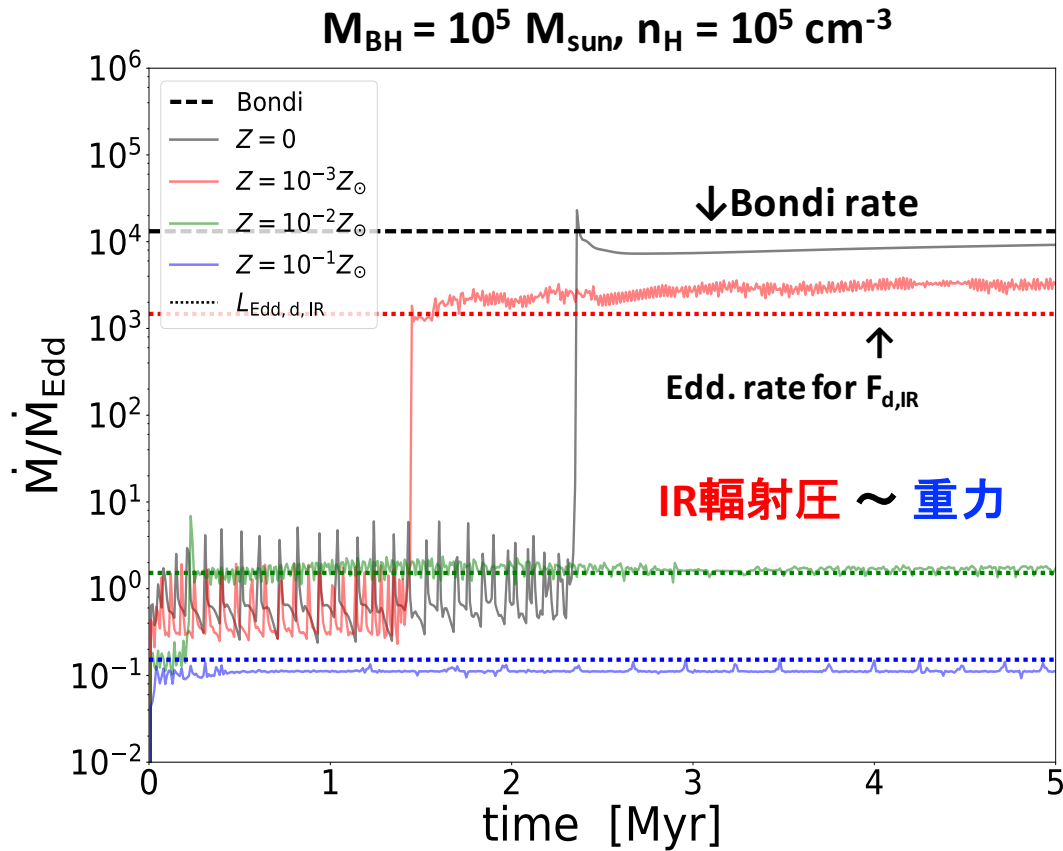
質量降着率の時間進化



密度プロファイル

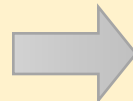


Toyouchi et al., arXiv:1811.01368 (accepted in MNRAS)



Condition for super-Edd. accretion

$$\dot{M}_{\text{Edd},d,\text{IR}} > \dot{M}_{\text{Edd}}$$



$$Z < 1.5 \times 10^{-2} Z_{\odot}$$

Existence of dust in high- z QSOs

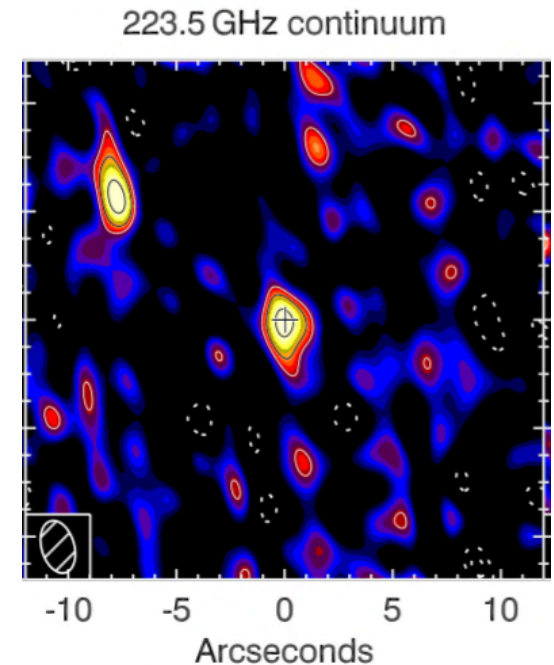
ex) Venemans et al. (2017)

- [CII] line and dust continuum from QSO ($M_{\text{BH}} = 8 \times 10^8 M_{\text{sun}}$) at $z = 7.54$
- $M_{\text{dust}} \sim (0.6-4.3) \times 10^8 M_{\text{sun}}$, $M_{\text{dyn}} < 1.5 \times 10^{11} M_{\text{sun}}$
- ダスト質量は全体の1000分の1程度



