

První hvězdy ve vesmíru

Miroslav Brož, Astronomický ústav MFF UK a Hvězdárna a planetárium v Hradci Králové

- *hypotetické* *
- první ve vesmíru (Pop III)
- s nulovým obsahem prvků $> \text{Li}$ („kovů“, $Z = 0$)
 - horší ochlazování ← na zahřívání nezáleží!
 - velmi hmotné, $M = 60$ až $300 M_{\odot}$
 - všechny zanikly jako supernovy (SN, resp. PI, PPI)
- nebyly (přímo) pozorovány

Populace *

Pop I	Pop II	Pop III	
----->			stáří
<-----			metallicita
<-----			moment hybnosti
----->			disperze rychlostí
disk	halo	samy	
	výduť		
rotace	kmitání		
otevřené	kulové	žádné	*kupy

PopIII.1: $Z = 0$, izolované *; PopIII.2: $Z = 0$, pouze určité ovlivnění plynu * PopIII.1, zpoždění; PopII "hyper" chudé na kovy (HMP): $Z = 10^{-5}$ až 10^{-6} , další zpoždění; PopII "ultra" (UMP): $Z = 10^{-4}$ až 10^{-5} ; PopII extrémně (EMP): $Z = 10^{-3}$ až 10^{-4}

Pozorování Lyman- α

$\lambda = 121 \text{ nm}$ (FUV)

- Sobral et al. (2015): galaxie silně emitující Ly- α
- Subaru/Suprimecam, VLT/X-shooter, Keck/Deimos
- ionizující fotony \leftarrow „nešíří se...“
- rudý posuv $z = 6$ až 7 odpovídá období *reionizace*
- pro zdroj „CR7“ (Cosmos Redshift 7): $z = 6,604$

$z = (\lambda' - \lambda) / \lambda$, tzn. $\lambda' = (1 + z) \lambda = 924 \text{ nm}$ (NIR); $P = 10^{37} \text{ W} = 2,6 \cdot 10^{10} L_{\odot}$; $D = 16 \text{ kpc}$

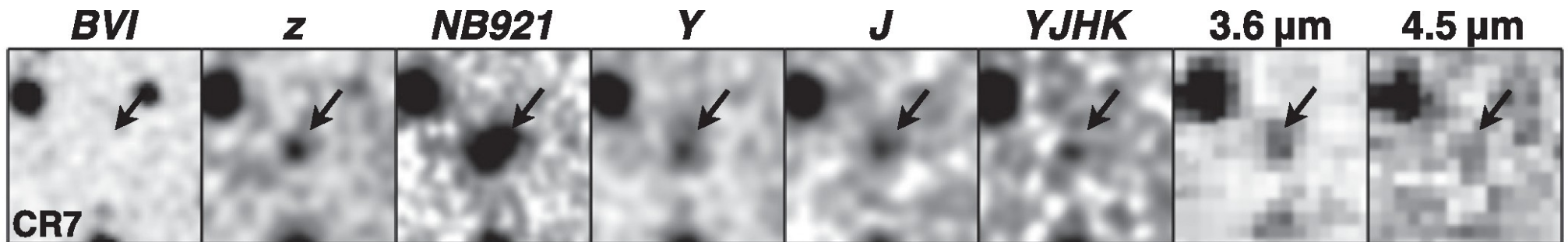
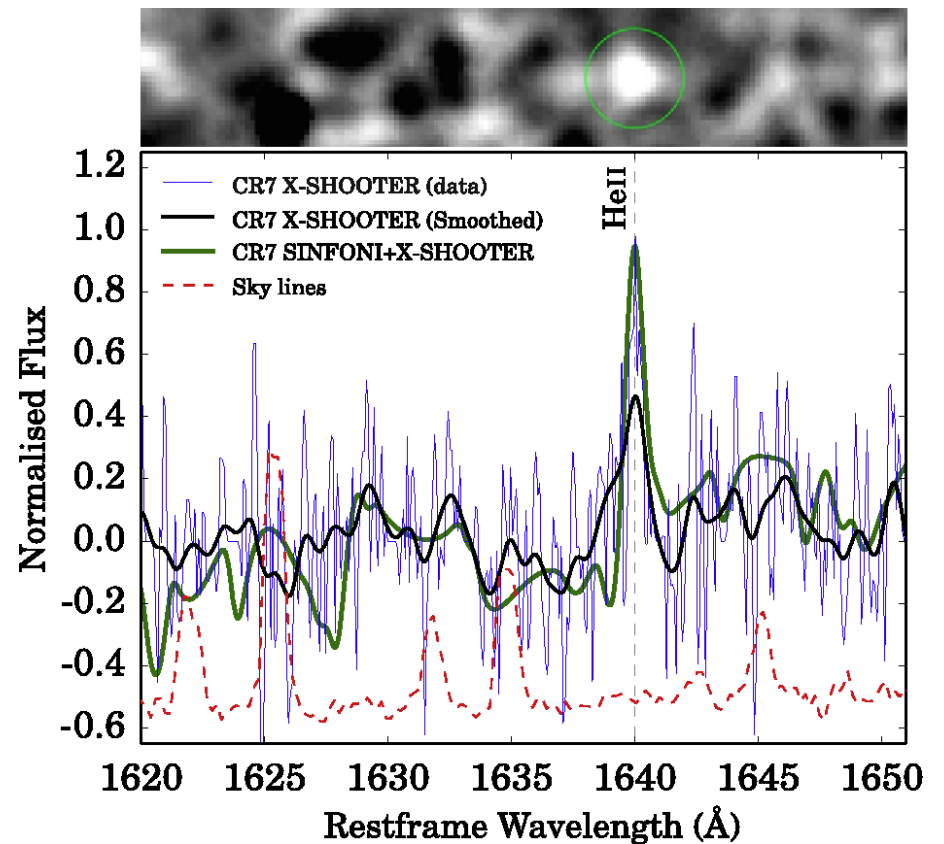
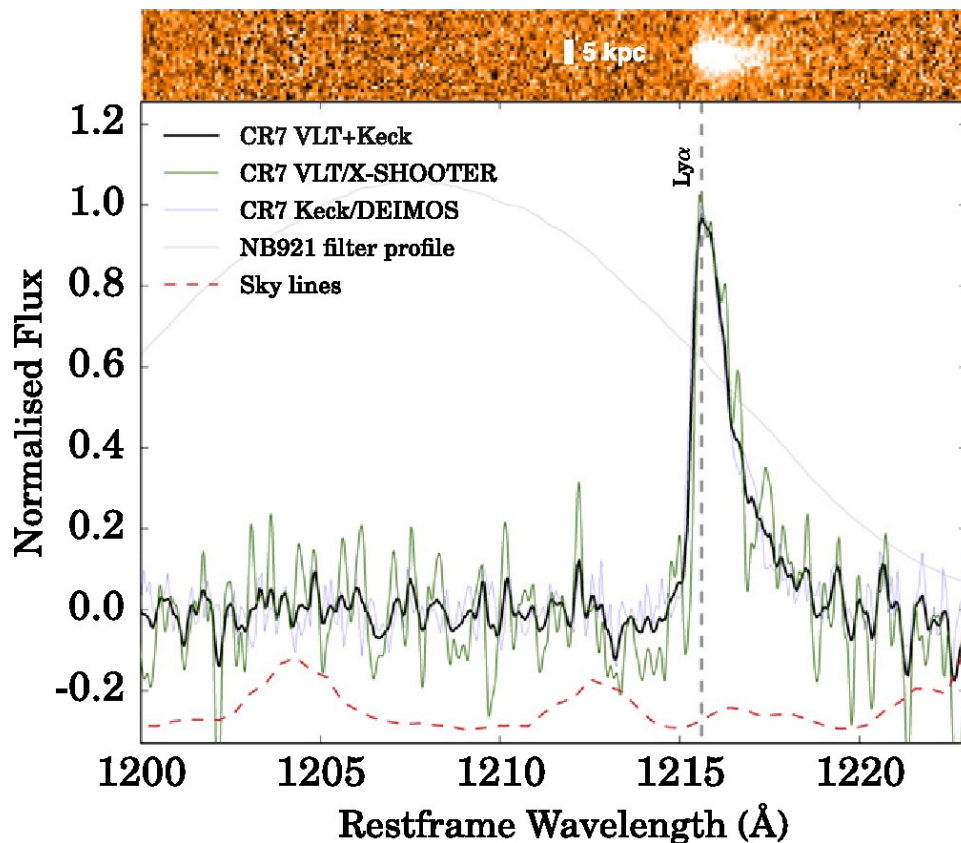


Figure 2. Thumbnails of both luminous Ly α emitters in the optical to MIR from left to right. Each thumbnail is $8 \times 8''$, corresponding to $\sim 44 \times 44 \text{ kpc}$ at $z \sim 6.6$. Note that while for MASOSA the Ly α emission line is detected by the NB921 filter at full transmission, for CR7 the Ly α is only detected at $\sim 50\%$ transmission. Therefore, the NB921 only captures $\sim 50\%$ of the Ly α flux: the observed flux coming from the source is $\sim 2\times$ larger.

Spektrální čáry

- šířka čáry Ly- α , resp. disperze $\Delta v = \Delta \lambda / \lambda c = (266 \pm 15) \text{ km s}^{-1}$
- též HeII ($\lambda = 164 \text{ nm}$), $\Delta v = (130 \pm 30) \text{ km s}^{-1} \leftarrow$ „smoking gun“



Pozorování Lyman- α (cont.)

- 4 možné zdroje emise:
aktivní galaktické jádro (AGN);
Wolfovy-Rayetovy * (WR);
černá díra (BH), resp. akreční disk;
* PopIII;
- ALE všechny byly vyloučeny:
 $\Delta v \approx 1000 \text{ km s}^{-1}$, žádné X, radio, žádné metalické čáry;
 $\Delta v \approx 3000 \text{ km s}^{-1}$, žádné profily P Cygni;
široké čáry, nižší emise (10^2 krát);
tok ve FIR ($> 3 \mu\text{m}$) příliš malý (10 krát)

Spektrum (SED)

- kombinace: PopIII (většina UV \rightarrow NIR) + nebulární kontinuum + metalické * ($Z = 0,2 Z_{\odot}$) + IGM + extinkce (tj. prach)

