ニュートリノ輻射輸送を取り入れた３次元一般相対論超新星爆発計算

(Kuroda, Kotake & Takiwaki, in preparation)

国立天文台理論研究部

黒田　仰生

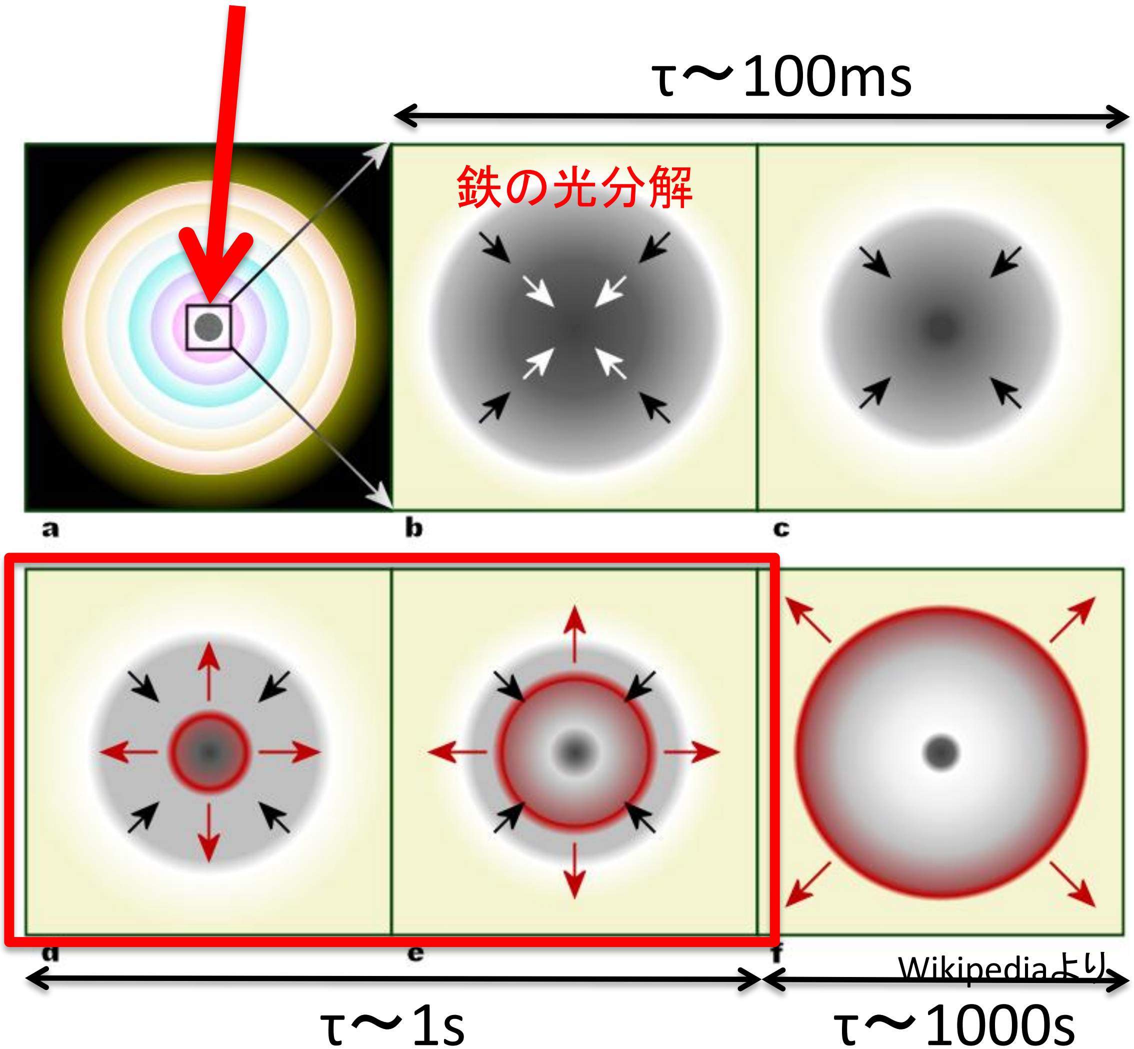
固武　慶

滝脇　知也

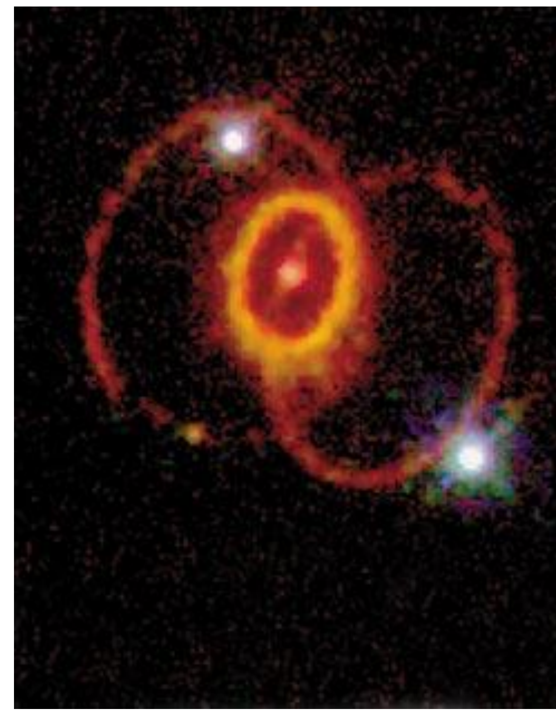
CfCA Users’ Meeting 2011,
H24/01/17

1. 重力崩壊型超新星爆発とは？

～10太陽質量星以上の星は
半径数千kmの鉄核を形成



1987A



HST, ’99

1. 重力崩壊型超新星爆発とは？

近年様々な数値計算で超新星爆発の報告がなされている。
１次元球対称では爆発しないが、多次元にすると爆発する。

✓Neutrino Driven Explosion

2D : Buras+, '06, Marek&Janka,'09, Suwa+,'10
3D : Takiwaki+,'11

✓Acoustic mechanism

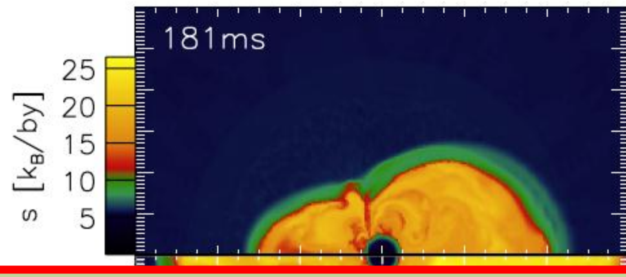
2D : Burrows+, '06

✓Magneto-rotational Explosion

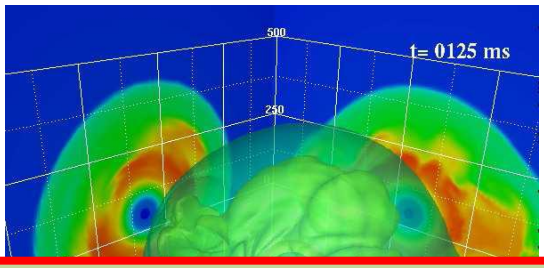
2D:Yamada&Sawai,'04,Kotake+'05
,Burrows+'07,Takiwaki+'09
3D:Mikami+,'08,Scheidegger+,'10,KT&Umeda,'10

1. 重力崩壊型超新星爆発とは？