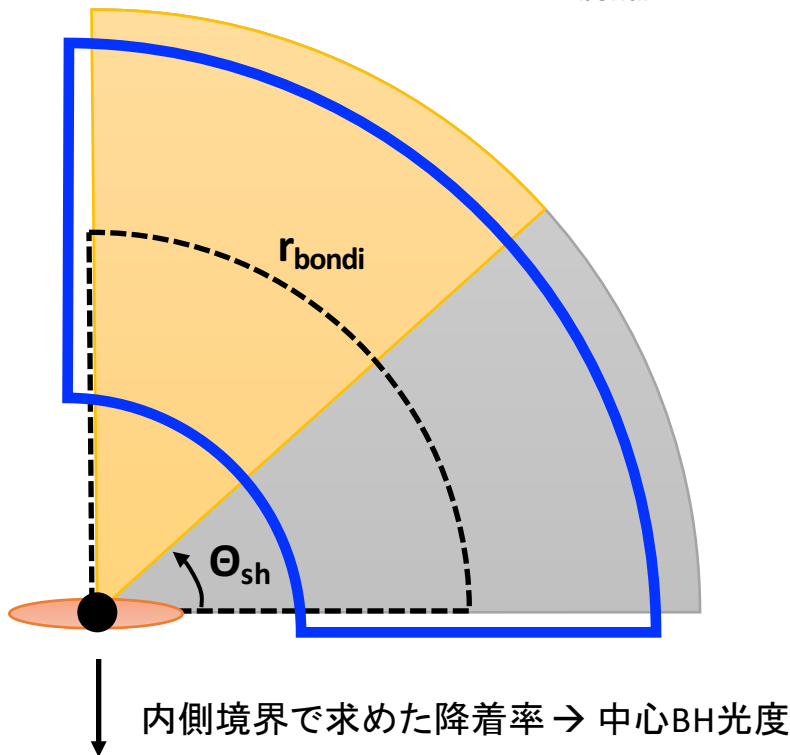
重元素・ダストを含んだ場合でも非等方輻射下では超臨界降着が実現するか？

※ 今回は $R_{\text{bondi}} > R_{\text{HII}}$ とならない低密度の場合に着目



Initial condition

計算領域: $0.1 < r/r_{\text{bondi}} < 100$



- ✓ $M_{\text{BH}} = 10^3 M_{\text{sun}}$
- ✓ $n_{\text{gas}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (一様等方、角運動量なし)
- ✓ $T_{\text{gas}} = T_{\text{eq}}$ (<-- heating rate = cooling rate)
- ✓ $Z = 0, 10^{-2} Z_{\text{sun}}$
- ✓ dust-to-gas mass ratio, $D = 0.01 (Z/Z_{\text{sun}})$
- ✓ 影の角度(θ_{sh})がパラメータ

$$L = \begin{cases} 2L_{\text{Edd}} \left[1 + \ln \left(\frac{\dot{M}}{2\dot{M}_{\text{Edd}}} \right) \right] & (\dot{M} > 2\dot{M}_{\text{Edd}}) \\ L_{\text{Edd}} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} \right) & (\dot{M} < 2\dot{M}_{\text{Edd}}) \end{cases} \quad \text{slim disk (Watarai+2000)}$$

一様密度の初期条件は妥当？

metal coolingの影響で温度が低くなると、 $R_{\text{bondi}} \uparrow \uparrow$

$$R_{\text{bondi}} = 1.4 \times 10^6 \text{ AU} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10^3 M_{\odot}} \right) \left(\frac{T_{\infty}}{1 \times 10^2 \text{ K}} \right)^{-1}$$

→ 大きな計算領域が必要

→ $R \sim 10^{7-8} \text{ AU} \sim 0.1-1 \text{ kpc}$ に $n \sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ のガスが一様に分布

→ **非現実的** (分子雲・銀河円盤全体が分子雲コア相当の密度を持つようなもの)