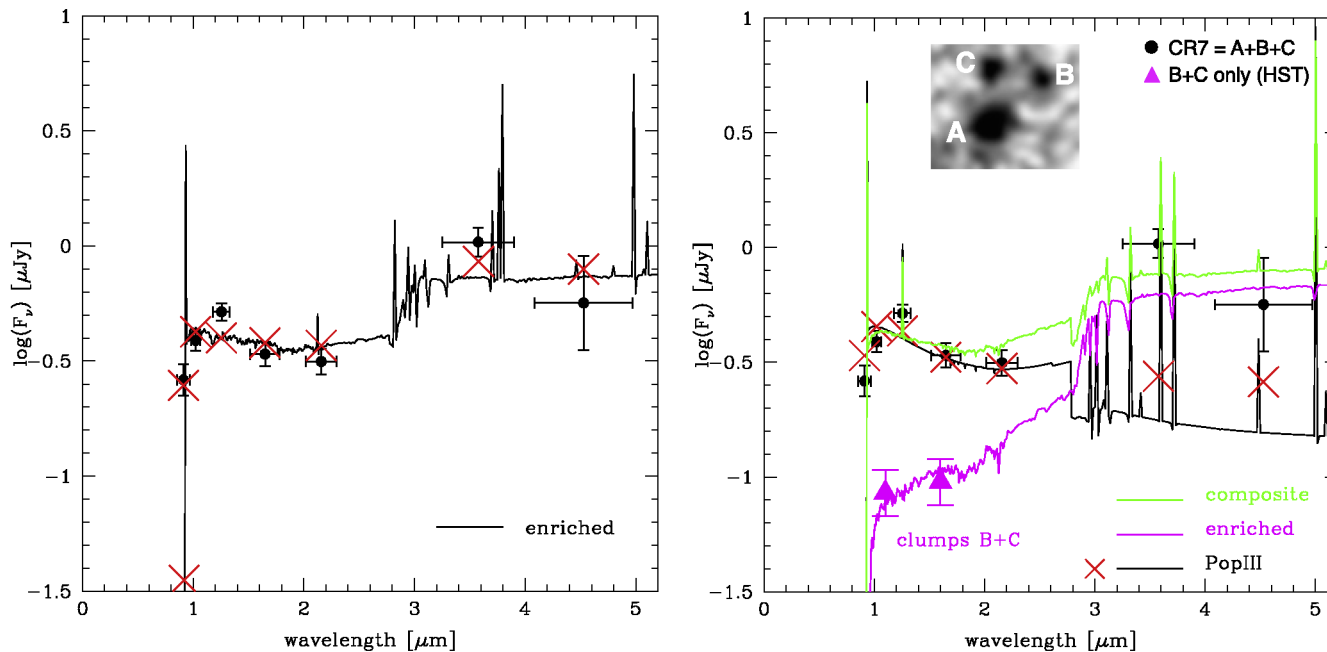


Figure 5. Left: the SED of “CR7,” from observed optical (rest-frame FUV) to observed MIR (rest-frame optical) and the best fit with a normal stellar population (not including PopIII stars). Red crosses indicate the flux predicted for each broadband filter for the best fit. The fit fails to reproduce the strong Ly α emission line and also the excess in *J* band, due to He II emission. Moreover, and even though the fit is unable to reproduce all the information available for the source, it requires an age of 700 Myr (the age of the Universe is 800 Myr at $z = 6.6$). In this case, the galaxy would have an SFR of $\sim 25 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ and a stellar mass of $\sim 10^{10.3} M_{\odot}$. This, of course, is not able to explain the strong Ly α and the strong He II emission line. Right: same observed SED of CR7 as in the left panel plus *HST* photometry for clumps B+C (magenta triangles). The black line shows a fit with a pure PopIII SED to the rest-frame UV part; the magenta line the SED of an old simple stellar population with 1/5 solar metallicity which matches the flux from clumps B+C; the green line shows the predicted SED summing the two populations after rescaling the PopIII SED by a factor of 0.8. The composite SED reproduces well the observed photometry. Although there is tension between the strength of the He II line and nebular continuum emission (cf. text), a PopIII contribution is required to explain the He II $\lambda 1640$ line and the corresponding excess in the *J* band. Although He II is very strong, we find no evidence for any other emission lines that would be characteristic of an AGN. Furthermore, the clear IRAC detections and colors, and particularly when taken as a whole, can be fully explained by a PopIII population, while a normal stellar population or an AGN is simply not able to.

HST/WFC3 rozlišil 3 zdroje, přičemž A emituje Ly- α

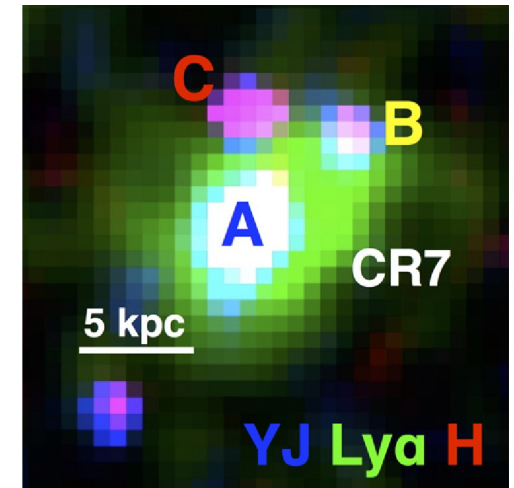


Figure 7. False color composite of CR7 by using NB921/Suprime-cam imaging (Ly α) and two *HST*/WFC3 filters: F110W (*YJ*) and F160W (*H*). This shows that while component A is the one that dominates the Ly α emission and the rest-frame UV light, the (likely) scattered Ly α emission seems to extend all the way to B and part of C, likely indicating a significant amount of gas in the system. Note that the reddest (in rest-frame UV) clump is C, with B having a more intermediate color and with A being very blue in the rest-frame UV.

Sobral et al. (2015)

Vznik prvních *

- numerické řešení HD rovnic (Abel et al. 2002)
- 1. problém: gravitační kolaps nestabilní *reaktivní* látky
- 2. problém: převažuje chladná temná hmota (CDM)
→ potenciálové jámy
- 3. problém: rozlišení, dynamický rozsah $>10^{10}$ (!)
← adaptivní zjemňování sítě (AMR)
- 4. problém: rázové vlny ← Riemannův řešitel (Godunov 1959)

IC, BC, diskretizace

- počáteční podmínky ($z = 100$): fluktuace *nezávisající* na škále ← tj. extrémně jednoduché prostorové spektrum!
- okrajové podmínky: krychle, souhybný rozměr 128 kpc, periodické; $1 \text{ pc} = 1 \text{ au} / \tan 1'' = 3,26 \text{ ly}$
 $l_{\text{comoving}} = (1 + z) l_{\text{proper}}, l_{\text{proper}} = l_{\text{comoving}} / (1 + z)$
- diskretizace: původně $512^3 = 10^8$ buněk, zjemňování při $\rho > 5 \rho_0$ nebo je-li < 64 buněk na Jeansovu délku R_J

Fyzikální procesy

- reakce H, H⁺, H⁻, e⁻, He, He⁺, He²⁺, H₂, H₂⁺
- $H + e^- \rightarrow H^- + \gamma$
- $H^- + H \rightarrow H_2 + e^-$
- $H + H + H \rightarrow H_2 + H$, tj. důležitá tříčasticová!
- přenos záření, jen opticky tenký (protože tlustý je obtížný)
- atomární a molekulární čáry (žádný prach neexistuje)
- Comptonův rozptyl
- záření kosmického pozadí (energetičtější, ne jako dnešní CMB)
- celý kolaps závisí na *chlazení* (!)

Vznik prvních * (cont.)

- malé fluktuace hustoty CDM
 - hierarchické shlukování ↓ elektronové nemožné!
 - ochlazování plynu rotačními a vibračními přechody H_2
 - soustředění v potenciálové jámě CDM
 - pre-galaktický objekt (velký molekulární oblak, GMC)
 - self-gravitující fragment $100 M_\odot$
 - protostelární jádro $1 M_\odot$
 - pokračující akrece (přes disk)
 - ohřev * → ohřev GMC → pouze 1 * na 1 objekt!

z=100

Abel et al. (2009)

z=24

z=20.4

z=18.2

gas density: 6 kpc

600 pc

6 pc

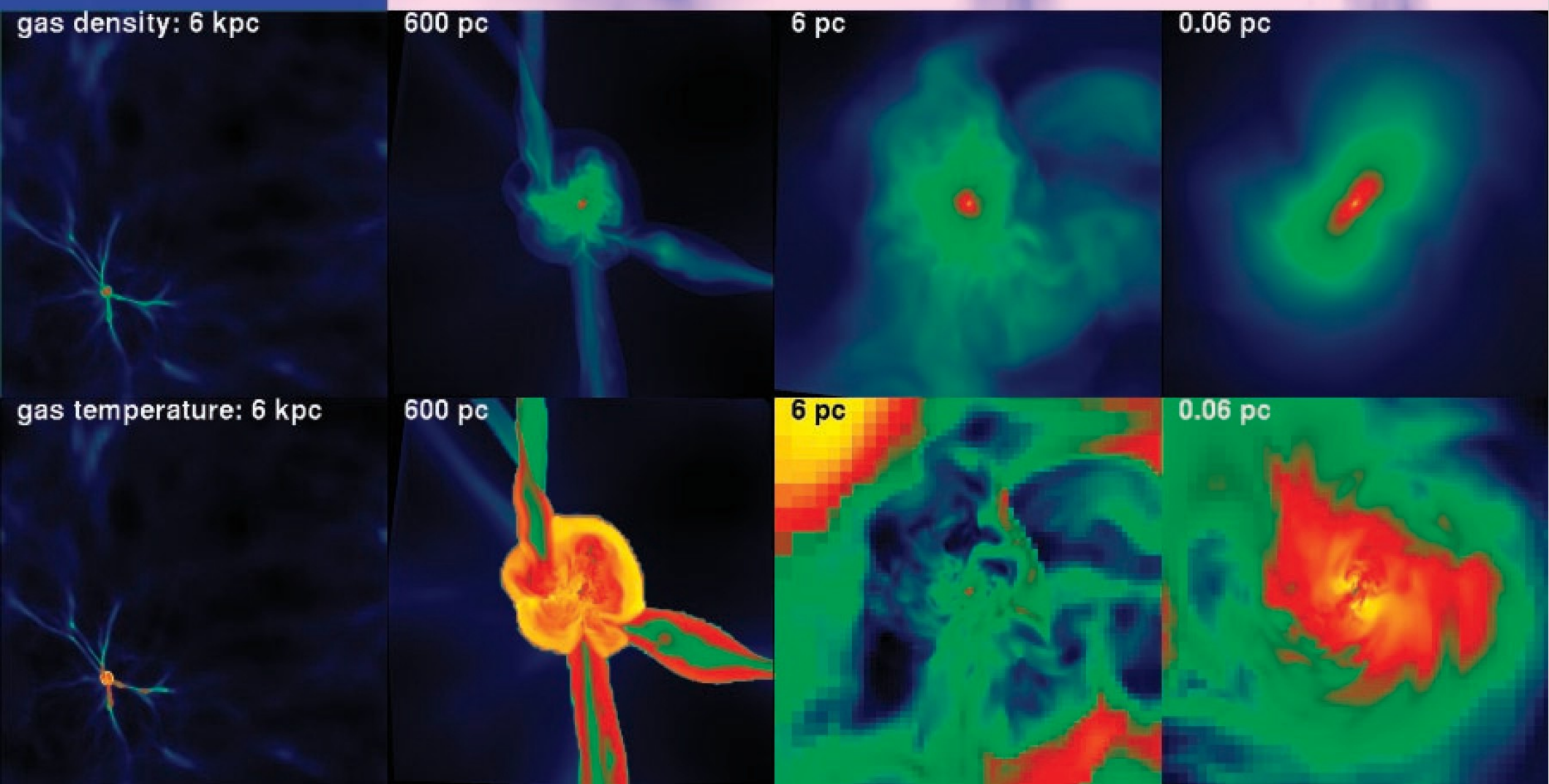
0.06 pc

gas temperature: 6 kpc

600 pc

6 pc

0.06 pc



Vznik prvních * (cont.)