Buras+,'06

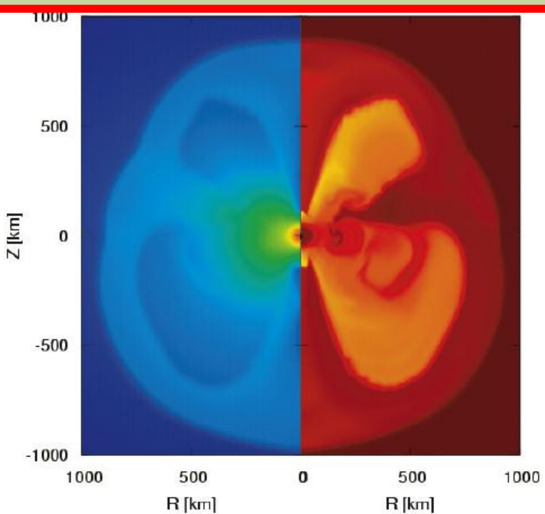


Takiwaki+,'11

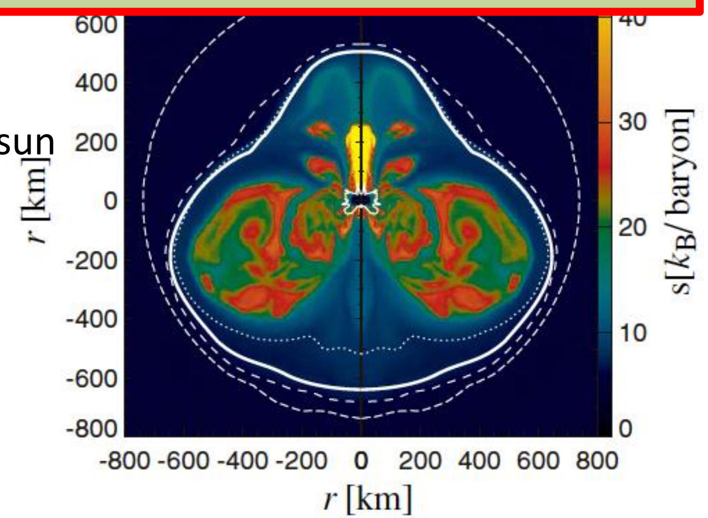


現在までの爆発は軽い星に限定。
より重い星へと議論を移していく場合、
一般相対論が必要

$13M_{sun}$



$15M_{sun}$



2. 本研究の目的

•GRの強重力場の影響で爆発は不利になるのではないか？
•そうではなく、そもそも解放された重力エネルギーで
爆発を引き起こすから、爆発には有利なのでは？

❖ニュートリノ加熱型超新星爆発計算における、
一般相対論の影響は？

過去の大質量星の重力崩壊計算はどうなっているか？

✓Post Newtonian + Neutrino radiation (Buras+,'06, Marek+, '09)
✓Full GR + wo Micro Physics (Shibata&Sekiguchi,'05, Ott+, '11)
✓Full GR + Neutrino Cooling (Leakage) (Sekiguchi, '10)

3. GR-Radiation-(M)HD CODE の紹介

$$G^{\alpha\beta} = 8\pi T^{\alpha\beta}$$
$$\equiv 8\pi\left(T^{\alpha\beta}_{fluid} + T^{\alpha\beta}_{radiation}\right)$$

コードの特徴

① 一般相対論 (BSSN方式)
② 相対論的理想磁気流体 (CT法)
③ ３次元AMR (Hilbert SFC)