2種類の初期密度分布を試す

1. 一様密度

- ✓ Sugimura+2017との単純な比較

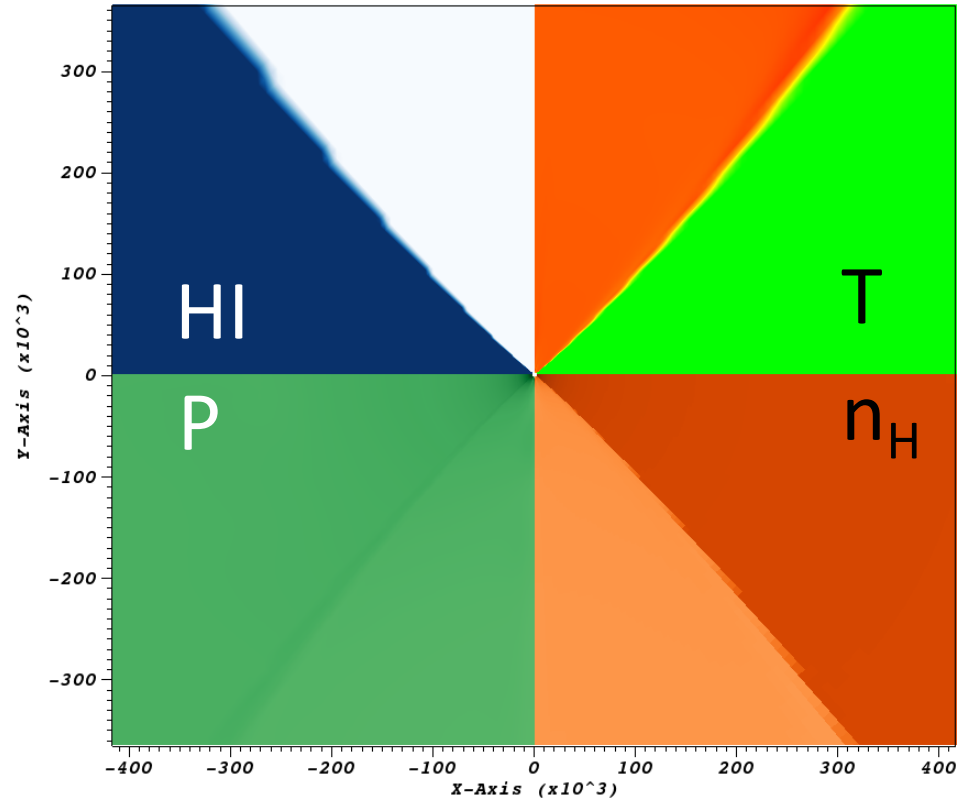
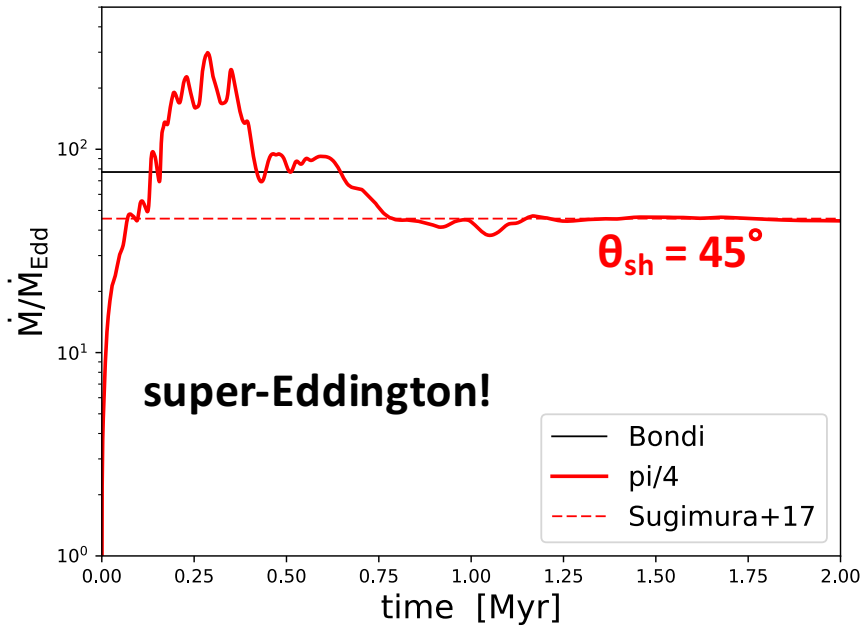
2. 円板状分布

- ✓ 原始銀河円盤に埋もれた種BHへの降着(ガスBH間の相対速度は無視)
- ✓ 自己重力円盤、厚み $\sim 10^5 \text{ AU} \sim 1 \text{ pc}$, ガス数密度 $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, 温度 $\sim 100 \text{ K}$

1. 一様密度の場合

始原ガスの場合

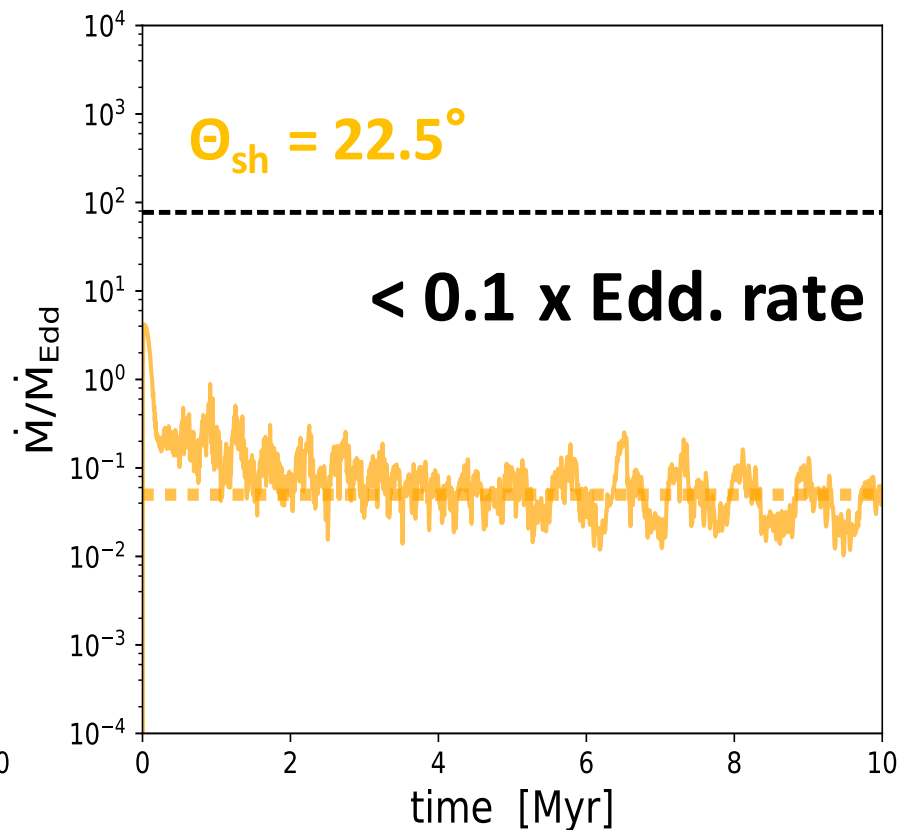
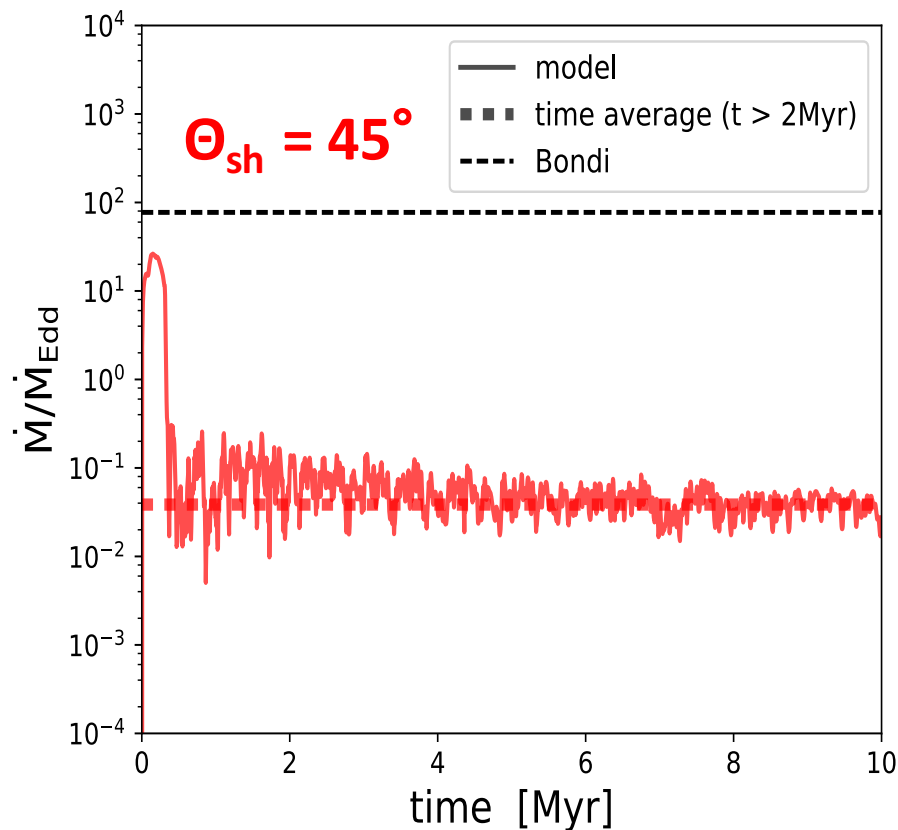
$$M_{\text{BH}} = 10^3 M_{\text{sun}}, n_{\text{H}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$$