- souvislost vymezené hmotnosti M_{enc} a doby akrece t_{acc}

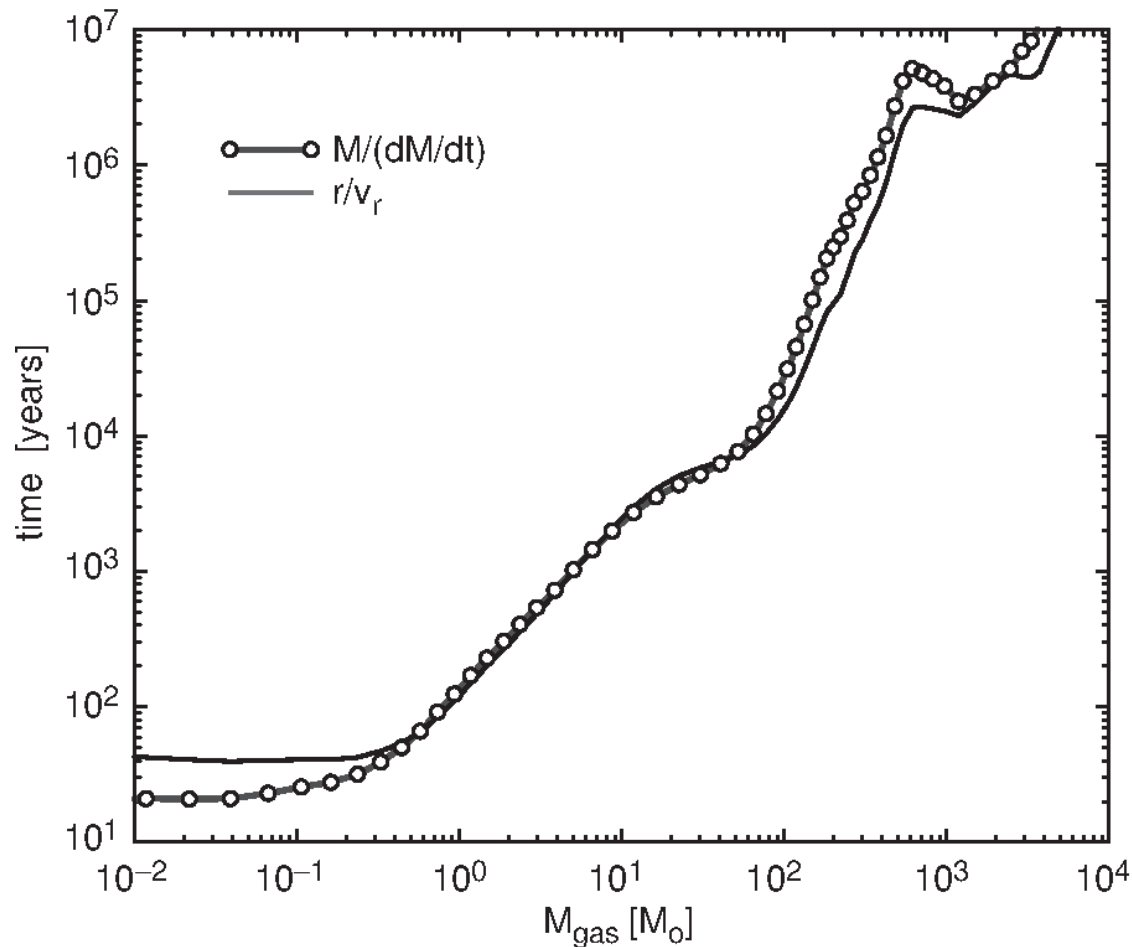


Fig. 5. Accretion time as function of enclosed gas mass. The line with symbols gives $M(r)/[4\pi\rho(r)r^2|v_r(r)|]$, where v_r is the radial velocity of the gas. The solid line simply shows how long it would take the mass to move to $r = 0$ if it were to keep its current radial velocity $[r/v_r(M)]$.

Chemotermální nestabilita

- pregalaktický objekt = minihalo $10^6 M_{\odot}$, $z = 30$ až 20 (10^8 yr)
- oblak $4000 M_{\odot}$, $T =$ jen 200 K, chlazený H_2 , stačí podíl $0,1 \%$
- fragment oblaku $100 M_{\odot}$
- protostelární jádro $1 M_{\odot} \leftarrow$ díky tříčasticové reakci
- *chemotermální nestabilita*: více $H_2 \rightarrow$ více chlazení \rightarrow kolaps
- nastala by další fragmentace, ALE:
 - (i) zvukové vlny rychle vyrovnávají rozdíly hustoty;
 - (ii) husté, opticky tlusté prostředí zabrání ochlazování;
 - (iii) celé jádro se nakonec stane molekulární, není kde brát.

Supersonická turbulence

- Kam se „ztratil“ moment hybnosti L ? Nikam!
- kdyby se oblak otáčel, $v_{\text{kepl}} = (GM/r)^{1/2}$, nekolaboval by
- oblak má L na počátku jen 10^{-3} průměrného L
- transport L pomocí supersonické turbulence, čili vírů, čili ∇P , resp. rázovými vlnami
- vír \rightarrow látka má malé nebo velké $L \rightarrow$ malé L padá dovnitř
- platí pro kolaps regulovaný ochlazováním ($\tau_{\text{cool}} < \tau_{\text{free}}$)

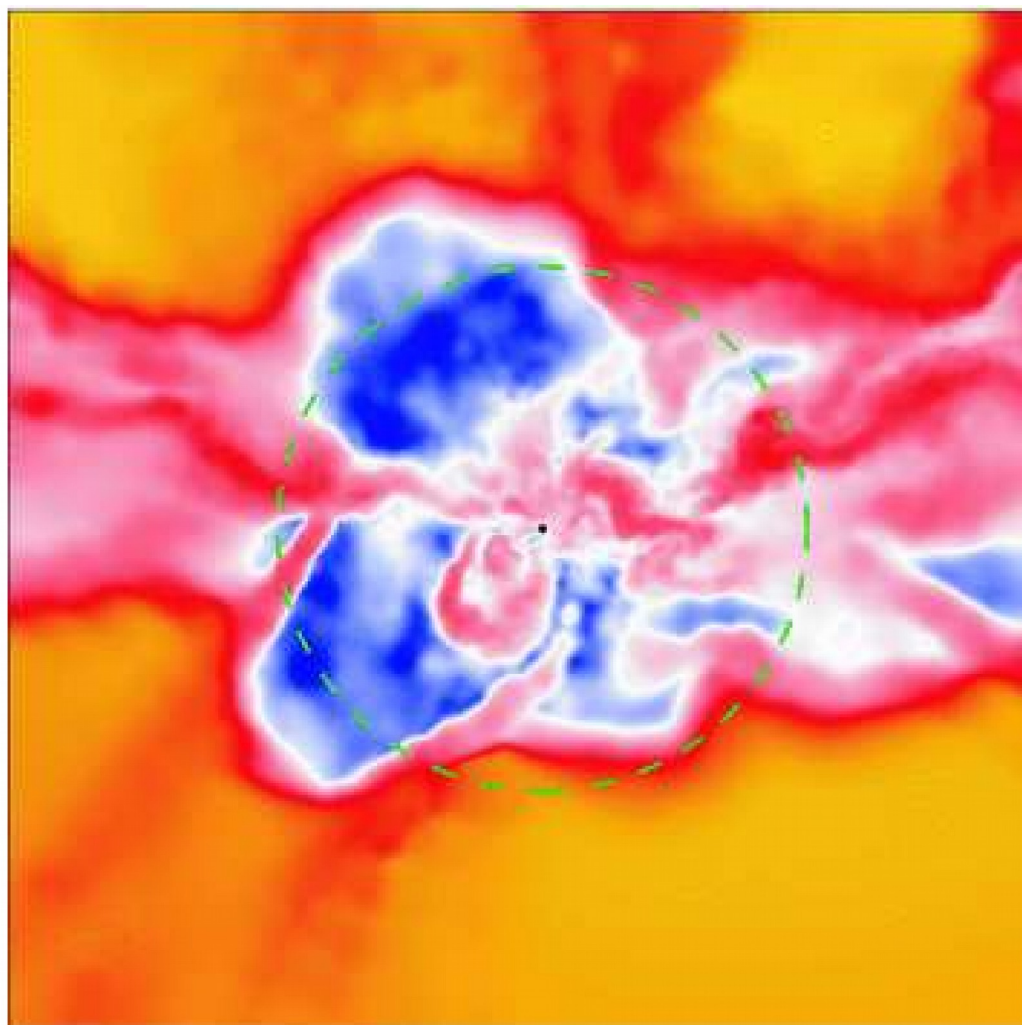
Bonor-Ebertova hmotnost pro kolaps při externím tlaku:

$$M_{\text{BE}} = 1,18 M_{\odot} c_s^4 G^{-3/2} P_{\text{ext}}^{-1/2}$$

$$c_s^2 = \gamma k_B T / (\mu m_H)$$

Bromm et al. (2009)

RT nestabilita



Machovo číslo

Fig. 5.— Turbulence inside the first galaxies⁷⁴. Shown is the Mach number in a slice through the central 40 kpc (comoving) of the galaxy. The dashed line denotes the virial radius of $\simeq 1$ kpc. The Mach number approaches unity at the virial shock, where the accreted gas is heated to the virial temperature. Inflows of cold gas along filaments are supersonic by a factor of $\simeq 10$, resulting in strong turbulent flows in the galactic center.

Vznik prvních * (cont.)

- tj. odlišné od klasické tvorby *: existuje prach, ochlazování „příliš“ účinné, prakticky volný pád ($\tau_{\text{cool}} > \tau_{\text{free}}$)
- poznámka: pozor na numerickou viskozitu!
- poznámka: pozor na magpole, při kolapsu zesilují, $B \sim \rho^{2/3}$
- zde neexistují jiné *, ani energetické kosmické paprsky, ionizace je nízká, snadněji pak funguje *ambipolární difuze* (drift neutrálních atomů vs ionty)

Hmotnost prvních *

- 60 až 300 M_{\odot} , ale nejisté, horní mez:
 - (i) fotodisociace $H_2 \rightarrow$ omezení chlazení;
 - (ii) záření Ly- α při $T = 10^4$ K, sice chlazení H, ale tlak záření P_{rad} , namísto akrece *dekrece* v polárních oblastech;
 - (iii) fotoionizace, HII v celém oblaku brání ochlazování, fragmentaci, pouze 1 * v 1 pregalaktickém objektu;
 - (iv) fotoevaporace akrečního disku;
 - (v) fotodisintegrační nestabilita: pohlcení $\gamma \rightarrow$ zmenšení $\nabla P_{\text{rad}} \rightarrow$ urychlení kolapsu \rightarrow BH
- následná supernova (SN) odvrhne všechny plyn...

Vznik prvních * (cont.)

- důležité započtení zpětné vazby na okolní b. plyn...