Kuroda& Umeda,'10

④ ニュートリノ輻射
(冷却項(leakage) Sekiguchi,'10
+加熱項(truncated method)) Shibata+,'11

BSSN equations (17 variables): 4-th order in space and 3 steps in time

$$
\begin{aligned}
(\partial_t - \mathcal{L}_\beta)\tilde{\gamma}_{ij} &= -2\alpha\tilde{A}_{ij} \\
(\partial_t - \mathcal{L}_\beta)\phi &= -\alpha K/6 \\
(\partial_t - \mathcal{L}_\beta)\tilde{A}_{ij} &= e^{-4\phi}\left[\alpha(R_{ij} - 8\pi(S_{ij} + P_{ij})) - D_iD_j\alpha\right]^{\rm trf} + \alpha(K\tilde{A}_{ij} - 2\tilde{A}_{ik}\tilde{\gamma}^{kl}\tilde{A}_{jl}) \\
(\partial_t - \mathcal{L}_\beta)K &= -\Delta\alpha + \alpha(\tilde{A}_{ij}\tilde{A}^{ij} + K^2/3) + 4\pi\alpha(S_0 e^{-6\phi} + E + \gamma^{ij}(S_{ij} + P_{ij})) \\
(\partial_t - \beta^k\partial_k)\Gamma^i &= -16\pi\tilde{\gamma}^{ij}(S_j e^{-6\phi} + F_j) \\
&\quad -2\alpha\left(\frac{2}{3}\tilde{\gamma}^{ij}K_{,j} - 6\tilde{A}^{ij}\phi_{,j} - \tilde{\Gamma}^i_{jk}\tilde{A}^{jk}\right) \\
&\quad +\tilde{\gamma}^{jk}\beta^i_{,jk} + \frac{1}{3}\tilde{\gamma}^{ij}\beta^k_{,kj} - \tilde{\Gamma}^j\beta^i_{,j} + \frac{2}{3}\tilde{\Gamma}^i\beta^j_{,j} + \beta^j\tilde{\Gamma}^i_{,j} - 2\tilde{A}^{ij}\alpha_{,j}
\end{aligned}
$$

Hydrodynamic equations (10+3 variables): 2nd order in space and 2 steps in time

$$
\begin{aligned}
\partial_t\rho_* + \partial_i(\rho_* v^i) &= 0 \\
\partial_t S_i + \partial_j(S_i v^j + \alpha e^{6\phi}P_{\rm tot}\delta^j_i) &= -S_0\partial_i\alpha + S_k\partial_i\beta^k + 2\alpha e^{6\phi}S^k_k\partial_i\phi \\
&\quad -\alpha e^{2\phi}(S_{jk} - P_{\rm tot}\gamma_{jk})\partial_i\tilde{\gamma}^{jk}/2 - e^{6\phi}\alpha Q^\mu\gamma_{i\mu} \\
\partial_t\tau + \partial_i(S_0 v^i + e^{6\phi}P_{\rm tot}(v^i + \beta^i) - \rho_* v^i) &= \alpha e^{6\phi}KS^k_k/3 + \alpha e^{2\phi}(S_{ij} - P_{\rm tot}\gamma_{ij})\tilde{A}^{ij} - S_iD^i\alpha \\
&\quad +e^{6\phi}\alpha Q^\mu n_\mu \\
\partial_t(\rho_* Y_l) + \partial_i(\rho_* Y_l v^i) &= \rho_*\Gamma_l
\end{aligned}
$$

ν Radiation equations (12 variables) : 2nd order in space and 2 steps in time

$$
\begin{aligned}
\partial_t(e^{6\phi}F_i) + \partial_j[e^{6\phi}(\alpha P^j_i - \beta^j F_i)] &= e^{6\phi}[-E\partial_i\alpha + F_j\partial_i\beta^j + (\alpha/2)P^{jk}\partial_i\gamma_{jk} + \alpha Q^\mu\gamma_{i\mu}] \\
\partial_t(e^{6\phi}E) + \partial_i[e^{6\phi}(\alpha F^i - \beta^i E)] &= e^{6\phi}(\alpha P^{ij}K_{ij} - F^i\partial_i\alpha - \alpha Q^\mu n_\mu)
\end{aligned}
$$

3. GR-Radiation-(M)HD CODE の紹介

Closure relation (M1 closure), cf. Shibata+,`11

$$P^{ij} = \frac{3\chi - 1}{2} P^{ij}_{thin} + \frac{3(1-\chi)}{2} P^{ij}_{thick}$$

$$\left\{ \begin{aligned} P^{ij}_{thin} &= E \frac{F^i F^j}{F_k F^k} \\ P^{ij}_{thick} &= \mathcal{J} \frac{\gamma^{ij} + 4\gamma^{ik}\gamma^{jl} u_k u_l}{3} + \gamma^{jk}\mathcal{H}^i u_k + \gamma^{ik}\mathcal{H}^j u_k \\ \chi &= \frac{3 + 4\bar{F}^2}{5 + 2\sqrt{4 - 3\bar{F}^2}} \\ \bar{F}^2 &\equiv \frac{F^i F_i}{E^2} \end{aligned} \right.$$