始原ガスでは影全体にガスが分布。

$Z = 10^{-2} Z_{\text{sun}}$ の場合

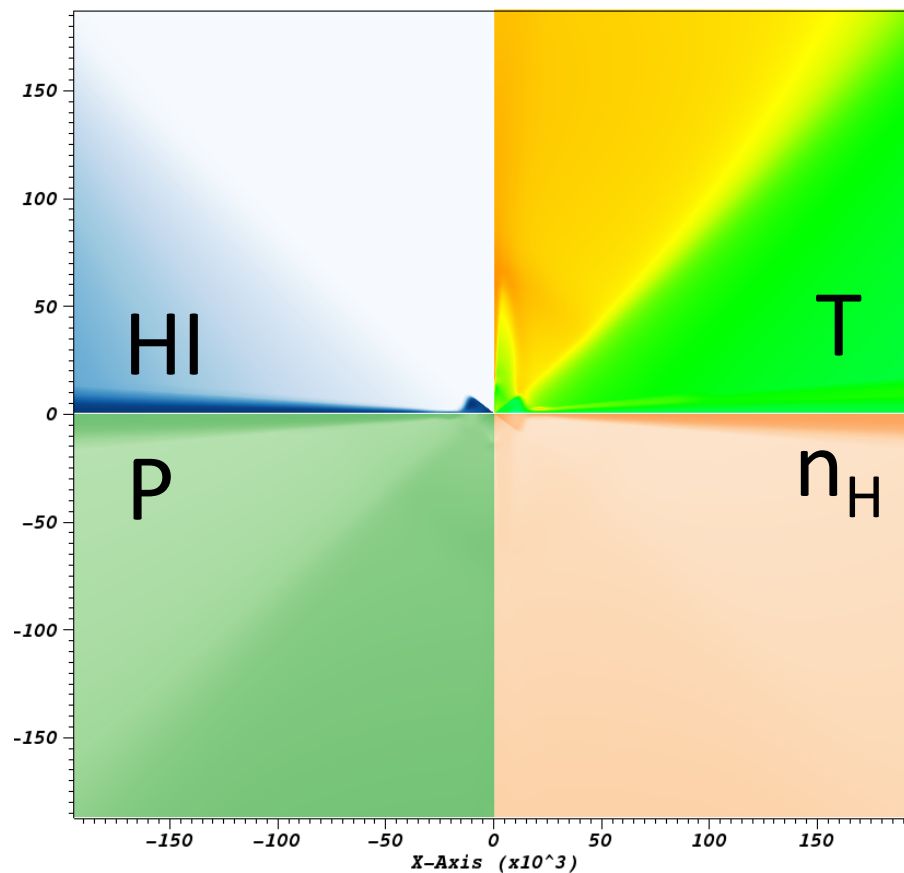
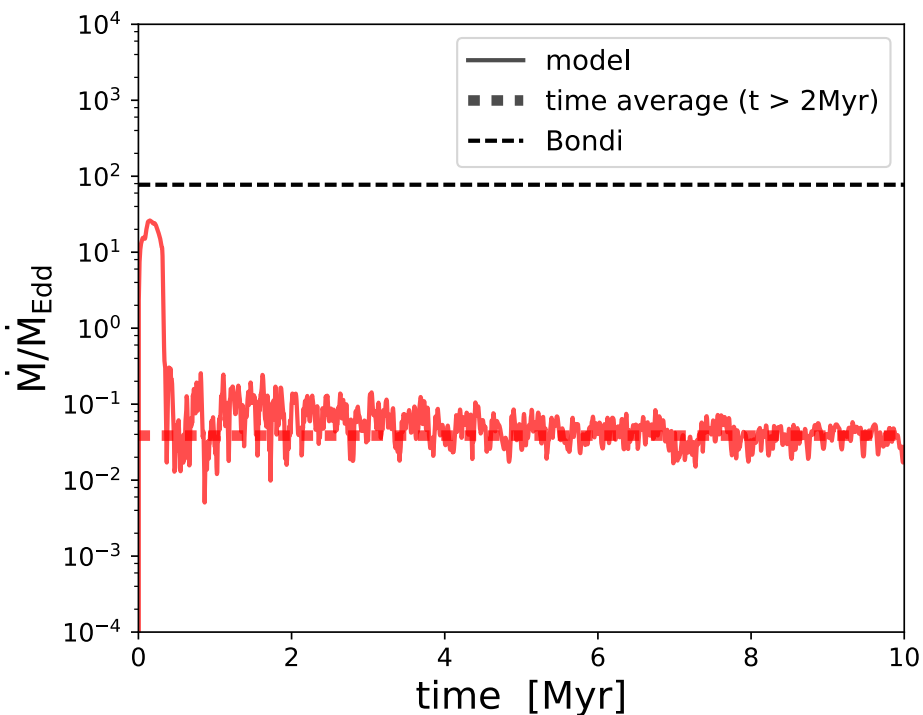
$$M_{\text{BH}} = 10^3 M_{\text{sun}}, n_{\text{H}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$$