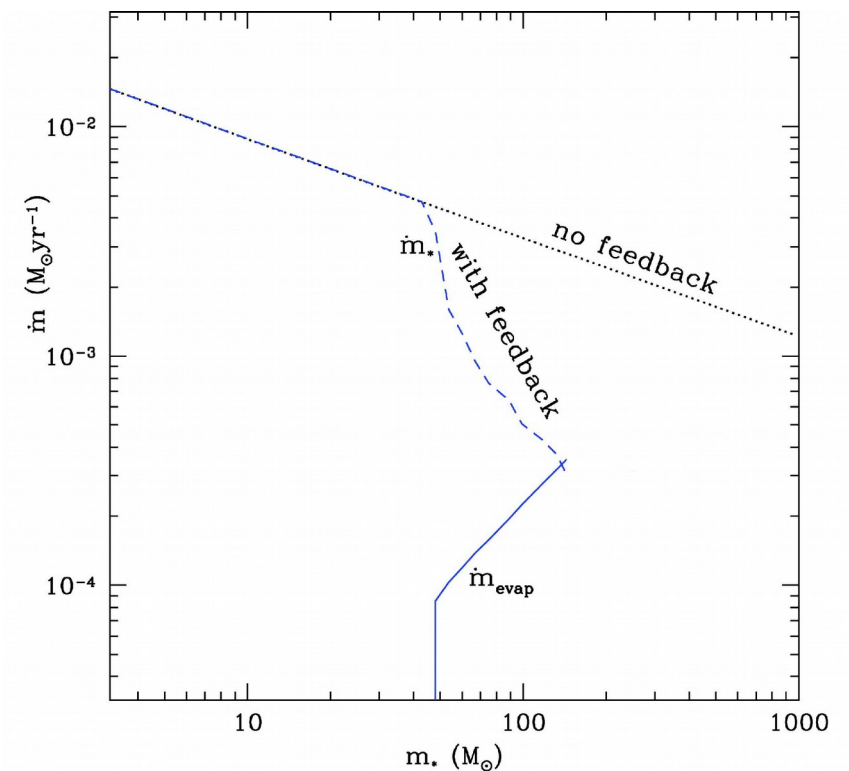
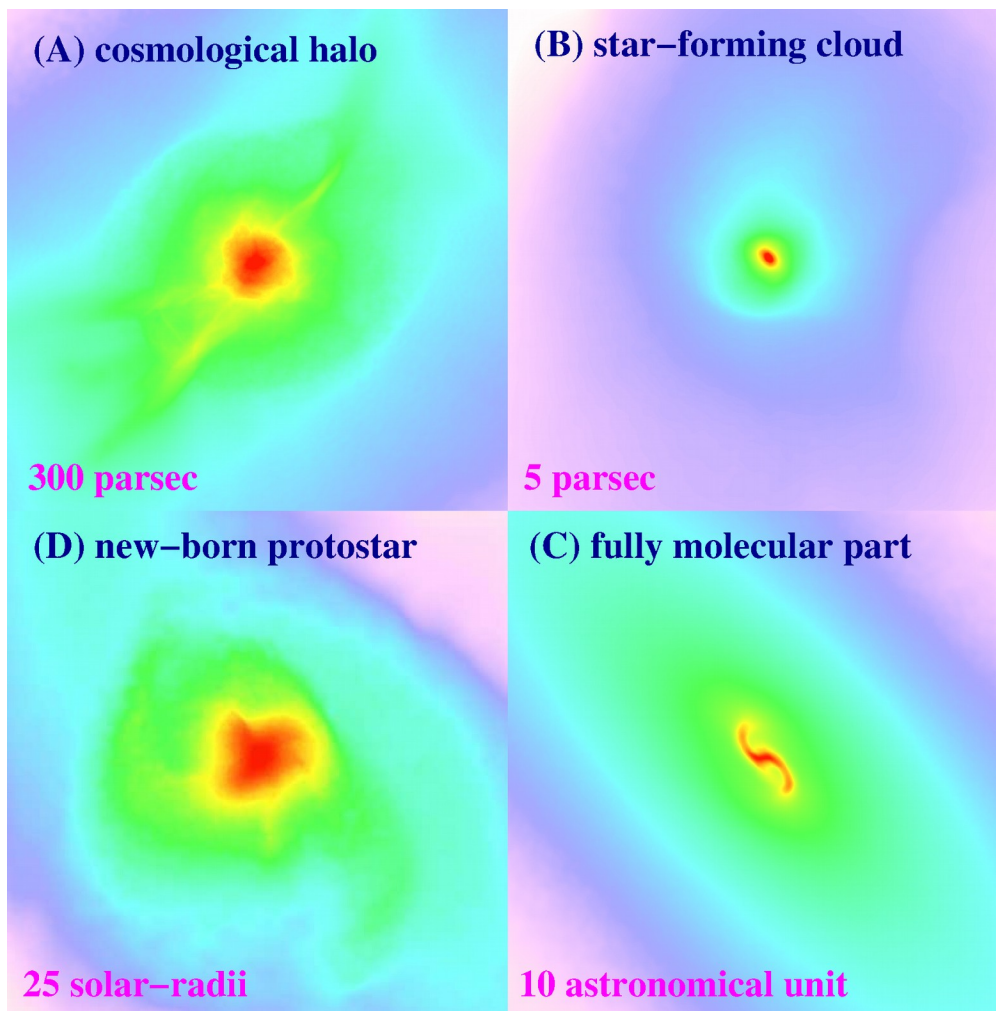
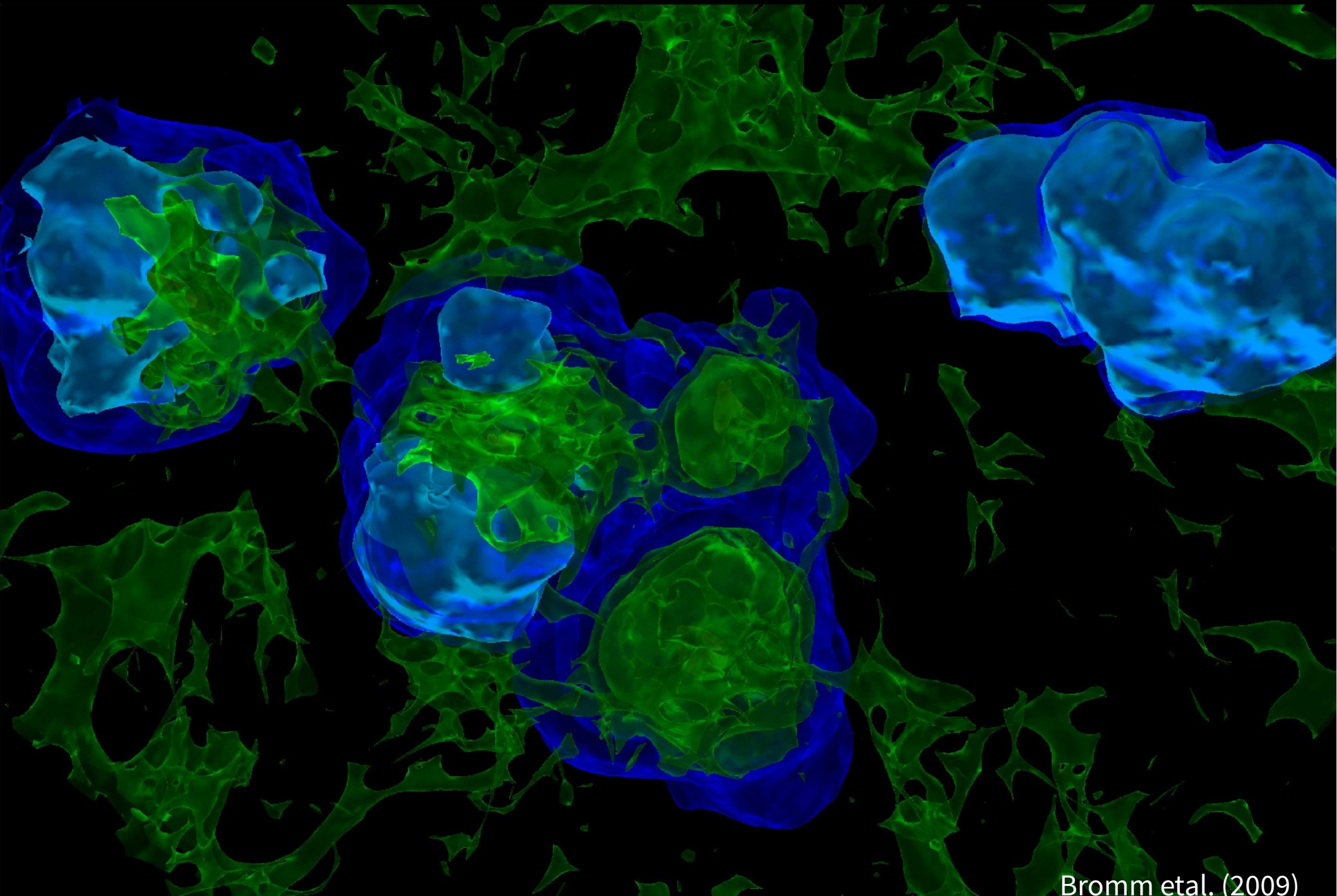


Fig. 2.— Feedback limited accretion²⁵. The accretion rate vs. protostellar mass is shown in the cases of “no feedback” and “with feedback”. Even as an H II region is built up, accretion continues through an accretion disk, which is eventually destroyed via photoevaporation. Also shown is the corresponding rate. The intersection of the two curves determines the final Pop III mass.



Dvě populace III?

- * PopIII.1 tvoří ionizující záření, Lyman-Werner (LW)
- zpětná vazba na okolí, nejisté, zda pozitivní nebo negativní
- *zpoždění* tvorby * PopIII.2 asi 10^8 yr
- vznik 1. * před 1. galaxiemi → zásadní vliv na jejich IC!

- Bromm et al. (2009): frakcionace deuteria D, molekula HD, tzn. další rotační a vibrační stavy, účinnější chlazení
- poznámka: je-li DM neutralino, má velký účinný průřez pro anihilaci, materializace párů jiných částic

Reionizace vesmíru

- předp. reionizaci celého vesmíru UV fotony * PopIII
 - 0,01% až 1 % baryonické hmoty muselo být ve * PopIII
 - každá * $10^2 M_{\odot}$
 - (dnešní) typická galaxie $10^{11} M_{\odot}$
 - 10^4 až 10^7 * na 1 galaxii, nicméně g. neexistovaly

Polarizace CMB

rekombinace $z \sim 1100$ (Peebles 1968), reionizace $z \sim 6$ (Gunn & Peterson 1965)

- volné e^- podél zorného paprsku, Thomsonův rozptyl, polarizace CMB, resp. prostorové spektrum C^{EE} , C^{ET} pro $l < 10$
- Adam et al. (2016): opt. tlouška $\tau = 0,058 \pm 0,012$; $z_{\text{rei}} = 6$ až 9; kinetický Sunyaev–Zeldovičův jev (kSZ), pouze $A_{\text{kSZ}} < 2,6 \mu\text{K}^2$;

systematiky od prachového popředí, průsaku I-Q-U

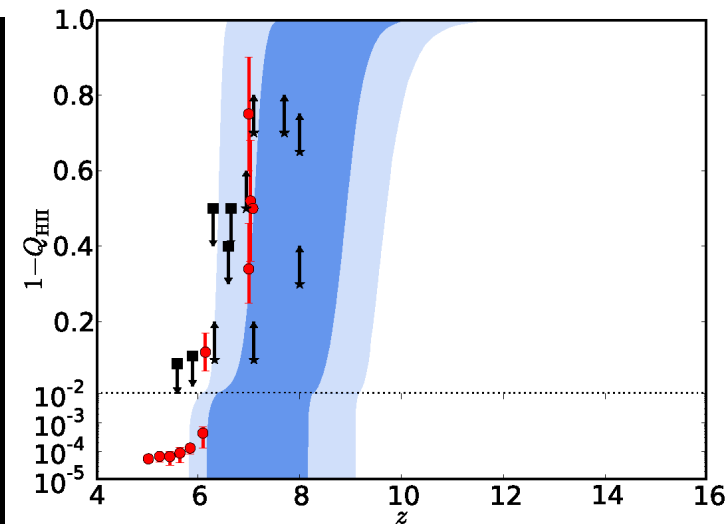
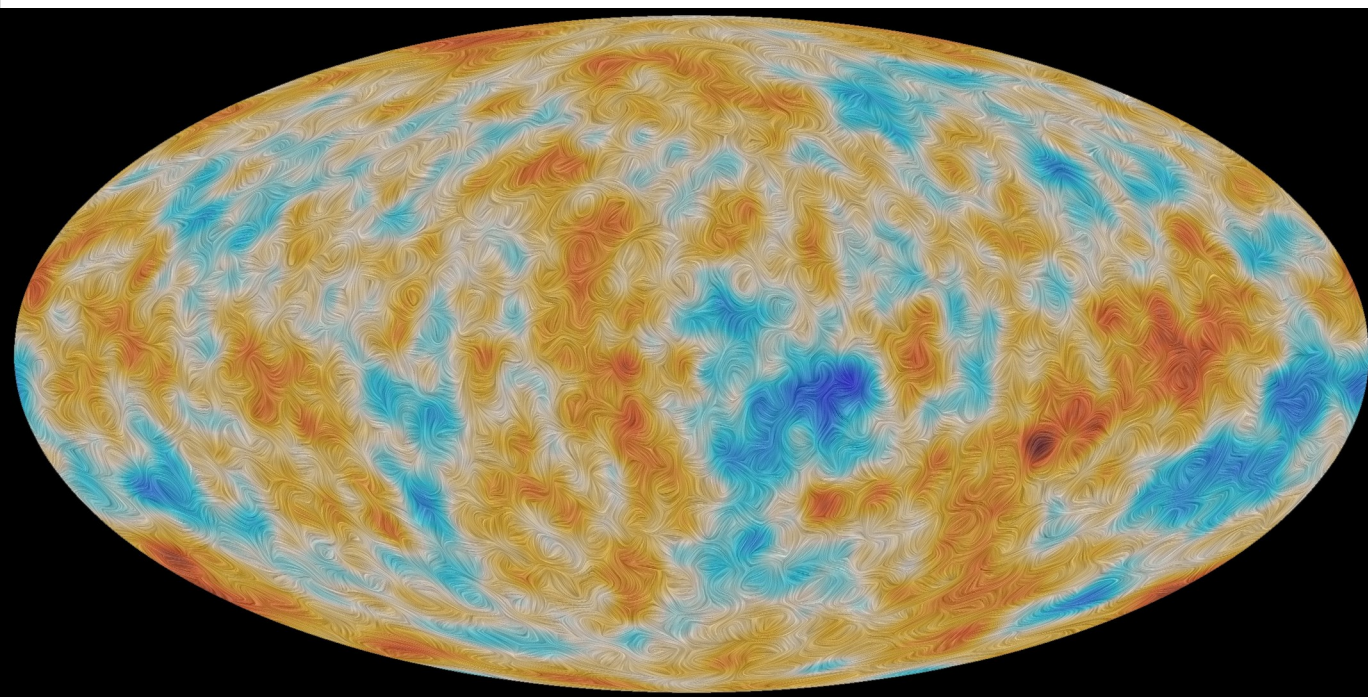


Fig. 17. Reionization history for the redshift-symmetric parameterization compared with other observational constraints coming from quasars, Ly- α emitters, and the Ly- α forest (compiled by Bouwens et al. 2015). The red points are measurements of ionized fraction, while black arrows mark upper and lower limits. The dark and light blue shaded areas show the 68% and 95% allowed intervals, respectively.

