ベテルギウスは当分爆発しないのか？

／Supermassive star は爆発するのか？

梅田 秀之(東京大学　天文学専攻）　2022/12/08

京都大学物理第2教室談話会

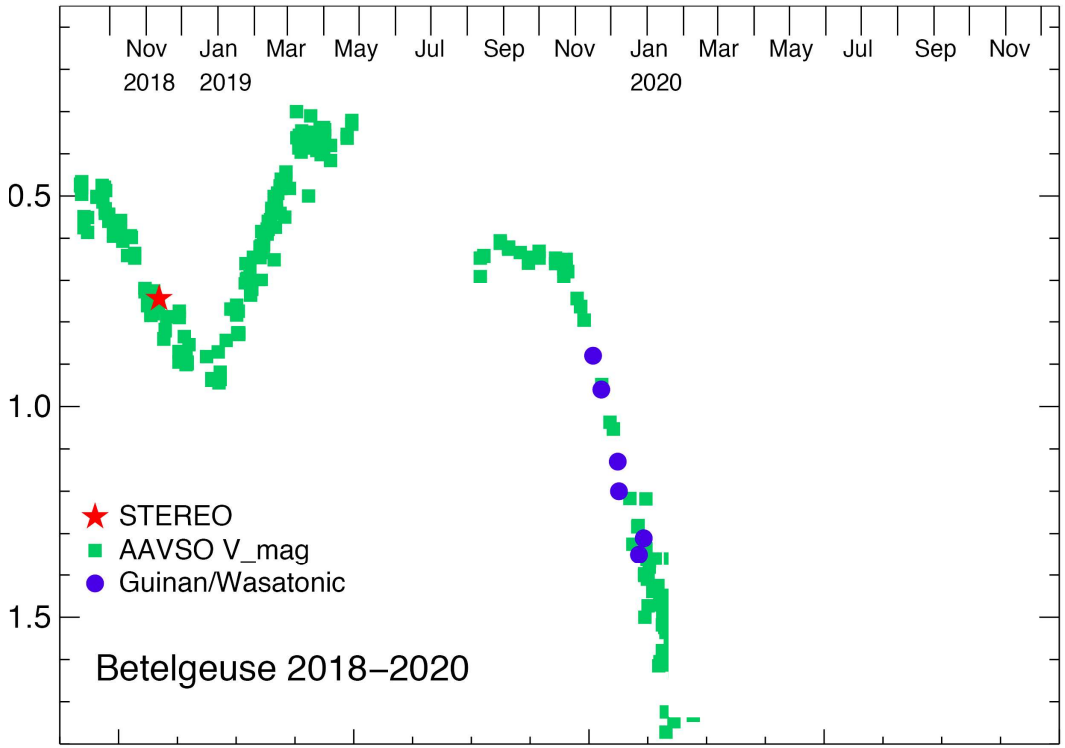
ベテルギウス：15~20太陽質量、変光星、距離～550光年

©国立天文台

・2019年から2020年にかけて急激に減光
・超新星爆発の前兆かと騒がれる
・その後2020年4月には通常の明るさに戻り、
　数万年は爆発しないとも言われ騒動は収まる

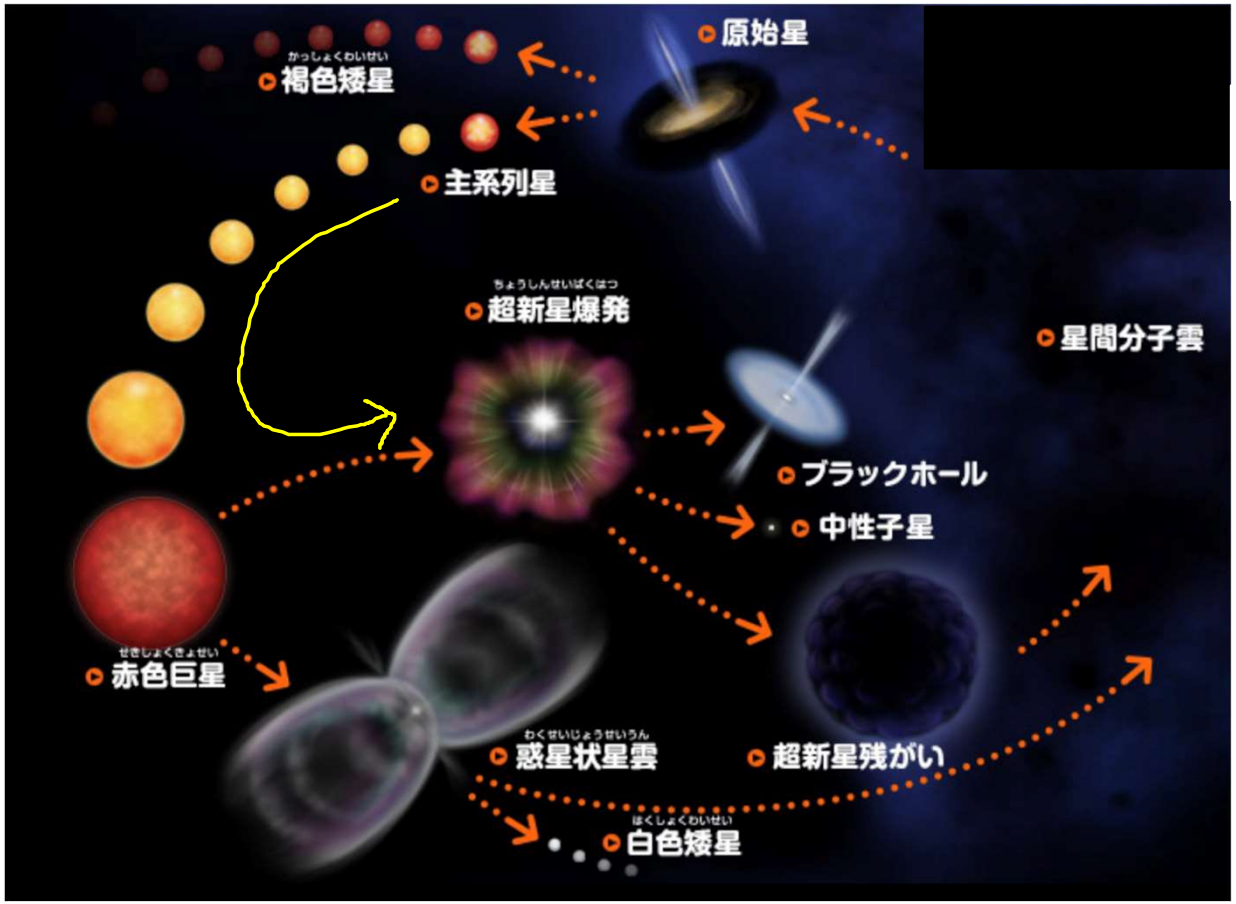
・数万年の根拠は？　実際はどうなのか

（地球から見た 等級）



Dupree et al. (2020)

大質量星（太陽質量の８倍以上）の進化



© JAXA

15M$_\odot$の場合

主系列星（青色超巨星）：
青白色
半径～5.5R$_\odot$≒４百万Km

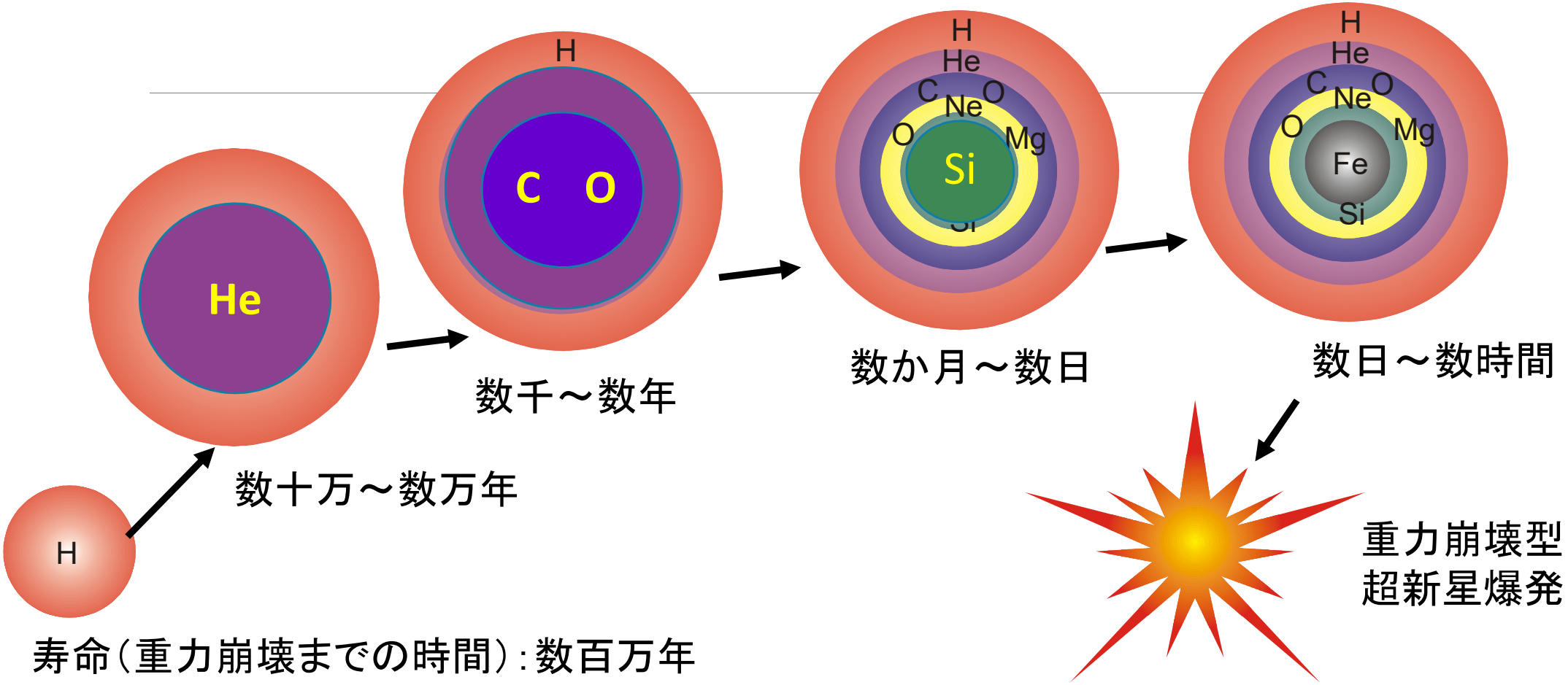
赤色超巨星：
赤色
半径～850R$_\odot$≒6億Km
（太陽と木星の距離より
少し小さいくらい）