重元素がBH成長に不利に働いている...

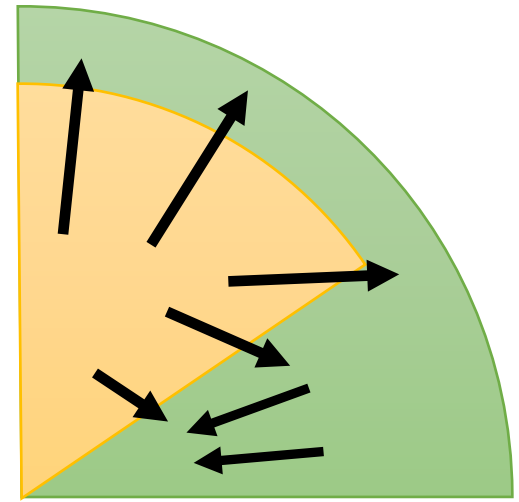
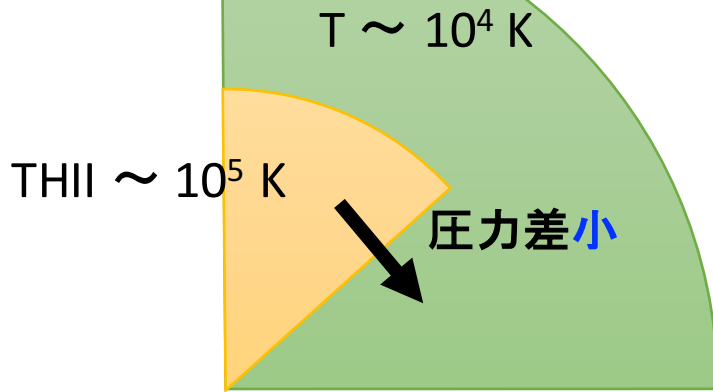
$Z = 10^{-2} Z_{\text{sun}}$ の場合

$$\Theta_{\text{sh}} = 45^\circ$$

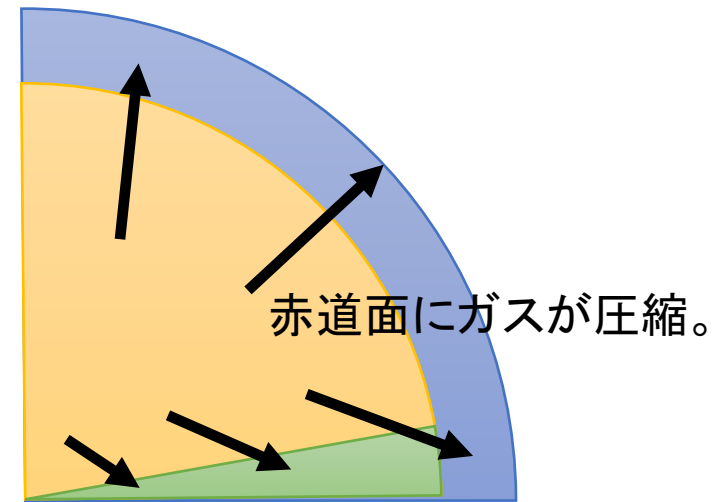
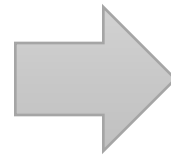
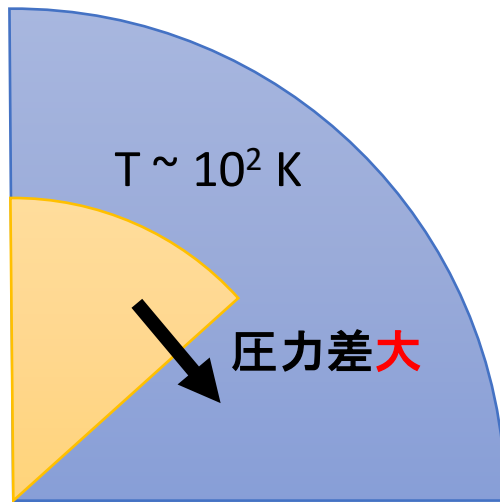