Rovnice pro normální *

- rce kontinuity
- hydrostatická rovnováha
- tepelná rovnováha
- přenos zářivou difuzí
- přenos konvekcí
- **TN reakce**
- konvektivní promíchávání
- stavová rce

viz Harmanec & Brož (2011)

$$\frac{dR}{dM_R} = \frac{1}{4\pi R^2 \rho}$$

$$\frac{dP}{dM_R} = -\frac{GM_R}{4\pi R^4}$$

$$\frac{dL_R}{dM_R} = \varepsilon_{\text{nuk}}(\rho, T, X, Y, Z) - T \frac{dS}{dt}$$

$$\frac{dT}{dM_R} = \frac{dT}{dR} \frac{dR}{dM_R}$$

$$\left(\frac{dT}{dR}\right)_{\text{rad}} = -\frac{3\rho\kappa(\rho, T, X, Y, Z)L_R}{16\pi acR^2 T^3}$$

$$\left(\frac{dT}{dR}\right)_{\text{ad}} = -\frac{\delta}{c_P} \frac{GM_R}{R^2}, \quad \delta = -\frac{T}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_P$$

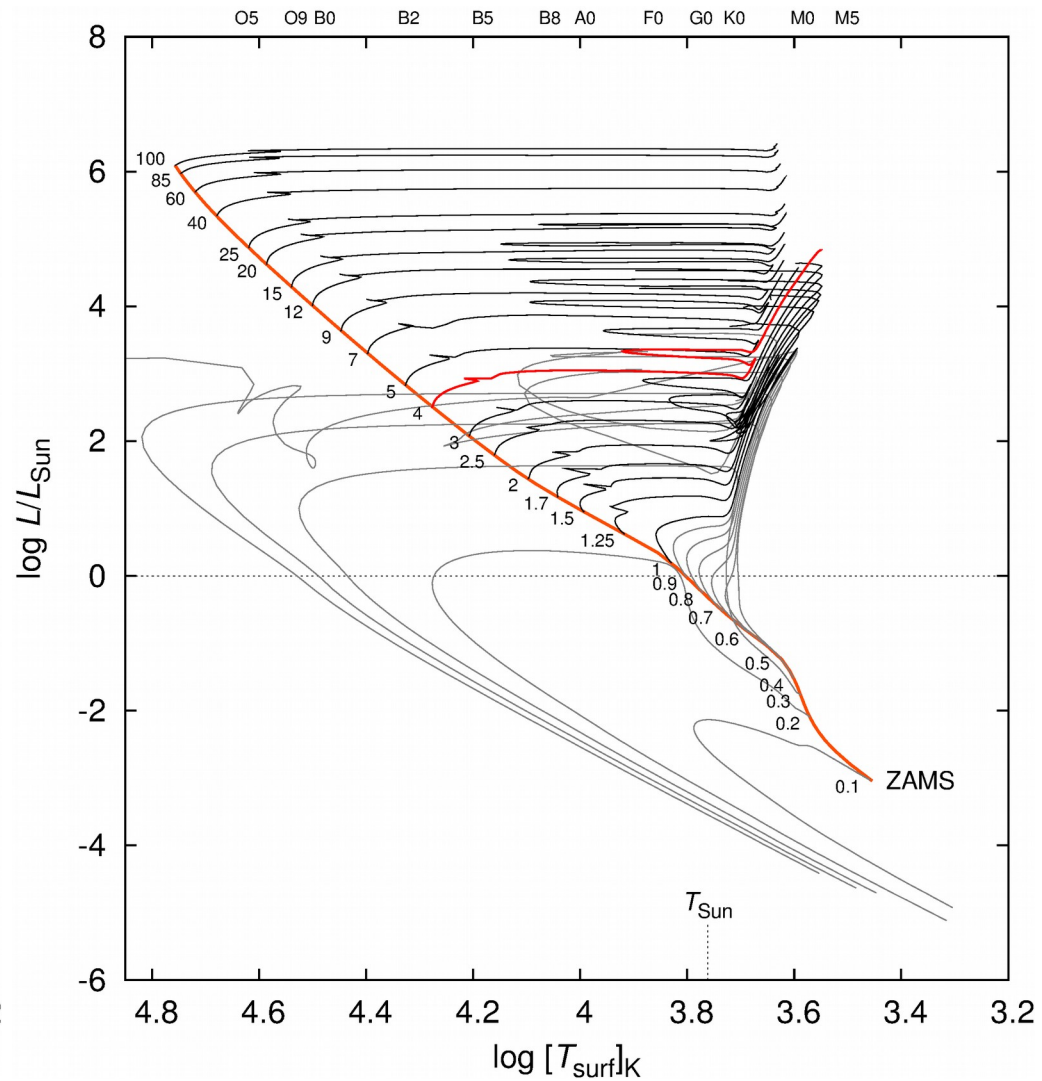
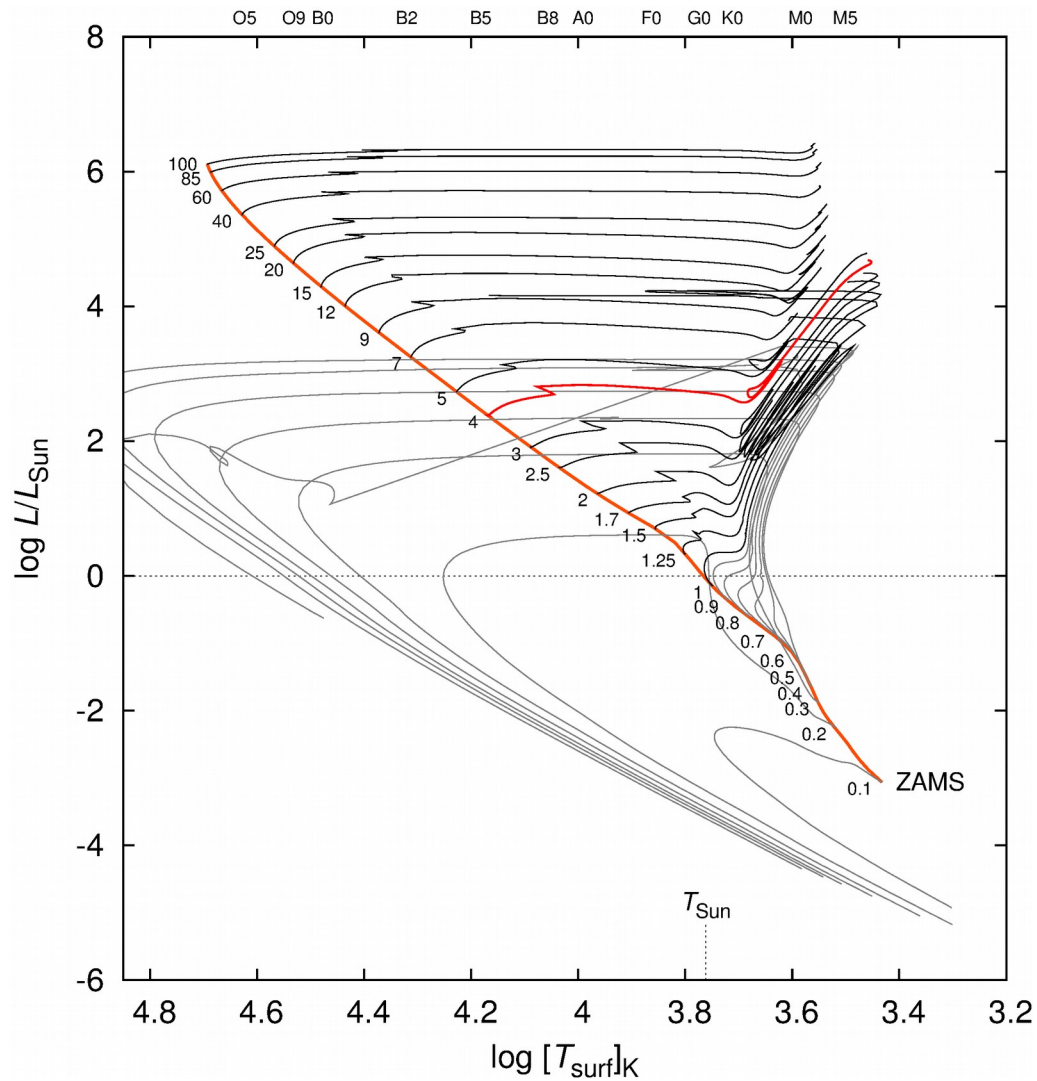
$$\frac{\partial X}{\partial t} = \sum_i \frac{\varepsilon_i}{\alpha_i}, \quad \frac{\partial Y}{\partial t} = \sum_j \frac{\varepsilon_j}{\alpha_j}, \quad \frac{\partial Z}{\partial t} = \sum_k \frac{\varepsilon_k}{\alpha_k}$$

$$Y_K = \frac{\int_K Y(M_R) dM_R}{\int_K dM_R}$$

$$P = \frac{\rho}{\mu} R_m T \lambda(\rho, T) + \frac{a}{3} T^4, \quad \frac{1}{\mu} \doteq \frac{3}{2} X + \frac{1}{4} Y + 0,5$$

0,02 ← **Viv metallicity Z** → 0,001

MesaStar (Paxton et al. 2011, 2013, 2015)



Rovnice pro SN

GRNRHD

= General-Relativity Neutrino Radiation HydroDynamics

Rovnice pro SN

- Müller et al. (2010), relativistické HD rce:

$$\nabla_{\mu} J^{\mu} = 0$$

$$\nabla_{\nu} T^{\mu\nu} = 0$$

$$J^{\mu} = \rho u^{\mu}$$

$$T^{\mu\nu} = \rho h u^{\mu} u^{\nu} + P g^{\mu\nu}$$

$$h = 1 + \varepsilon + P/\rho$$

∇_{μ} ... kovariantní derivace

J^{μ} ... proud baryonické hmoty

$T^{\mu\nu}$... tenzor energie a hybnosti

u^{μ} ... čtyřrychlost

ρ ... hustota

P ... tlak

ε ... měrná vnitřní energie

Rovnice pro SN (cont.)