4. 15M$_\odot$におけるニュートリノ加熱

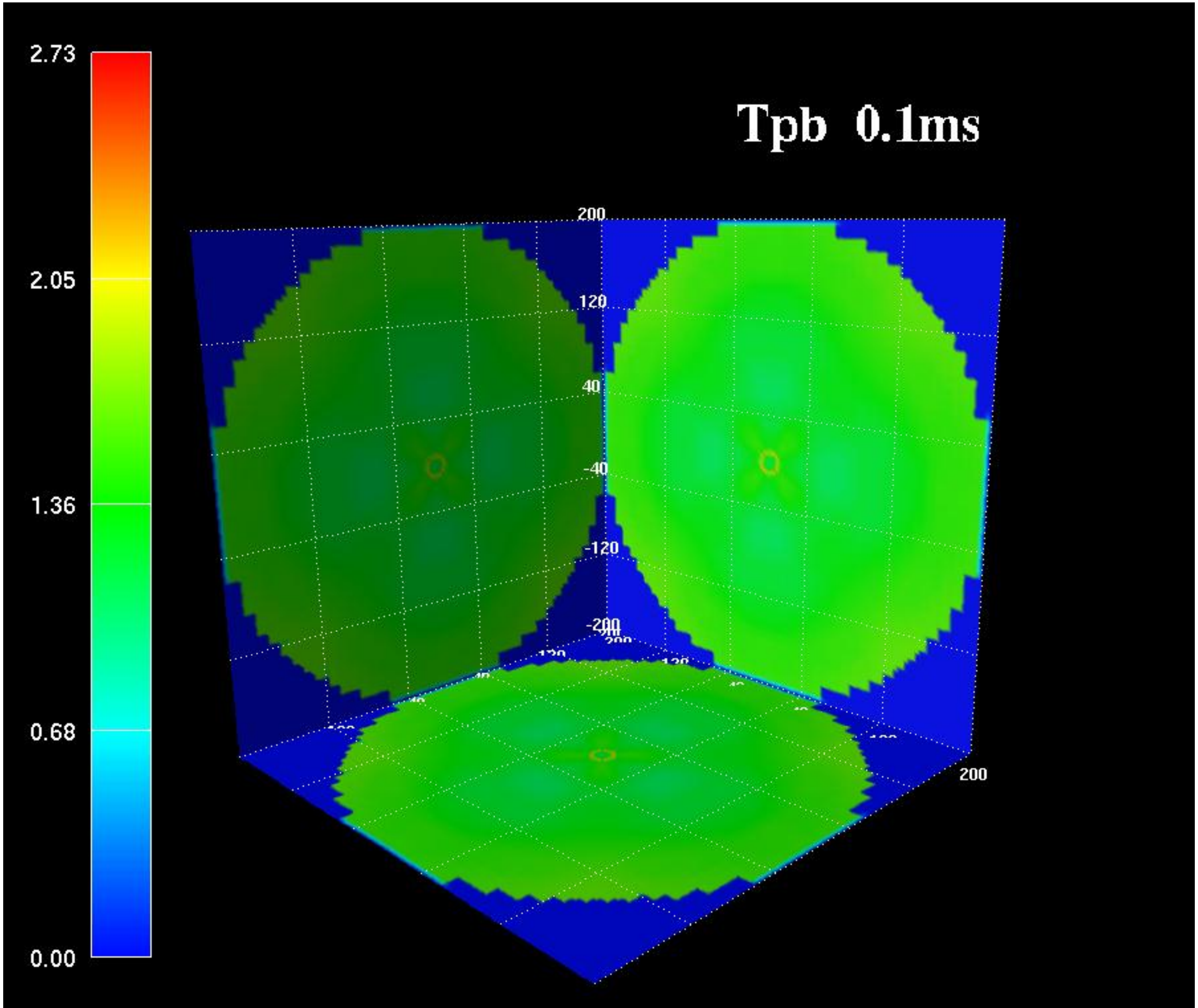
Progenitor: Woosley & Weaver, '95の15Msun

EOS: Shen eos (Shen+,'98)+e^-e^++photon(+neutrino)