始原ガスでは影全体にガスが分布していたのに対し、ガスは赤道面に偏在。

$Z = 0$



$Z = 10^{-2} Z_{\text{sun}}$

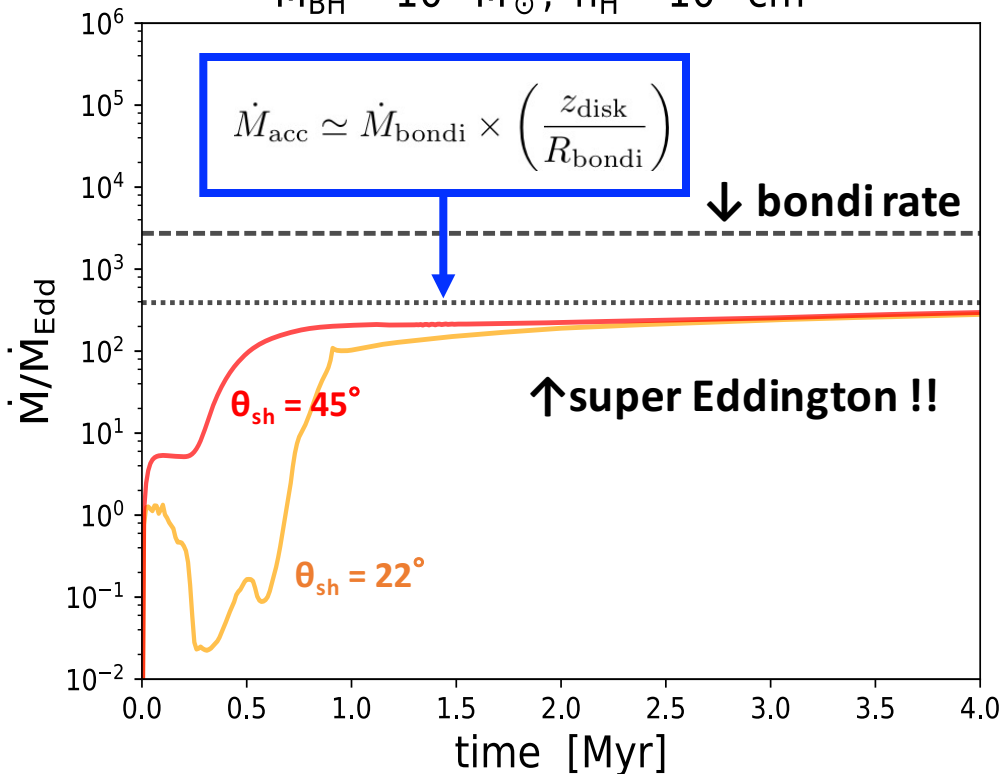


輻射は非等方でもガス圧の効果でガスは等方的に広がろうとする。

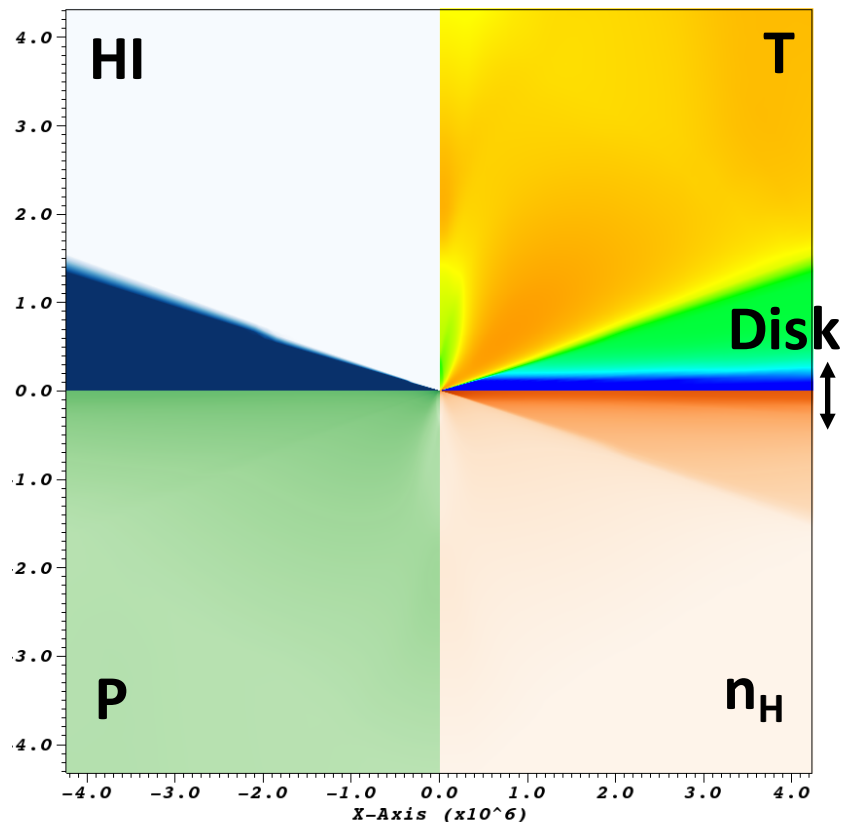
2. 円板状分布の場合

計算結果

$M_{\text{BH}} = 10^3 M_{\odot}$, $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$