超？　（普通のより明るい）

Red Giant :　赤色巨星

Red Super Giant : 赤色超巨星

大質量星の内部進化：核融合による組成変化



寿命（重力崩壊までの時間）：数百万年

恒星の寿命はどうやって決めるのか

＊内部が見えればわかる（前ページ）、しかし見えない

＊外から（簡単に）見えるのは、表面の明るさと色

ー 「明るさ、色」から星の「寿命」を決めるのが一般的手法

＊難しい点

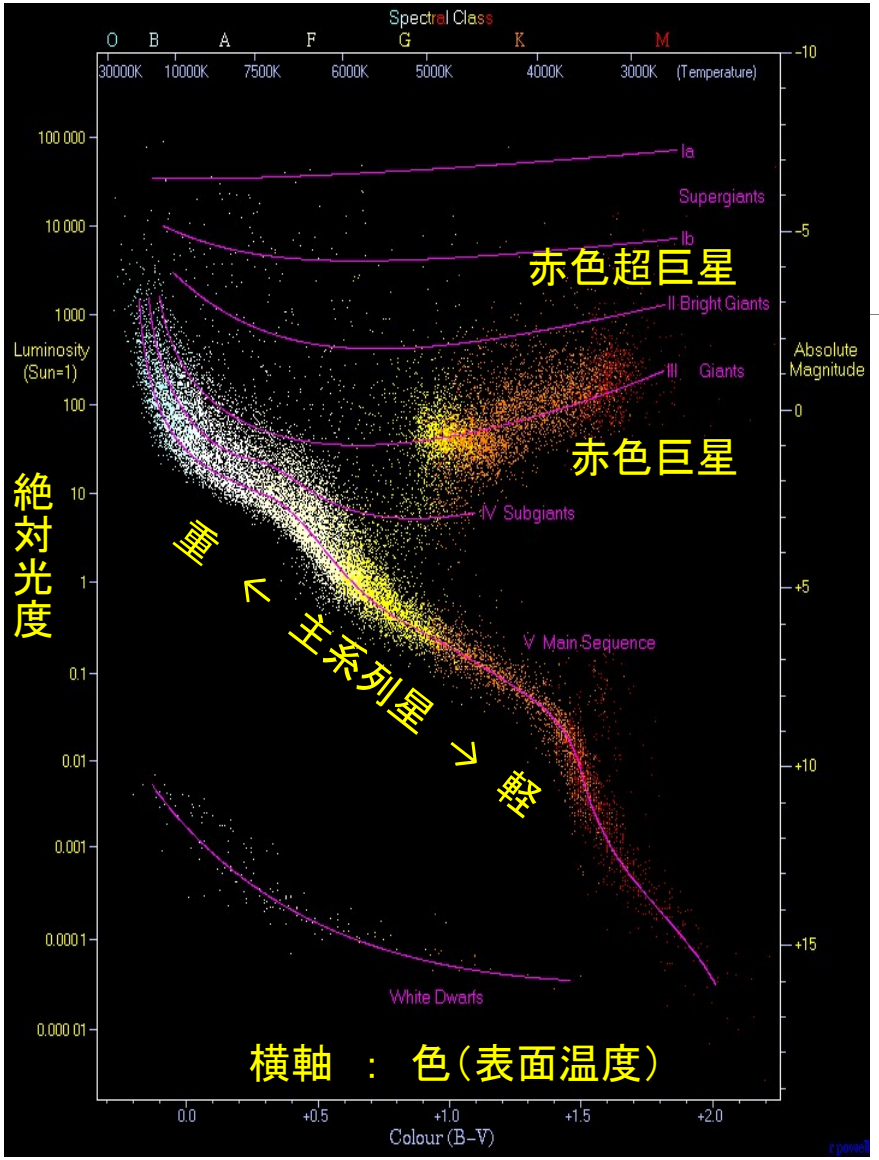
ー 星の質量がわからない（質量が大きいほど明るい）

ー 実際の明るさ（絶対光度）に不定性。（距離が厳密にわからないため）

ー ベテルギウス固有の問題、 変光星である（明るさ、色が変化する）

明るさ、色の観測　ー　HR図

ヘルツシュプルング・ラッセル図



（左図） 太陽近傍の星のHR図

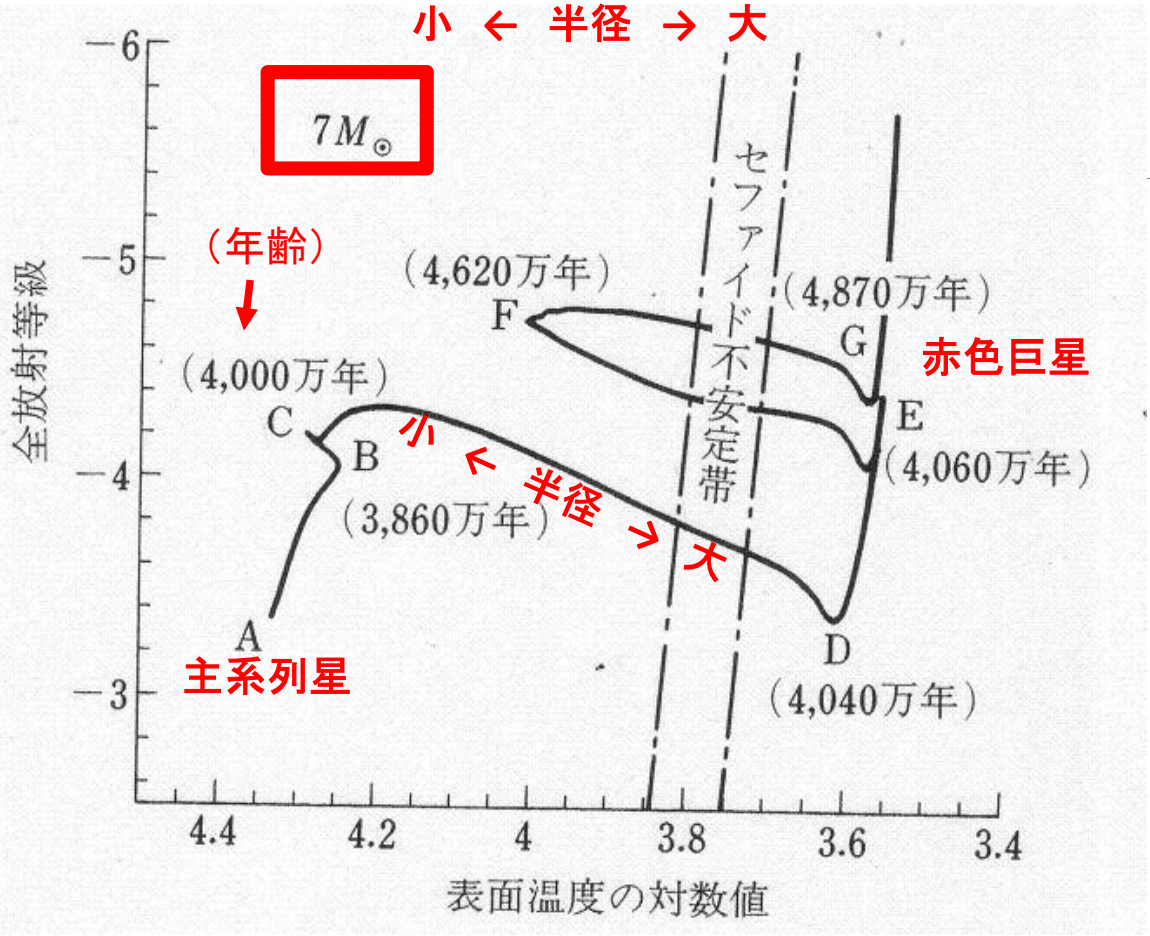
縦軸：絶対光度（実際の明るさ）

横軸：色（または表面温度）

恒星の色と温度は関係している
青白（高温）、黄色（太陽程度）、赤（低温）

← https://en.wikipedia.org/wiki/Hertzsprung–Russell_diagram

高温、青白 ← 星の表面温度、色 → 低温、赤



星の進化（斉尾1992）より

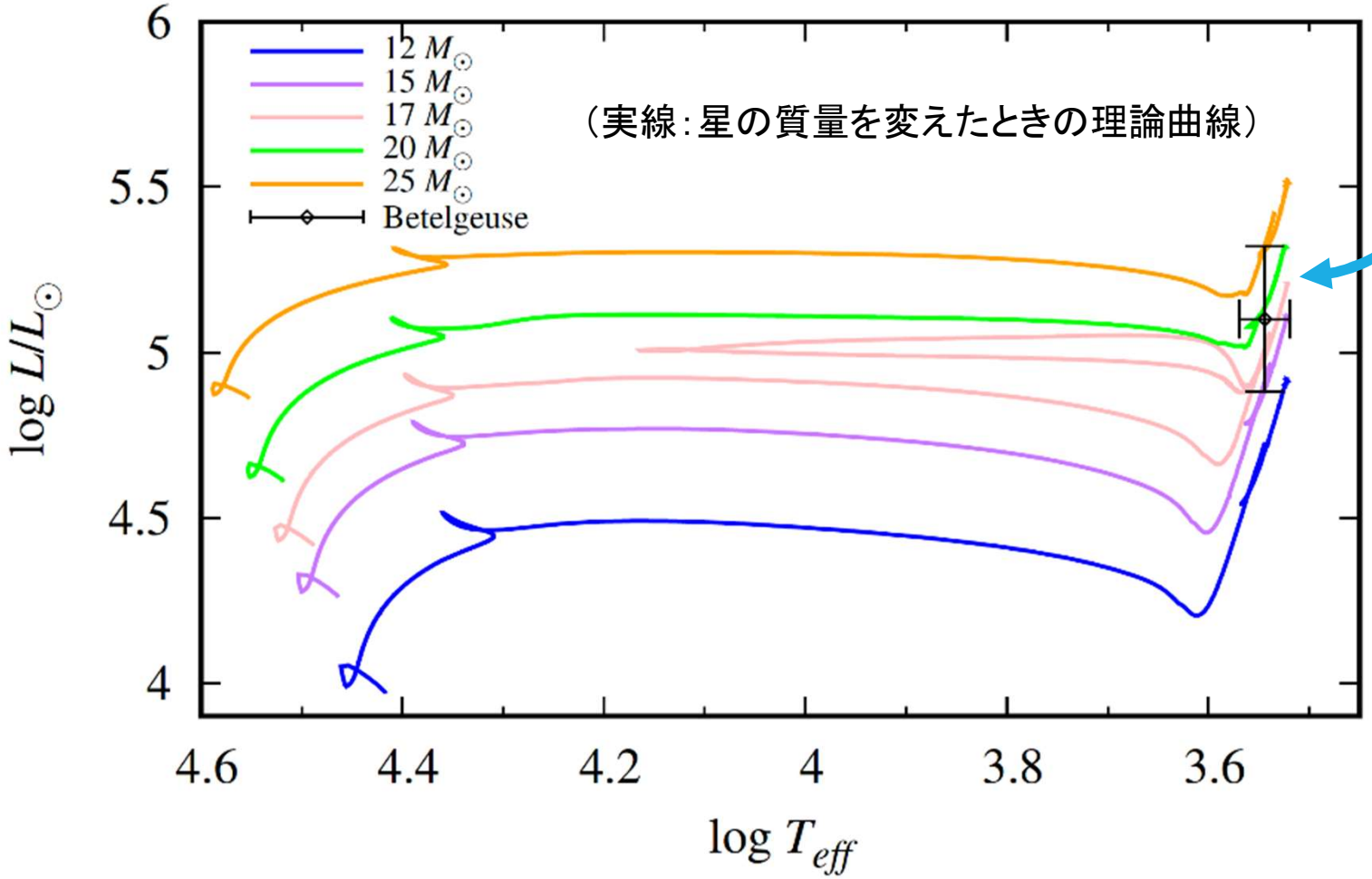
HR図上の進化、理論計算

（左図） **7M$_\odot$の星のHR図の進化**

星の質量を決めると、
HR図上の位置と年齢（寿命）
が計算できる。

（実際には同時に、核融合によるエネルギー生成、組成変化、星内部の構造変化も計算している）

ベテルギウスの場合



観測値＋観測誤差

このような“伝統的”手法に従うと質量は　20 $M_\odot$ 程度（12－25$M_\odot$）で寿命は典型的には数万年ということしか言えない（Dolan他2016など）

もう少し詳しく知りたい。。。

より最近の研究

＊内部が見えればわかる（前ページ）、しかし見えない

　ー　と書いたが、探る方法が全く無いわけではない

　星の振動から内部を探る手法、星振学　（Joyce他 2020)

　　：ヘリウム燃焼の初期段階との結論　（その場合、寿命は数万年）

しかし炭素燃焼以降をそもそも考えていないことや、星のモデルの不定性（対流、星の自転）などもあり、その結論が確定的であるのか自明でない。

＊我々の最近の研究：　Luo, 梅田, 他　(2022 – 3/1に出版)

　伝統的HR図＋表面の化学組成＋自転、対流効果

以下、我々の研究 (Luo, Umeda, Yoshida & Takahashi 2022, MNRAS)

・星の進化計算と観測との比較により、ベテルギウスの
　初期質量と進化段階を制限

・特徴：回転星モデル（表面組成変化の効果が重要
　　表面組成（C, N, O）を“まじめに”考慮 （これまではされていなかった）
　　オーバーシューティング（対流の）・パラメーターの依存性
　　（最近よく使われている2種の値）

星の自転の効果？

・大質量星は高速自転している（観測的証拠多数）

そのため、近年では自転効果を取り入れた星の進化計算が一般化しつつある

・自転の効果の中で、この研究にもっとも関わるのは、

自転の影響による内部物質の混合　（地球の大気の循環のようなイメージ）

それにより、星の外層の水素が内側に混ざり、余分な核融合（水素燃焼）

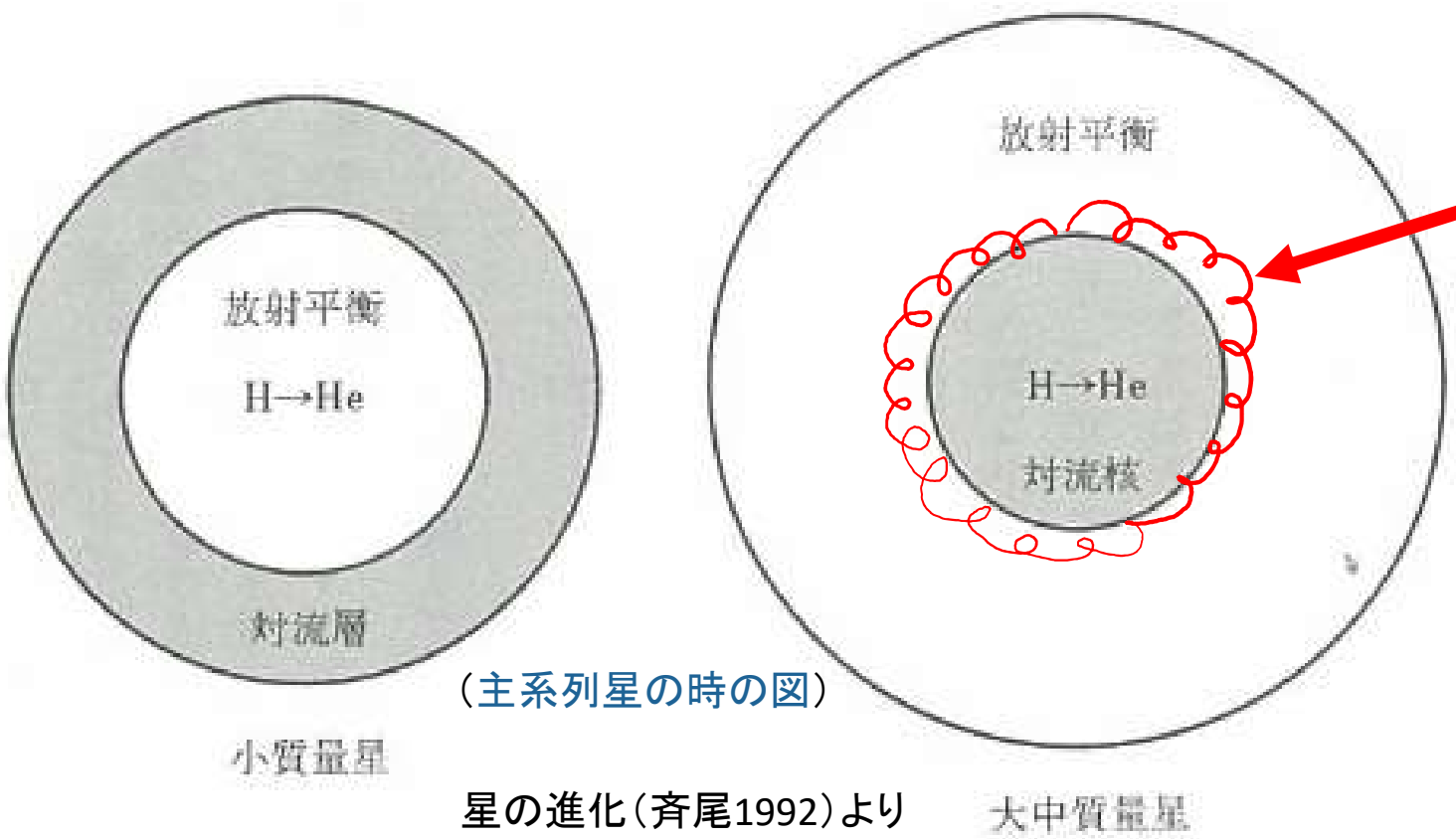
がおき、主として星表面の窒素（N）の量を増やし、炭素（C）を減らす

オーバーシューティング　？

- 対流は乱流現象であるので、一次元の解析で対流が起きるはずの領域を超えて対流が広がる事象が稀におきる。それをオーバーシューティングと呼ぶ。

対流のオーバーシューティング

太陽質量以下の星　　太陽より重い星



（主系列星の時の図）

星の進化（斉尾1992）より

対流の
オーバーシューティング

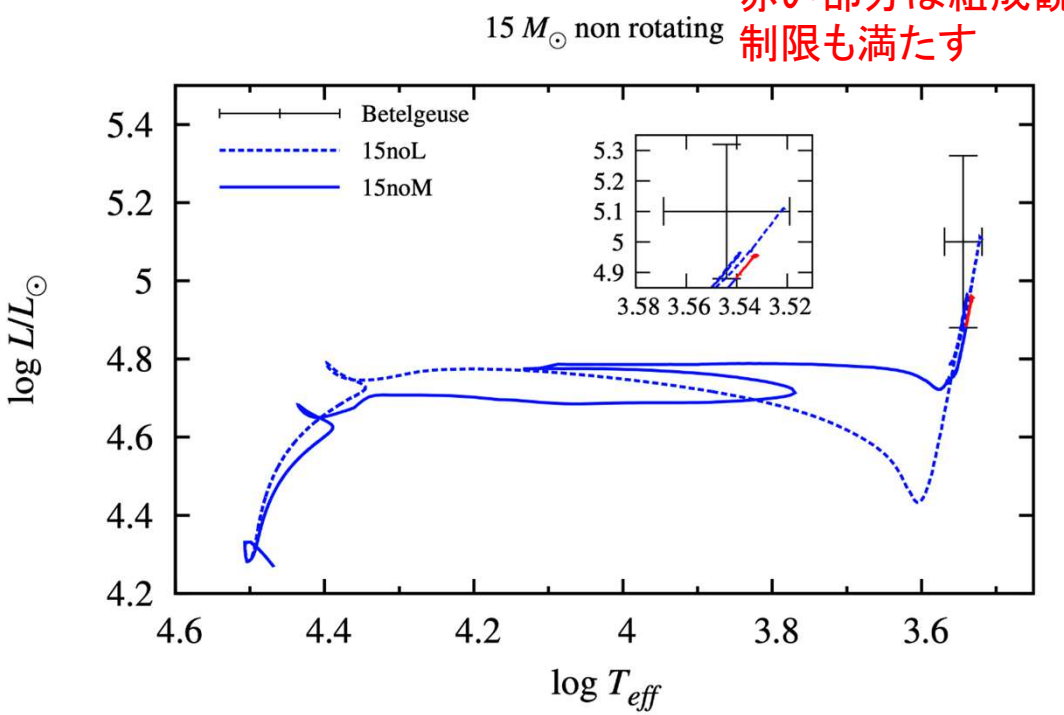
この大きさを決めるパラメーターは観測に合うように決められるが、ここではよく使われている2種の値の場合を調べる

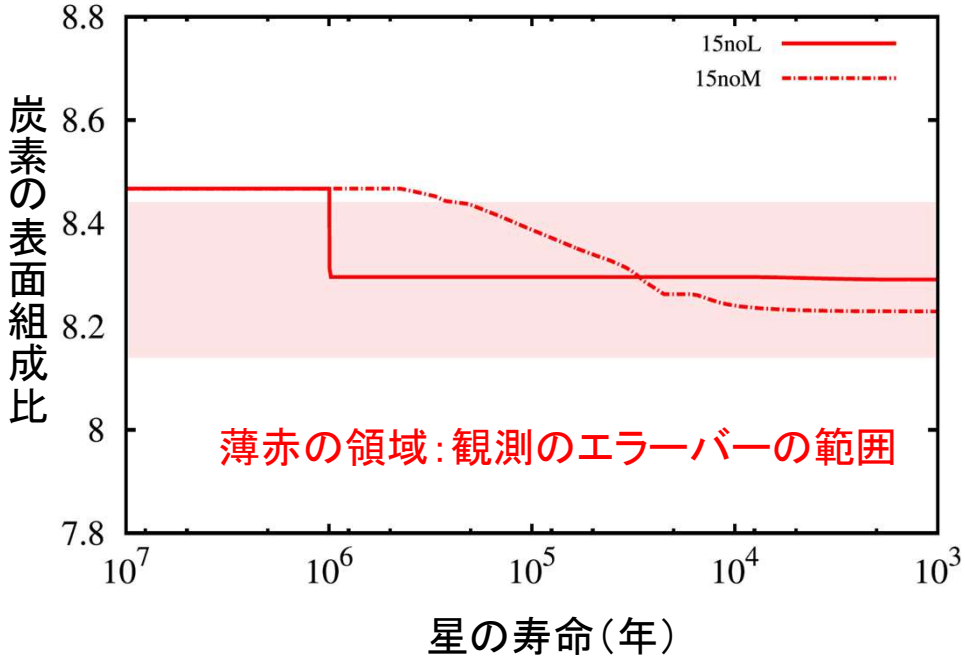
Lモデル：比較的大きい値

Mモデル：　小さめの値

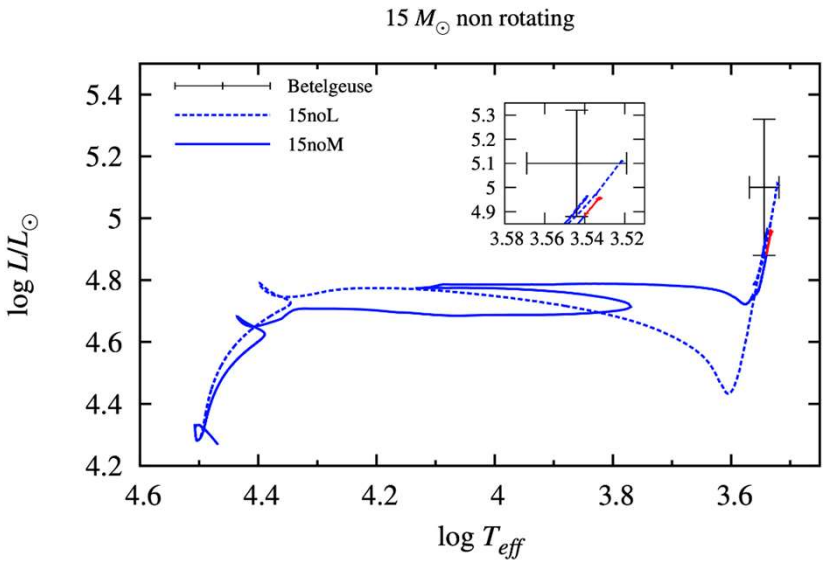
結果の例 （15M$_\odot$, 非回転） （実線：Mモデル、 点線：L モデル）

