

SMBHの起源と進化: 理論レビュー



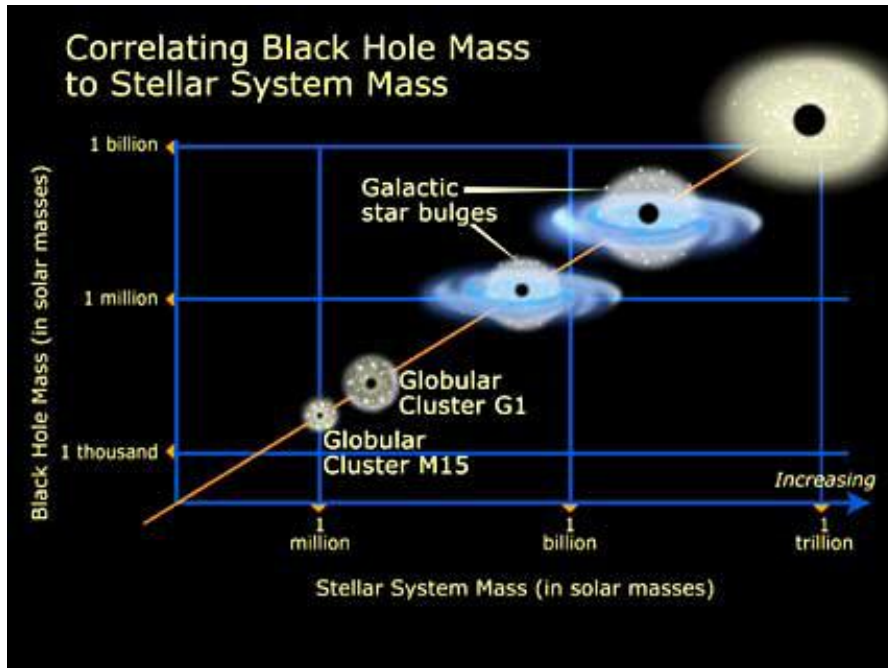
TOHOKU
UNIVERSITY

大向一行
(東北大 天文)



Theoretical Astrophysics
Tohoku University

巨大ブラックホール



- 銀河中心に普遍的に存在
- BH質量はバルジ質量と相関

いわば銀河の本尊といえる



本尊は 来歴不明

Rees chart (1978)

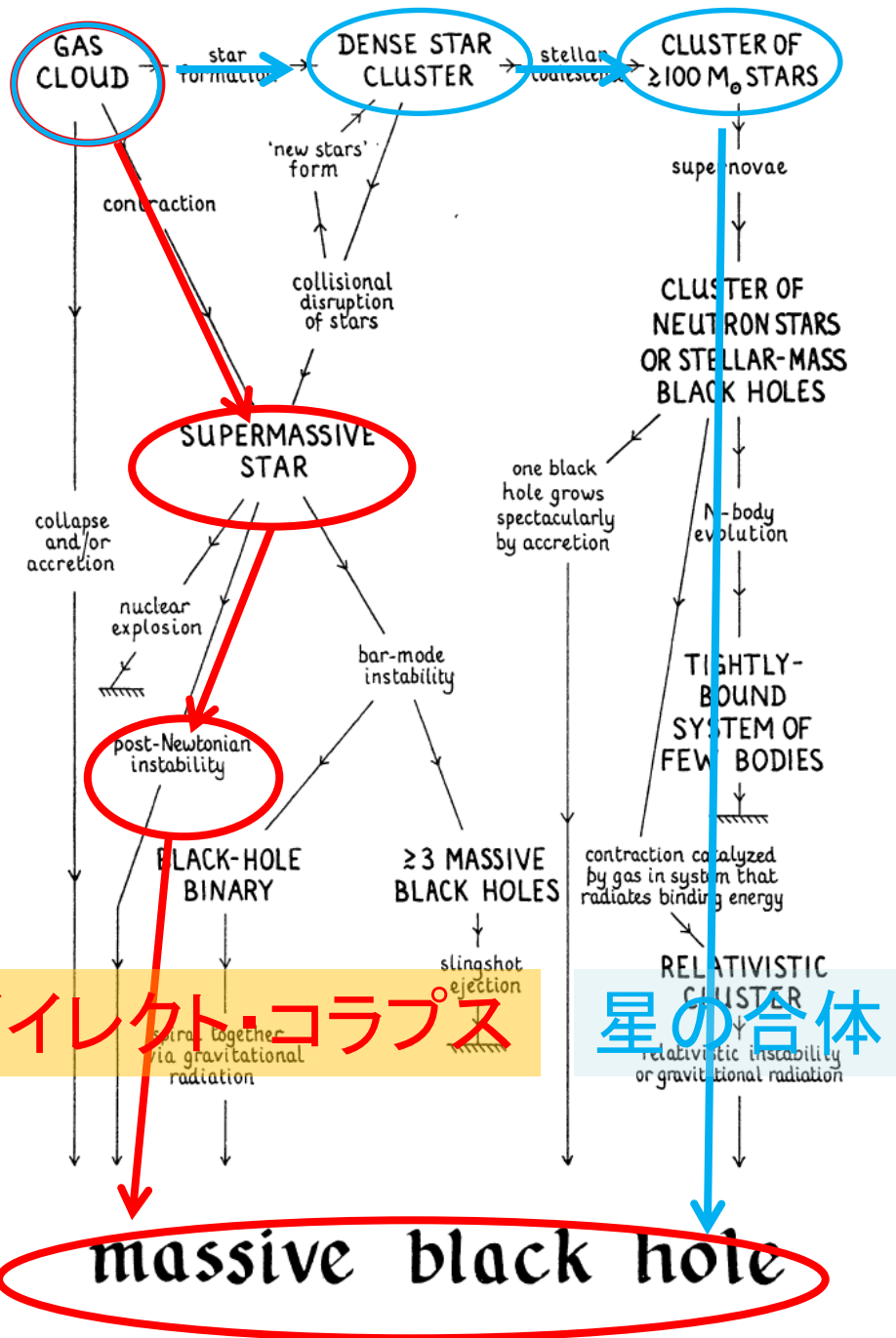


ラドロー男爵
リース卿

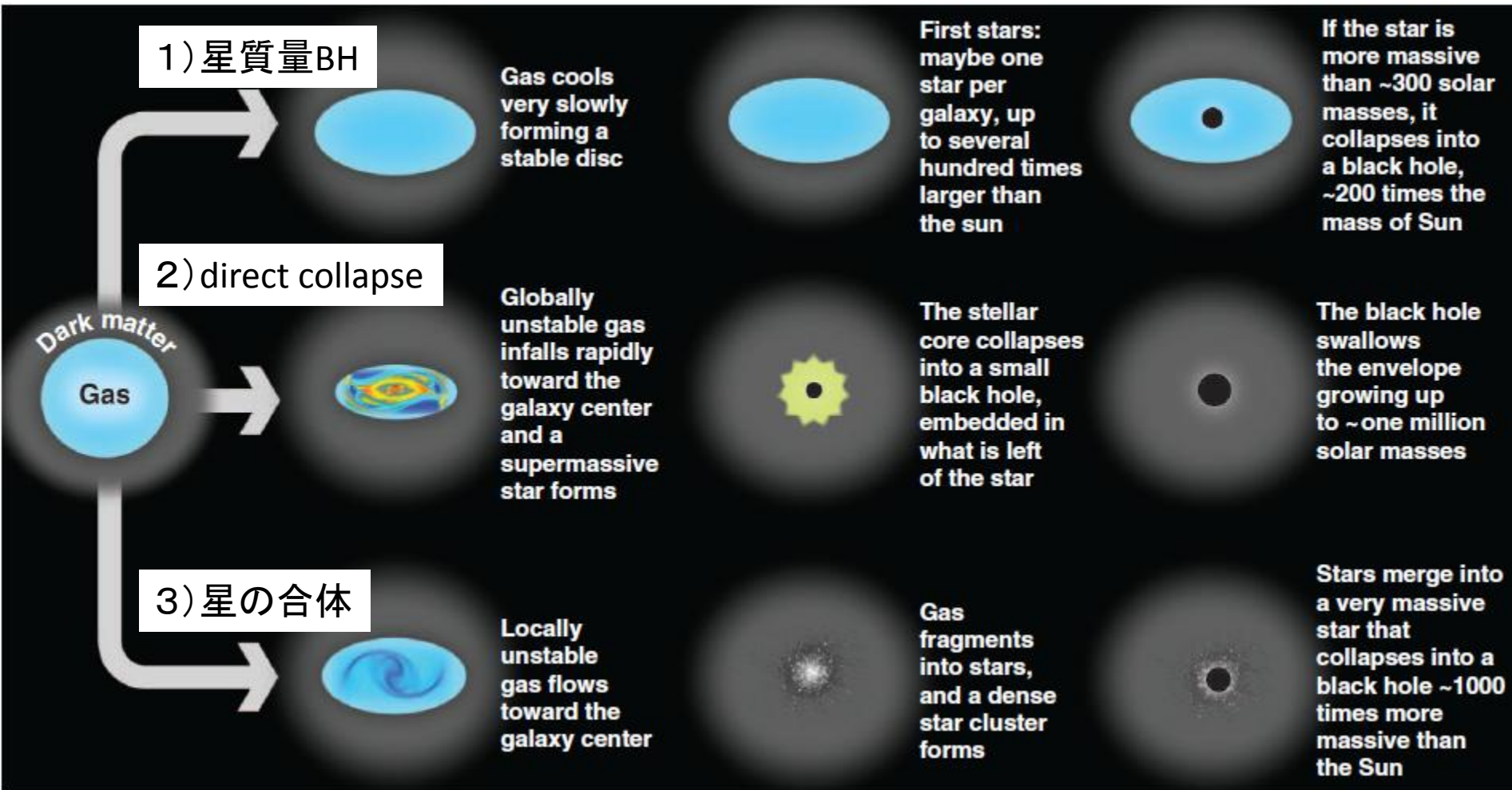
35年以上たった現在も
標準シナリオが存在せず。

質量増加は

降着 か 合体



種BH形成シナリオ



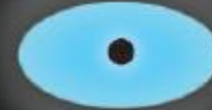
1) 星質量の種BHからの形成

1) 星質量BH

Gas cools very slowly forming a stable disc



First stars: maybe one star per galaxy, up to several hundred times larger than the sun



If the star is more massive than ~300 solar masses, it collapses into a black hole, ~200 times the mass of Sun

2) direct collapse

Dark matter
Gas

Globally unstable gas infalls rapidly toward the galaxy center and a supermassive star forms



The stellar core collapses into a small black hole, embedded in what is left of the star



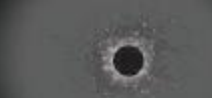
The black hole swallows the envelope growing up to ~one million solar masses

3) 星の合体

Locally unstable gas flows toward the galaxy center



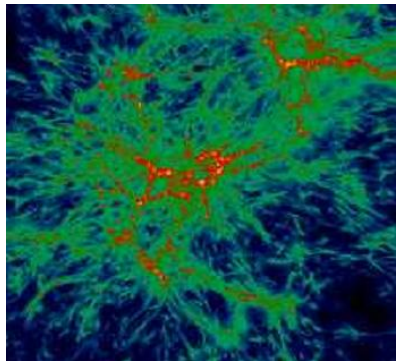
Gas fragments into stars, and a dense star cluster forms



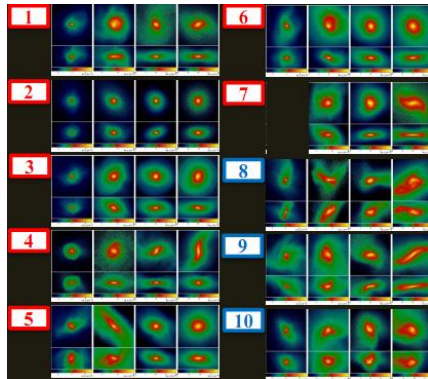
Stars merge into a very massive star that collapses into a black hole ~1000 times more massive than the Sun

初代星の質量はいくらか？

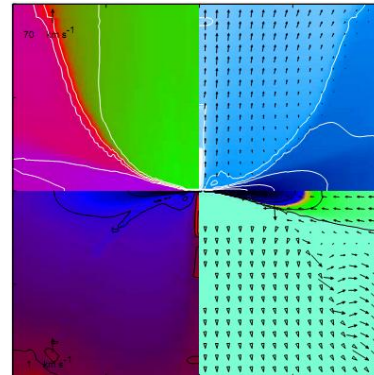
宇宙論シミュレーションで得られた様々なミニハロー中での初代星形成を2D-RHDシミュレーション。(Hirano + 2014 a, b)