$\Theta_{\text{sh}} = 22^\circ$



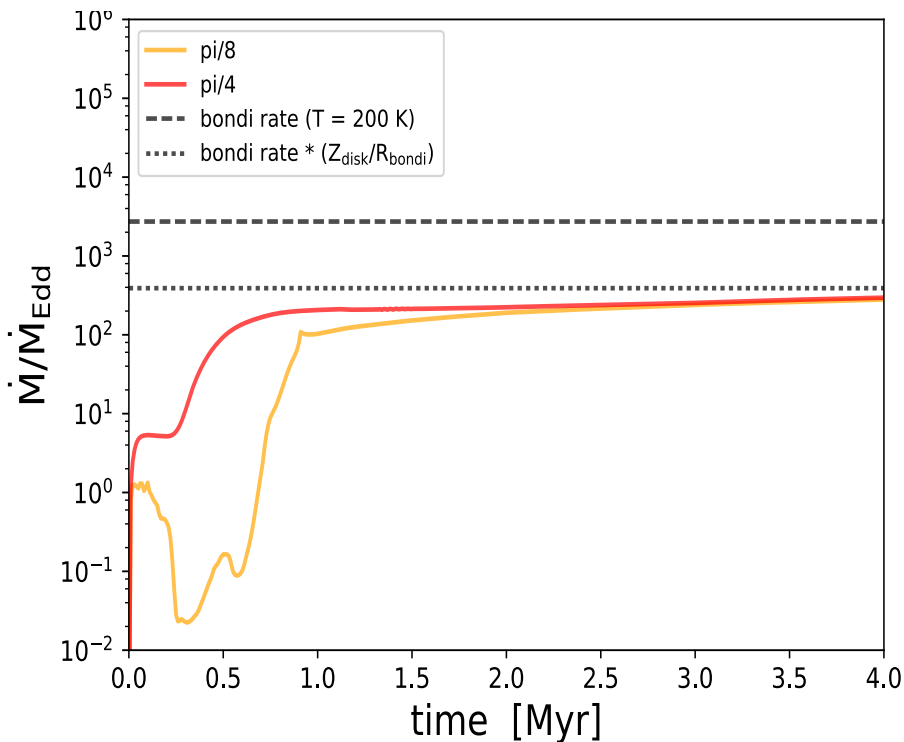
- ✓ 円板状分布では上空の圧力が小さいので、HII領域が上に向かって広がり、赤道面方向に押す力が弱い
 - 始原ガスと同様に影の部分から降着できる。

BH mass dependence①

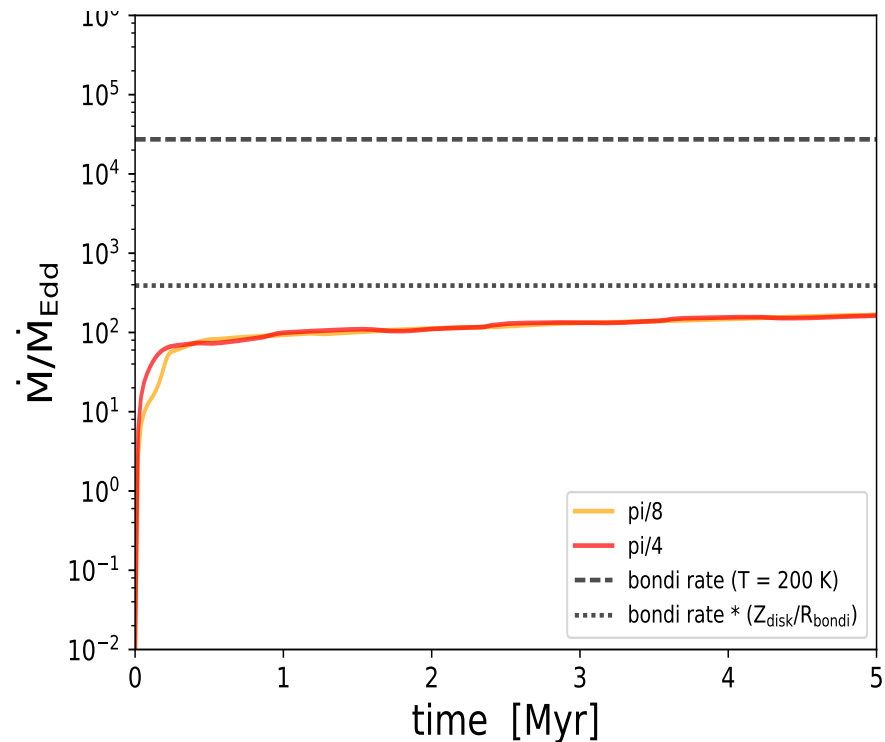
$$\dot{M}_{\text{acc}} \simeq \dot{M}_{\text{bondi}} \times \left(\frac{z_{\text{disk}}}{R_{\text{bondi}}} \right) \propto M_{\text{BH}} \quad \rightarrow \quad \frac{\dot{M}_{\text{acc}}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} = \text{const.}$$