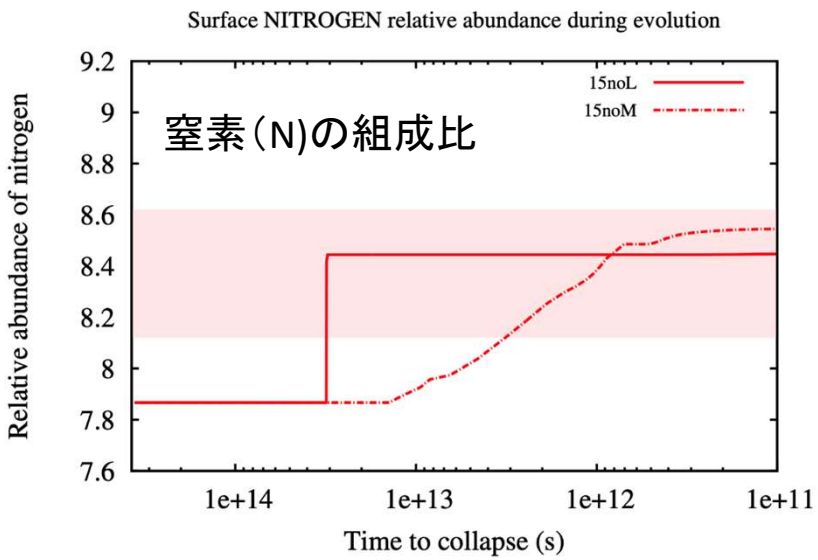
赤い部分は組成観測の制限も満たす

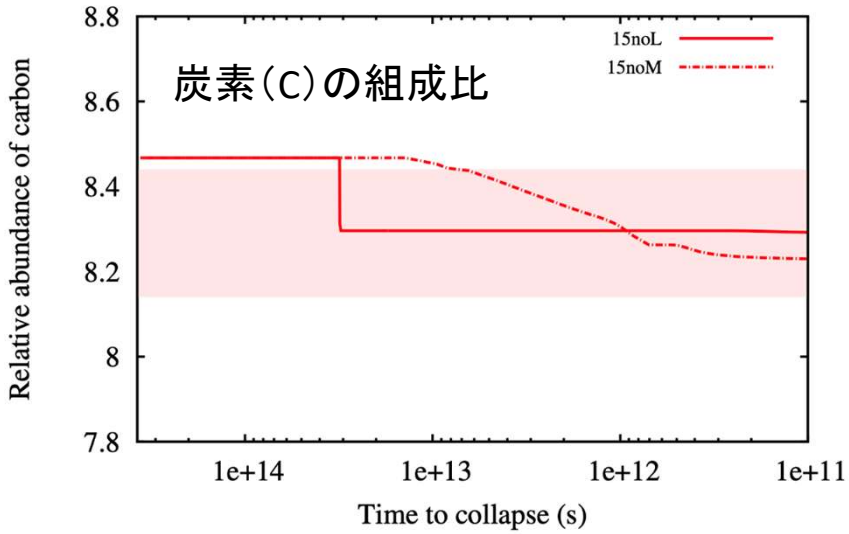


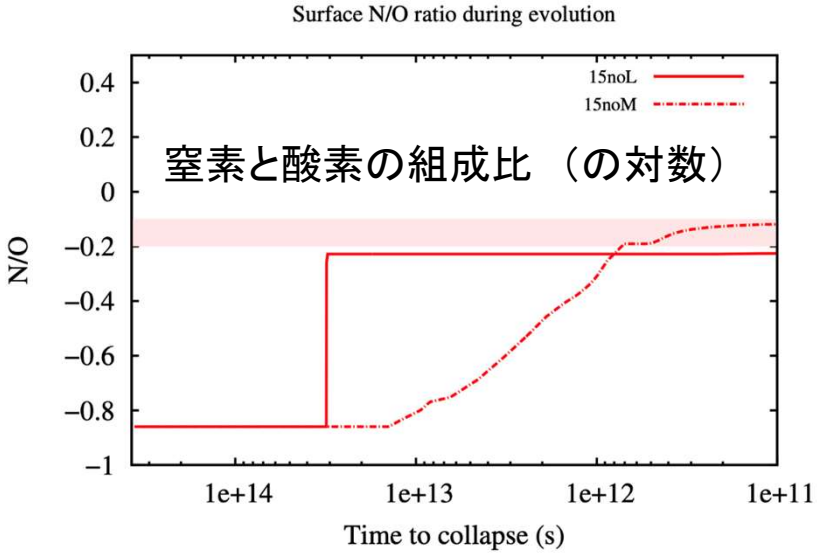


（この場合には、Lモデルは観測と合わない）


15 $M_\odot$ non rotating
Betelgeuse
15noL
15noM
log $L/L_\odot$
log T_{eff}

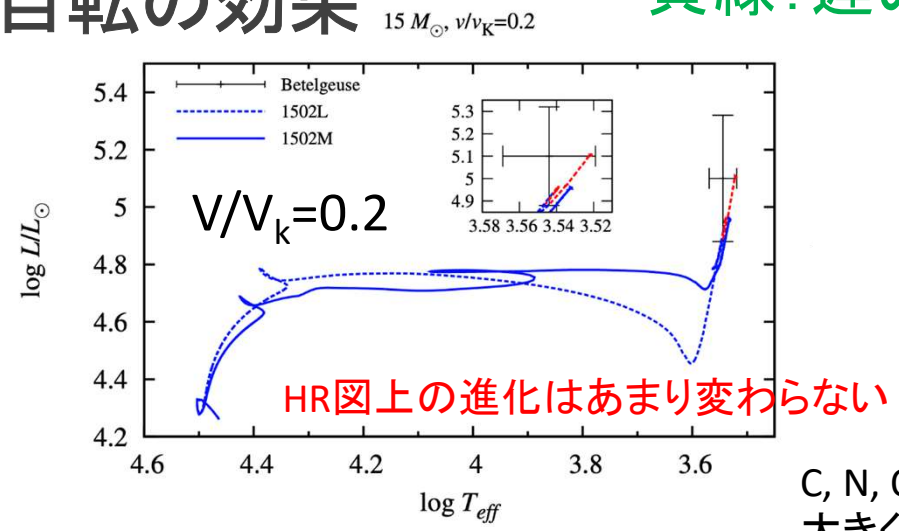

Surface NITROGEN relative abundance during evolution
窒素(N)の組成比
15noL
15noM
Relative abundance of nitrogen
Time to collapse (s)

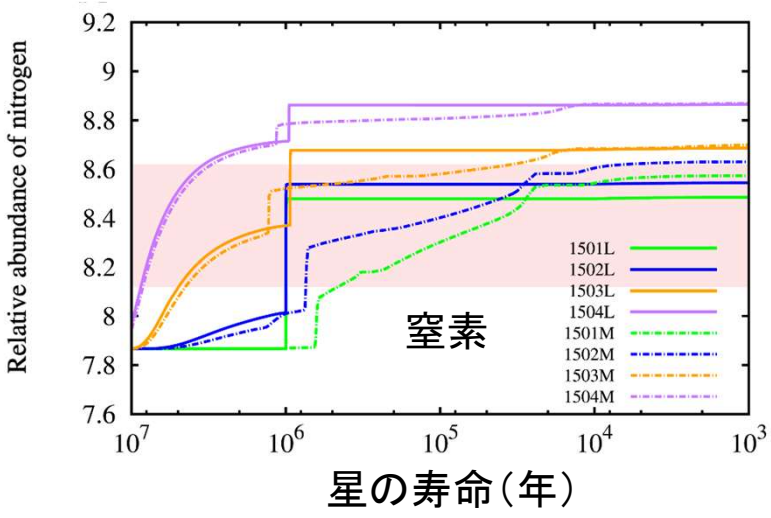

炭素(C)の組成比
15noL
15noM
Relative abundance of carbon
Time to collapse (s)


Surface N/O ratio during evolution
窒素と酸素の組成比 （の対数）
15noL
15noM
N/O
Time to collapse (s)

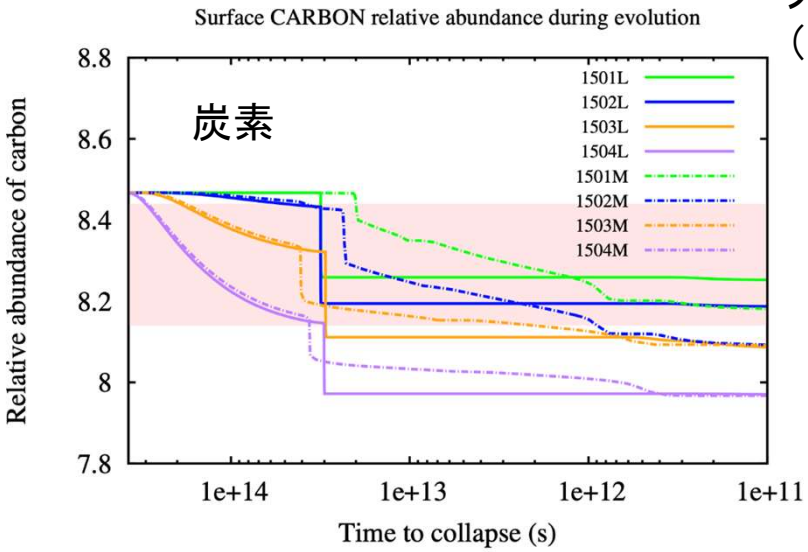
自転の効果

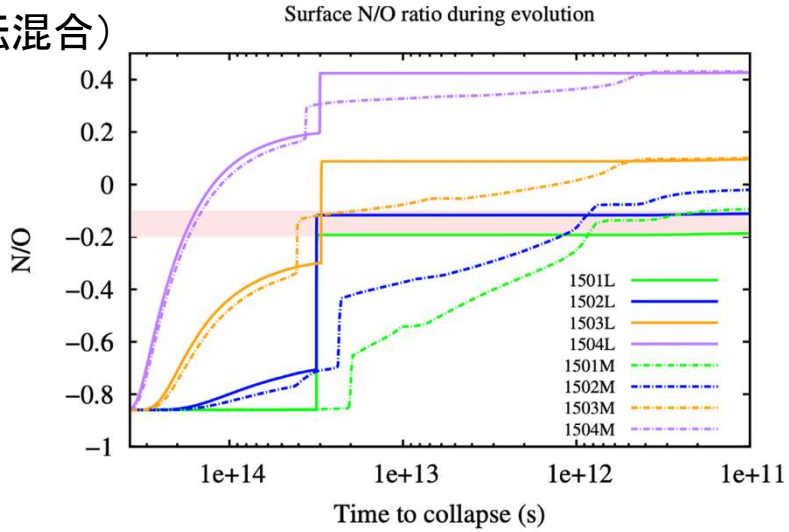
黄緑：遅い回転；紺、オレンジ、紫の順に高速自転





C, N, Oの組成は
大きく変わる
（自転による回転混合）





ベテルギウスの表面観測を説明できるモデル

V: 星表面の初期回転速度、 Vk: 限界速度（これ以上速いと遠心力で星が壊れる）

非回転

回転モデル

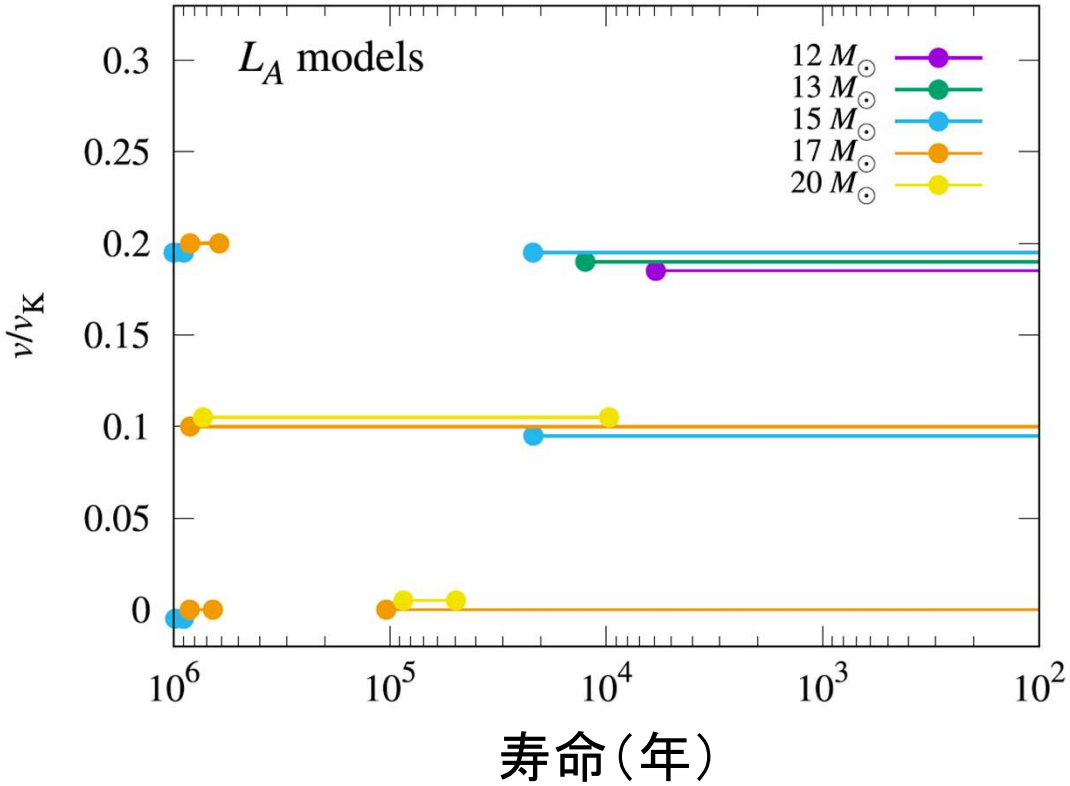
Rotation	12 $M_\odot$		13 $M_\odot$		15 $M_\odot$		17 $M_\odot$		20 $M_\odot$		24 $M_\odot$		25 $M_\odot$		26 $M_\odot$	
$(v/v_{\rm K})$	L_A	M_A	L_A	M_A	L_A	M_A	L_A	M_A	L_A	M_A	L_A	M_A	L_A	M_A	L_A	M_A
no-rot	×	×	×	×	×	○	○	○	○	○	×	○	×	×	–	–
0.1	×	×	×	×	○	○	○	○	○	○	–	–	×	×	×	×
0.2	○	×	○	×	○	×	○	○	×	○	–	–	×	○	×	×
0.3	–	–	–	–	×	×	×	○	×	×	–	–	×	×	–	–
0.4	–	–	–	–	×	×	×	×	×	×	–	–	×	×	–	–