- formulace Arnowitt–Deser–Misner (ADM), tvar metriky:

$$ds^2 \equiv g^{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = -\alpha^2 dt^2 + \gamma_{ij} (dx^i + \beta^i dt)(dx^j + \beta^j dt)$$

- Einsteinovy rovnice pole (EFE)
- konformně plochý prostoročas (CFC)
- variabilní Eddingtonův faktor pro přenos neutrin ν
- aproximace "ray-by-ray-plus" (dtto)
- \vdots

$$ds^2 = -\alpha^2 dt^2 + \gamma_{ij}(dx^i + \beta^i dt)(dx^j + \beta^j dt), \quad (3)$$

metrika

$$v^i = u^i / (\alpha u^0) + \beta^i / \alpha$$

třírychlost

$$W = 1 / \sqrt{1 - v_i v^i}$$

Lorentz

$$D = \rho W, \quad S^i = \rho h W^2 v^i, \quad \tau = \rho h W^2 - P - D, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \sqrt{\gamma} \rho W}{\partial t} + \frac{\partial \sqrt{-g} \rho W \hat{v}^i}{\partial x^i} = 0, \quad (5)$$

HD

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \sqrt{\gamma} \rho h W^2 v_j}{\partial t} + \frac{\partial \sqrt{-g} (\rho h W^2 v_j \hat{v}^i + \delta_j^i P)}{\partial x^i} \\ &= \frac{1}{2} \sqrt{-g} T^{\mu\nu} \frac{\partial g_{\mu\nu}}{\partial x^j} + \left(\frac{\partial \sqrt{\gamma} S_j}{\partial t} \right)_C, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \sqrt{\gamma} \tau}{\partial t} + \frac{\partial \sqrt{-g} (\tau \hat{v}^i + P v^i)}{\partial x^i} \\ &= \alpha \sqrt{-g} \left(T^{\mu 0} \frac{\partial \ln \alpha}{\partial x^\mu} - T^{\mu\nu} \Gamma_{\mu\nu}^0 \right) + \left(\frac{\partial \sqrt{\gamma} \tau}{\partial t} \right)_C. \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \sqrt{\gamma} \rho W Y_e}{\partial t} + \frac{\partial \sqrt{-g} \rho W Y_e \hat{v}^i}{\partial x^i} = \left(\frac{\partial \sqrt{\gamma} \rho W Y_e}{\partial t} \right)_C, \quad (8) \quad \text{zachování } e^-$$

$$\frac{\partial \sqrt{\gamma} \rho W X_k}{\partial t} + \frac{\partial \sqrt{-g} \rho W X_k \hat{v}^i}{\partial x^i} = 0. \quad (9) \quad \text{p, n, } \alpha, A$$

$$\hat{\Delta} \phi = -2\pi \phi^5 \left(E + \frac{K_{ij} K^{ij}}{16\pi} \right), \quad (10) \quad \text{EFE (CFC)}$$

$$\hat{\Delta}(\alpha \phi) = -2\pi \alpha \phi^5 \left(E + 2S + \frac{7K_{ij} K^{ij}}{16\pi} \right), \quad (11)$$

$$\hat{\Delta} \beta^i = 16\pi \alpha \phi^4 S^i + 2\phi^{10} K^{ij} \hat{\nabla}_j \left(\frac{\alpha}{\phi^6} \right) - \frac{1}{3} \hat{\nabla}^i \hat{\nabla}_j \beta^j, \quad (12)$$

$$E = \rho h W^2 - P, \quad (13) \quad \text{baryony}$$

$$S = \rho h W^2 v^2 + 3P, \quad (14)$$

$$S^i = \rho h W^2 v^i, \quad (15)$$

$$E = S = 4\pi W^2 (J + 2v_r H + v_r^2 K), \quad (16) \quad \text{neutrina } \nu$$

$$S_1 = 4\pi \phi^{-2} W^2 [H (1 + v_r^2) + v_r (J + K)], \quad (17)$$

$$S_2 = S_3 = 0, \quad (18)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial W(\hat{J} + v_r \hat{H})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\left(W \frac{\alpha}{\phi^2} - \beta^r v_r \right) \hat{H} + \left(W v_r \frac{\alpha}{\phi^2} - \beta^r \right) \hat{J} \right] && \text{přenos v} \\
& - \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ W \varepsilon \hat{J} \left[\frac{1}{r} \left(\beta^r - \frac{\alpha v_r}{\phi^2} \right) + 2 \left(\beta^r - \frac{\alpha v_r}{\phi^2} \right) \frac{\partial \ln \phi}{\partial r} \right. \right. \\
& \left. \left. - 2 \frac{\partial \ln \phi}{\partial t} \right] + W \varepsilon \hat{H} \left[v_r \left(\frac{\partial \beta^r \phi^2}{\partial r} - 2 \frac{\partial \ln \phi}{\partial t} \right) - \frac{\alpha}{\phi^2} \frac{\partial \ln \alpha W}{\partial r} \right. \right. \\
& \left. \left. + \alpha W^2 \left(\beta^r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial t} \right) \right] - \varepsilon \hat{K} \left[\frac{\beta^r W}{r} - \frac{\partial \beta^r W}{\partial r} \right. \right. \\
& \left. \left. + W v_r r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\alpha}{r \phi^2} \right) + W^3 \left(\frac{\alpha}{\phi^2} \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial t} \right) \right] \right\} \\
& - W \hat{J} \left[\frac{1}{r} \left(\beta^r - \frac{\alpha v_r}{\phi^2} \right) + 2 \left(\beta^r - \frac{\alpha v_r}{\phi^2} \right) \frac{\partial \ln \phi}{\partial r} - 2 \frac{\partial \ln \phi}{\partial t} \right] \\
& - W \hat{H} \left[v_r \left(\frac{\partial \beta^r \phi^2}{\partial r} - 2 \frac{\partial \ln \phi}{\partial t} \right) - \frac{\alpha}{\phi^2} \frac{\partial \ln \alpha W}{\partial r} \right. \\
& \left. + \alpha W^2 \left(\beta^r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial t} \right) \right] + \hat{K} \left[\frac{\beta^r W}{r} - \frac{\partial \beta^r W}{\partial r} \right. \\
& \left. + W v_r r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\alpha}{r \phi^2} \right) + W^3 \left(\frac{\alpha}{\phi^2} \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial t} \right) \right] = \alpha \hat{C}^{(0)},
\end{aligned}
\tag{27}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial W(\hat{H} + v_r \hat{K})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} \left[\left(W \frac{\alpha}{\phi^2} - \beta^r v_r \right) \hat{K} + \left(W v_r \frac{\alpha}{\phi^2} - \beta^r \right) \hat{H} \right] \\
& - \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ W \varepsilon \hat{H} \left[\frac{1}{r} \left(\beta^r - \frac{\alpha v_r}{\phi^2} \right) + 2 \left(\beta^r - \frac{\alpha v_r}{\phi^2} \right) \frac{\partial \ln \phi}{\partial r} \right. \right. \\
& \left. \left. - 2 \frac{\partial \ln \phi}{\partial t} \right] + W \varepsilon \hat{K} \left[v_r \left(\frac{\partial \beta^r \phi^2}{\partial r} - 2 \frac{\partial \ln \phi}{\partial t} \right) - \frac{\alpha}{\phi^2} \frac{\partial \ln \alpha W}{\partial r} \right. \right. \\
& \left. \left. + \alpha W^2 \left(\beta^r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial t} \right) \right] - \varepsilon \hat{L} \left[\frac{\beta^r W}{r} - \frac{\partial \beta^r W}{\partial r} \right. \right. \\
& \left. \left. + W v_{rr} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\alpha}{r \phi^2} \right) + W^3 \left(\frac{\alpha}{\phi^2} \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial t} \right) \right] \right\} + (\hat{J} - \hat{K}) \\
& \times \left[v_r \left(\frac{\beta^r}{r} - \frac{\partial \beta^r}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{W \alpha}{\phi^2} \right) - \frac{W \alpha}{r \phi^2} \right. \\
& \left. + W^3 \left(\frac{\partial v_r}{\partial t} - \beta^r \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) \right] + (\hat{H} - \hat{L}) \left[\frac{W^3 \alpha}{\phi^2} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{\beta W}{r} \right. \\
& \left. - \frac{\partial \beta W}{\partial r} - W v_{rr} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\alpha}{r \phi^2} \right) + \frac{\partial W}{\partial t} \right] \\
& - W \hat{H} \left[\frac{1}{r} \left(\beta^r - \frac{\alpha v_r}{\phi^2} \right) + 2 \left(\beta^r - \frac{\alpha v_r}{\phi^2} \right) \frac{\partial \ln \phi}{\partial r} - 2 \frac{\partial \ln \phi}{\partial t} \right] \\
& - W \hat{K} \left[v_r \left(\frac{\partial \beta^r \phi^2}{\partial r} - 2 \frac{\partial \ln \phi}{\partial t} \right) - \frac{\alpha}{\phi^2} \frac{\partial \ln \alpha W}{\partial r} \right. \\
& \left. + \alpha W^2 \left(\beta^r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{\partial v_r}{\partial t} \right) \right] + \hat{L} \left[\frac{\beta^r W}{r} - \frac{\partial \beta^r W}{\partial r} \right. \\
& \left. + W v_{rr} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\alpha}{r \phi^2} \right) + W^3 \left(\frac{\alpha}{\phi^2} \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial t} \right) \right] = \alpha \hat{C}^{(1)}.
\end{aligned}$$

$$\{J, H, K, L\} = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 d\mu \mu^{\{0,1,2,3\}} \mathcal{I}, \quad (29) \quad \begin{array}{l} \text{momenty} \\ \text{intenzity } \nu \end{array}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \mathcal{I}}{\partial t} + \left(\frac{\alpha v_r}{\phi^2} - \beta^r \right) \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{\alpha \mu}{\phi^2} \frac{\partial f}{\partial r} + \mathcal{I} \left[(3 - \mu^2) \frac{\alpha v_r}{r \phi^2} \right. \\ & \left. + (1 + \mu^2) \alpha \phi^2 \frac{\partial v_r}{\partial r} + 2\alpha \mu \frac{\partial v_r}{\partial t} \right] - \frac{\partial \mathcal{I}}{\partial \varepsilon} \left\{ \varepsilon \left[(1 - \mu^2) \frac{\alpha v_r}{r \phi^2} \right. \right. \\ & \left. \left. + \mu^2 \frac{\alpha}{\phi^2} \frac{\partial v_r}{\partial r} + \alpha \mu \frac{\partial v_r}{\partial t} \right] \right\} + \frac{\alpha(1 - \mu^2)}{r \phi^2} \frac{\partial \mathcal{I}}{\partial \mu} + \frac{\partial}{\partial \mu} \\ & \times \left\{ (1 - \mu^2) \left[\mu \left(\frac{\alpha v_r}{r \phi^2} - \frac{\alpha}{\phi^2} \frac{\partial v_r}{\partial r} \right) - \mu \alpha \frac{\partial v_r}{\partial t} \right] \mathcal{I} \right\} = C[\mathcal{I}]. \end{aligned} \quad (37) \quad \begin{array}{l} \text{uzavírací} \\ \text{relace} \end{array}$$