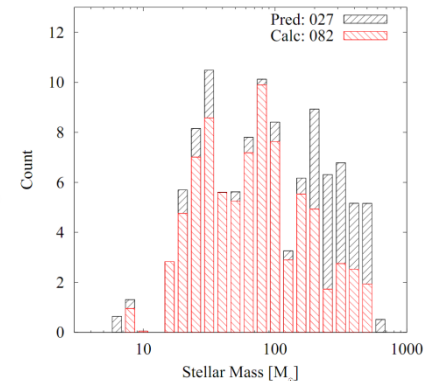
Cosmological
Simulation



Primordial
Gas Clouds



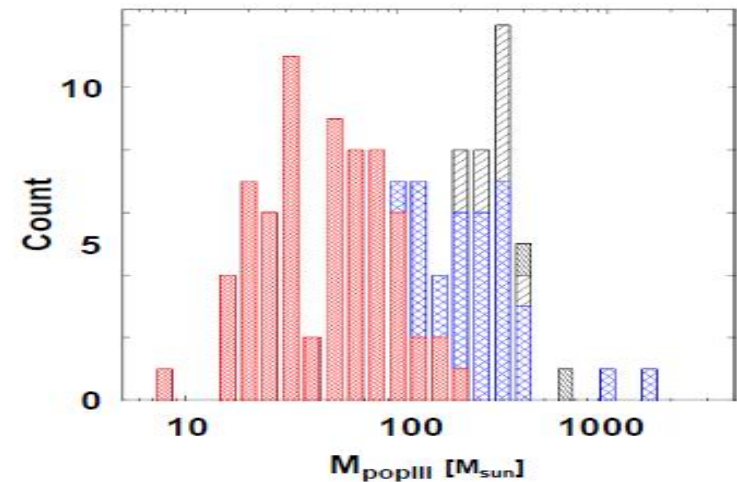
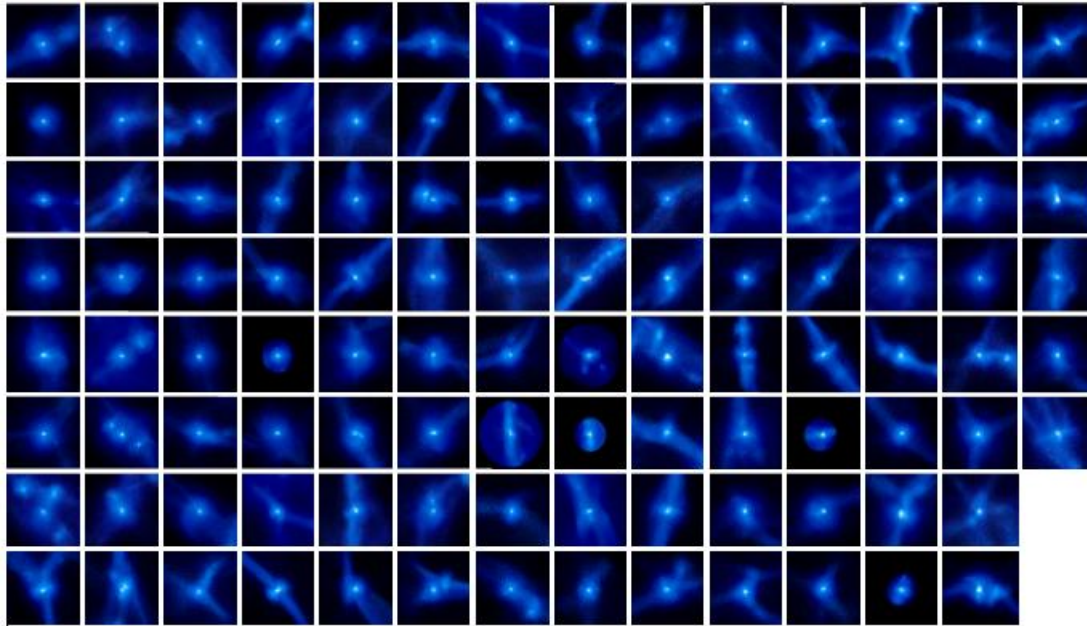
Accretion
Histories



M_{popIII}
Distribution

Pop III IMF

“100 First Stars” simulations

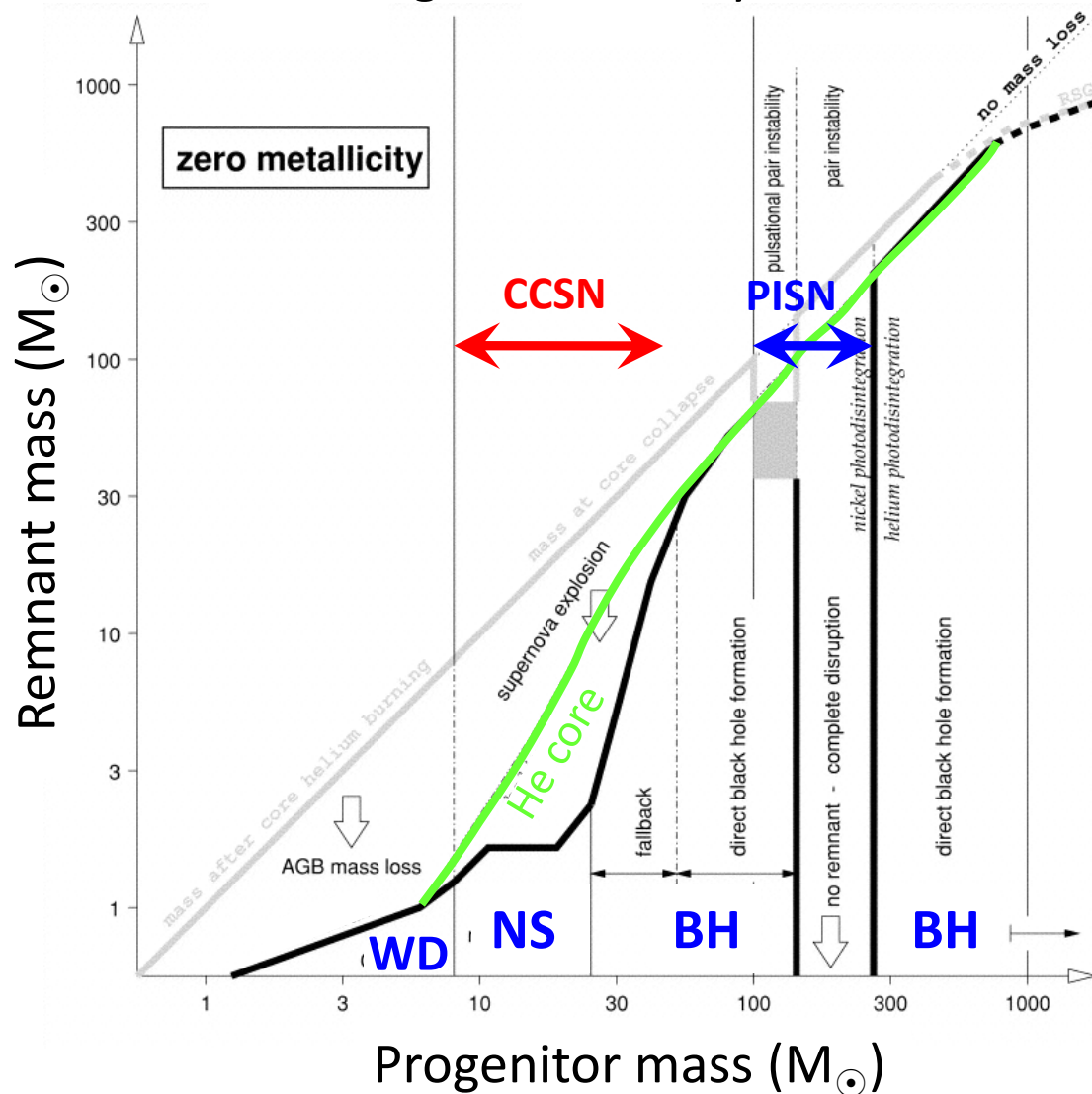


Hirano + 2014

- Flat IMFな雰囲気
- $\sim 1000 M_{\text{sun}}$ のものも出来る
- 宇宙論シミュレーションのBoxサイズを大きくするとより大質量になる傾向(Hirano + 2014b)。
- 3次元計算をすると連星形成の効果などによりやや小質量になるようだ(Susa+2014)。

PopIII星によるBH質量

Heger & Woosley 02



PISN rangeより大質量な星はもとの質量とほぼ同じBHになる。

Eddington限界降着によるBHの成長

降着したガスのうち、割合 ϵ は輻射に、
残り $1-\epsilon$ はBHの質量増加に寄与

$$\dot{M}_{\text{BH}} = (1 - \epsilon)\dot{M}$$

フィードバックのため luminosity が Eddington luminosity

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi c m_{\text{p}}}{\sigma_{\text{T}}} G M_{\text{BH}}$$

に調整されているとすると、

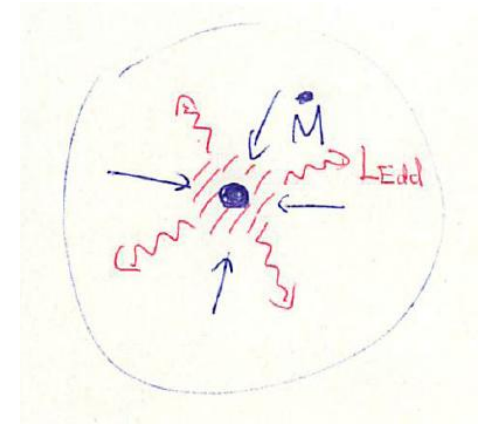
$$L_{\text{Edd}} = \epsilon \dot{M} c^2 = \frac{\epsilon}{1 - \epsilon} \dot{M}_{\text{BH}} c^2$$

より、

$$M_{\text{BH}} = M_{\text{seed}} \exp \left(\frac{1 - \epsilon}{\epsilon} \frac{t}{t_{\text{Sal}}} \right)$$

となる。ここで、

$$t_{\text{Sal}} = \frac{\sigma_{\text{T}} c}{4\pi G m_{\text{p}}} = 0.45 \text{Gyr}$$



近傍ではEddington限界降着による成長でOK

efficiency ϵ :

Schwarzschild BH では $\epsilon \simeq 0.1$ 、Kerr BH では $\epsilon < \sim 0.3$ 。

観測的には ($z < \sim 5$): efficiency $\epsilon > \sim 0.1$

近傍での SMBH の質量密度と high- z の quasar luminosity function の比較より求まる
(いわゆる **Soltan's argument**)。

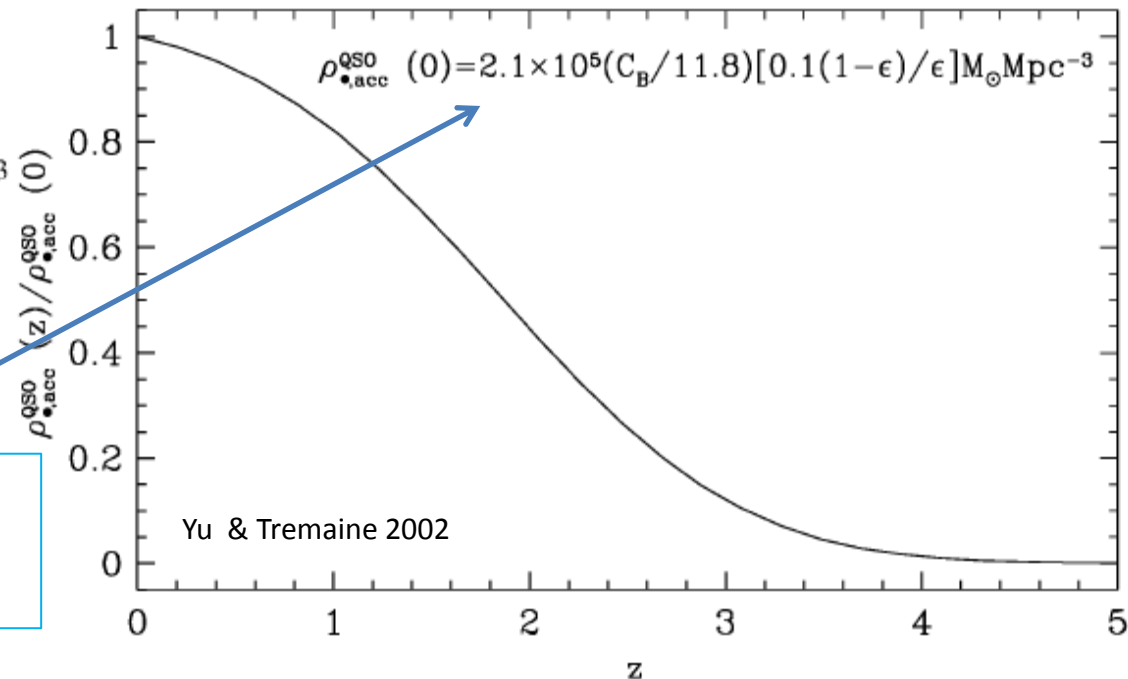
high- z のQSO LFの積算から見積もられる
BH質量密度

$$\rho_{\bullet, \text{acc}}^{\text{QSO}}(z) = \int_z^\infty \frac{dt}{dz} dz \int_0^\infty \frac{(1 - \epsilon)L_{\text{bol}}}{\epsilon c^2} \Psi(L, z) dL$$

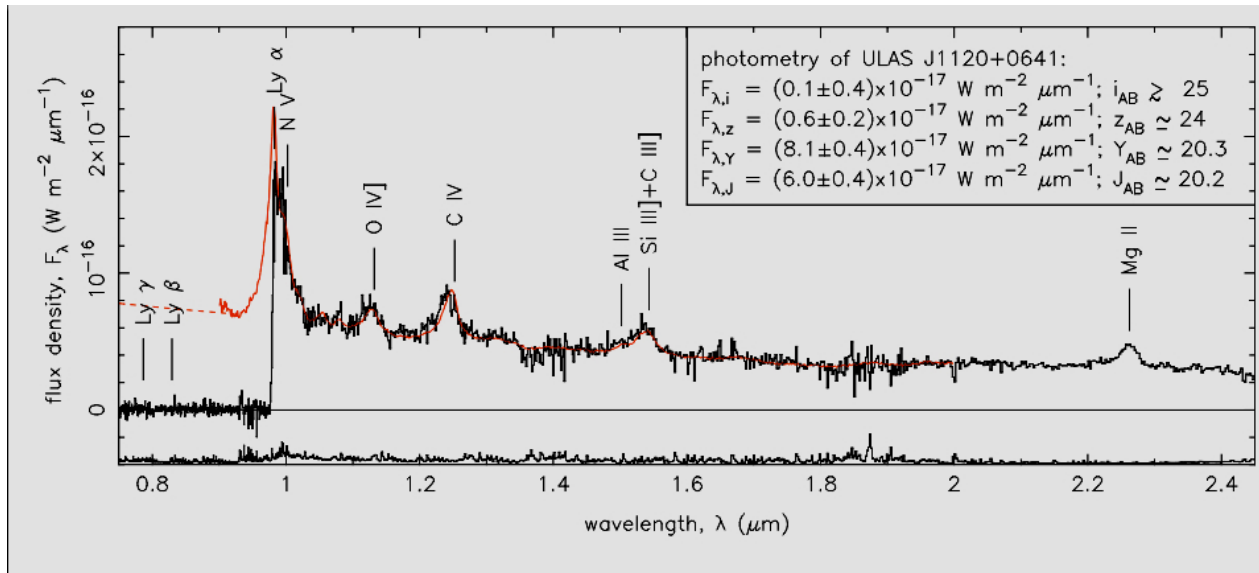
近傍でのBH質量密度

$$\rho_{\bullet}(z=0) = (2.5 \pm 0.4) \times 10^5 M_{\odot} \text{ Mpc}^{-3}$$

$\epsilon \sim 0.1$ とすると、
これらは同じくらいになる。



High-z SMBH



ULAS J1120

$$M_{\text{BH}} = 2 \times 10^9 M_{\text{sun}}, z = 7.085 \text{ (0.77 Gyr)}$$

To make $M_{\text{BH}} = 2 \times 10^9 M_{\text{sun}}$ BH
from a seed of $M_{\text{seed}} = 100 M_{\text{sun}}$ (or $1000 M_{\text{sun}}$)