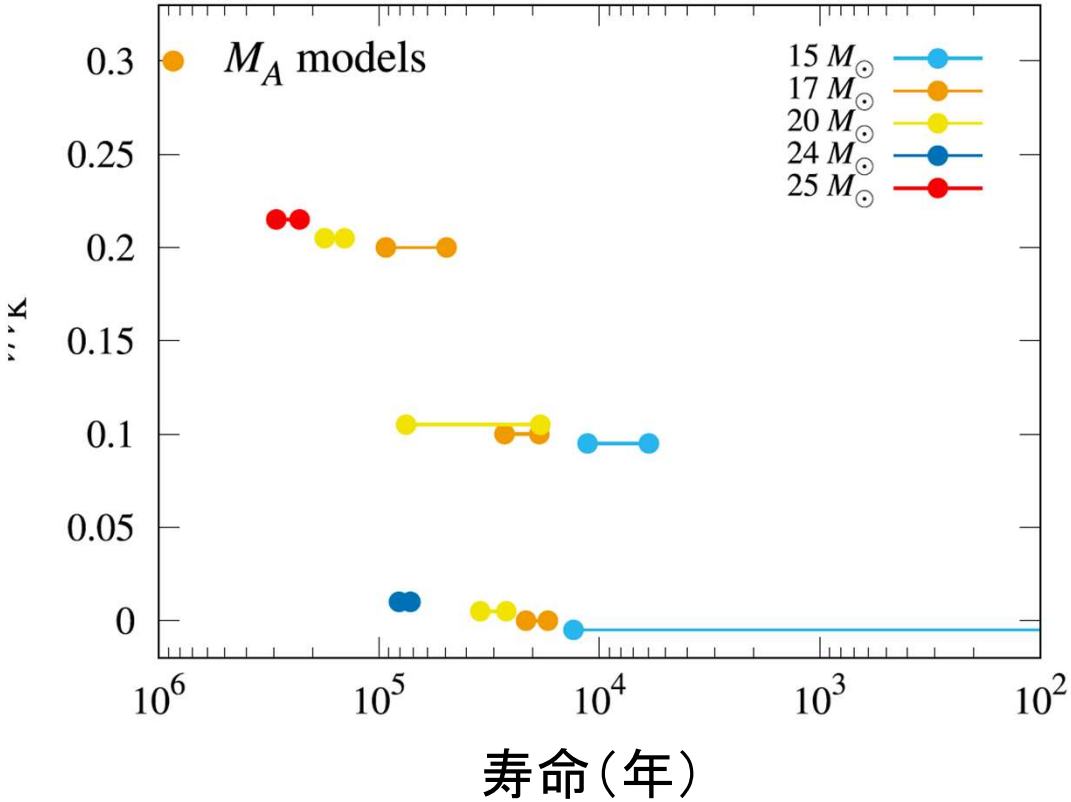
○：説明できる、 X：できない、 ー：計算していない

L_A（M_A）：比較的大きい（小さい）オーバーシューティング

自転速度の大きい V/Vk=0.4 はどれも観測と合わなかった

観測と合うモデルの寿命

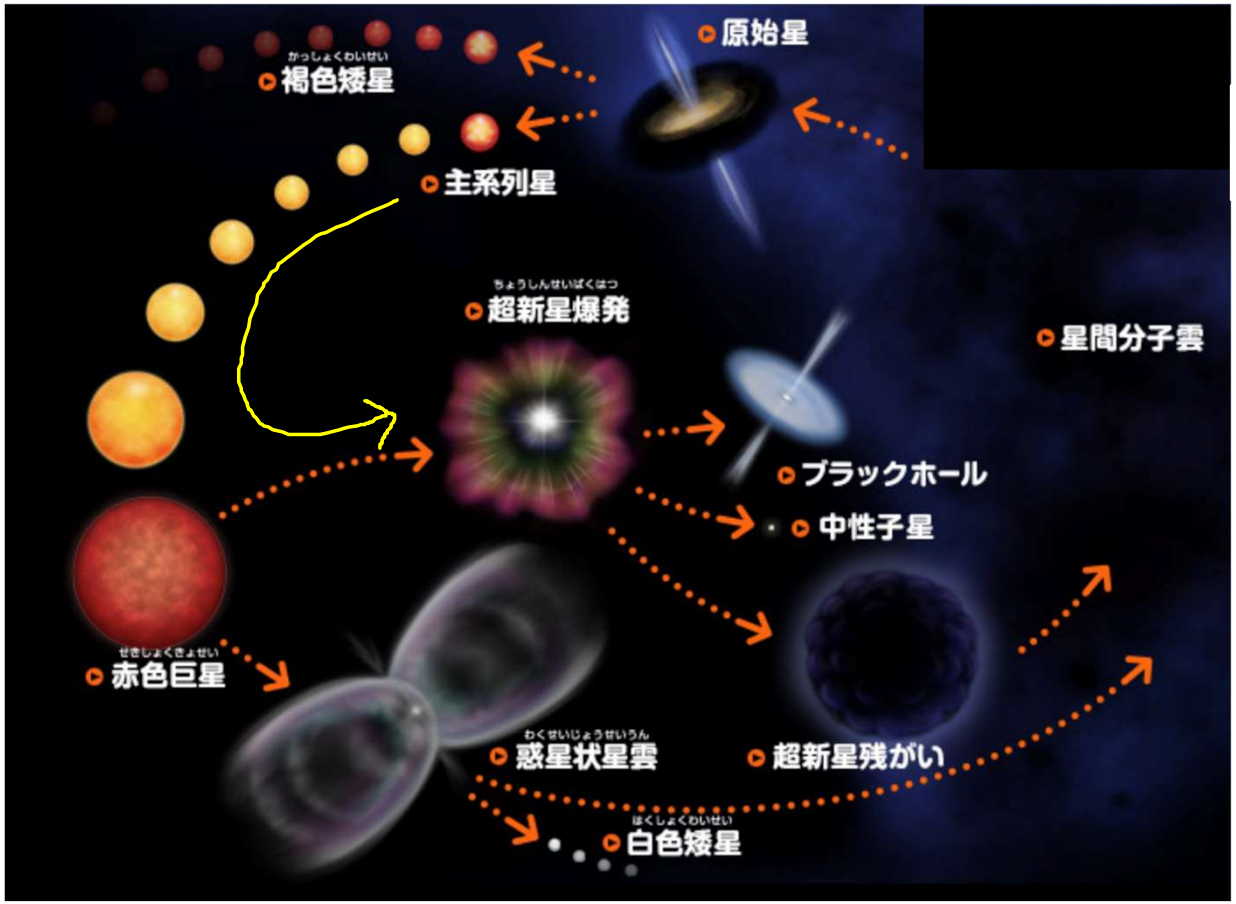




Mモデルの場合、寿命は　1~10万年　の場合が多い

Lモデルの場合には寿命0もあり得るモデルが多い　（もし明日爆発したならLモデル）

ベテルギウスは超新星爆発後どうなるのか？



© JAXA

重い星はブラックホール、
軽めの星は中性子星を形成
すると考えられ、その境目は
20 $M_\odot$ 程度（～18―25$M_\odot$）
と推定されているが詳しくは
まだわかっていない。

もし100年以内など比較的すぐ
爆発した場合、我々の結果から
軽めの星であると予想され、
中性子星（パルサー）と
なるであろう。

そもそも急激な減光は超新星爆発と関係ある？

星が重力崩壊してから超新星爆発の衝撃波が星の表面に伝わる時間は短く、
その間には星の表面には、ほぼ変化がない。

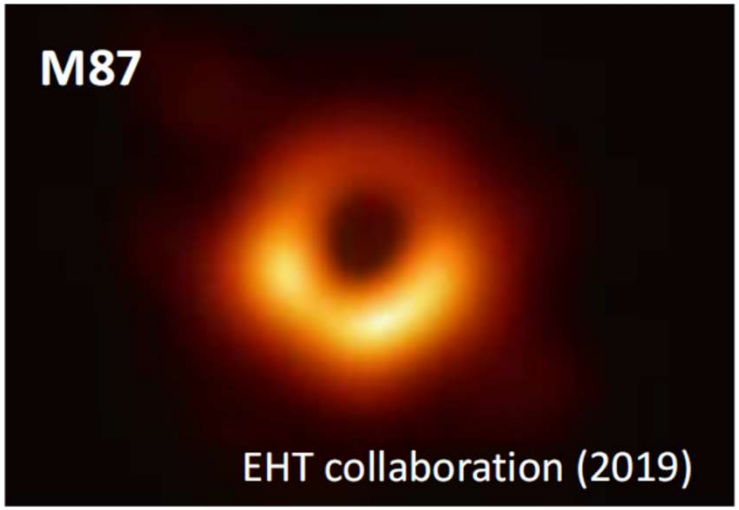
また重力崩壊の少し前に、星が暗くなる理由は特に何もない
（従ってベテルギウスが減光しても、それと超新星爆発は関係ない可能性が高い。

一方で、ここ数年の観測的研究から、超新星が爆発する数十～数年前から
星が増光するものがあるのではないかと言われている。

そのため、逆に通常よりも明るくなった場合には、超新星爆発の前兆で
あることは否定できない。

Supermassive star は　爆発するのか？

Supermassive star は SMBHの種



Quasars & AGNs host supermassive black holes

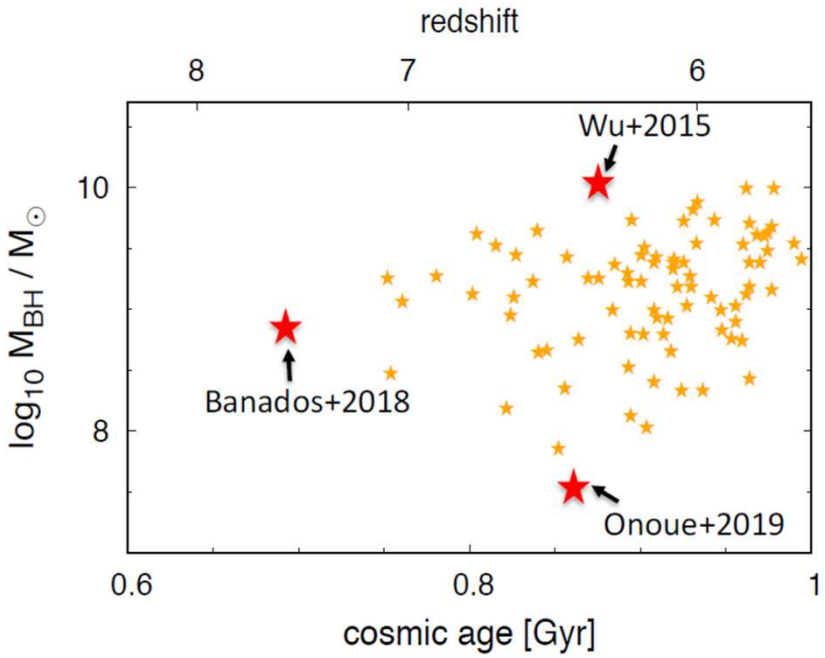
相当遠方（宇宙初期）にもある、例えば

@z=7.5, J1342+0928 (Banados et al. 2018,
BH mass ~ 7.8 x 10^8 $M_\odot$)

@z=7.1, J1120-0641 (Mortlock et al. 2011,
BH mass ~ 2.0 x 10^9 $M_\odot$)

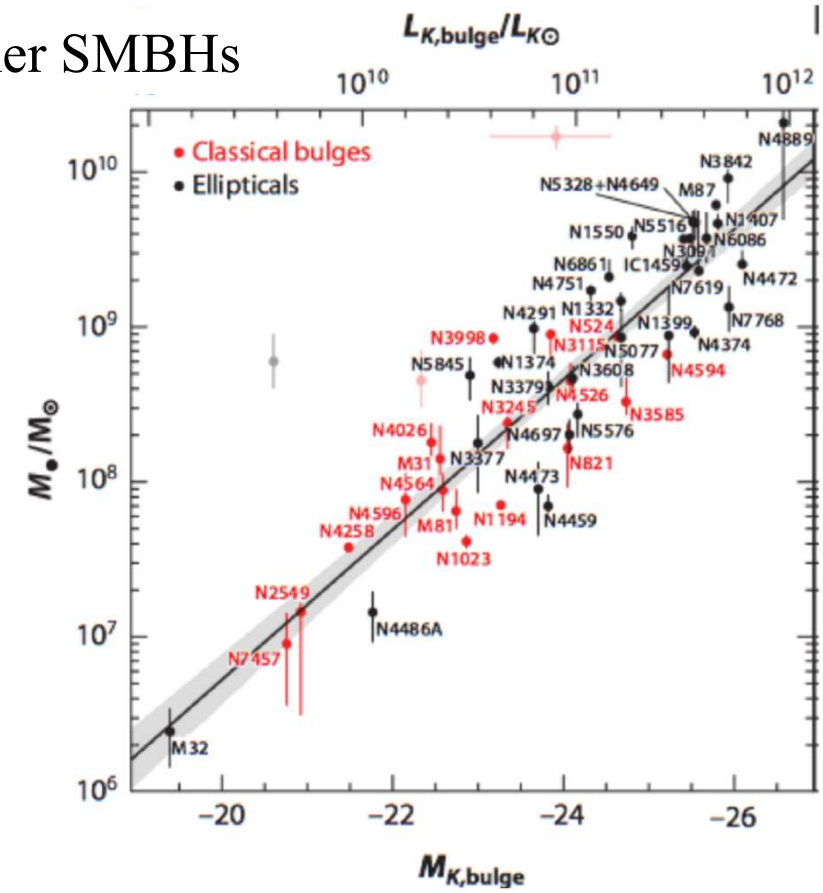
A Question: How these SMBH were formed?

It is not so easy to make such massive BHs in a short period.



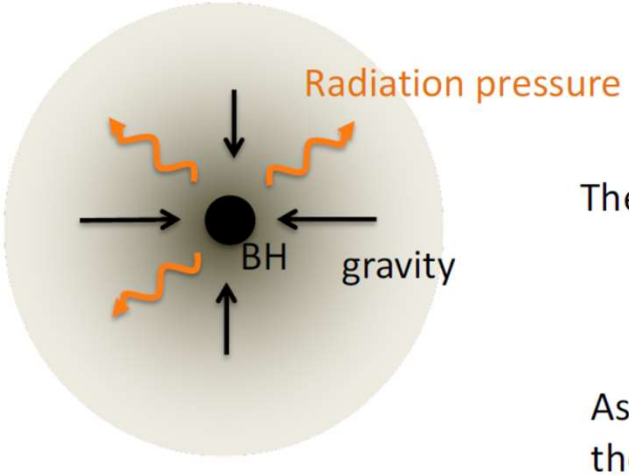
Other SMBHs

(Kormendy & Ho, 13)



Seed BH and growth

*Eddington Accretion



By S. Chon (Tohoku Univ.)

When the radiation pressure balances with the gravity,

$$\sigma_{\rm Th} P_{\rm rad} = \frac{G M_{\rm BH} m_{\rm p}}{R^2}$$

Then, we can define the critical luminosity

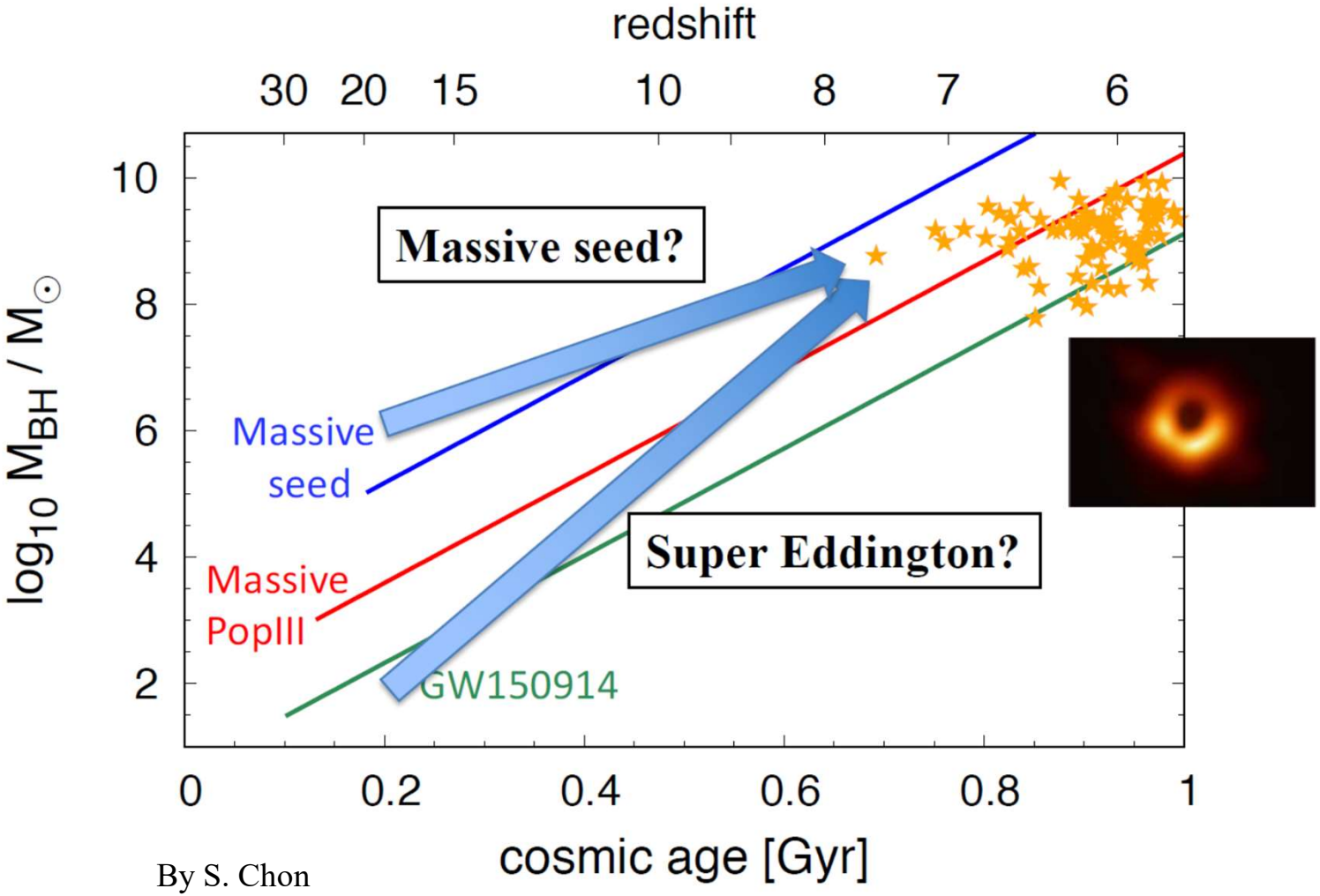
$$L_{\rm Edd} = \frac{4\pi c G M_{\rm BH} m_{\rm p}}{\sigma_{\rm Th}}$$

Assuming fraction ε of the energy of the accreting matter is liberated ($L = \varepsilon \dot{M} c^2$) 、

$$\dot{M}_{\rm Edd} = \frac{1-\epsilon}{\epsilon} \frac{4\pi G M_{\rm BH} m_{\rm p}}{\sigma_{\rm Th} c} \propto M_{\rm BH}$$