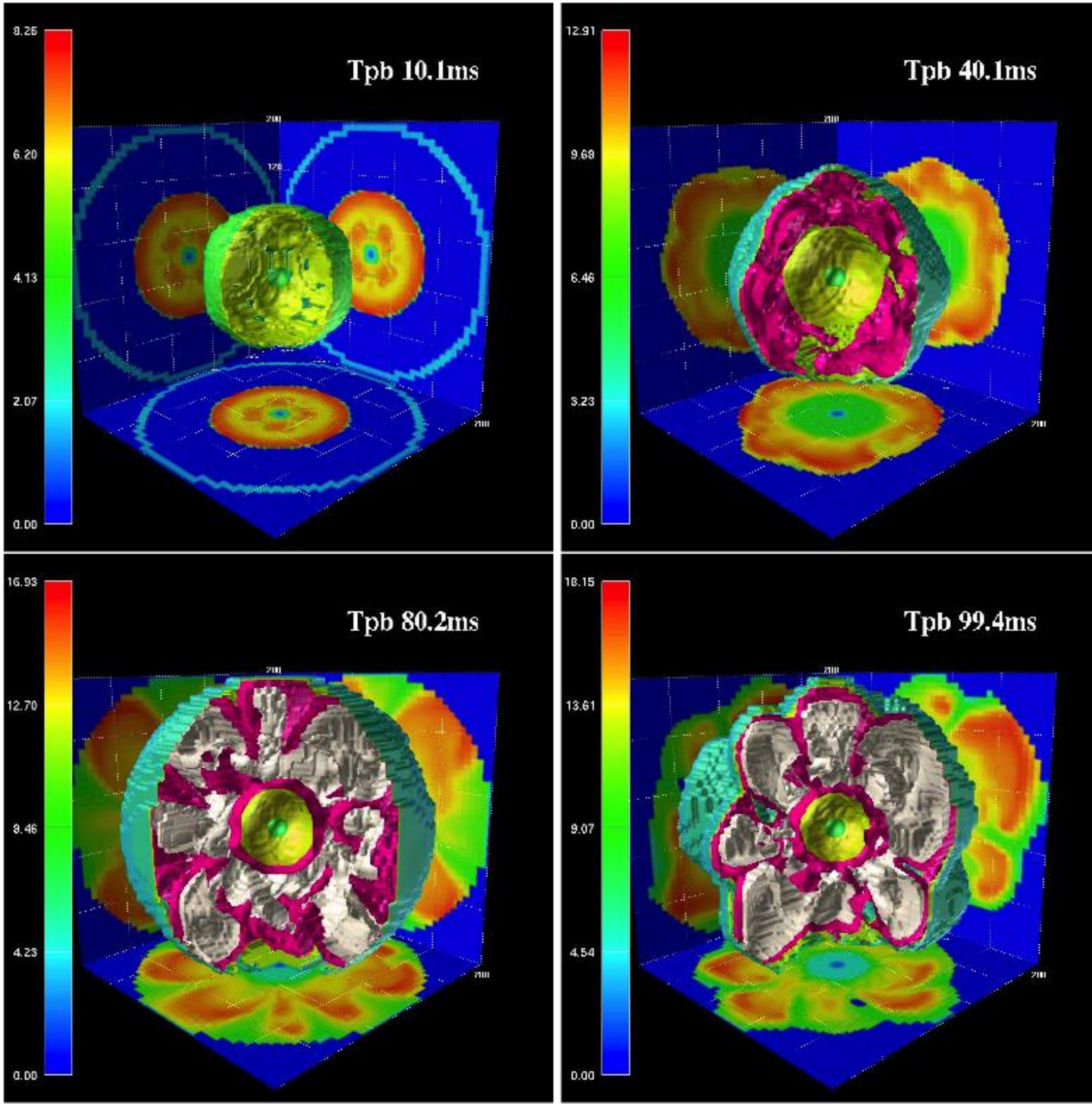
	GR	SR
3D	時空 : BSSN方式	時空 : $\triangle\phi=4\pi\rho_0$, $\alpha=1$, $\beta=0$, $\gamma^{ij}=\delta^{ij}$
1D	時空 : BSSN方式 毎ステップ$\left\{u^i=\frac{u^k x_k}{r^2}x^i\right\}$を課す	時空 : $\triangle\phi=4\pi\rho_0$, $\alpha=1$, $\beta=0$, $\gamma^{ij}=\delta^{ij}$ 毎ステップ$\left\{u^i=\frac{u^k x_k}{r^2}x^i\right\}$を課す

- 8^3個のAMR box(8^3cells)の8段階多層構造(dx_{min}~600m)
- 計算は天文台Cray XT4 (256core) で ~2.5ms/1day(GR)