It takes

$$t_{\text{grow}} = t_{\text{Sal}} \ln(M_{\text{SMBH}}/M_{\text{seed}}) = 0.84 \text{ Gyr (0.73 Gyr)}$$

成長時間はかなり厳しいがEddington rateで降着が
続けば、辛うじてOKか

初代星BHの降着成長

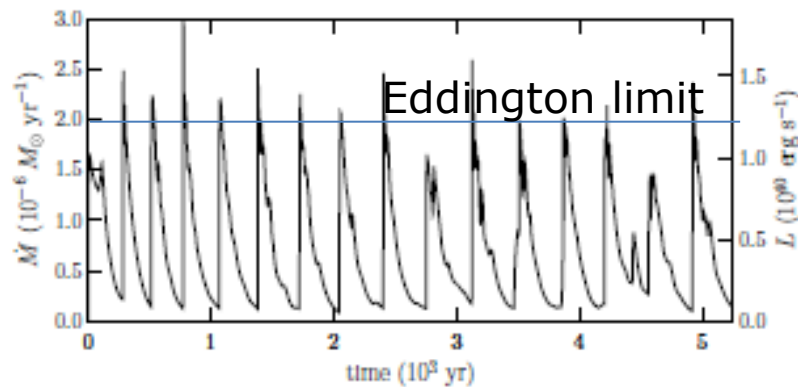
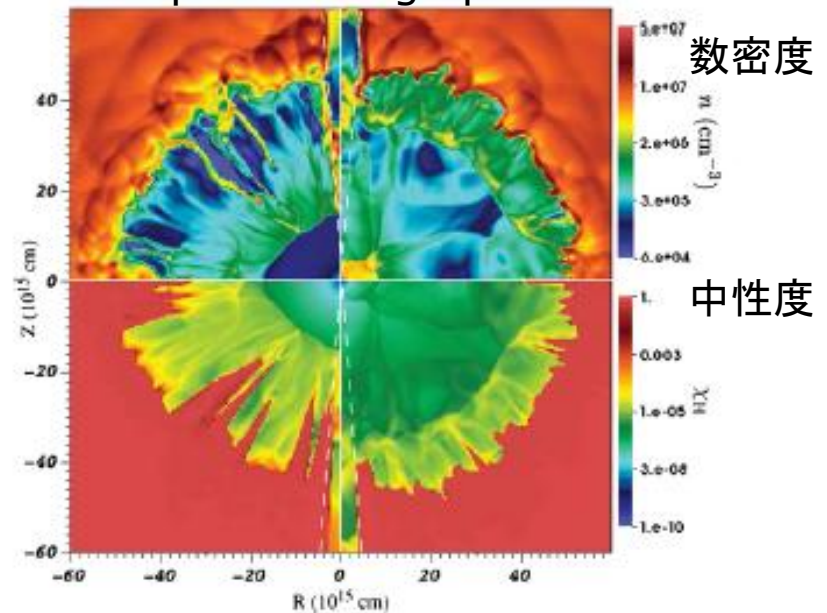


Figure 1. Central accretion rate and radiative luminosity as a function of time for radiative efficiency $\epsilon = 0.1$.

Milosavljevic+2009

BH 100Msun
low phase high phase



平均すると降着率はEddington limitの30%

Bondi 降着率の 0.2%。

⇒種BHの成長は順調とは言えないようである。

重力波放射による反跳

Campanelli+2007

Koppitz+2007

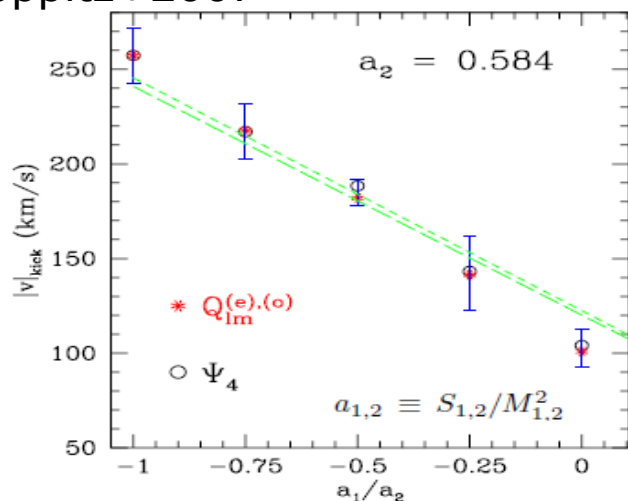


FIG. 3: Kick velocities and error bars for different spin ratios; the dashed lines show a linear fit of all the data when the point at $a_1/a_2 = 1$ is given an infinite weight since $|v|_{\text{kick}} = 0$ for $a_1 = a_2$.

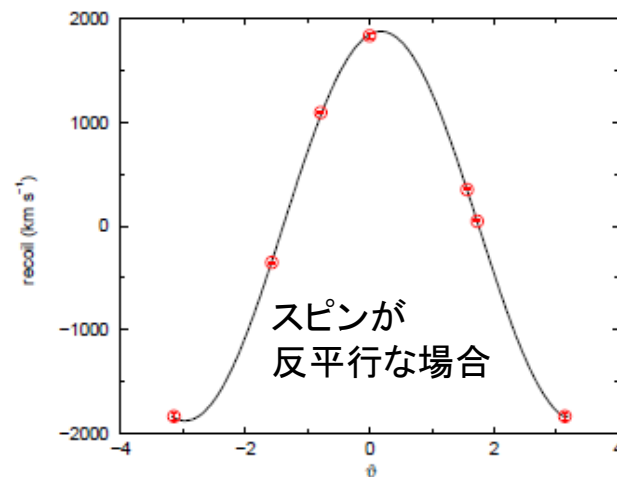


FIG. 1: The recoil velocity versus angle ϑ between the initial individual momenta and spins and a least-squares fit. Note that the $\vartheta = \pm\pi$ are the same SPC configuration.

BH連星の合体時、重力波放射の反作用として、典型的に数100km/sのkick velocityを受ける。
宇宙初期のハローの脱出速度を上回り、ハロー外に放出される
⇒合体による成長もあまりうまくいかないようである。

合体前に周連BH円盤との相互作用により、スピンの向きは揃う可能性

超臨界降着？

$v_{\text{diff}} < v_{\text{flow}} \rightarrow$ photon trapped in the accretion flow

photon が N 回の散乱 (random walk) で距離 R を進むとき、 $R = \sqrt{N}l$ である。

したがって、 $\sqrt{N} = R/l = \tau$ 。この間にかかる時間は $t_{\text{diff}} = Nl/c$

$$v_{\text{diff}} \simeq \frac{R}{t_{\text{diff}}} \simeq c/\sqrt{N} \simeq c/\tau \simeq c\left(\frac{\sigma_{\text{T}}\rho r}{m_{\text{p}}}\right)^{-1}$$

降着流の速度

$$v_{\text{flow}} = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 \rho}$$

photon-trapping が起こるのは

$$r < \frac{\dot{M}\sigma_{\text{T}}}{4\pi m_{\text{p}}c} = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}}r_{\text{g}} \equiv r_{\text{tr}}$$

ここで、

$$r_{\text{g}} \equiv GM_{\text{BH}}/c^2 = r_{\text{S}}/2$$
$$\dot{M}_{\text{Edd}} \equiv L_{\text{Edd}}/c^2 = \frac{4\pi m_{\text{p}}}{\sigma_{\text{T}}c}GM_{\text{BH}}$$

Trapping radius 内では輻射は降着流にtrapされたまま、内向きに流れ、外には抜け出せなくなる。

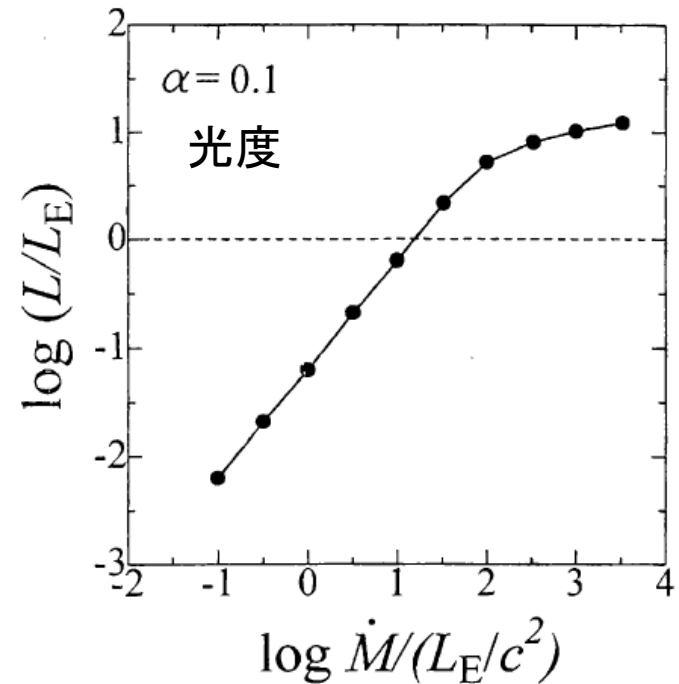
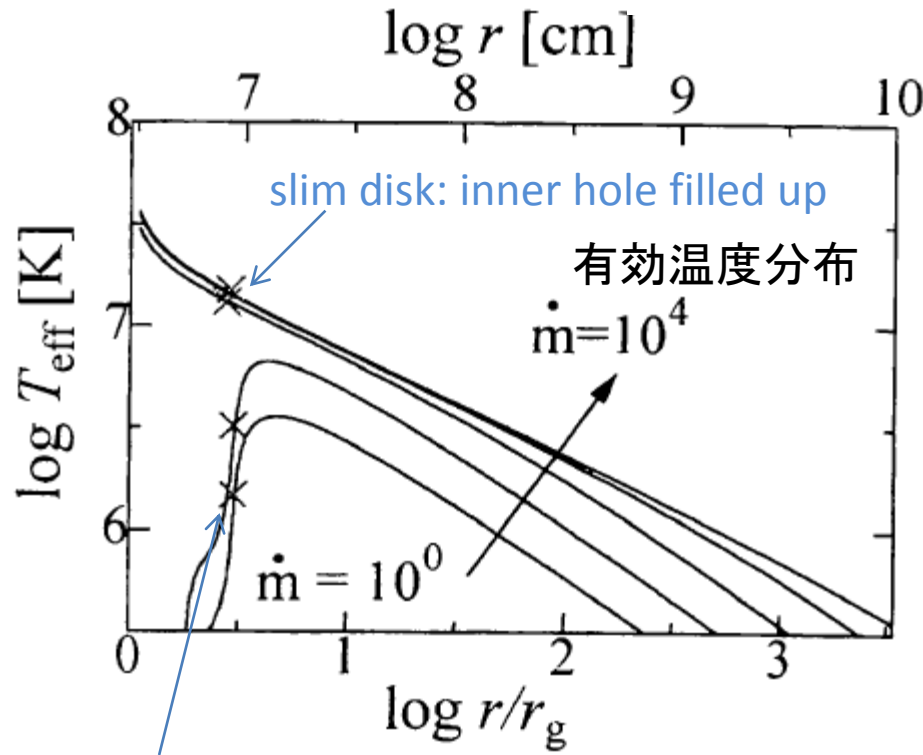
Eddington 降着率以上では、photon trapping が起こる。

超臨界降着円盤: slim disk

$$r_{\text{tr}} = \frac{H}{r} \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} r_{\text{S}}$$

$$\dot{m} \equiv \dot{M} / \dot{M}_{\text{crit}} = \dot{M} c^2 / L_{\text{E}}$$

Watarai et al. 2000



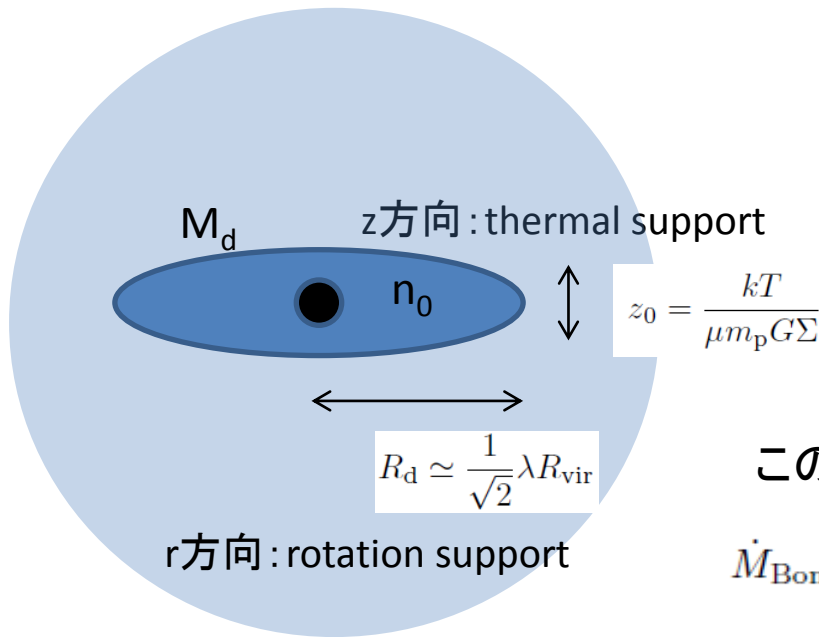
standard thin disk : r_{ISCO} に cutoff

- ✓ $\dot{m} > 30$ で、円盤構造が standard から slim disk へと遷移
- ✓ 最大光度は $10 L_{\text{Edd}}$ あたりで飽和

原始銀河中でのBondi降着

Volonteri & Rees 2005

他に最近同じような論文が3つほど



原始銀河内の密度の見積もり

$$n_0 = \frac{M_d}{\mu m_p \pi R_d^2 z_0}$$

$$\simeq 6 \times 10^4 f_{d,0.5}^2 \lambda_{0.05}^{-4} T_{8000}^{-1} R_{\text{vir},6}^{-4} M_{h,9}^2 \text{ (cm}^{-3}\text{)}$$