$\therefore$ $M_{BH}=M_{ini} \exp(t / t_E)$, $t_E \sim 50$ Myr

Seed BH and growth

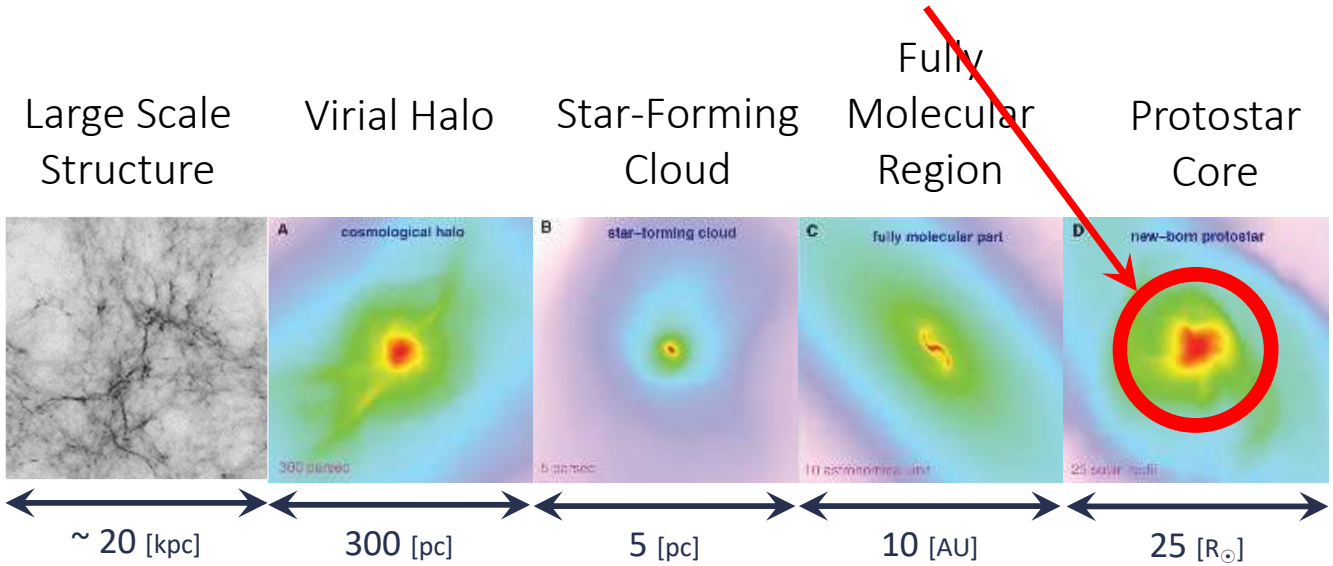


By S. Chon

Formation of Protostars (Seed BHを作る星の形成過程)

■Recent computer power make it possible to calculate the protostellar formation in the early universe which starts from cosmological initial condition.

➢ The mass of protostar core is about 0.01 [$M_\odot$].



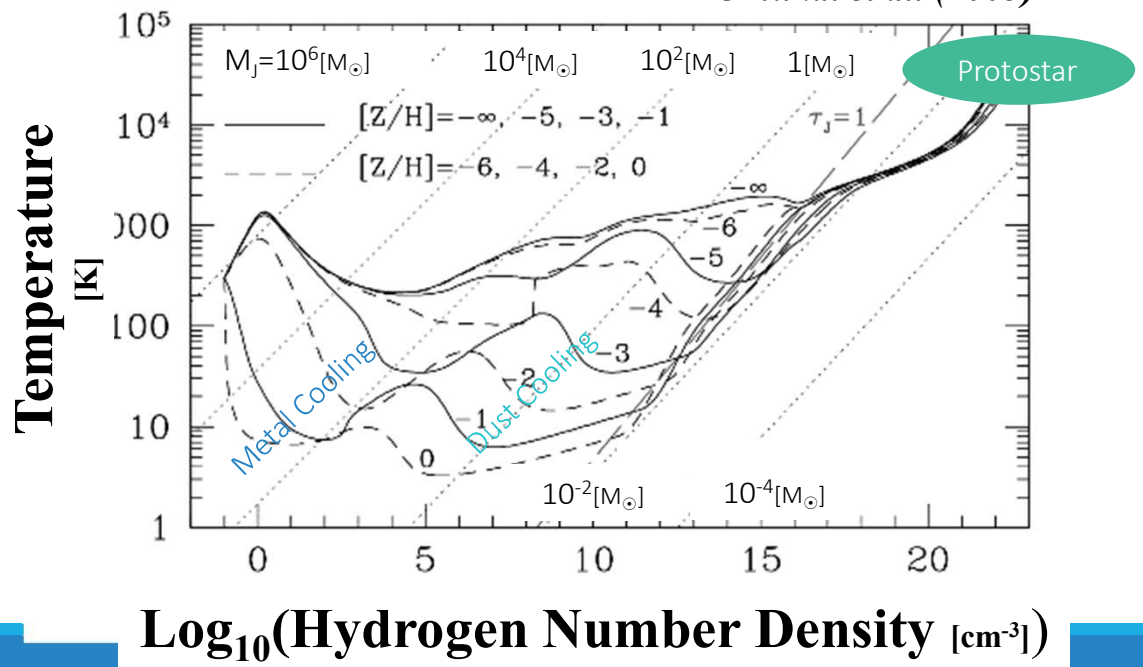
■The protostar which enclosed by the collapsing material grow up its mass by the gas accretion.

Thermal Evolution (Metallicity Effect)

■Thermal evolution of clouds with different metallicity (Z)

- Primordial cloud ([Z/H] = − ∞) go through the highest temperature path ➔ Massive M_{Jeans}
- Clouds with some metallicity cools down via metal- and/or dust-coolings ➔ Low M_{Jeans}

Omukai et al. (2005)



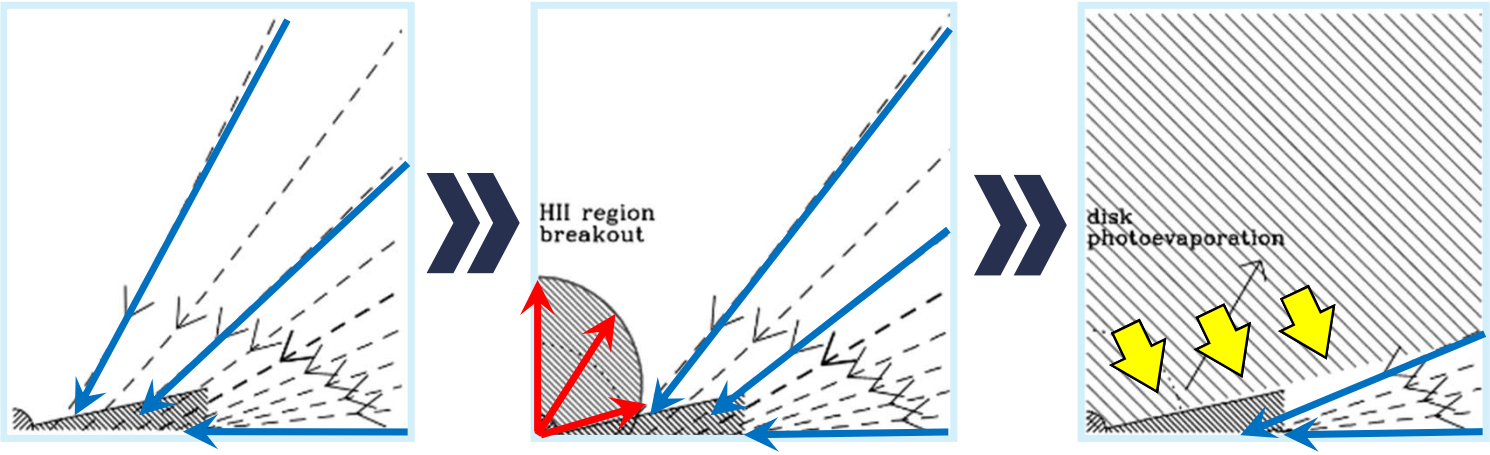
初代星は（現在よりも）重い星ができやすい。

～100M⊙

UV Radiative Feedback

- **U**ltra-**V**iolet (**UV**; hv > 13.6 [eV]) radiation from protostars
  - Ionize infalling neutral gas and create HII region
  - Thermal pressure of the ionized region (high temperature) is much greater than that in neutral gas of the same density.

McKee & Tan (2008)

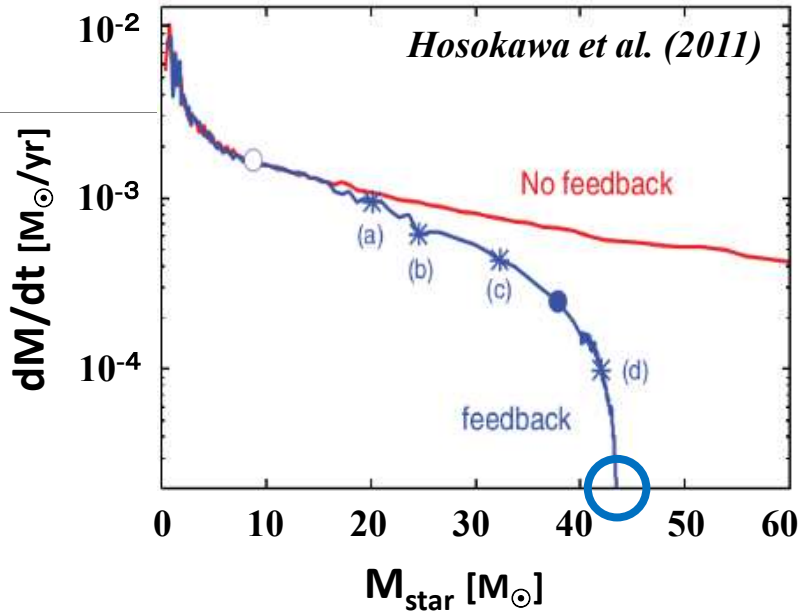


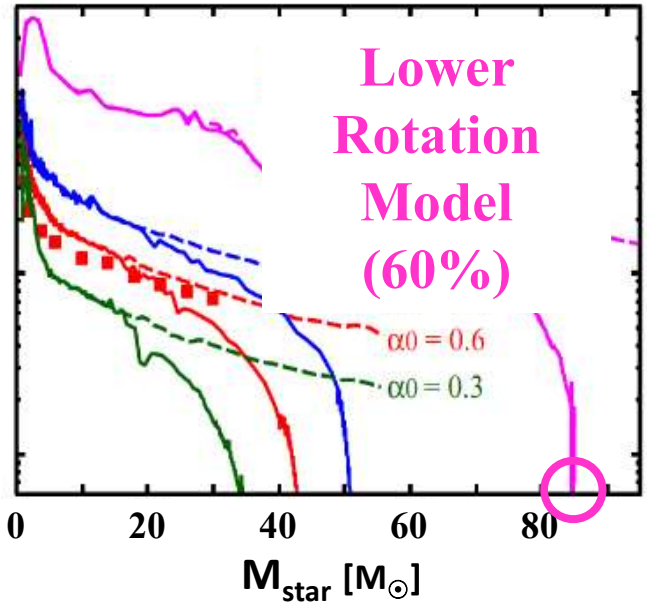
Accreting star emits the ionizing UV photons

Growth of HII region
➔ Breakout & Expansion

Gas on the circumstellar disk is photo-ionized & heated
➔ photo-evaporation

Initial Mass of First Star （これではSMSができない）





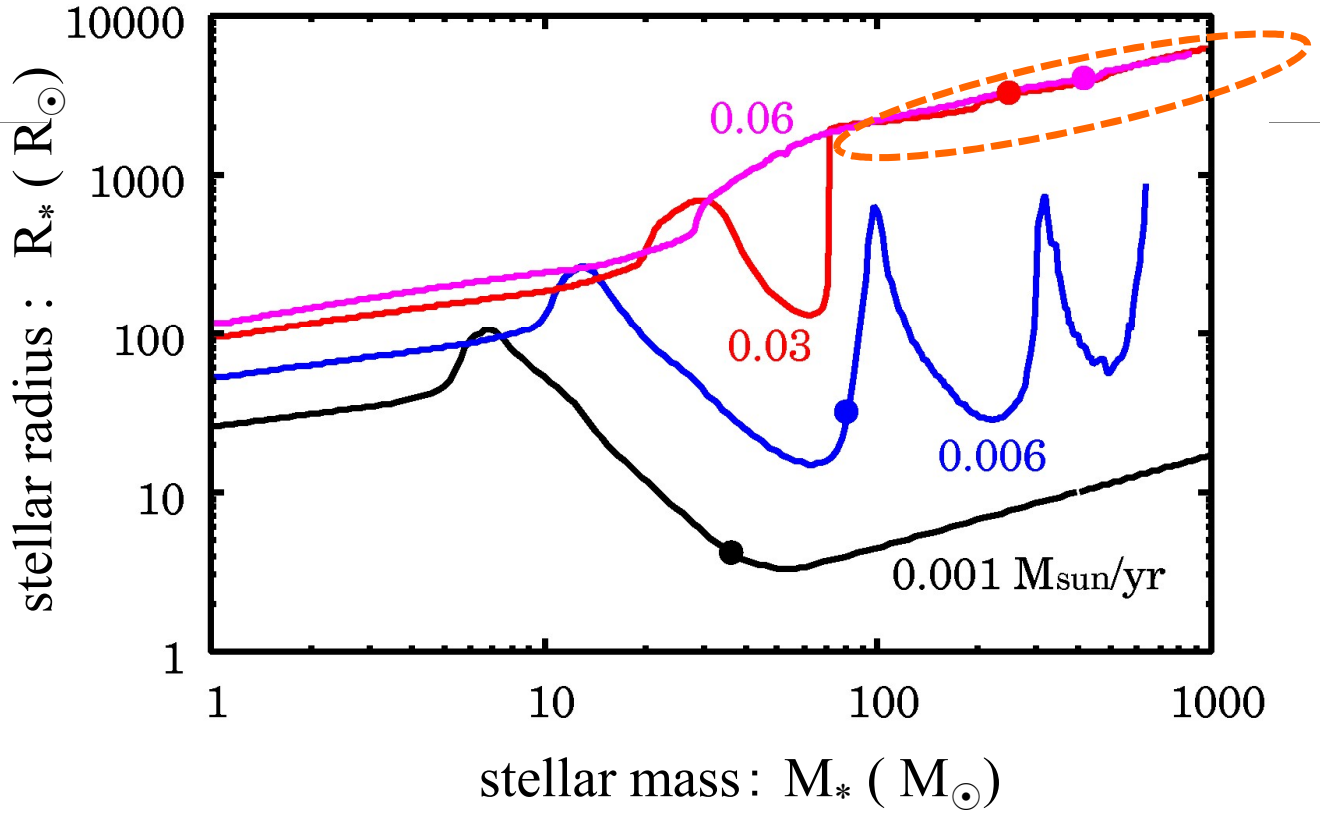
■UV feedback ceases the mass accretion onto the protostar

➔ $M_{FS} = 43\ [M_\odot]$

■The star formation greatly depends on **the quantities of the star-forming cloud**

New Branch at high accretion rate

Hosokawa et al. (2012)



- New evolutionary branch with higher rates of > 0.01 $M_\odot$/yr
- The star continues to expand, never contracting to the ZAMS

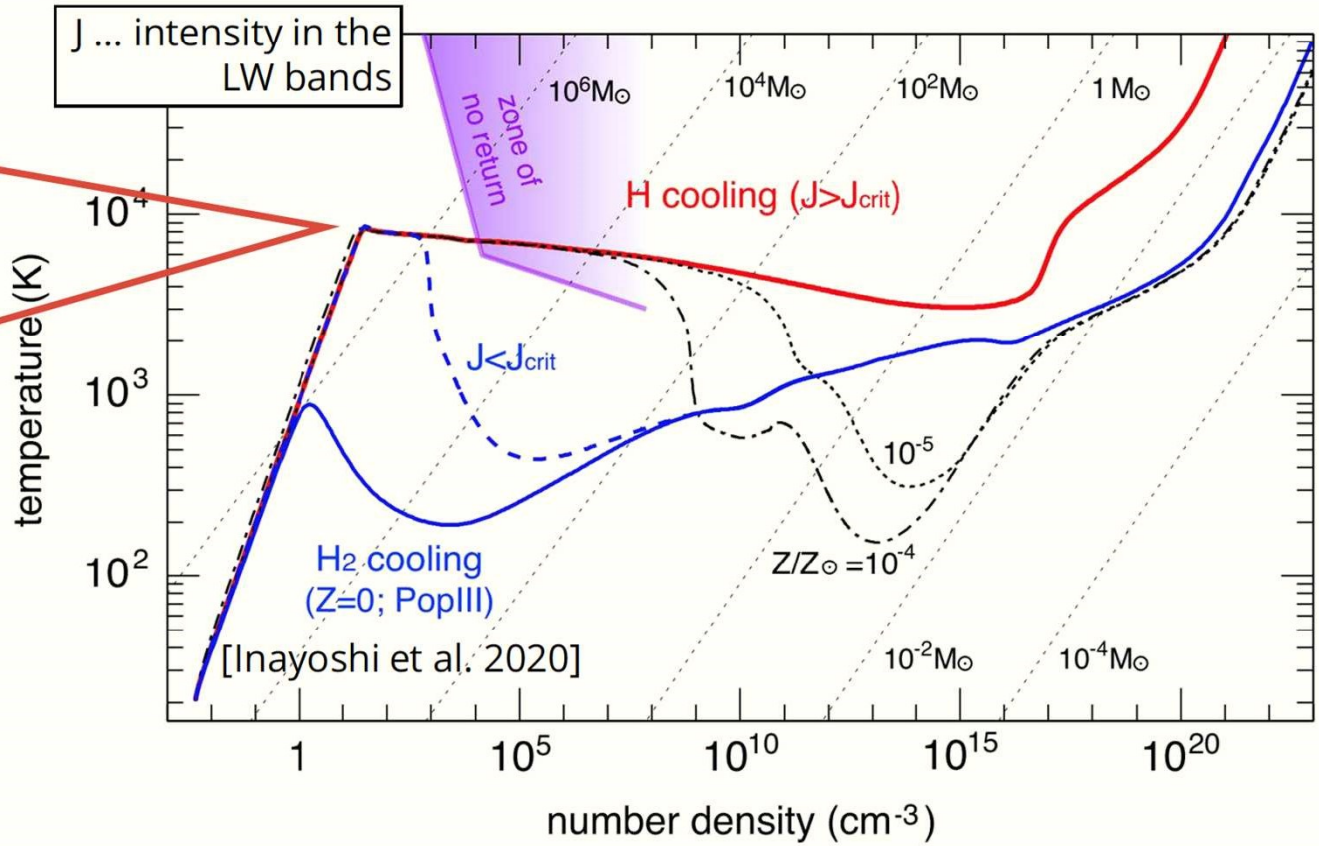
SMSを形成する場合の熱的進化

(e.g.) H_2 photo-dissociation by FUV photons with 11.2 < hν/eV < 13.6 in the Lyman-Werner (LW) bands

Solomon process

$$H_2 + \gamma \rightarrow H_2^* \rightarrow 2H$$

Atomic H cooling halo, with massive $M_{cloud} = 10^5$ [$M_\odot$], appears with $J > J_{crit}$.