$R_{\text{HII}} > z_{\text{disk}}$ のならエディントン比はBH質量によらない

$M_{\text{BH}} = 10^3 M_{\text{sun}}$

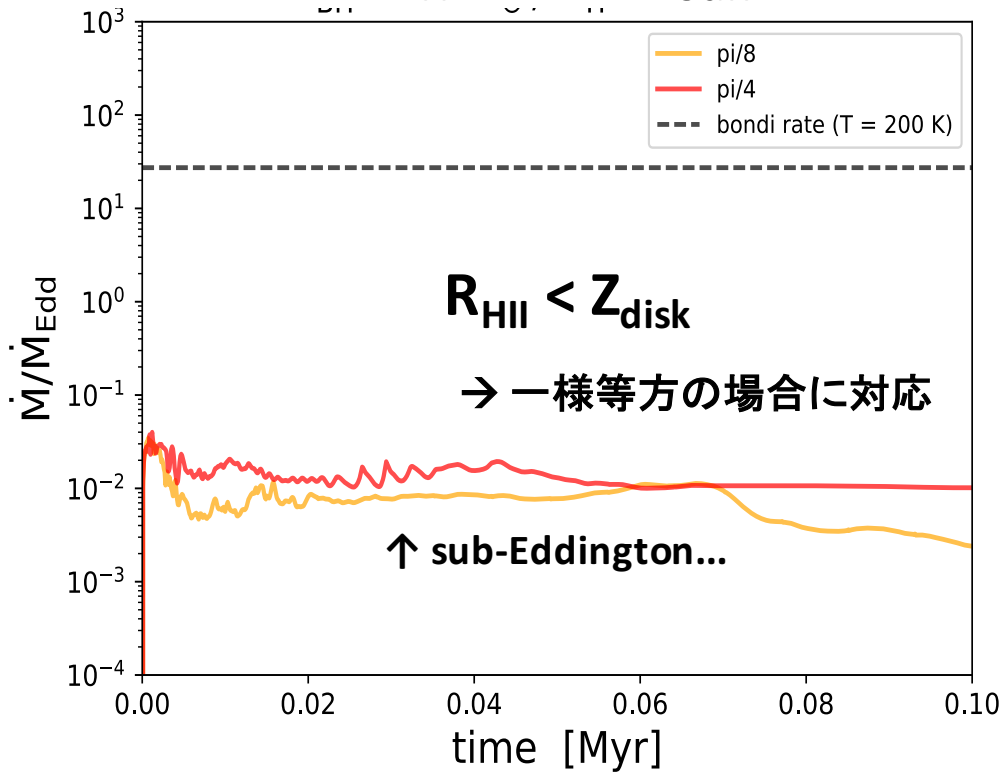


$M_{\text{BH}} = 10^4 M_{\text{sun}}$

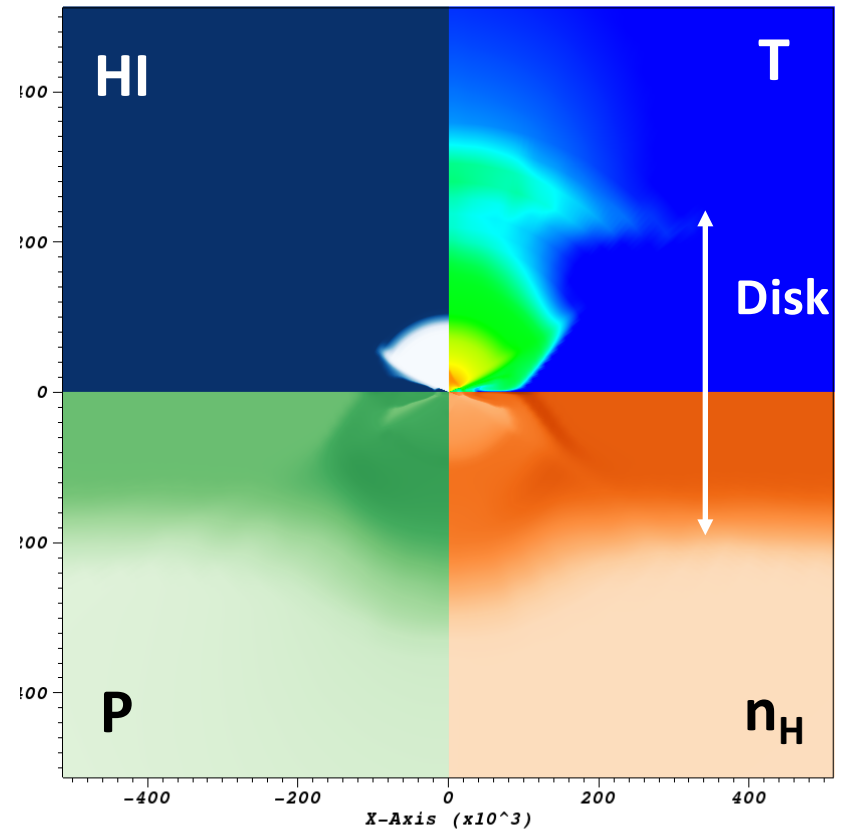


BH mass dependence②

$M_{\text{BH}} = 10 M_{\text{sun}}$



$\Theta_{\text{sh}} = 22^\circ$



まとめと結論

高密度下でのBH成長 (Toyouchi+2018)

- ダストへのIR輻射圧のせいでBH成長が阻害される。
- 超臨界降着のチャンスは宇宙初期に限定される。



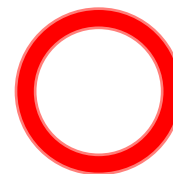
(重元素がBH成長を邪魔する)

非等方輻射下でのBH成長

- 一様等方あるいは $R_{\text{HII}} < z_{\text{disk}}$ の場合 (BH massが小さい時に対応)
 - ✓ 輻射が非等方でもガス圧の効果でガスは等方的に広がろうとする。結果、sub-Eddington降着。
- $R_{\text{HII}} > z_{\text{disk}}$ の場合 (BH massが大きい時に対応)
 - ✓ HII領域が円盤上空に広がり、赤道面方向にガスが押されない。結果として影からボンディ的に降着。
 - ✓ 降着率は円盤厚みとボンディ半径の大きさで決まる。



BH massが小さい時はなかなか降着できないが、ひとたびHIIバブルが原始銀河円盤の厚みを超えると、そのあとは効率良く成長できる。



(重元素が有利に働いているわけではない)