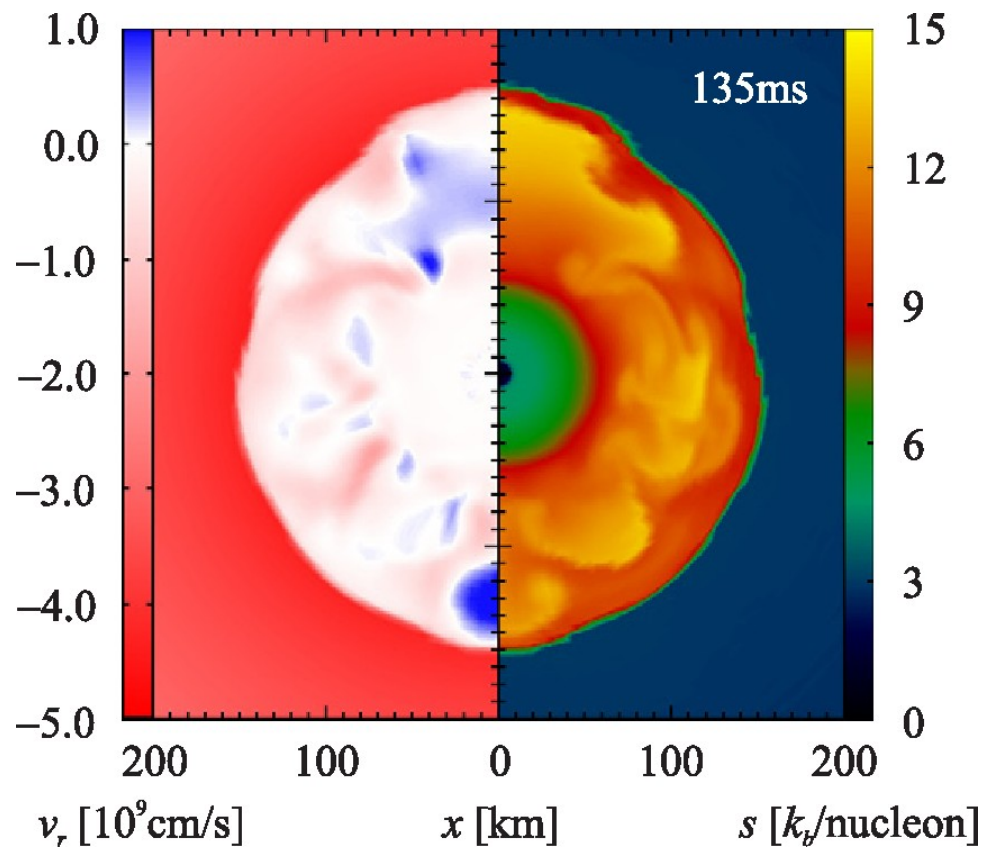
$$Q_{Y_e} = \left(\frac{d\rho Y_e}{d\lambda} \right)_C = -4\pi m_B \int_0^\infty d\varepsilon (C_{\nu_e}^{(0)} - C_{\bar{\nu}_e}^{(0)}), \quad (38) \quad \begin{array}{l} \text{srážkové} \\ \text{členy} \end{array}$$

$$Q_E = \left(\frac{d\rho \varepsilon}{d\lambda} \right)_C = -4\pi \int_0^\infty d\varepsilon \sum_{i \in \{\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_{\mu/\tau}\}} C_i^{(0)}, \quad (39)$$

$$Q_M = -4\pi \int_0^\infty d\varepsilon \sum_{i \in \{\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_{\mu/\tau}\}} C_\nu^{(1)}. \quad (40)$$

Rovnice pro SN (cont.)

- stále chybí: srážkové integrály, stavová rce, opacity neutrin, oscilace neutrin, ...



Vertex-Coconut
Müller et al. (2012)

Exploze SN

- Müller et al. (2012): neutrinová bomba + HD nestability:
 - (i) konvektivní (horké bubliny);
 - (ii) stojatá akreční-rázová nestabilita (**SASI**; Blondin et al. 2003):

(trochu šikmá) rázová vlna generuje turbulenci

→ turbulence nesená proudem plynu podzvukovou v dovnitř

→ zesilování amplitudy konvergencí

→ generování zvukových vln šířící se rychlostí c_s ven

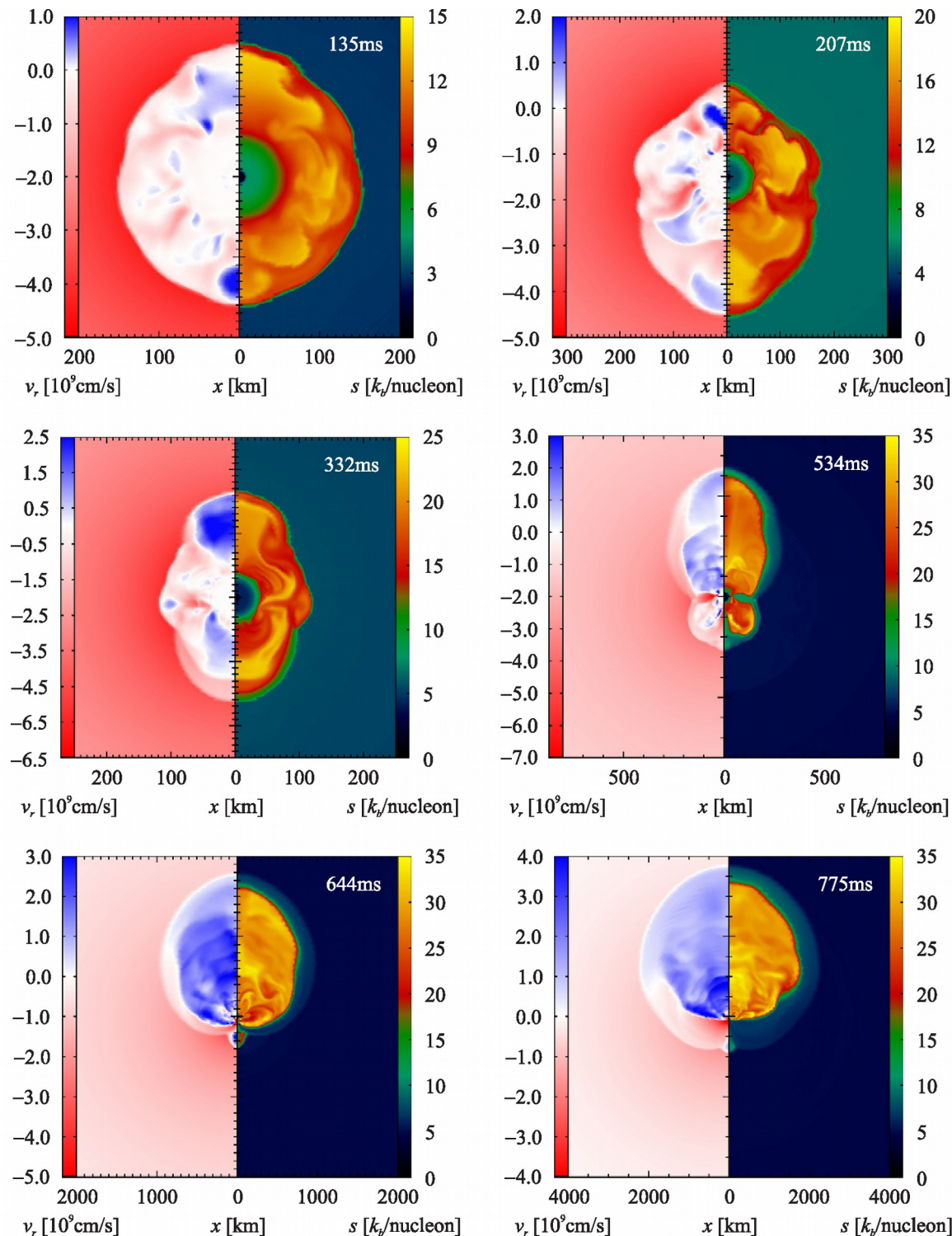
→ perturbace rázové vlny (šikmější, asymetrická, $l = 1, 2$)

→ tato vytváří více turbulence...

Exploze SN (cont.)

- též alternativní mechanismy:
 - (i) akustické vlny buzené dipolárními oscilacemi proto-NS (Burrows et al. 2006);
 - (ii) magnetorotační nestabilita (MRI; Burrows et al. 2007);
 - (iii) fázové přechody kvarkové látky (Sagert et al. 2009).
- důležitost GR: $(GM/c^2)/R = 0,1$ až $0,2$; $v/c = -0,15$ až $-0,3$; odchyly 50 až 100 %

Müller et al. (2012)

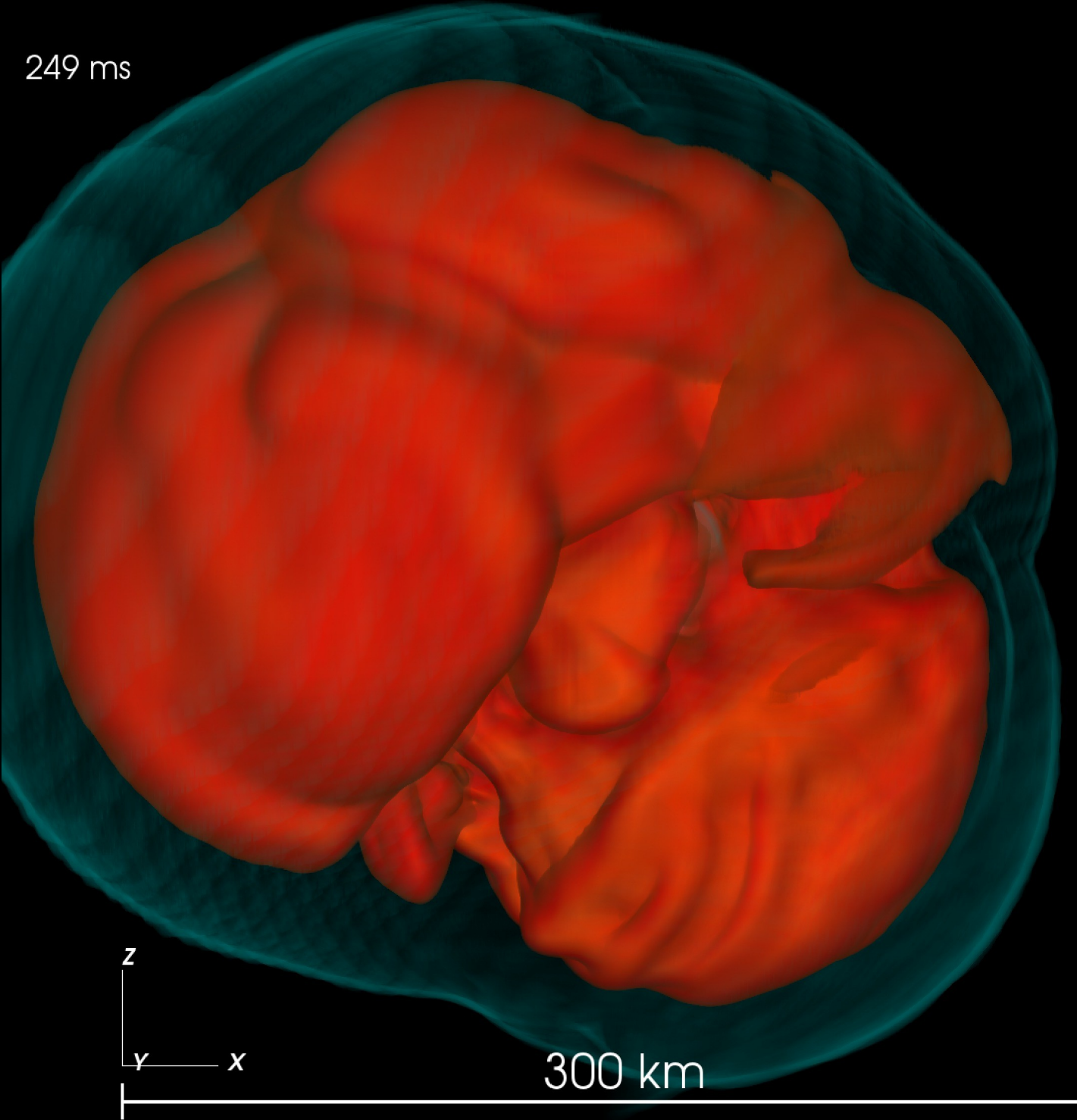


progenitor $15 M_{\odot}$
 → rozvoj SASI
 → zpomalení vlny (a.)
 → asymetrie
 → postupné zrychlení
 → materiál nevázaný
 → „úspěšná“ exploze

Figure 8. Snapshots of the evolution of model G15, depicting the radial velocity v_r (left half of panels) and the entropy per baryon s (right half of panels) 135 ms, 207 ms, 332 ms, 534 ms, 644 ms, and 775 ms after bounce (from top left to bottom right).