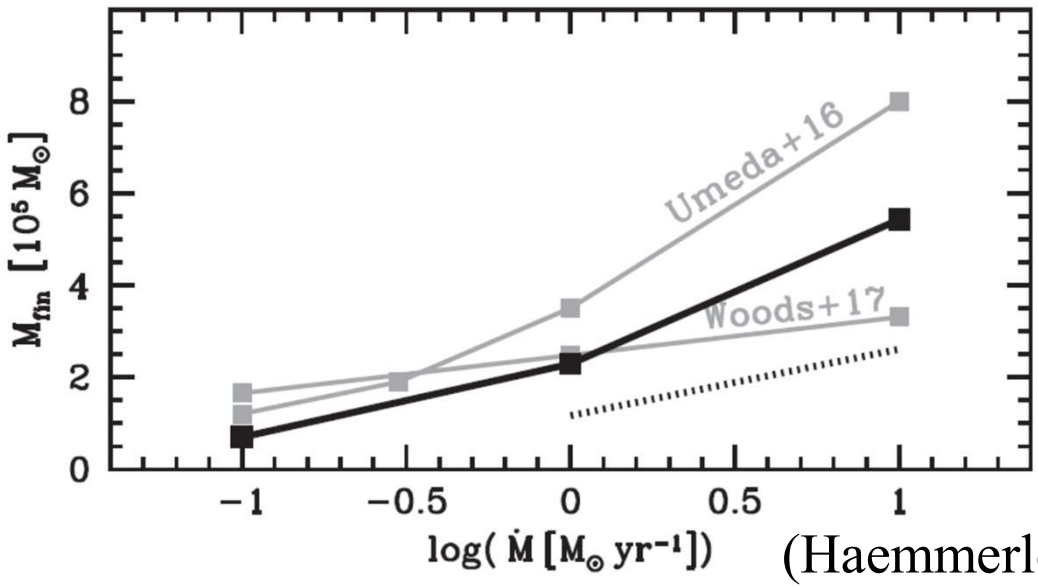


質量降着を考慮した恒星進化計算の結果

➢Final Mass

各グループの結果は概ね一致しているが、微妙には異なる。

最終的にGR不安定で星が崩壊する時点の決定に困難さがあることが一因



(Haemmerlé+ 2018 MNRAS)

Figure 13. Final masses as a function of the accretion rate. The black curves show the results of the present work: the solid line corresponds to the final mass of our runs, and the dotted line to the mass at which the polytropic criterion indicates instability for $n = 3$. The grey curves are the final masses according to previous studies (Umeda et al. 2016; Woods et al. 2017).

以下本題
（Nagele, HU+ 2020-2022の3つの論文の紹介）

Nagele, HU +2020, MNRAS 496

The final fate of supermassive M ~ 5 × 10^4 $M_\odot$ Pop III stars: explosion or collapse?

主目的： Chen +2014, 5.55万$M_\odot$の星（極めて狭い質量範囲）が爆発

（He燃焼時、GR不安定性、巨大エネルギー爆発）の検証

結果： Chen+をほぼ追認。ほぼ全てのモデルが爆発（に近いが）しない。

非回転モデルは全滅。極めて低速自転のもの1例で爆発

＊従来手法を踏襲：星のコードから、一般相対論的流体コードへ切り替え。

結果が切り替えの微妙なタイミングに依存するので、すこし（かなり）

もやもや感が残る。

一般相対論（GR）的不安定爆発とはどういうことか

・星は状態方程式のべき　dln　P　/　dln　ρ　＝　γ　< 4/3 であると崩壊する

・ Supermassive star は　Radiation dominant であるため、もともと　γ　がほぼ　4/3

・星が非常に重い（～$10^6 M_\odot$）と　γ　はますます　4/3　に近くなり、GR効果で微妙に重力が強くなる効果で崩壊する

・星が水素でできている段階で崩壊するのでCNOサイクルで爆発するのではないかと

　考えられたが（1960年代）、1986　Fuller ＋　ぐらいで、こういう初代星は爆発しないことは確定した。

・今回のものはより低い質量でHe燃焼時のGR不安定での崩壊、爆発を考えていることが

　新しい。

Nagele, HU +2022, MNRAS 517

Stability analysis of supermassive primordial stars: a new mass range for general relativistic instability supernovae.

Chris Nagele,[1★] Hideyuki Umeda,[1] Koh Takahashi, [2,3] Takashi Yoshida,[4] Kohsuke Sumiyoshi[5]
[1]*Department of Astronomy, Graduate School of Science, the University of Tokyo, Tokyo, 113-0033, Japan*
[2]*Astronomical Institute, Graduate School of Science, Tohoku University, Sendai, 980-8578, Japan*
[3]*Max Plank Institute for Gravitational Physics (Albert Einstein Institute), D-14476 Potsdam, Germany*
[4]*Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University, Kyoto 606-8502 Japan*
[5]*National Institute of Technology, Numazu College, Ooka 3600, Numazu, Shizuoka 410-8501, Japan*

Consider an infinitesimal, radial, Lagrangian perturbation which varies in time (t) as $\xi \propto e^{i\omega t}$ for $\omega^2 \in \mathbb{R}$. In Newtonian gravity, this perturbation obeys the equation (Shapiro & Teukolsky 1983)

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left[\Gamma_1 \frac{P}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\,(r^2\xi)\right] - \frac{4}{r}\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r}\xi + \omega^2\rho_0\xi = 0 \tag{2}$$

be exponential. Sturm–Liouville equations have the property that a sequence of solutions exist

$$\omega_0^2 < \omega_1^2 < \omega_2^2 < \ldots \tag{4}$$

corresponding to ξ_is where i is the number of nodes in the perturbation. Because of the above property, a necessary condition for instability is

$$\omega_0^2 < 0. \tag{5}$$

The corresponding equation in GR is (Chandrasekhar 1964)

$$e^{-2a-b}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left[e^{3a+b}\Gamma_1\frac{P}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left(e^{-a}r^2\xi\right)\right]-\frac{4}{r}\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r}\xi+e^{-2a-2b}\omega^2(P+\rho c^2)\xi$$

$$-\frac{8\pi G}{c^4}e^{2b}P(P+\rho c^2)\xi-\frac{1}{P+\rho c^2}\left(\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r}\right)^2\xi=0 \qquad (6)$$

where a, b are the metric coefficients as in Haemmerlé (2021) and the density is defined in Eq. 1.

$$\rho=\rho_0\left(1+\frac{\epsilon}{c^2}\right)$$

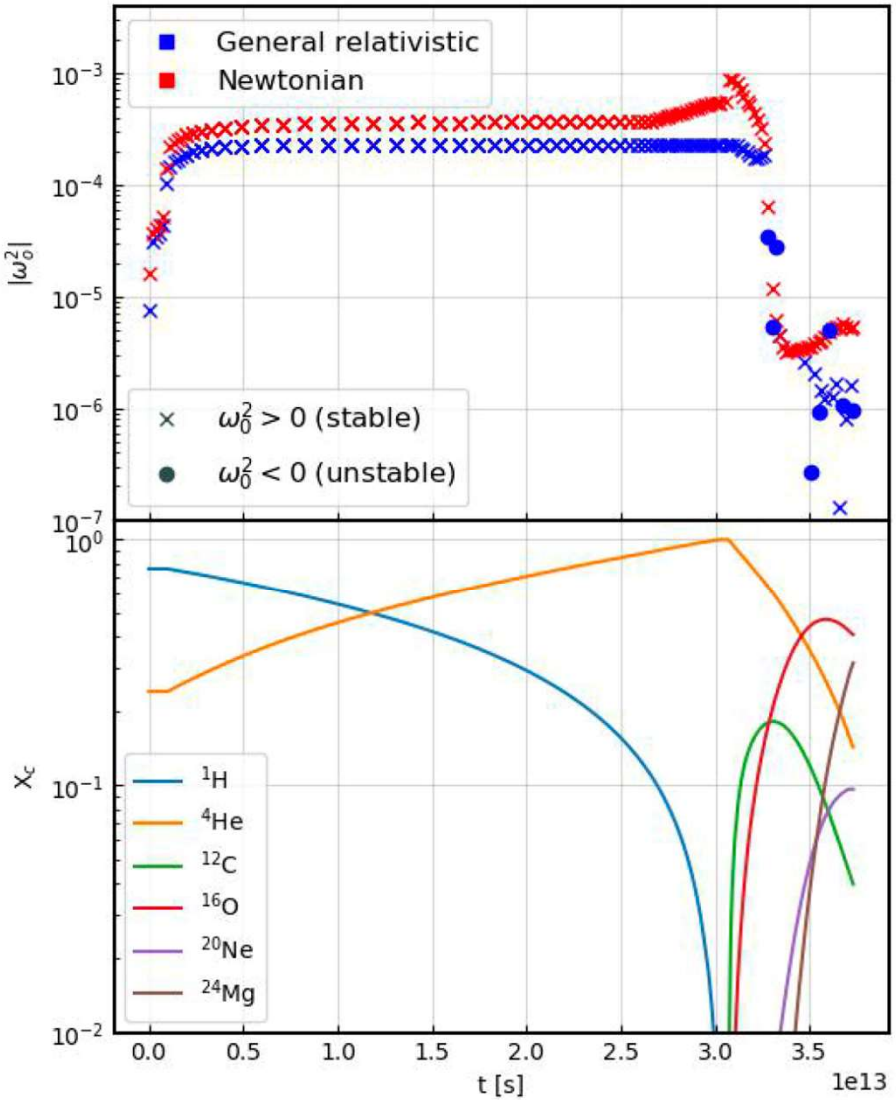


Figure 4. GR stability analysis (Sec. 2.2) applied to the results of the 3 $\times 10^4$ $M_\odot$ model in HOSHI. Upper panel — amplitude of the fundamental

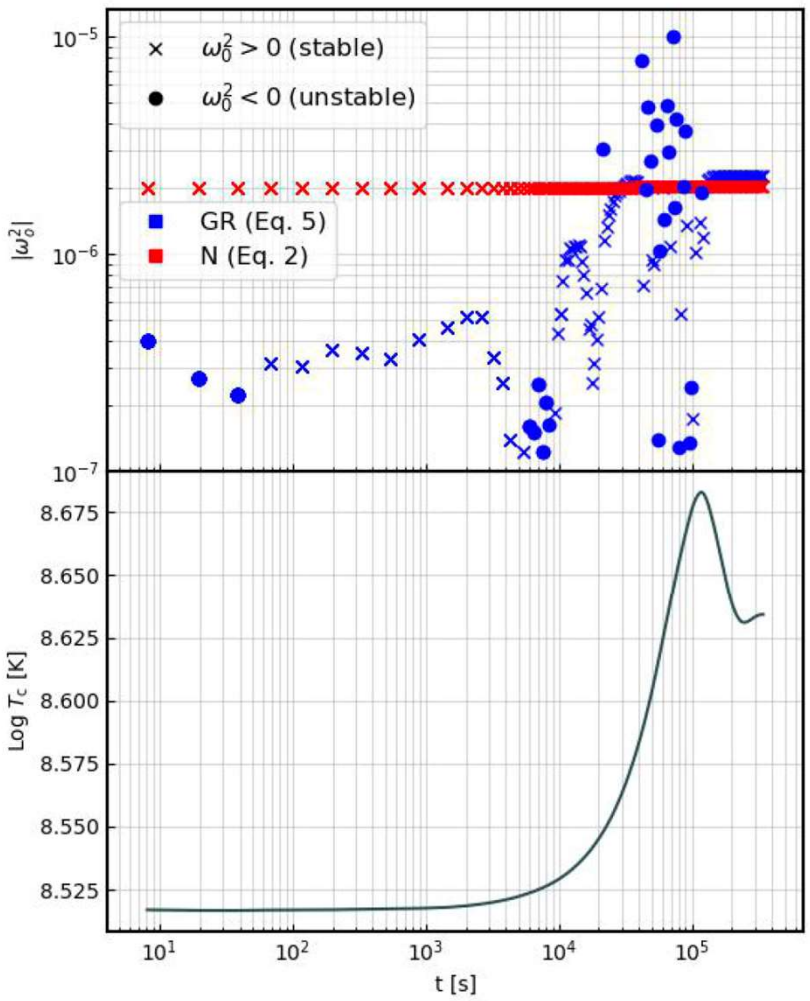


Figure 5. Stability analysis performed on the results of the HYDnuc calculation for the first unstable model of 2×10^4 $M_\odot$. Upper panel — stability analysis. Lower panel — central temperature.

Table 1. Summary table for all models. The columns are total mass, outcome of HYDnuc, mass of the isentropic core, central helium mass fraction at the start of HYDnuc, change in helium mass fraction, explosion energy, maximum central temperature, and maximum velocity of the outermost mesh point, denoted v_R.

M [10^4 $M_\odot$]	Outcome	M_{core} [$M_\odot$]	X_c (^{4}He)	ΔX_c (^{4}He)	E_{exp} [ergs]	max T_c [K]	max v_R/c
2	Collapse	10926	1.37e-3	—	—	—	—
2.1	Collapse	11368	2.23e-4	—	—	—	—
2.2	Collapse	11729	1.22e-4	—	—	—	—
2.3	Collapse	12595	3.17e-2	—	—	—	—
2.4	Collapse	13180	3.44e-18	—	—	—	—
2.5	Collapse	13798	2.69e-3	—	—	—	—
2.6	Pulsation	14772	0.104	0.104	4.32e53	7.58e8	0.032
2.7	Pulsation	14964	0.222	0.147	4.70e52	6.62e8	0.021
2.8	Collapse	15596	0.713	—	—	—	—
2.9	Pulsation	16183	0.589	0.153	7.56e53	7.33e8	0.041
2.95	Explosion	16504	0.599	0.168	1.23e54	7.69e8	0.046
3	Explosion	16817	0.652	0.152	1.43e54	8.06e8	0.048
3.05	Collapse	17144	0.734	—	—	—	—
3.1	Collapse	17516	0.794	—	—	—	—
3.15	Collapse	17793	0.815	—	—	—	—
3.2	Collapse	18091	0.815	—	—	—	—
3.3	Collapse	18888	1.000	—	—	—	—
3.4	Collapse	19460	1.000	—	—	—	—
3.5	Collapse	19933	0.950	—	—	—	—
4	Collapse	23891	0.960	—	—	—	—

Table 2. Mass ejecta by isotope for the explosions and the pulsations. Except for the first column which is consistent with Table 1, values are recorded in units of $M_\odot$. Yield tables for the explosions are available online.