4. 15M$_\odot$におけるニュートリノ加熱

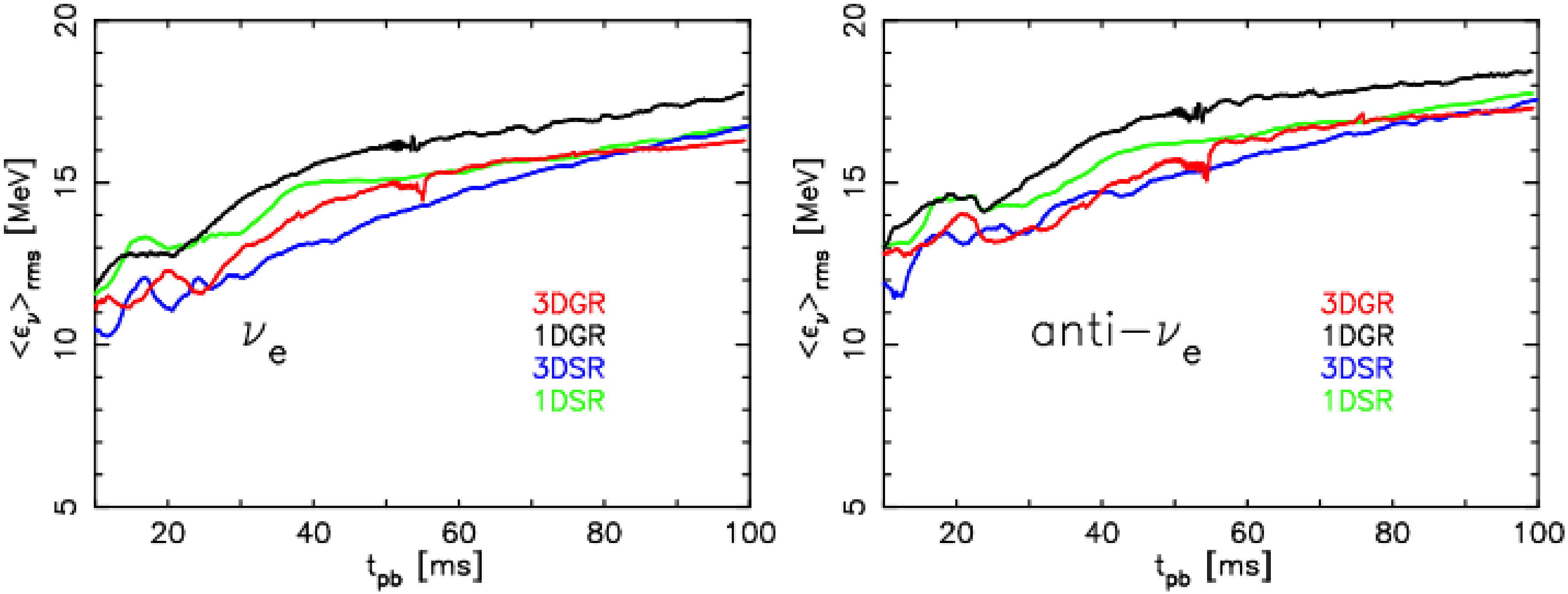


4. 15M$_\odot$におけるニュートリノ加熱



4. 15M$_\odot$におけるニュートリノ加熱

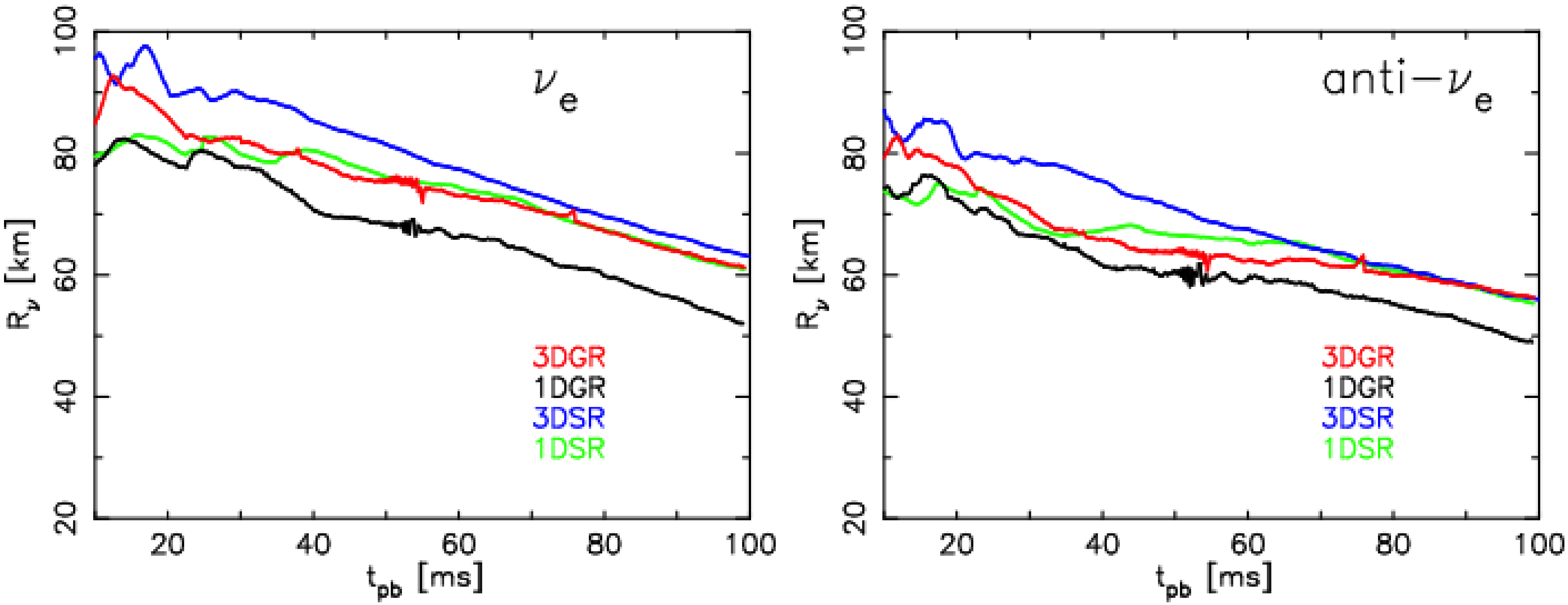
ニュートリノエネルギー



ニュートリノのエネルギーは: SR→GRにすると高くなる
3D→1Dにすると高くなる

4. 15M$_{\odot}$におけるニュートリノ加熱

ニュートリノ球の位置



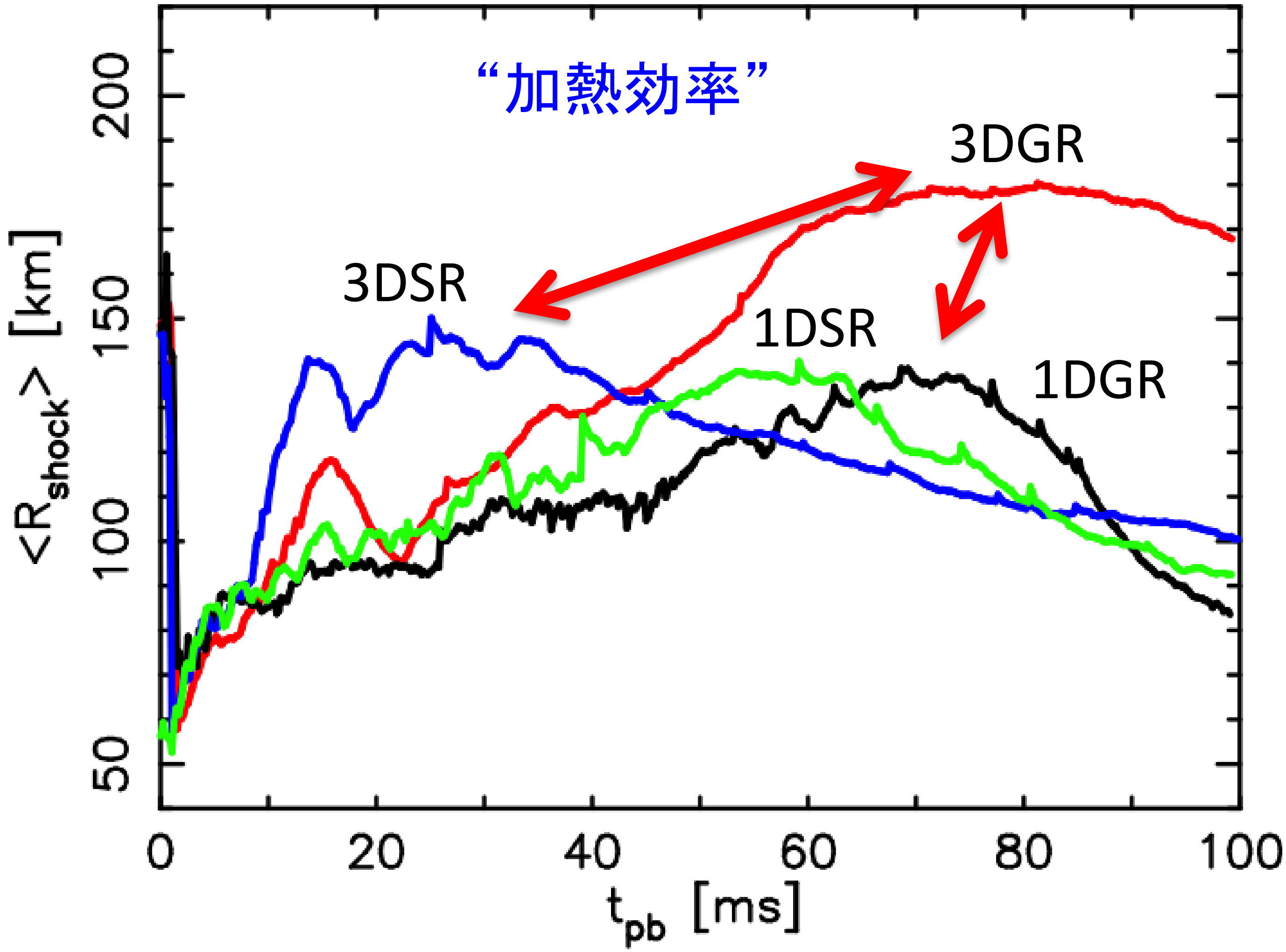
3Dよりも1D
SRよりもGR

ではニュートリノ球がより内側に形成される。

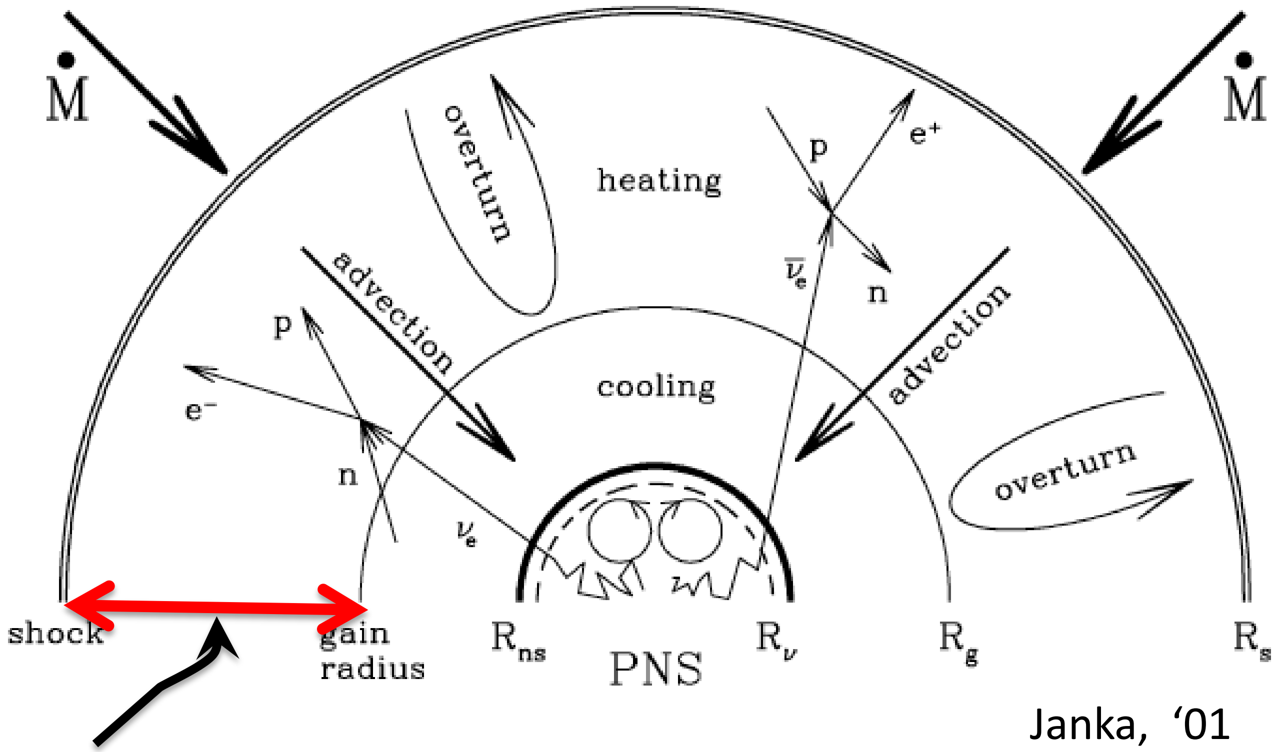