249 ms

Hanke et al. (2013)



Párově nestabilní SN

- Woosley (2017): HD + promíchávání rotací + magnetické momenty sil; relativně jednoduchý výpočet (He *, kód Kepler, 1D)
- produkce párů e^-e^+ ($E_0 = 0,51$ MeV)
 - spotřebovávají se fotony γ
 - klesá ∇P_{rad} , stavová rce „měkčí“ ($\Gamma = 4/3$)
 - kontrakce jádra
 - TN pulz (hoření O, Si, N)
 - expanze, výhoz → příp. opak.

Párově nestabilní SN (cont.)

- $M_{\text{He}} > 40 M_{\odot}$, tj. zejména pro $Z < 1/3 Z_{\odot}$, * se slabým větrem
- $M_{\text{He}} < 62 M_{\odot}$, pulzační (PPI), jinak jen jeden (PI) → exploze *
- odpovídající rozsah na MS je $M = 70$ až $140 M_{\odot}$ (nejistota)
- progenitor RSG, BSG, LBV nebo WR *

- podíl PPI a všech SN vznikajících kolapsem jádra ($M > 8 M_{\odot}$)
pro IMF s $q = -1,35$: $f_{\text{PPI}} = (70^q - 140^q)/(8^q - 150^q) = \text{jen } 3,3 \%$

- poznámka: η Carinae mohla být PPI, ale pouze pokud měla slabý vítr

Typy SN (PI vs PPI)

- Heger et al. (2003)
- PPI: 100 až 140 M_{\odot}
- PP: 140 až 160 M_{\odot}
- jen $Z < 1/3 Z_{\odot}$
- výhoz ^{56}Ni (dosvit)
- pro nerotující *

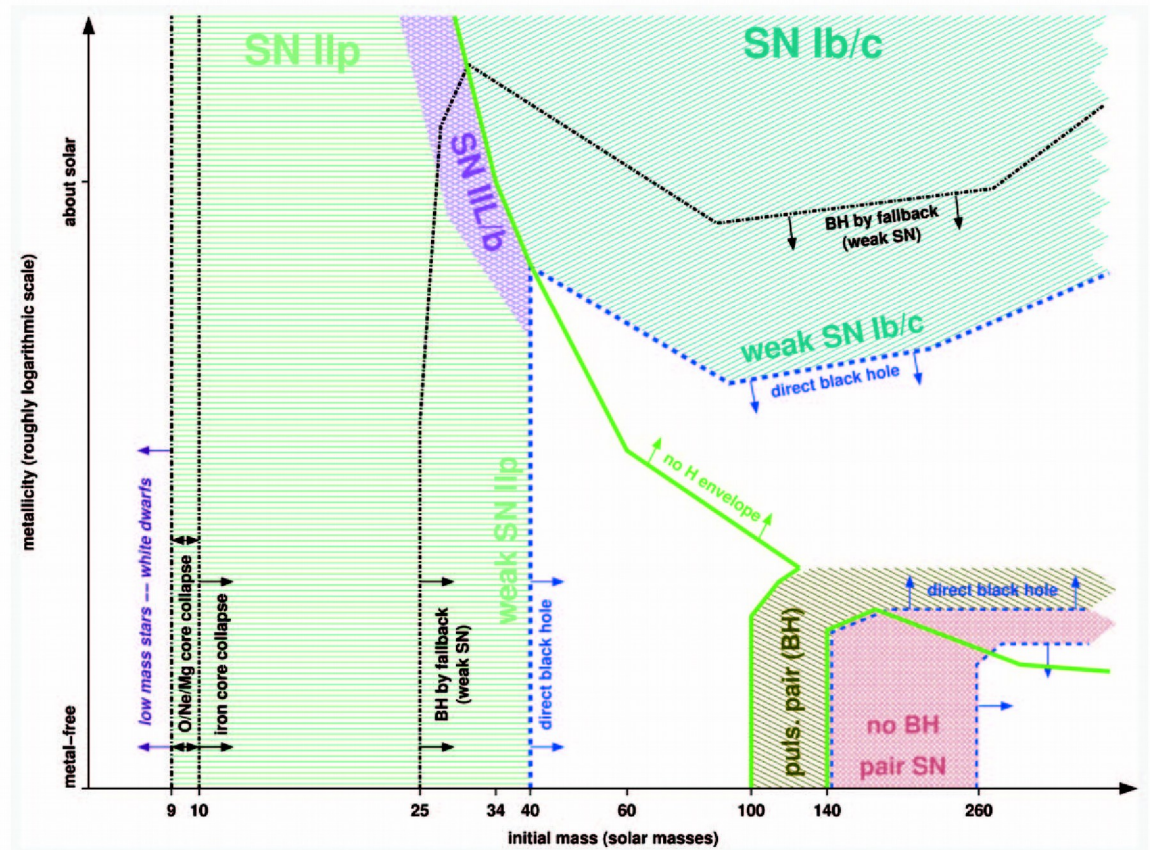
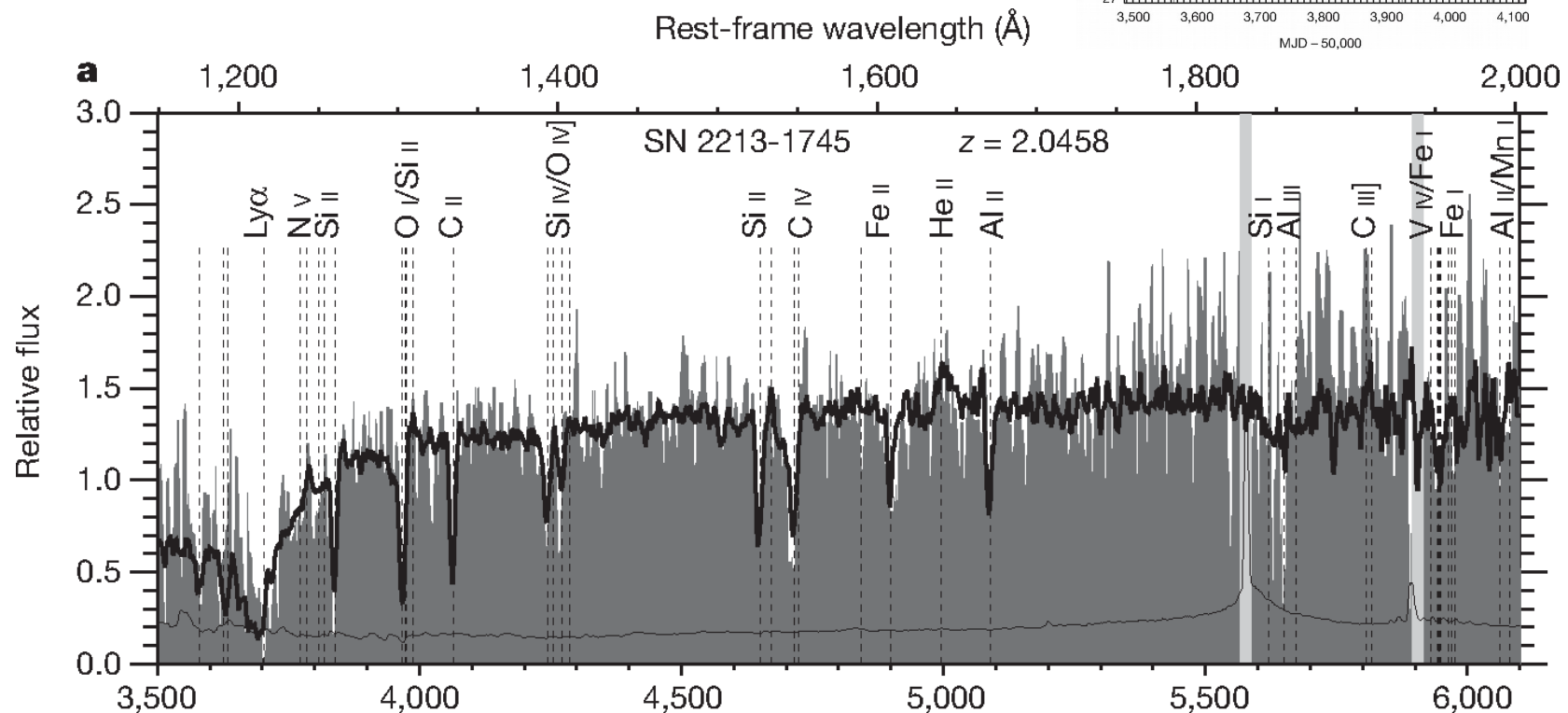
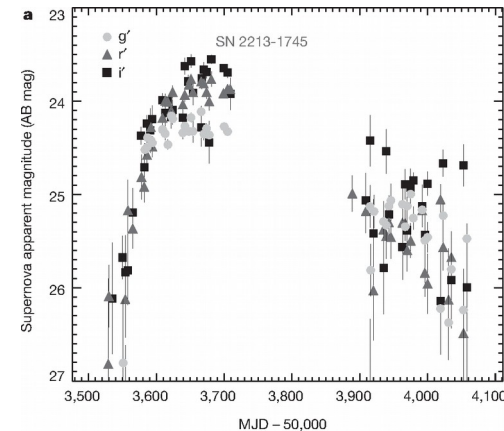


FIG. 2.—Supernovae types of nonrotating massive single stars as a function of initial metallicity and initial mass. The lines have the same meaning as in Fig. 1. Green horizontal hatching indicates the domain where Type IIp supernovae occur. At the high-mass end of the regime they may be weak and observationally faint because of fallback of ^{56}Ni . These weak SN Type IIp should preferentially occur at low metallicity. At the upper right-hand edge of the SN Type II regime, close to the green line of loss of the hydrogen envelope, Type IIL/b supernovae that have a hydrogen envelope of $\lesssim 2 M_{\odot}$ are made (purple cross-hatching). In the upper right-hand quarter of the figure, above both the lines of hydrogen envelope loss and direct black hole formation, Type Ib/c supernovae occur; in the lower part of their regime (middle of the right half of the figure) they may be weak and observationally faint because of fallback of ^{56}Ni , similar to the weak Type IIp SNe. In the direct black hole regime no “normal” (non-jet-powered) supernovae occur since no SN shock is launched. An exception are pulsational pair-instability supernovae (lower right-hand corner; brown diagonal hatching) that launch their ejection before the core collapses. Below and to the right of this we find the (nonpulsational) pair-instability supernovae (red cross-hatching), making no remnant, and finally another domain where black hole are formed promptly at the lowest metallicities and highest masses (white) where nor SNe are made. White dwarfs also do not make supernovae (white strip at the very left).

Pozorování SN PI ale ne PopIII :(

- Cooke et al. (2012): nadsvítivé SN na $z > 2$
- skládané snímky CFHT, $E_{\gamma} = 10^{44}$ J
- spektroskopie Keck I až po 5,2 yr, tj. 626 d r.f.



Reference

Abel et al. (2002), Science **295**, 93

Arnowitt, Deser & Misner (1962), <https://arxiv.org/pdf/gr-qc/0405109.pdf>

Bromm et al. (2009), Nature **459**, 49

Burrows et al. (2007), Astrophys. J. **540**, 878

Cooke et al. (2012), Nature **491**, 228

Fryer et al. (2001), Astrophys. J. **550**, 372

Heger et al. (2003), Astrophys. J. **591**, 288

Müller et al. (2010), Astrophys. J. Suppl. S. **189**, 104

Müller et al. (2012), Astrophys. J. **756**, 84

Sobral et al. (2015), Astrophys. J. **808**, 139

Woosley et al. (2002), Rev. Mod. Phys. **74**, 1015

Woosley (2017), Astrophys. J. **836**, 244