M [10^4 $M_\odot$]	M_{ej}	M(^{1}H)	M(^{4}He)	M(^{12}C)	M(^{16}O)	M(^{20}Ne)	M(^{24}Mg)	M(^{28}Si)	M(^{32}S)
2.6	2808	1877	974	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1
2.7	2299	1584	759	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1
2.9	2078	1465	651	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1	< 0.1
2.95	29500	5441	16946	3006	2505	481	812	306	1.2
3	30000	5537	18077	2986	1829	367	702	497	5.1

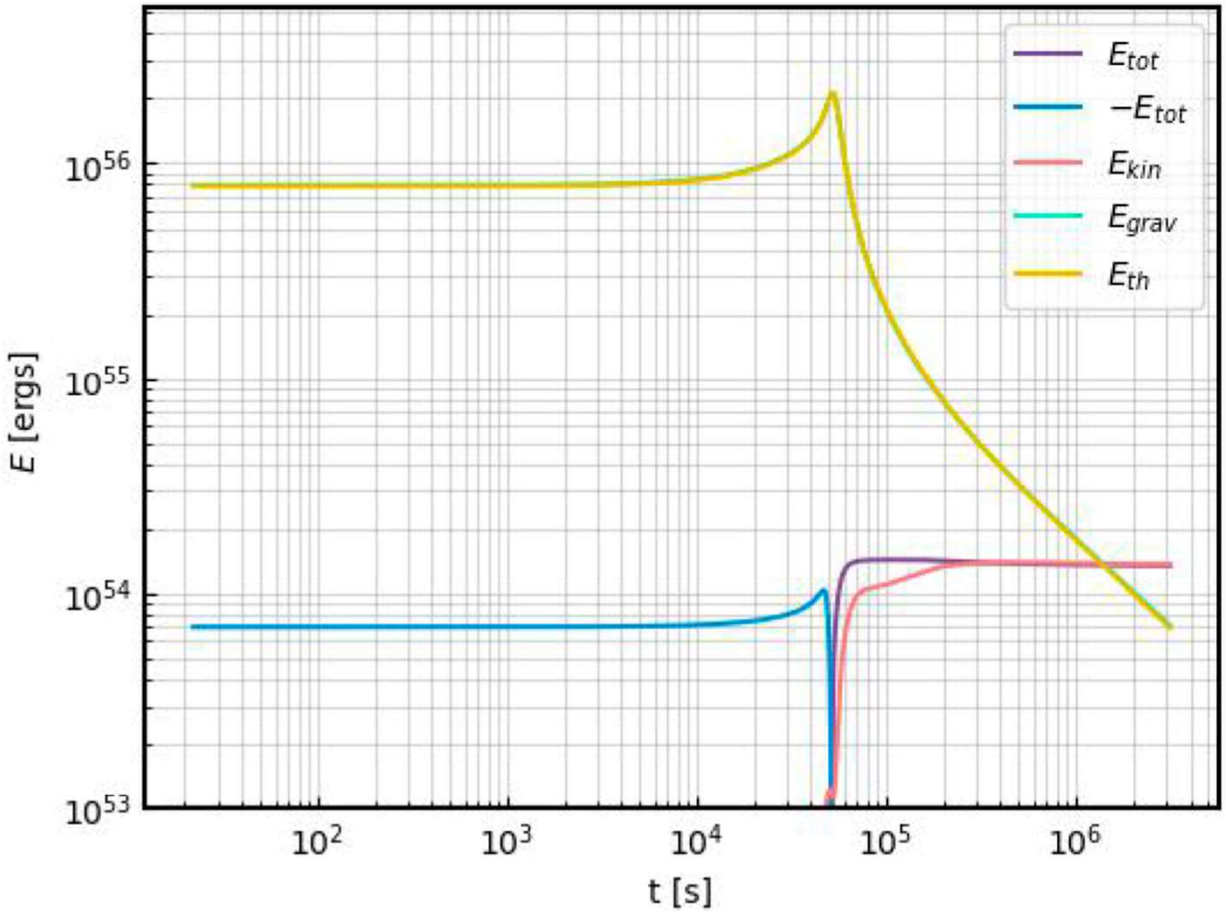
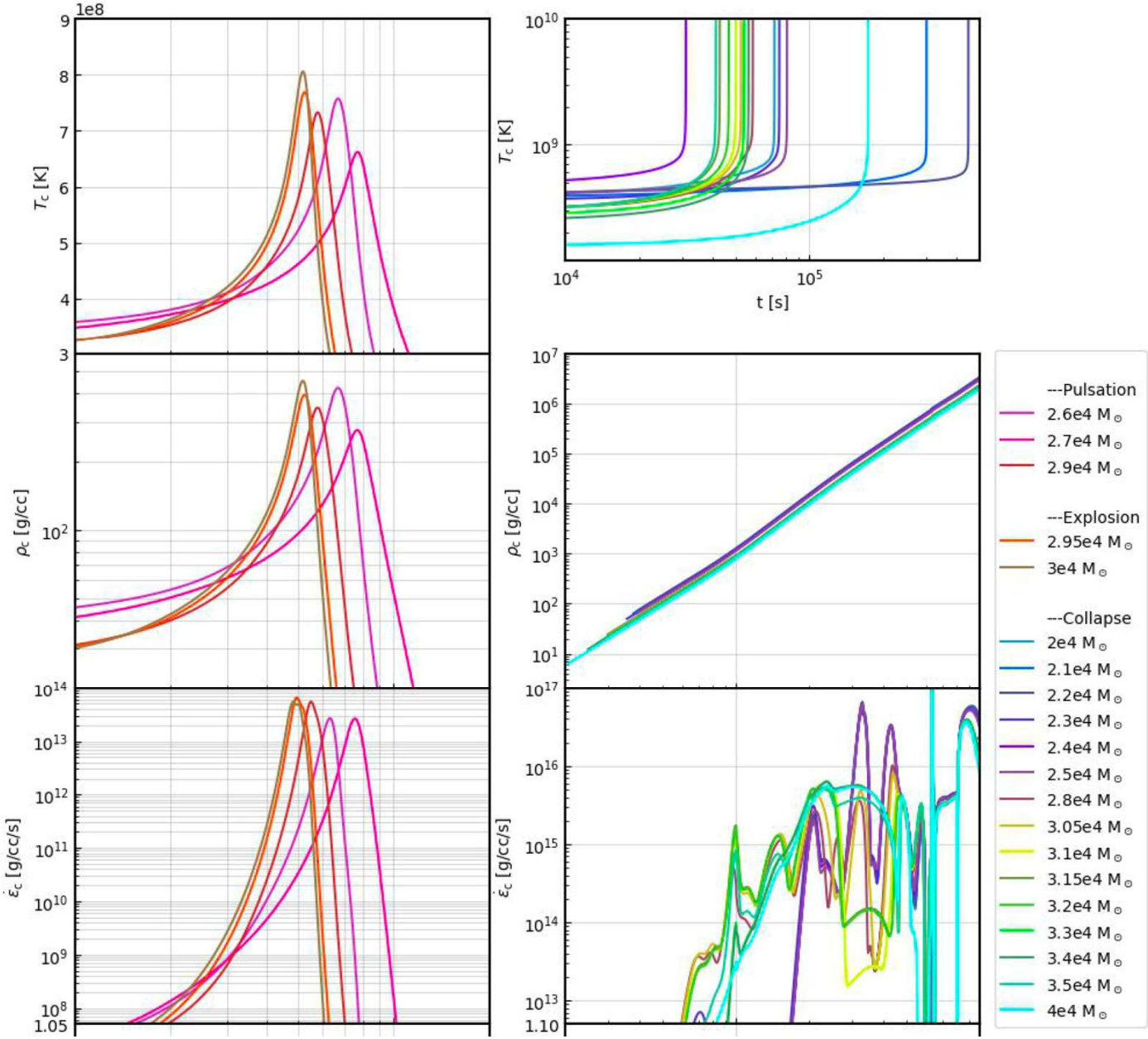


Figure 12. Total energy, kinetic energy, gravitational energy, and thermal energy (as defined in Nagele et al. (2020)) in HYDnuc as a function of time for the explosion of the 3×10^4 $M_\odot$ model. Unless otherwise specified, subsequent figure will show the 3×10^4 $M_\odot$ model.


1e8
T_c [K]
ρ_c [g/cc]
$\dot{\varepsilon}_c$ [g/cc/s]
t [s]
---Pulsation
2.6e4 M$_\odot$
2.7e4 M$_\odot$
2.9e4 M$_\odot$
---Explosion
2.95e4 M$_\odot$
3e4 M$_\odot$
---Collapse
2e4 M$_\odot$
2.1e4 M$_\odot$
2.2e4 M$_\odot$
2.3e4 M$_\odot$
2.4e4 M$_\odot$
2.5e4 M$_\odot$
2.8e4 M$_\odot$
3.05e4 M$_\odot$
3.1e4 M$_\odot$
3.15e4 M$_\odot$
3.2e4 M$_\odot$
3.3e4 M$_\odot$
3.4e4 M$_\odot$
3.5e4 M$_\odot$
4e4 M$_\odot$

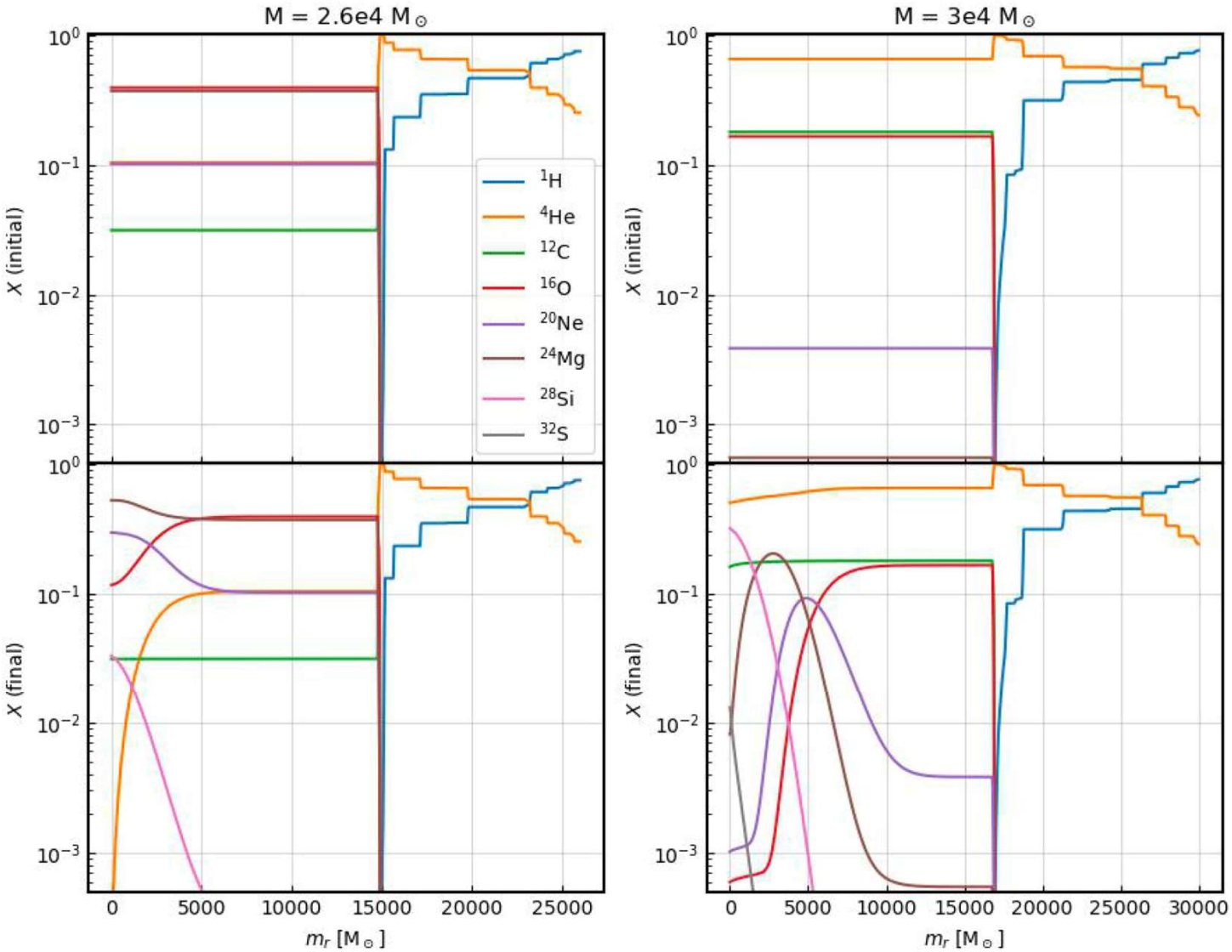
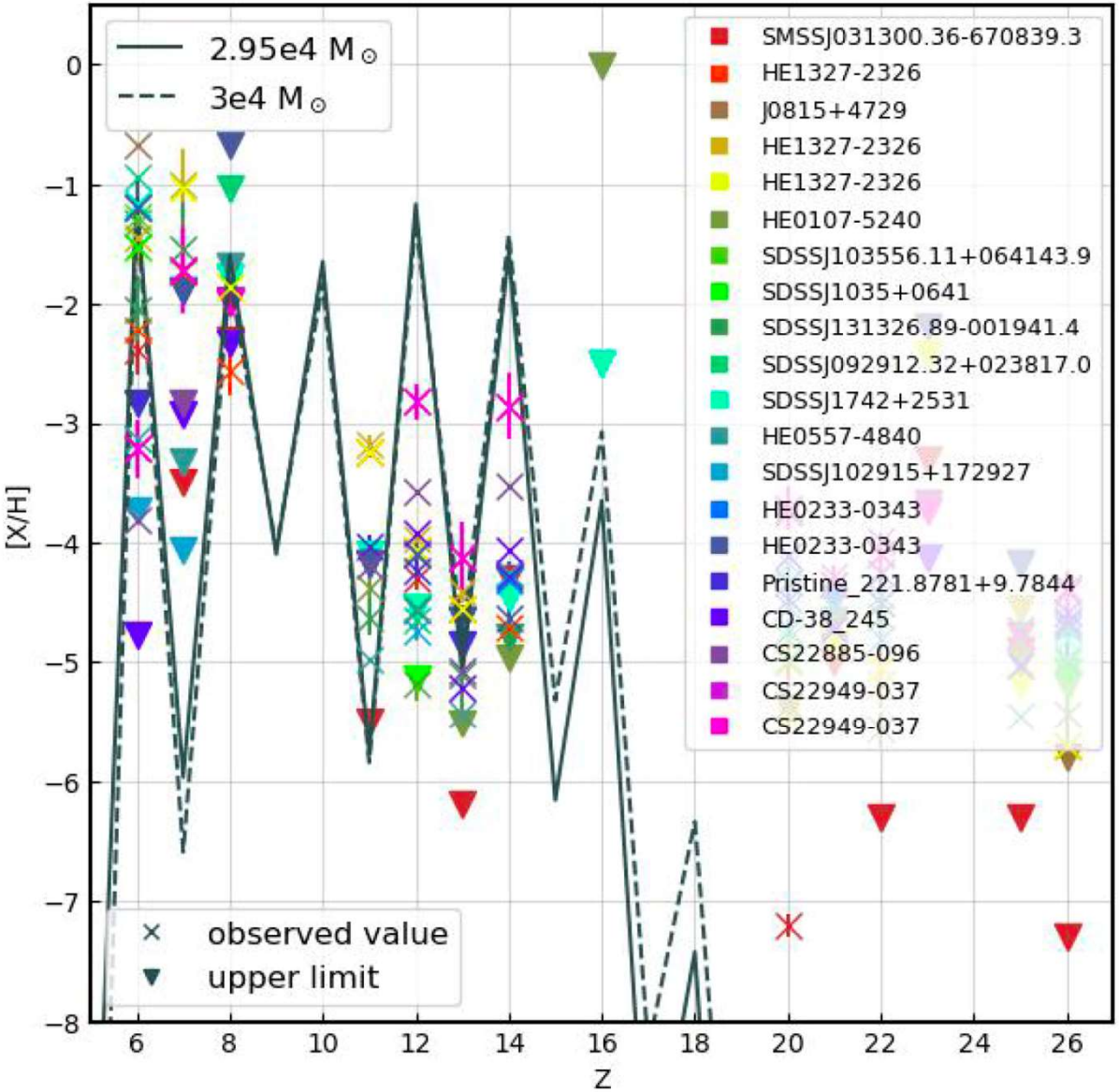


Figure 13. Initial (upper panel) and final (lower panel) isotope mass fractions as a function of the mass coordinate for the pulsation, M = 2.6 $\times 10^4$ $M_\odot$ (left) and the explosion, M = 3 $\times 10^4$ $M_\odot$ (right).