ニュートリノエネルギーが上がる

4. 15M$_\odot$におけるニュートリノ加熱

GR効果で重力がきつくなるというデメリットがあるが、
その分加熱に重要なニュートリノエネルギーは上昇。
結果として3DGRはニュートリノ加熱に有利か？



4. 15M$_\odot$におけるニュートリノ加熱



Janka, ‘01

$$\tau_{\rm res} \equiv \begin{cases} \frac{r_{\rm gain}(\theta,\phi)-r}{v^r} & \text{for} \quad v^r < 0 \\ \frac{r_{\rm shock}(\theta,\phi)-r}{v^r} & \text{for} \quad v^r > 0 \end{cases}$$

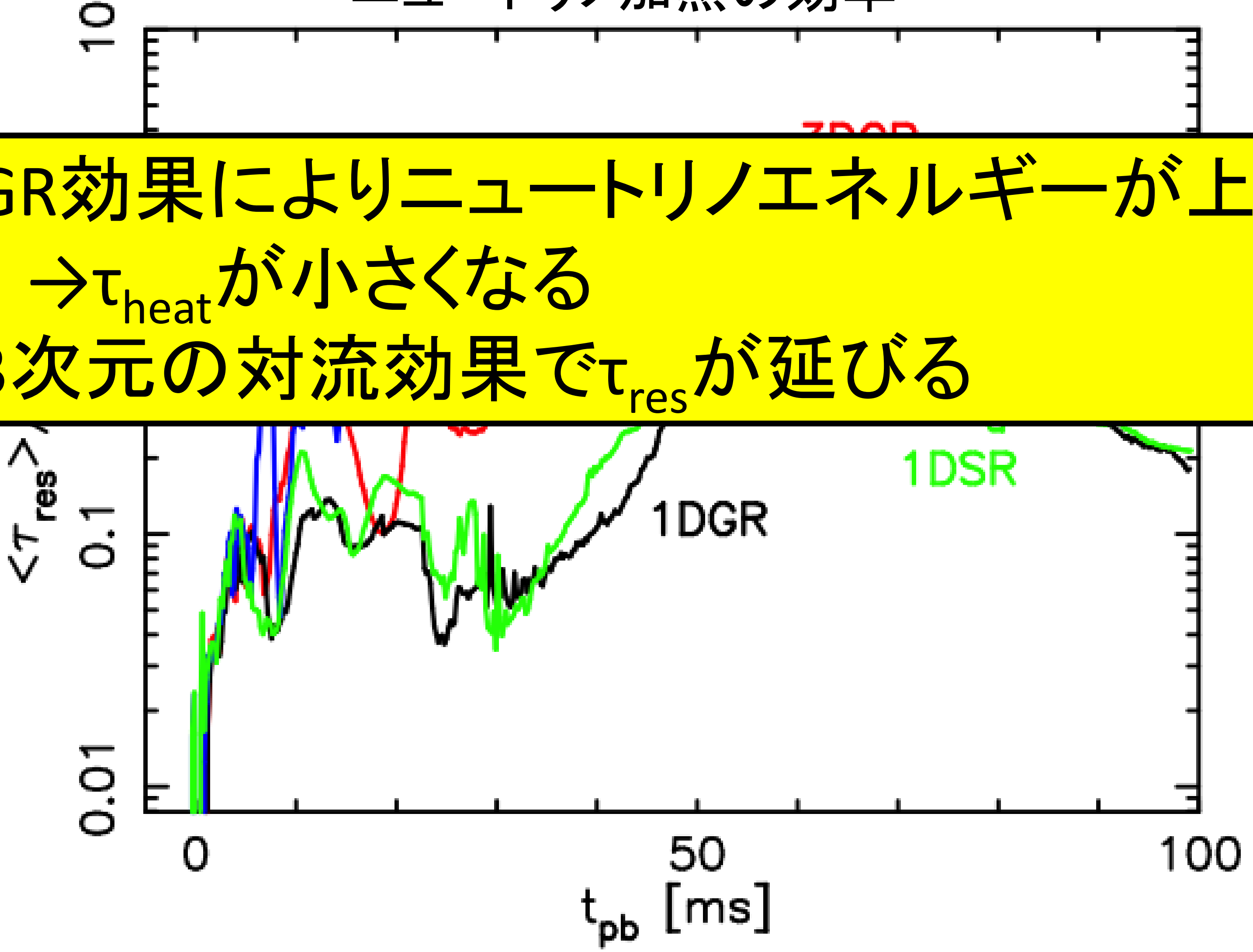
$$\text{加熱効率} \equiv \frac{\tau_{res}}{\tau_{heat}}$$

$$\tau_{heat} \equiv \frac{-e_{bind}}{\dot{Q}}$$

binding energyがニュートリノ加熱により0になるまでの時間

4. 15M$_{\odot}$におけるニュートリノ加熱

ニュートリノ加熱の効率



1. GR効果によりニュートリノエネルギーが上昇
   →τ_{heat}が小さくなる
2. 3次元の対流効果でτ_{res}が延びる

まとめ

- ニュートリノ輻射入りの3DGRMHDコードの開発
- コアバウンス後100msの初期段階において
  3DGRはニュートリノ加熱に有利
- 理由は3DGRはニュートリノエネルギーが高く、
結果的に加熱の効率が一番良い