このときBondi降着率

$$\dot{M}_{\text{Bondi}} = \frac{\alpha 4\pi G^2 \rho M_{\text{BH}}^2}{c_s^3}$$

$$= 15 \left(\frac{M}{10^6 M_\odot} \right)^2 \left(\frac{n}{10^4 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{T}{10^4 \text{ K}} \right)^{-3/2} M_\odot \text{ yr}^{-1}$$

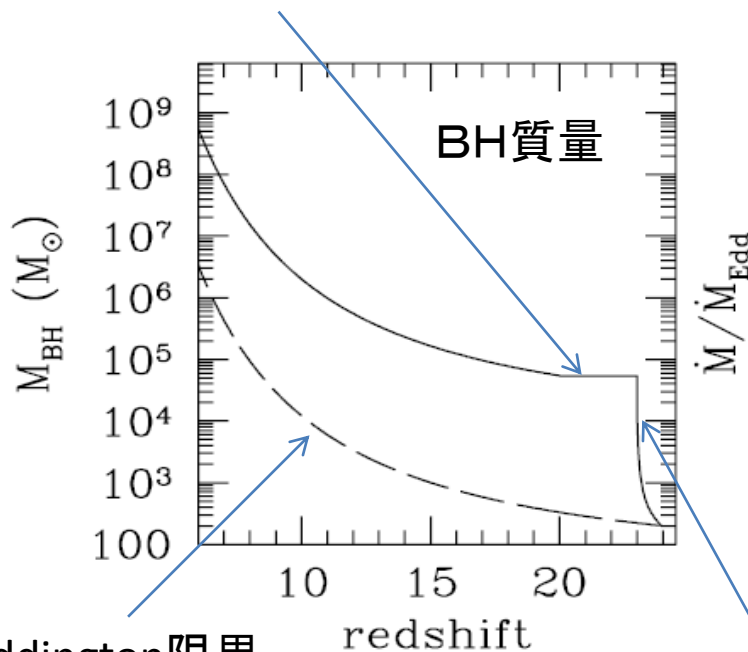
なので、Bondi降着率とEddington降着率の比は

BHフィードバックを考えていないが、
高密度環境が存在すると、超臨界降着が
実現される。

$$\frac{\dot{M}_{\text{Bondi}}}{\dot{M}_{\text{Edd}}} = 40 M_{\text{BH},3} n_{0,4} T_{8000}^{-3/2}$$

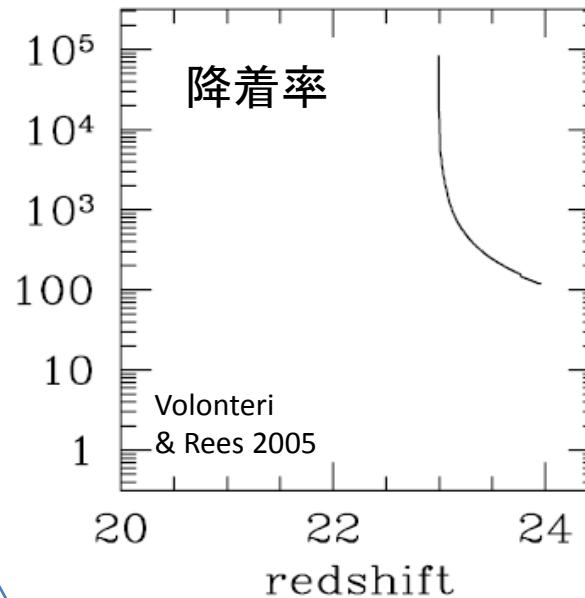
超臨界降着によるBH成長

超臨界Bondi降着ののち、
Eddington限界降着で成長



ずっとEddington限界
降着で成長

Bondi降着ではBH質量は有限時間で発散



$$M_{\text{BH}} = \frac{m_{\text{seed}}}{1 - t/t_{\infty}}, \quad t_{\infty} \equiv \frac{c_s^3}{\alpha 4\pi G^2 \rho m_{\text{seed}}}$$

2) 直接崩壊による大質量BH形成

1) 星質量BH

Gas cools very slowly forming a stable disc

First stars: maybe one star per galaxy, up to several hundred times larger than the sun

If the star is more massive than ~300 solar masses, it collapses into a black hole, ~200 times the mass of Sun

2) direct collapse

Dark matter
Gas

Globally unstable gas infalls rapidly toward the galaxy center and a supermassive

The stellar core collapses into a small black hole, embedded in what is left of the star

The black hole swallows the envelope growing up to ~one million solar masses

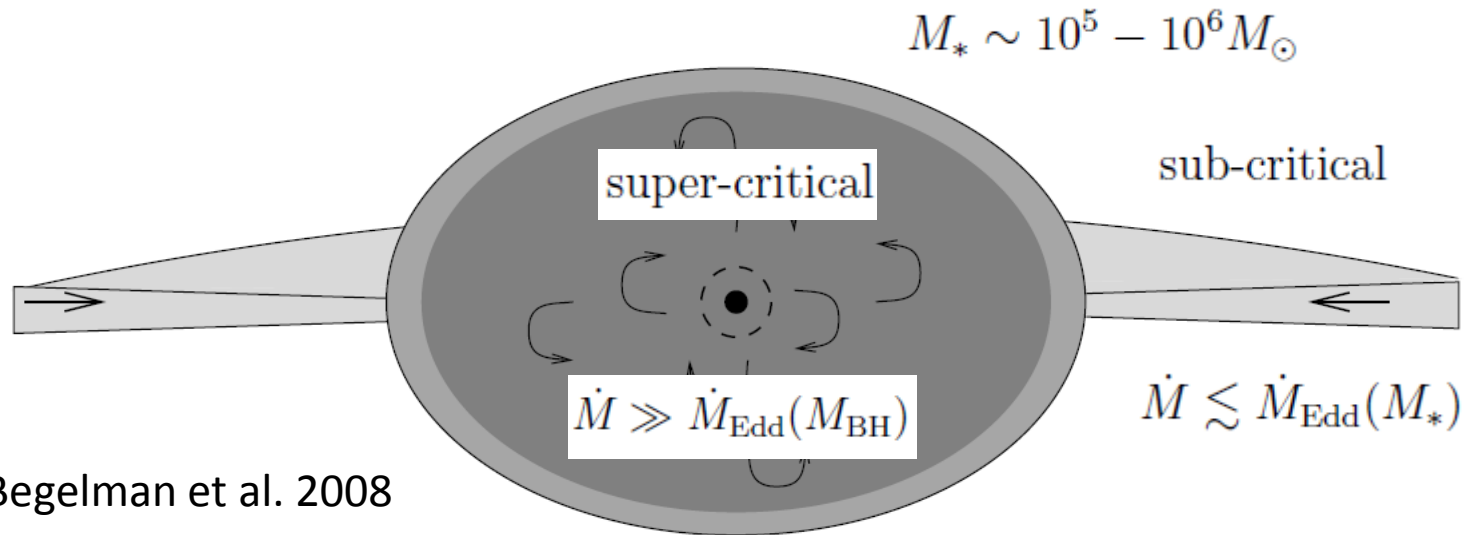
3) 星の合体

Locally unstable gas flows toward the galaxy center

Gas fragments into stars, and a dense star cluster forms

Stars merge into a very massive star that collapses into a black hole ~1000 times more massive than the Sun

Quasi-star ?

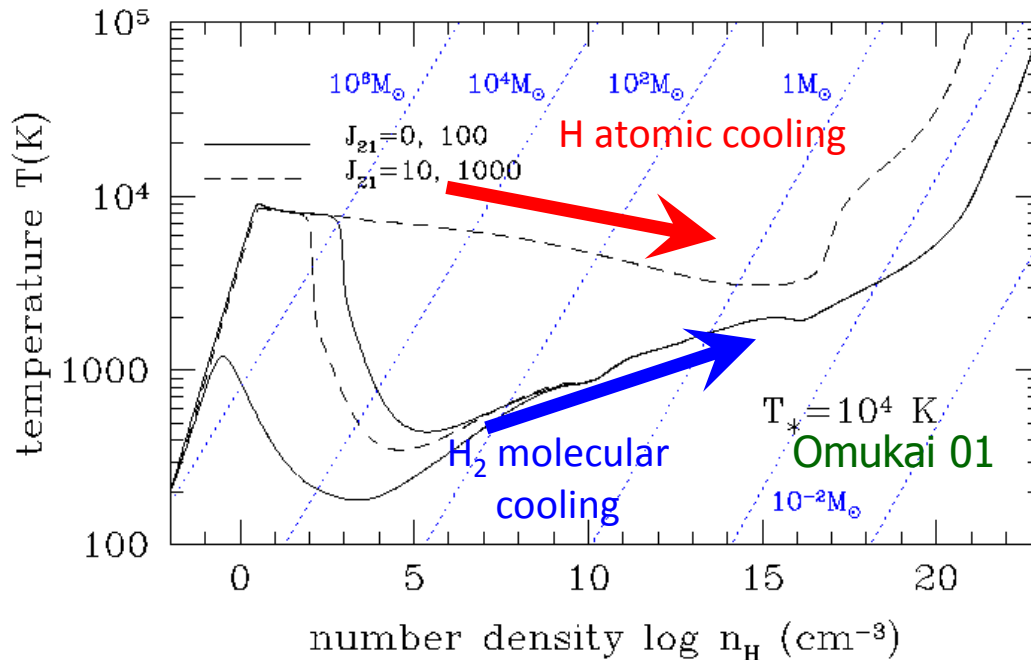


Begelman et al. 2008

- 星質量BHへガスが大降着率で降り積もった際に、生じると考えられている構造
- 中心BHがQuasi-starの質量の約10%まで成長すると、quasi-starは爆発し、BHの成長が止まる? (Ball et al. 2011)
- 本当にこのような天体がどのようにして形成されるかは不明
(超大質量星の重力崩壊の際には一時的にこのようになるのかもしれない)。

Direct Collapse Scenario

Pop III star formation without H₂ cooling



1. H₂ dissociation



2. isothermal collapse
at $\sim 8000K$
by atomic cooling



3. protostar growth
by rapid accretion

$$\dot{M} \sim \frac{M_J}{t_{ff}} = \frac{c_s^3}{G} \sim 2 \times 10^{-6} M_\odot / \text{yr} \left(\frac{T}{10K} \right)^{3/2}$$

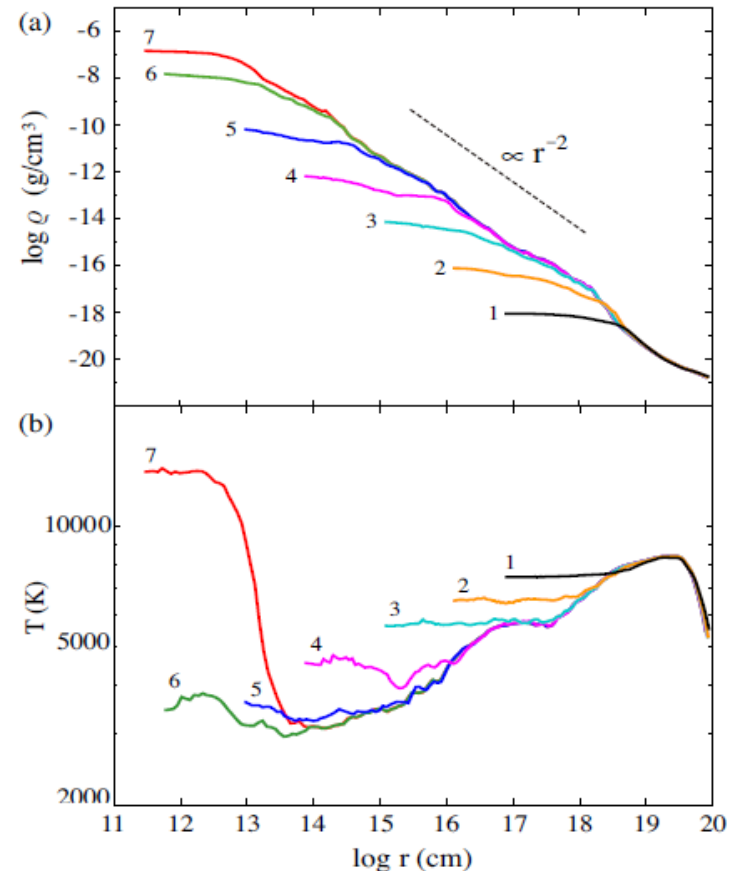
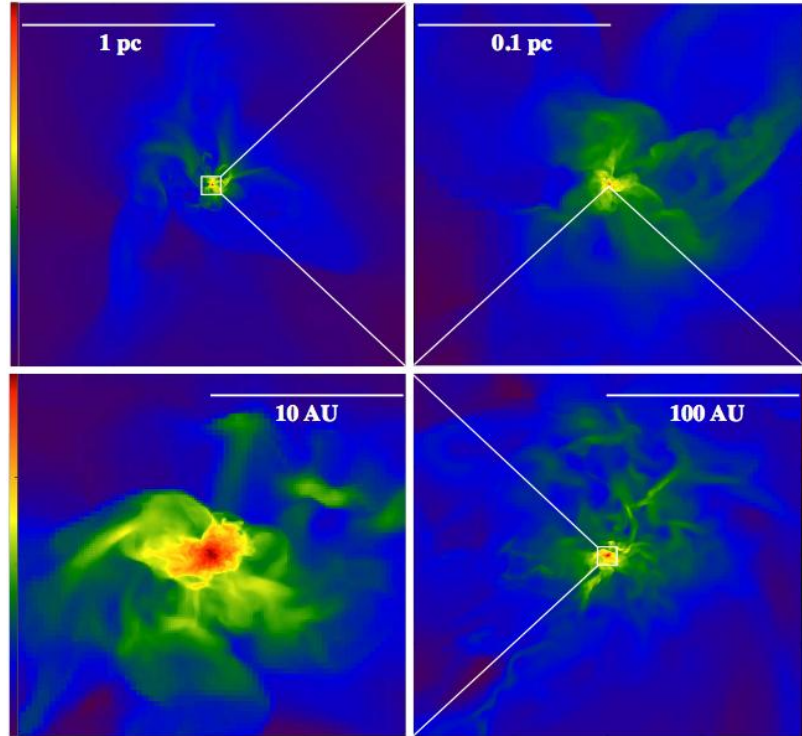
$\sim 1 M_\odot / \text{yr}$



Collapse by GR instability
 $\rightarrow 10^5 M_\odot$ BH

Protostellar Collapse: Monolithic Collapse or fragmentation?