2.95e4 M⊙
3e4 M⊙
SMSSJ031300.36-670839.3
HE1327-2326
J0815+4729
HE1327-2326
HE1327-2326
HE0107-5240
SDSSJ103556.11+064143.9
SDSSJ1035+0641
SDSSJ131326.89-001941.4
SDSSJ092912.32+023817.0
SDSSJ1742+2531
HE0557-4840
SDSSJ102915+172927
HE0233-0343
HE0233-0343
Pristine_221.8781+9.7844
CD-38_245
CS22885-096
CS22949-037
CS22949-037
observed value
upper limit
[X/H]
Z
0
−1
−2
−3
−4
−5
−6
−7
−8
6
8
10
12
14
16
18
20
22
24
26

arXiv:2210.08662 (MNRAS submittesd)

Pulsations of primordial supermassive stars induced by a general relativistic instability; visible to JWST at z>12.

arXiv:2210.08662

Chris Nagele,[1]★ Hideyuki Umeda,[1] Koh Takahashi,[2] Keiichi Maeda[3]

[1]*Department of Astronomy, Graduate School of Science, the University of Tokyo, Tokyo, 113-0033, Japan*

[2]*Astronomical Institute, Graduate School of Science, Tohoku University, Sendai, 980-8578, Japan*

[3]*Department of Astronomy, Kyoto University, Kitashirakawa-Oiwake-cho, Sakyo-ku, Kyoto 606- 8502*

Table 1. Summary table for all models. The columns are total mass, outcome of HYDnuc, explosion energy, energy produced by nuclear reactions, ejecta mass, initial helium and oxygen fractions in the core, total (units of $M_\odot$) and percentage changes of helium and oxygen in the core.

M [10^4 $M_\odot$]	Outcome	E_{exp} [ergs]	E_{nuc} [ergs]	M_{ej} [$M_\odot$]	X_c (^{4}He)	X_c (^{4}O)	ΔM (^{4}He)	% M (^{4}He)	ΔM (^{16}O)	% M (^{16}O)
2.60	Pulsation #1	4.32e53	6.95e53	2808	0.104	0.392	244.3	15.9	697.7	12.0
	Pulsation #2	2.32e53	5.27e53	1175	0.090	0.345	180.4	12.3	489.5	10.7
2.70	Pulsation #1	4.70e52	4.20e53	2299	0.222	0.479	149.1	4.5	443.3	6.2
	Pulsation #2	-2.42e53	1.23e53	0	0.215	0.448	43.5	1.4	129.0	2.1
2.90	Pulsation #1	7.56e53	1.12e54	2078	0.589	0.221	360.2	3.8	806.6	22.5
	Collapse	—	—	—	0.566	0.172	—	—	—	—
2.95	Explosion	1.23e54	1.49e54	29500	0.599	0.211	478.4	4.8	985.2	28.3
3.00	Explosion	1.43e54	1.62e54	30000	0.652	0.165	519.0	4.7	955.5	34.4

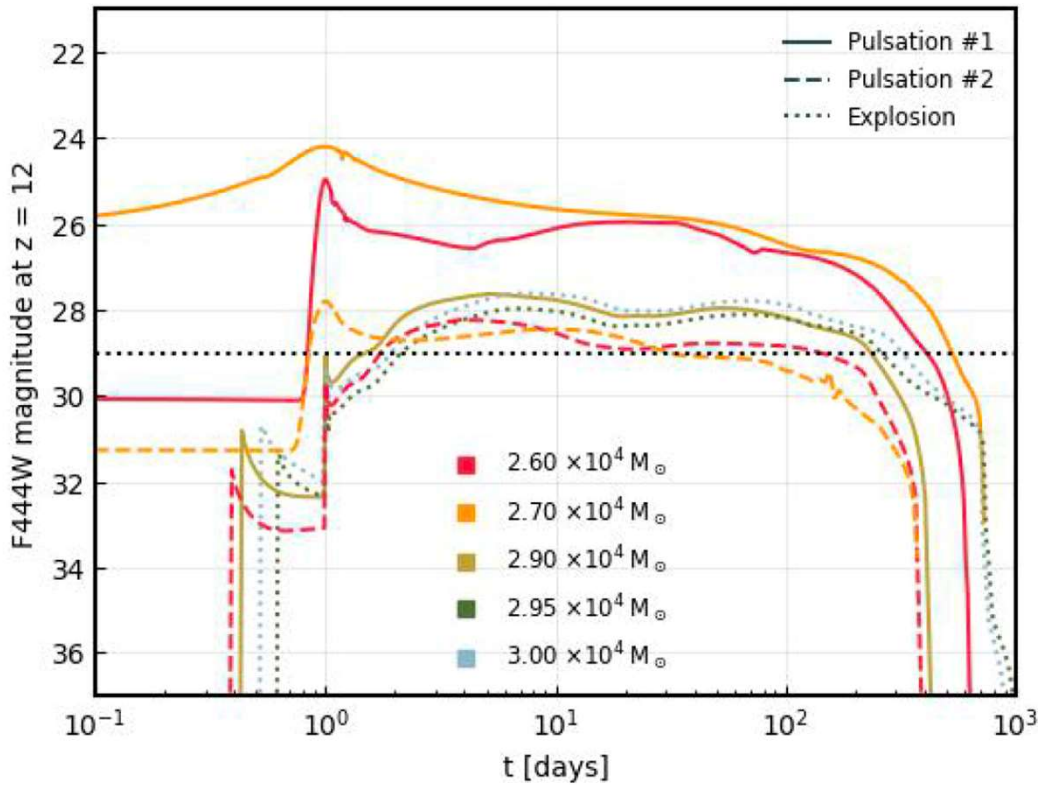
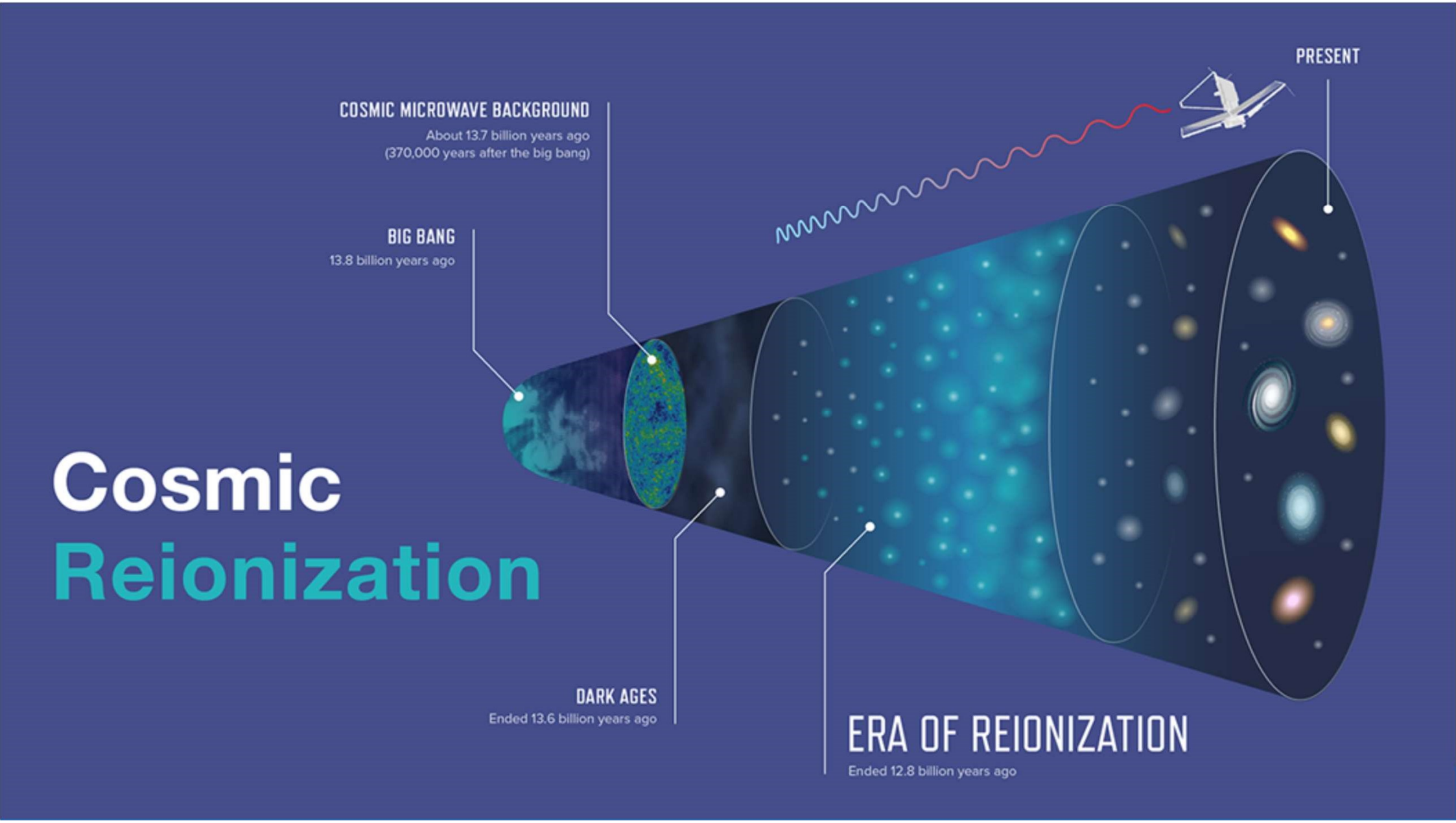


Figure 3. JWST AB magnitudes (F444W band) at z = 12 for pulsation #1 (solid lines) pulsation #2 (dashed lines) and the explosions from Nagele et al. (2022) (dotted lines). For convenience, the time is normalized so that maximum luminosity occurs at 1 day. For some models, the beginning of the SNEC calculation occurs less than 1 day before maximum luminosity. The horizontal black dotted line shows a typical limiting magnitude (29) for JWST and other near infrared instruments.


Cosmic
Reionization
COSMIC MICROWAVE BACKGROUND
About 13.7 billion years ago
(370,000 years after the big bang)
BIG BANG
13.8 billion years ago
PRESENT
DARK AGES
Ended 13.6 billion years ago
ERA OF REIONIZATION
Ended 12.8 billion years ago

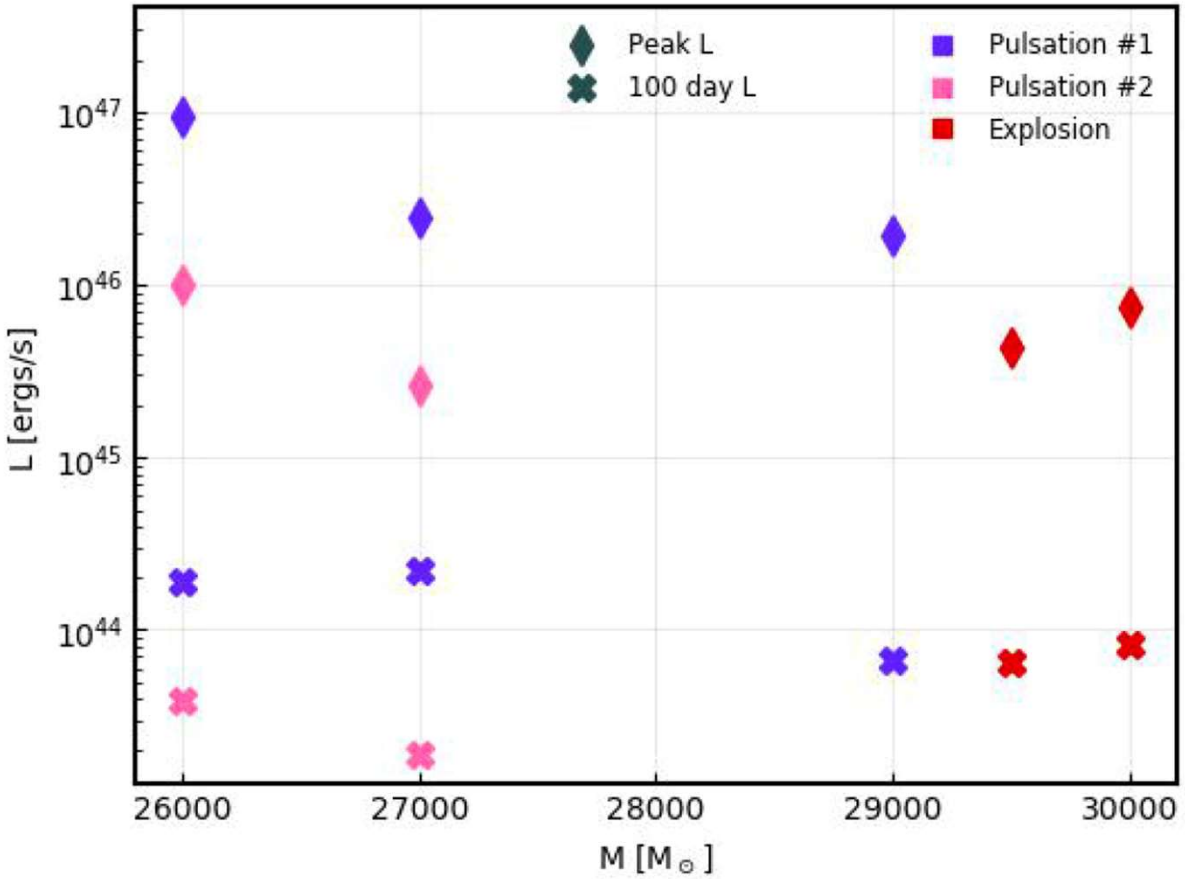


Figure 4. Peak luminosities (diamonds) and luminosities at 100 days (xs) shown as a function of progenitor mass (colors show type of event).

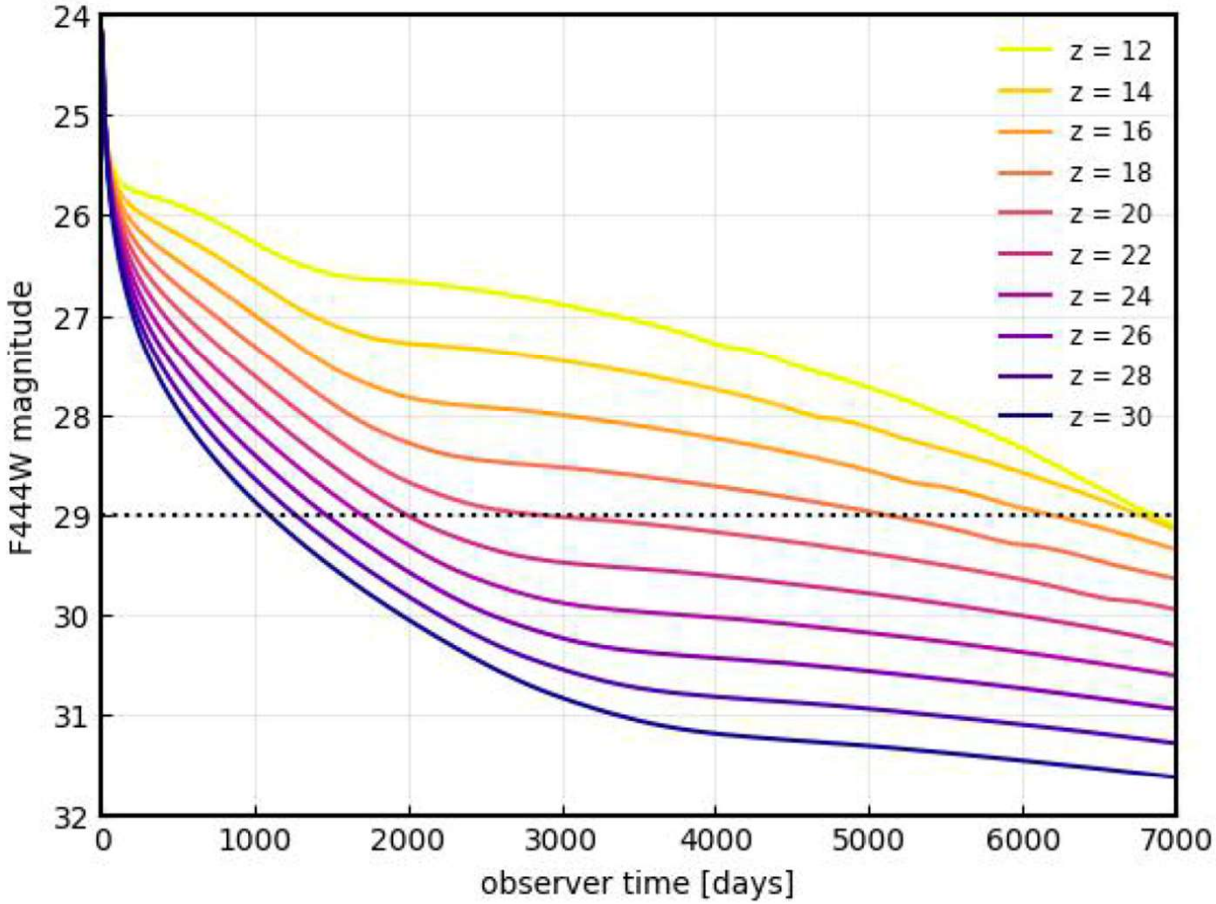


Figure 5. Redshift dependence of the F444W magnitude for our most luminous model, 27000 first pulsation. The x axis is shown in the observer frame.

まとめ

この質量範囲　（2~3万太陽質量程度）でHe燃焼中のGR不安定性により初代星が（巨大エネルギーで）爆発できることを示したのは初である。

Chen＋で見つけたものは、より大きい質量で、極めて狭い質量範囲（おそらく1例のみ発見）、それが観測される確率はほぼ無い

Chen＋と（我々以前の結果とも）異なるのは、GR不安定性をより厳密に調べた結果であり、これを星の進化コードでのみで判定するのは極めて困難であったため。

この質量程度のSMSは初代星形成シナリオから比較的達成しやすい

実在すれば、JWSTで見える可能性がある