Inayoshi, Omukai & Tasker (2014)

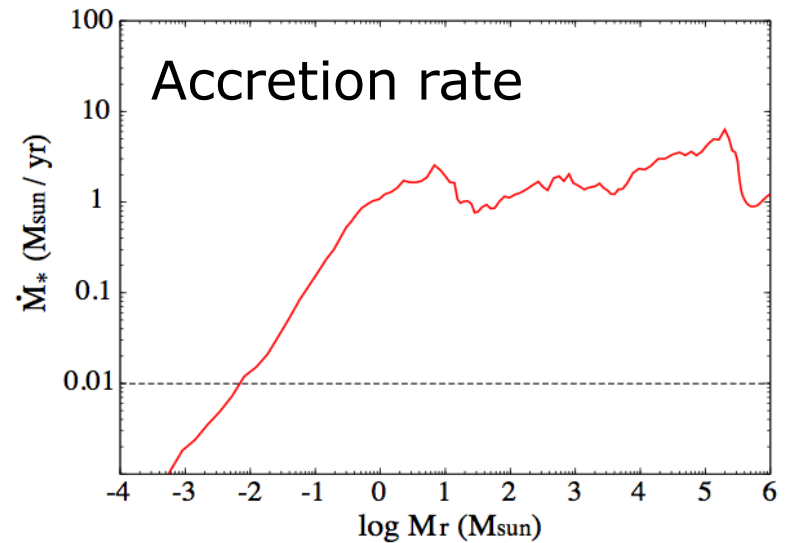
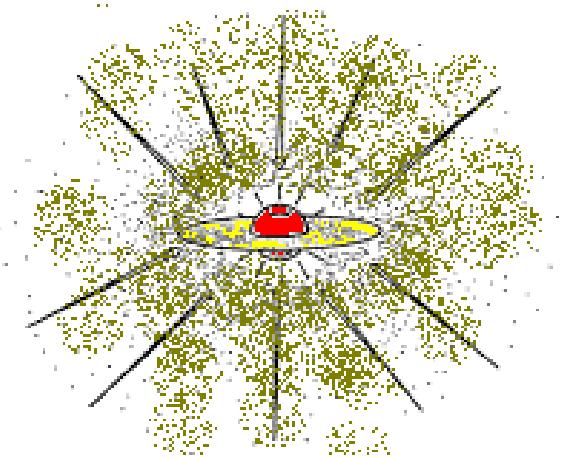


- ✓ No major episode of fragmentation
- ✓ small protostar ($\sim 0.1 M_{\text{sun}}$) is formed

Accretion evolution to supermassive stars

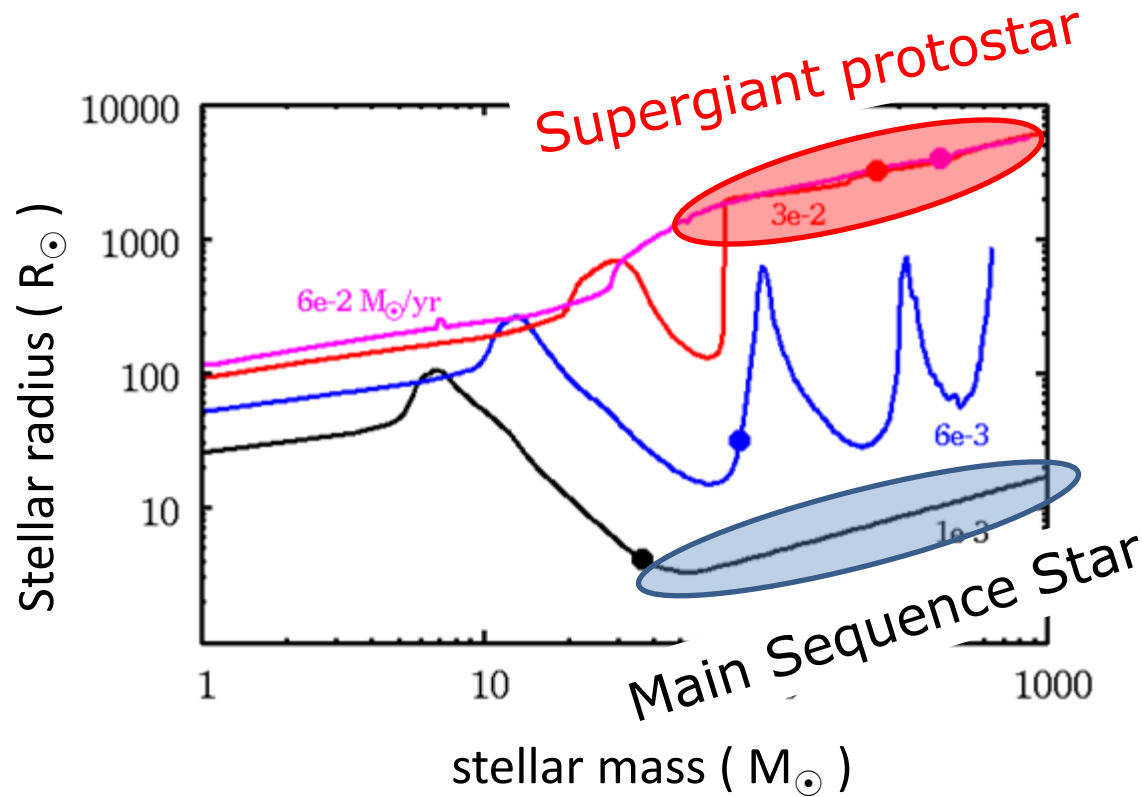
End product of the collapse phase:

protostar of $0.1 M_{\text{sun}}$
surrounded by gas envelope of $10^{5-6} M_{\text{sun}}$,
accreting with $1 M_{\text{sun}}/\text{yr}$



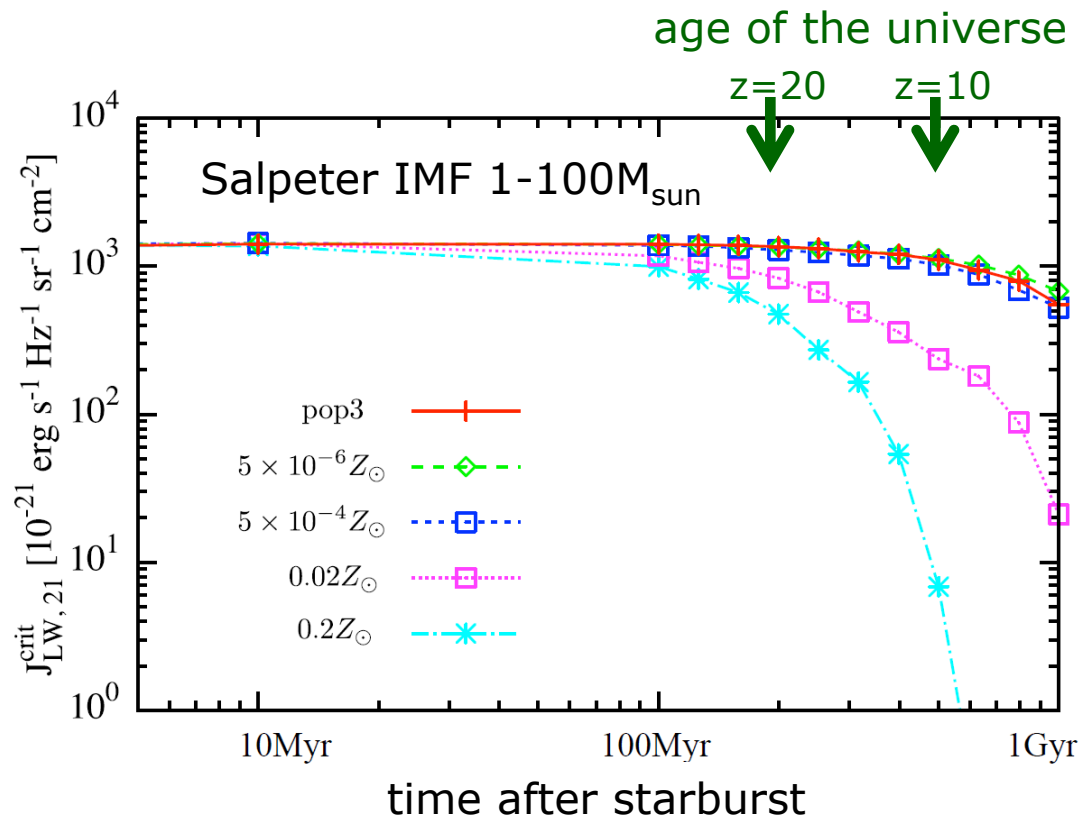
Supergiant protostar

Hosokawa, Yorke, KO (2012)



With rapid mass accretion ($> 0.01 M_{\text{sun}}/\text{yr}$), protostar does not reach the main sequence, with its radius inflating enormously to $\sim 10\text{AU}$.

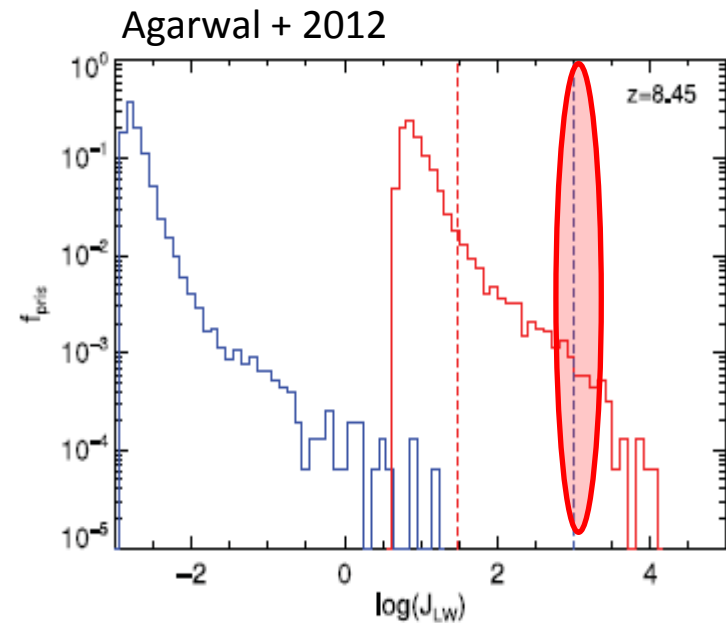
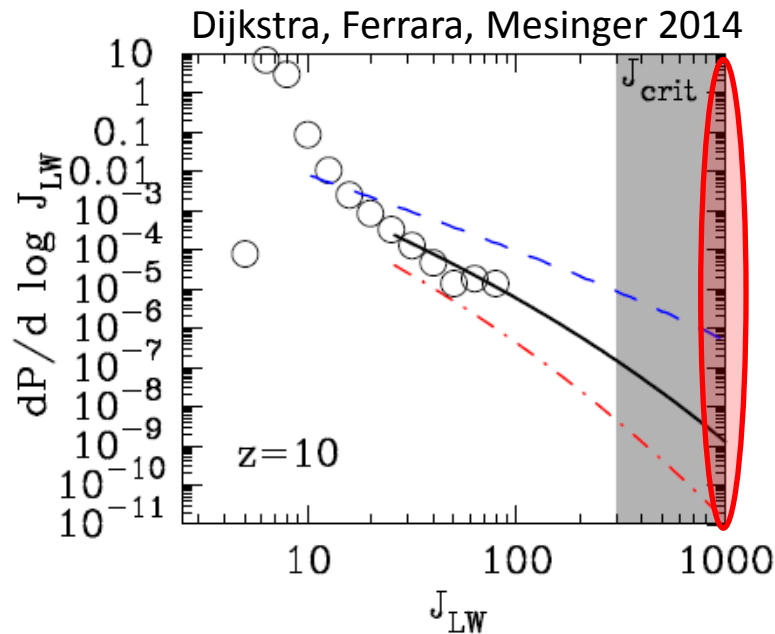
J_{cr} for Starburst Galaxies



- J_{cr} is very high (~ 1000) even for PopII galaxies (unless $>$ several 100Myr)

How many seeds?

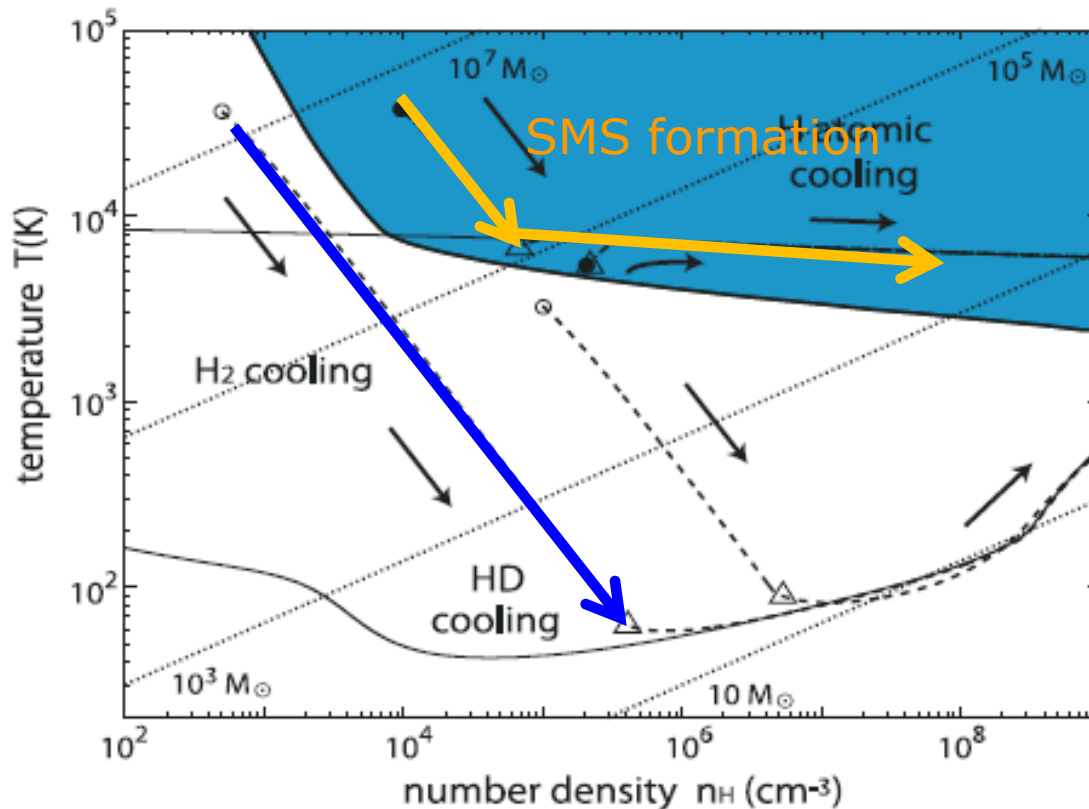
$J_{\text{cr}} \sim 1000$ from our result



- Large discrepancies in estimate for J_{LW} distribution
- Direct collapse occurs only in very rare environments but may still account for high- z SMBH.

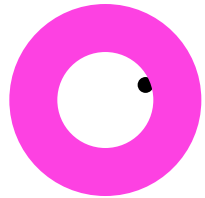
Alternative mechanism: high-density shock in primordial gas

Inayoshi & KO 2012

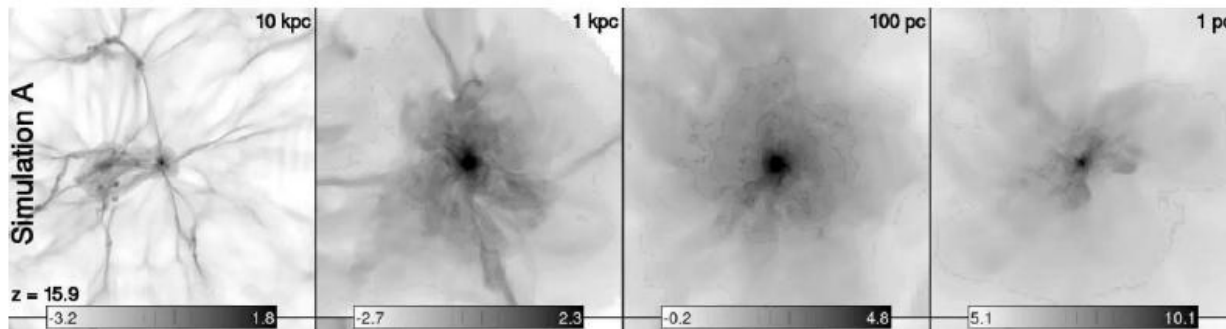


- shocks at $>10^{3-4}/\text{cc}$, with $>$ several 10^3K
 - H_2 collisionally dissociated
 - Fragments at 8000K with $>\sim 10^5 M_{\text{sun}}$
 - Isothermal collapse by atomic cooling thereafter
- Possible sites include shocks by cold accretion flows in first galaxies

Possible sites of high-density shocks



- Cold-accretion-flow shock in the central ~ 10 pc region of the first galaxy (Wise, Turk & Abel 2008)



- Galaxy merger driven inflow (Mayer et al. 2010)
← probably metal-rich

First galaxyはBHの成長にも適した環境

- cold flowによるaccretionはfeedbackをあまり受けず、SMBH($M_{\text{seed}}=10^5 M_{\text{sun}}$)は順調に $z \sim 7$ までに $10^9 M_{\text{sun}}$ に成長。以後、hot accretionが主になるとfeedbackを受けて成長が鈍化。

di Matteo+ 2011

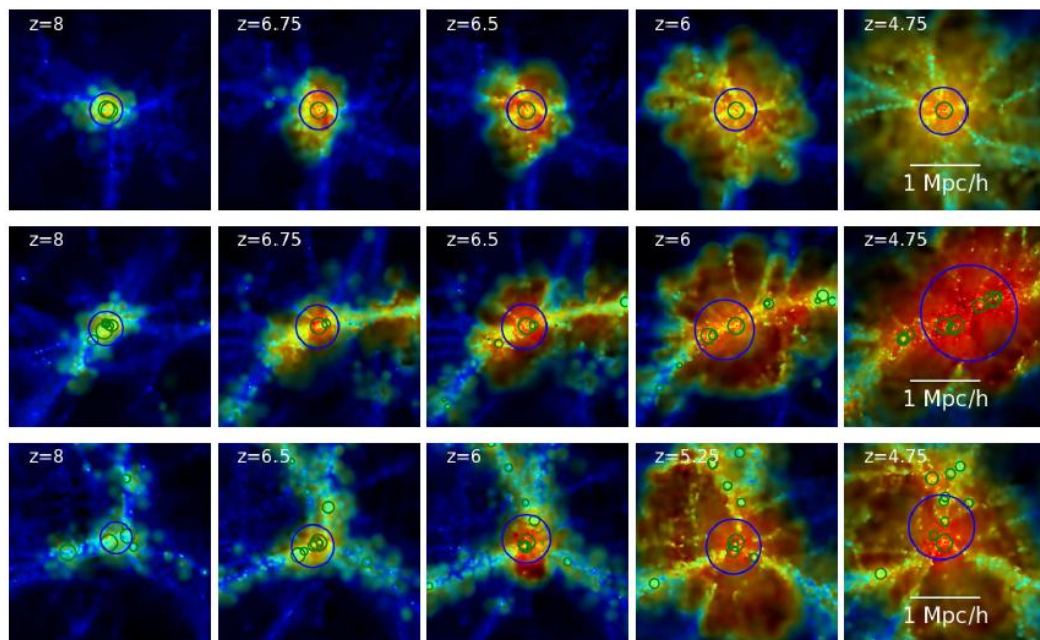
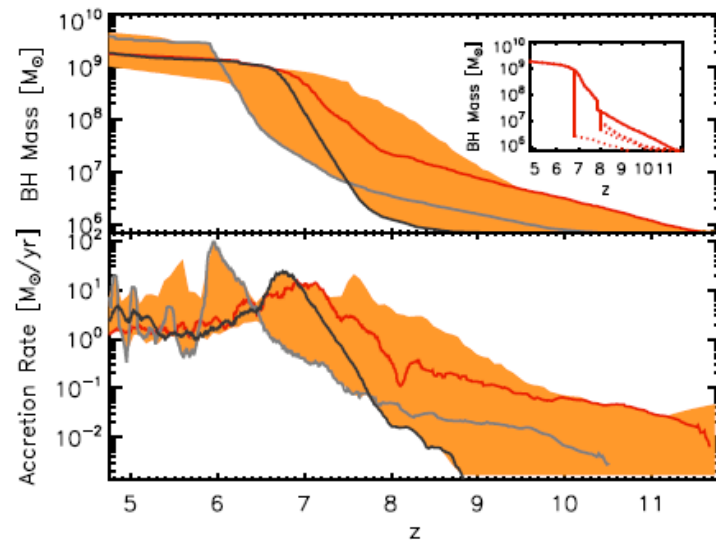
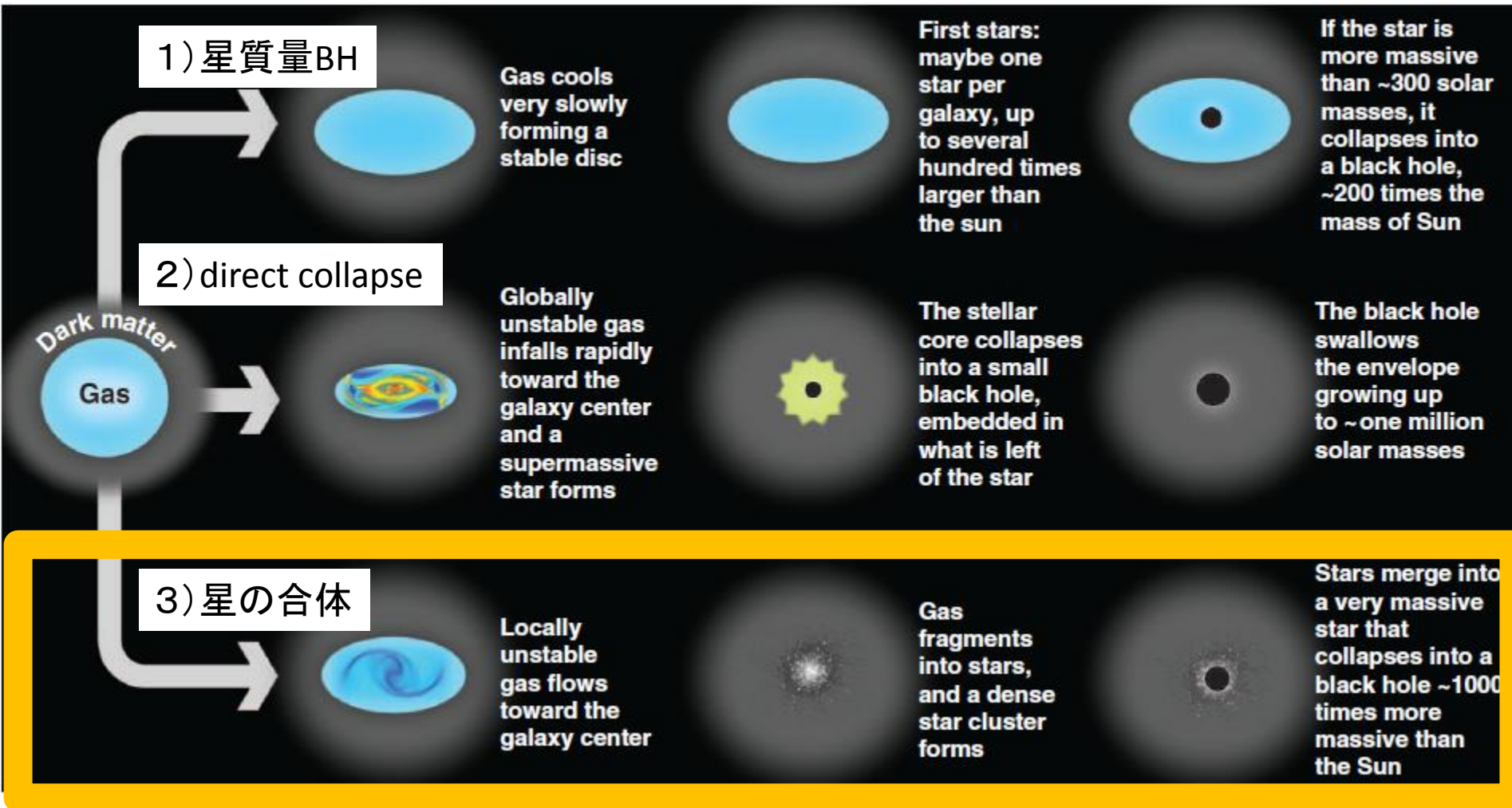


FIG. 2.— Snapshots of the evolution of the cold-flow-fed massive black holes. The images visualise the projected gas distribution color coded by temperature around three example quasars (one in each row) across five different redshifts (labelled on each of the five panels; left to right). The projected density ranges from $\sim 10^{-2}$ to $\sim 10^2 h M_{\odot} \text{pc}^{-2}$ and the temperature from $\sim 10^4$ (blue colors) to 10^8 K (red colors). The quasar positions are indicated by the green circles and the virial radius of each halo by the blue circles. The images show the typical structure of cold streams that penetrate the halo all the way into the central regions of galaxies. At first ($z \gtrsim 7.5$) the gas is cold and the black hole is still of relatively low mass, but then below this redshift the black hole growth exponentiates as increasing amounts of cold gas is fed into the central regions. Black hole feedback heats the gas, but does not disrupt the cold streams until $z \lesssim 6$.



3) 高密度星団中での星の合体

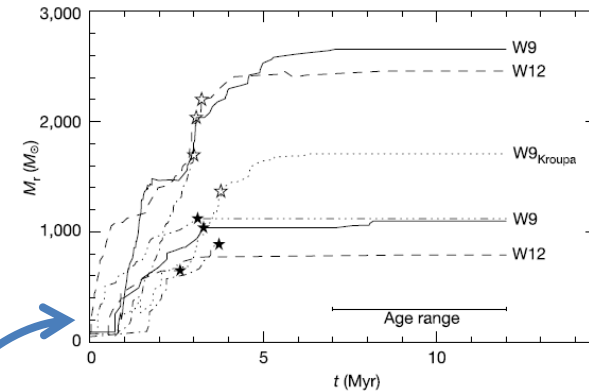


高密度星団の進化

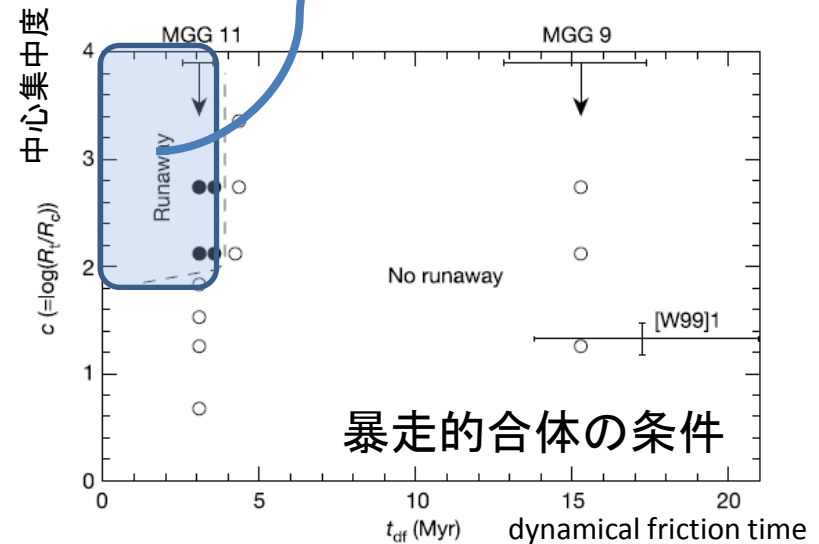
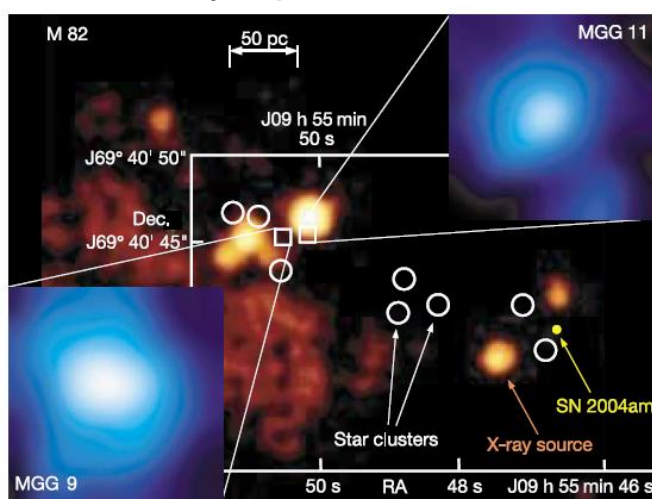
Portegies Zwart et al. 2004

- 高密度星団内での星の合体はIMBH ($M_{\text{BH}} \sim \text{数百 } M_{\text{sun}}$) の起源として、調べられてきた。
- Dynamical friction time $< 4 \text{ Myr}$ だと暴走的合体が起こる。

暴走的合体が起こる時の
中心星の質量



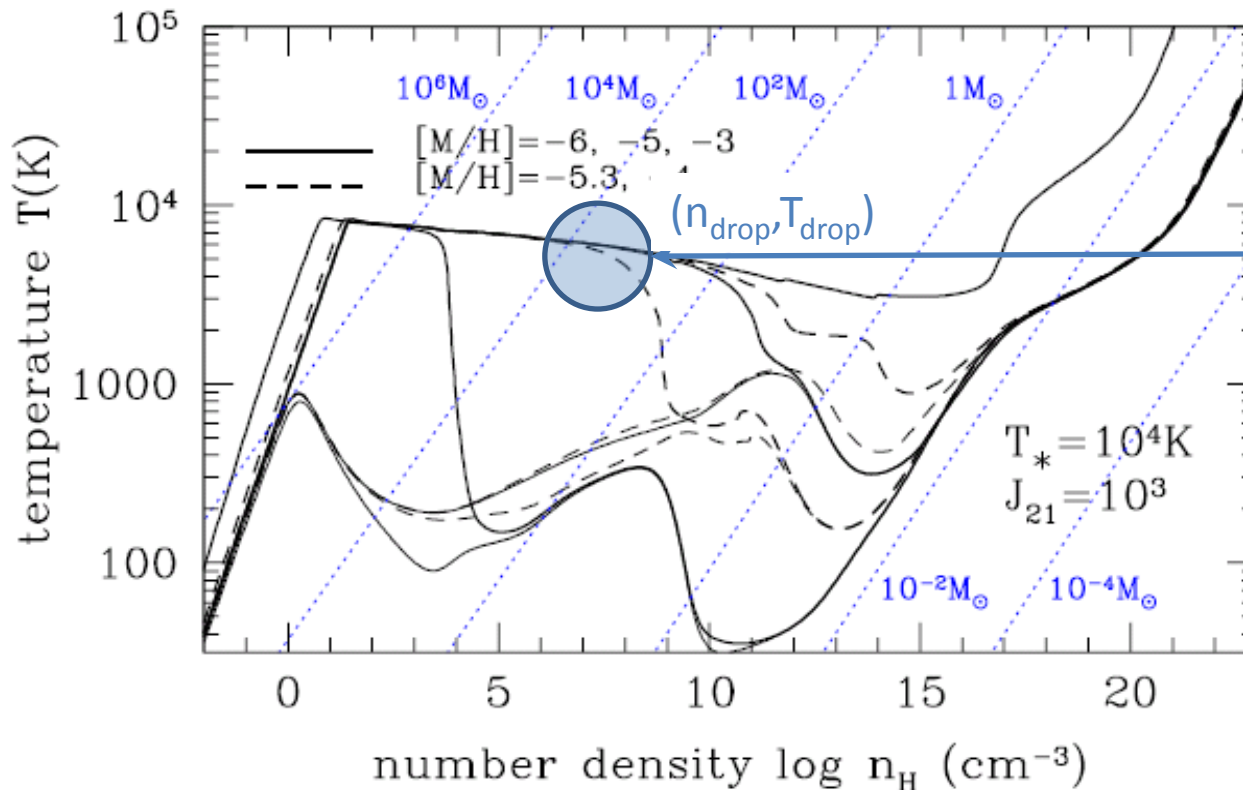
スターバースト銀河M82の
明るいX線源と星団



暴走的合体の条件

少し重元素がある時

KO, Schneider, Haiman 2008



この時の密度、
ジーンズ質量に
対応する星団が
出来ると予想

- $[M/H] > \sim -5$ では、ダスト冷却により分裂
- 高密度星団が形成するものと思われる。

Runaway mergerの可能性

温度 T_{drop} のsingular isothermal sphereを考えると、半径(ラグランジュ座標) M_r での
Dynamical friction time

$$t_{\text{fric}} \simeq 1.6 \times 10^3 \text{ yr} \left(\frac{M_r}{10^2 M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{\mu}{1.22} \right)^{3/2} \\ \times \left(\frac{T_{\text{drop}}}{5000 \text{ K}} \right)^{-3/2} \left(\frac{m_*}{1 M_{\odot}} \right)^{-1},$$

中心部の M_{fric} で $t_{\text{fric}} < 4 \text{ Myr}$ (runaway mergerの条件)となる:

$$M_{\text{fric}} = 5 \times 10^3 M_{\odot} \left(\frac{\mu}{1.22} \right)^{-3/4} \left(\frac{T_{\text{drop}}}{5000 \text{ K}} \right)^{3/4} \left(\frac{m_*}{1 M_{\odot}} \right)^{1/2}$$

割合 f_{sink} の星が中心に落ちて、そのうち割合 f_{merg} が合体するとすると、
中心天体の質量は

$$M_{\text{cen}} = f_{\text{sink}} f_{\text{merg}} M_{\text{fric}} \\ \approx 3.5 \times 10^2 M_{\odot} \left(\frac{f_{\text{sink}}}{0.25} \right) \left(\frac{f_{\text{merg}}}{0.5} \right) \\ \times \left(\frac{T_{\text{drop}}}{5000 \text{ K}} \right)^{3/4} \left(\frac{m_*}{1 M_{\odot}} \right)^{1/2}.$$

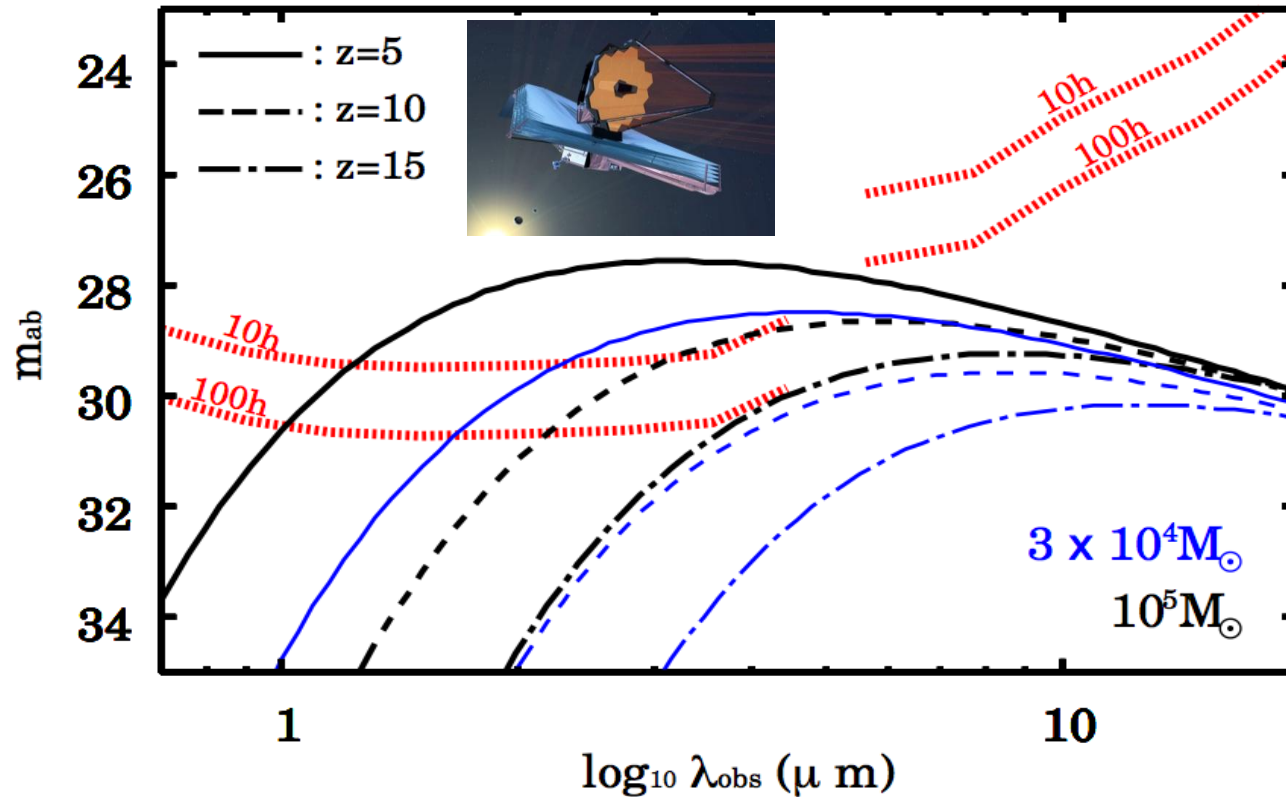
うまくいくとそこそこ大きな星が生まれる
→種BHとなるかも

注) 星団質量が M_{fric} 以上でないと M_{cen} は
これより小さくなる。

観測的に検証するには？

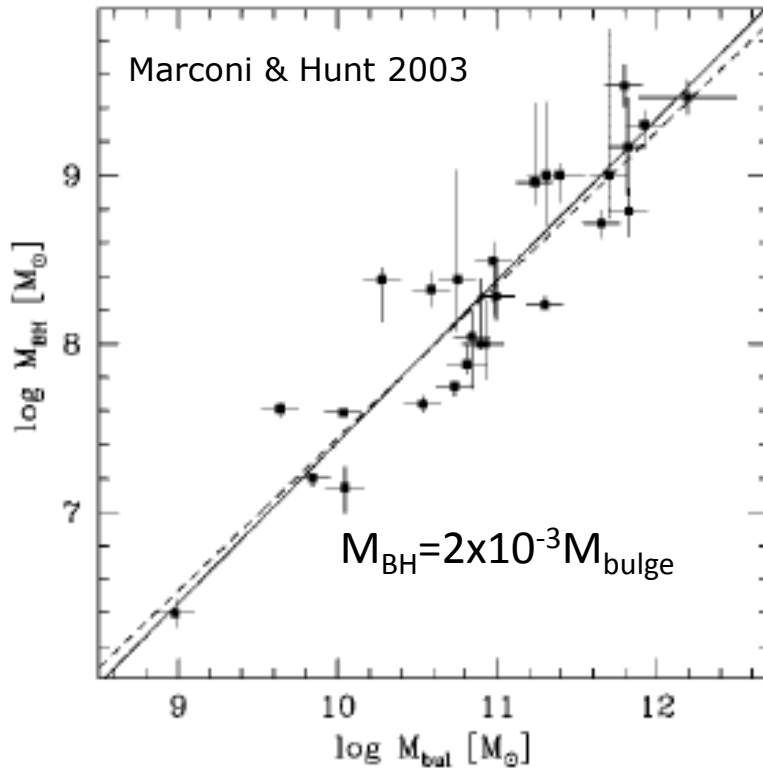
Supergiant protostar detectable by JWST

Accreting supermassive stars are above the threshold

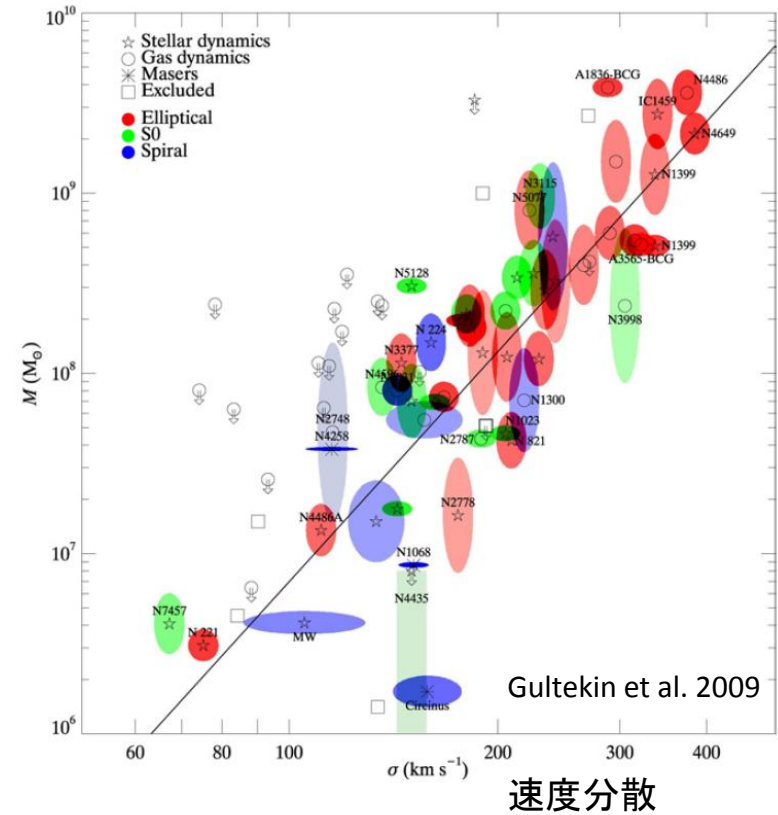


だけど個数は少ないかも

BH-バルジ間のスケーリング則



- BH質量はバルジの質量と比例しているらしい。



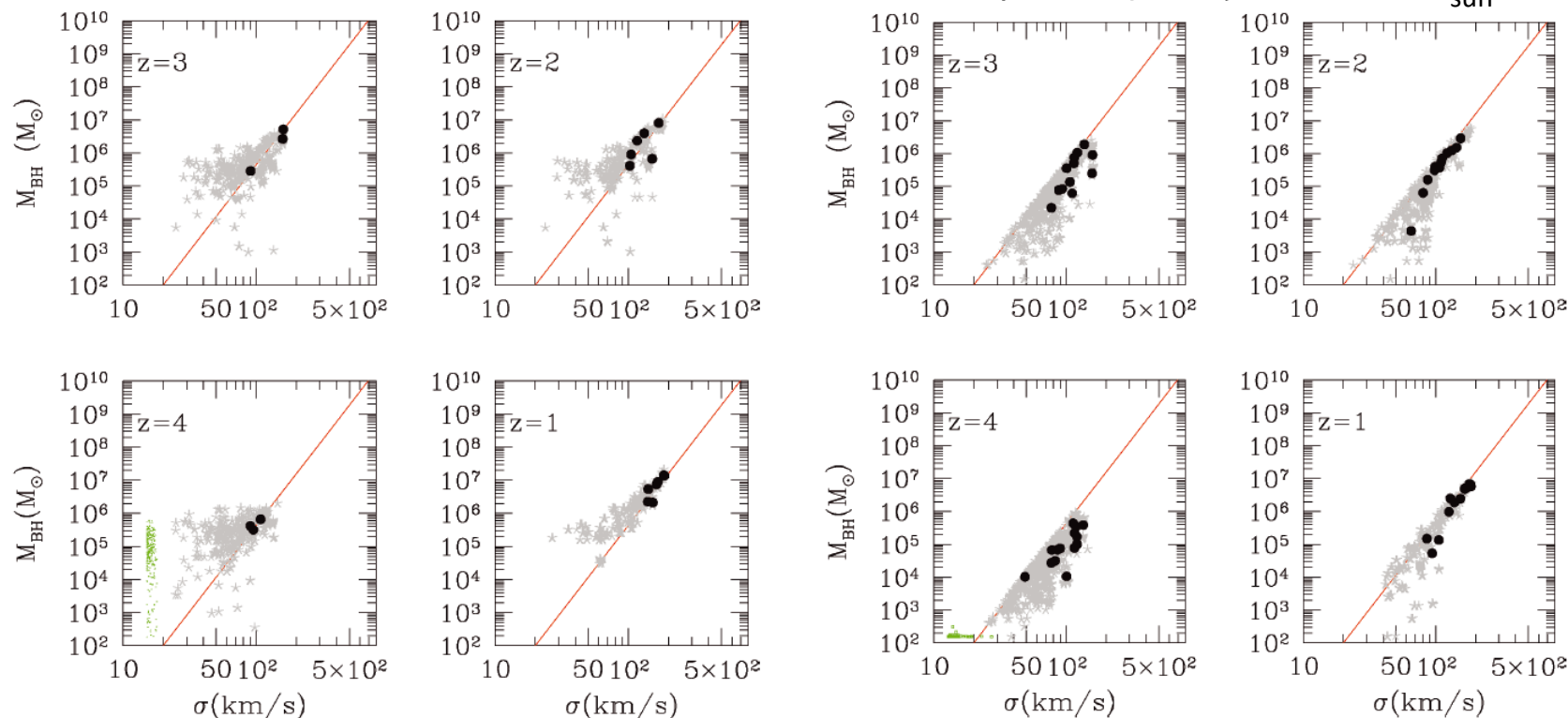
- 速度分散との相関が一番よいと言われている。

high-zでの M_{BH} - σ 関係

Volonteri & Natarajan 2009

種BH 重い場合($\sim 10^5 M_{\text{sun}}$)

種BH 軽い場合($\sim 100 M_{\text{sun}}$)



$z=0$ の M - σ 関係に

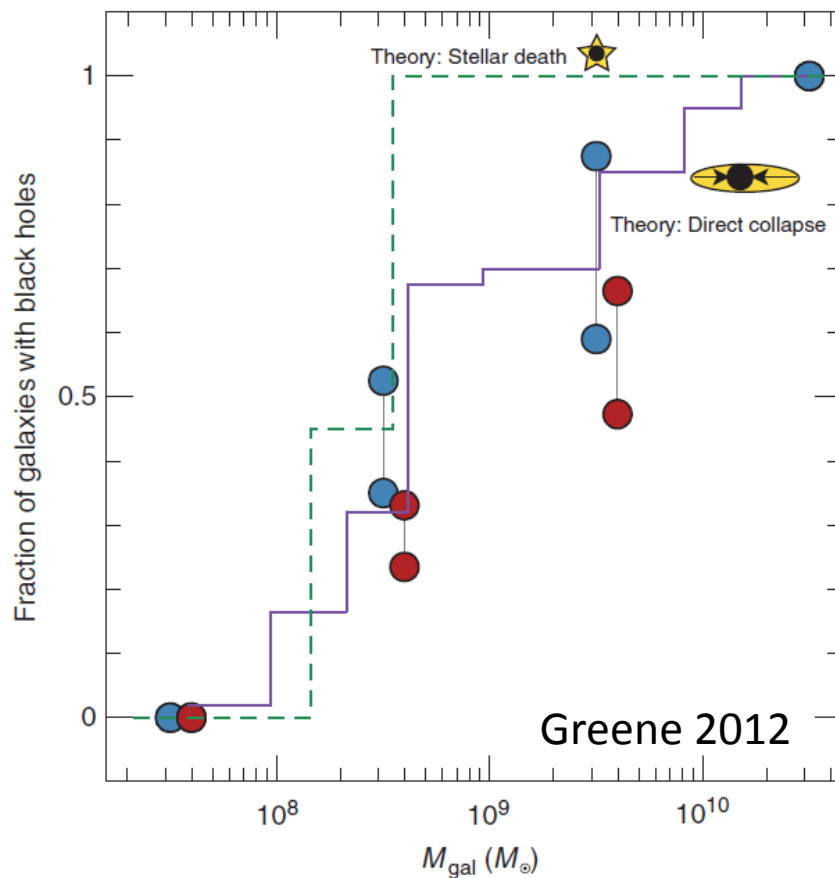
上から近づいていく

(特にlow mass 側でずれが大きい)

下から近づいていく

High- z の M_{BH} - σ 関係より、種モデルへの制限が得られる。

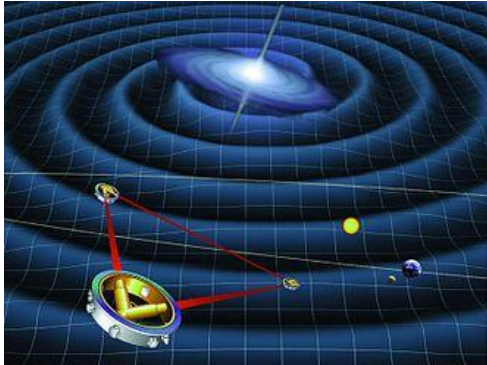
近傍矮小銀河中心のBH頻度分布



矮小銀河中心のBH
＝まだあまり成長していない
種BHに関する情報が得られる

- ✓種BHが小さく、たくさんのはローにある場合の方が、矮小銀河中心のBH頻度は高くなる
- ✓観測は大質量な種BHモデルの方が良く合っている？

重力波による形成過程検証

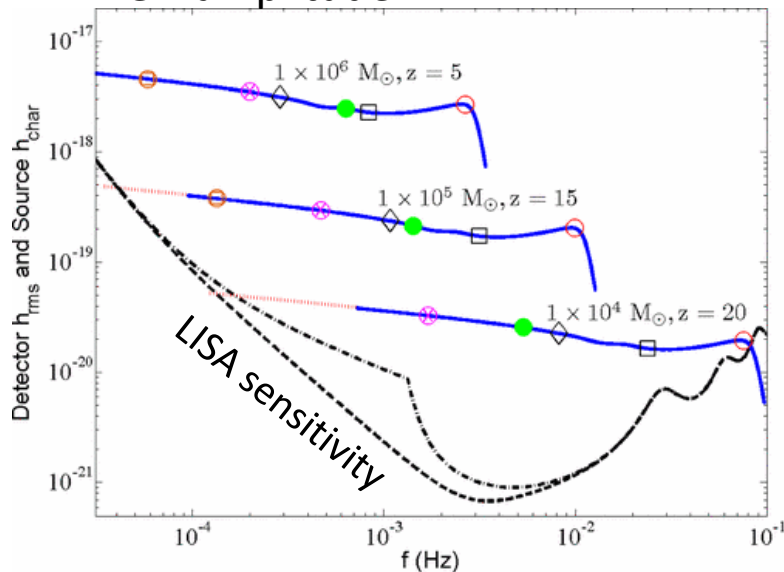


eLISA

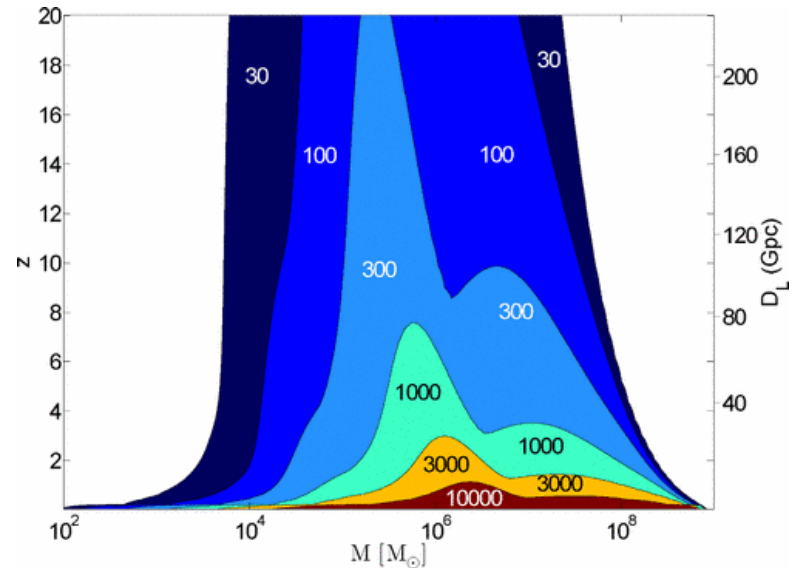
2018年打上げ計画

種BHからSMBHへ成長する際に起こるであろう
合体は重力波を用いて検出可能

equal-mass binary からの
GW amplitude



SNRのコントア

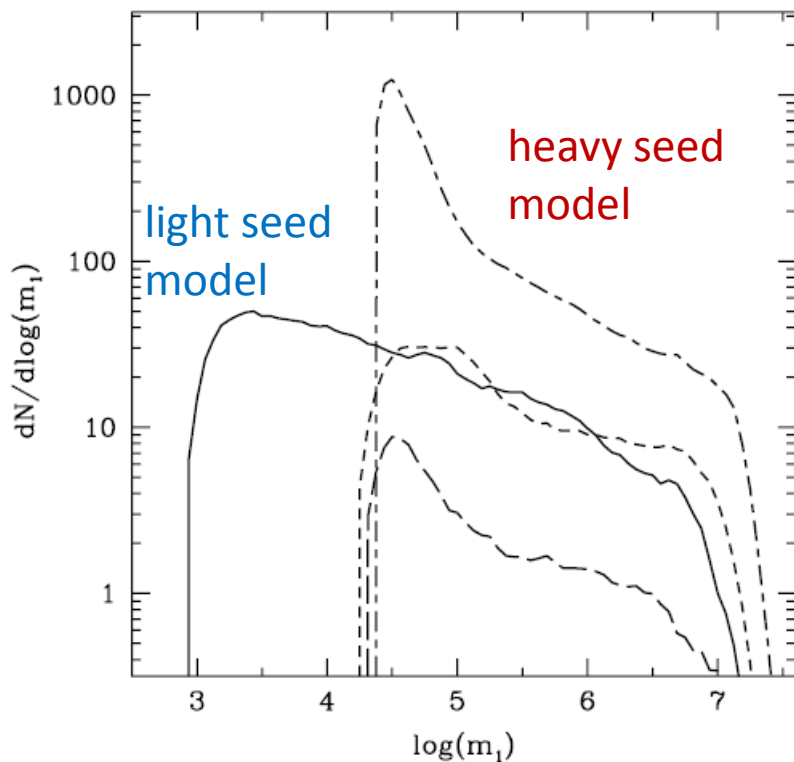


Light or heavy seeds

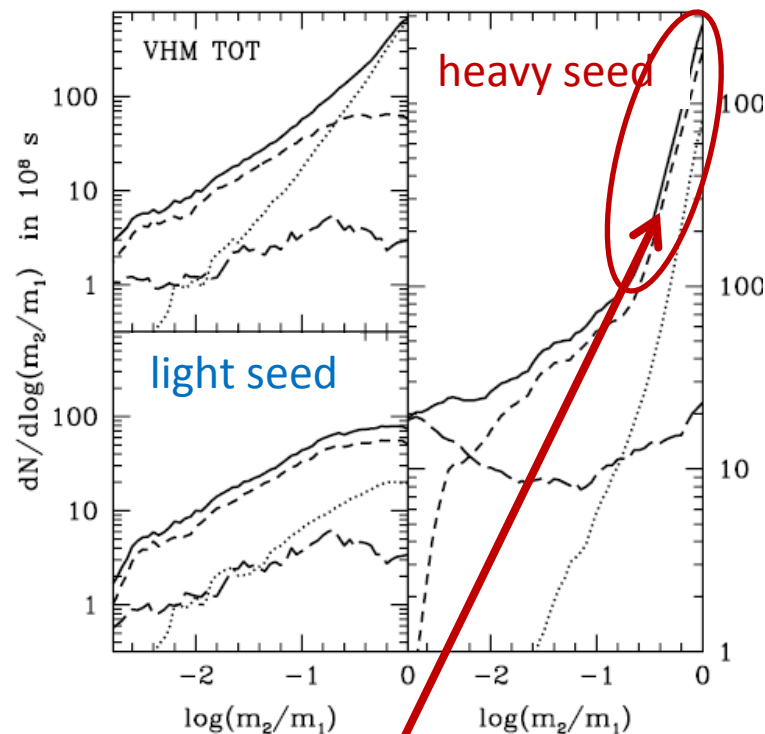
合体時の質量、および質量比によりBH種モデルを決定できる

Sesana, Volonteri, Haardt 2007

合体時の主BH質量分布



合体時の質量比分布



同じくらいの質量の合体が多い

まとめ

- 星質量BHからの成長
最近はまだPopIII質量も大きくなってきたので、
可能かもしれない
- Direct collapseによる大質量種BH
Jcrは高すぎる→ 頻度は少ない
high-z SMBHなどの例外的なものだけか？
- 星団中の星の合体
種の質量は結局いくらなのか不明。
中途半端な質量だとmass lossしてしまうかも