ボルツマン輻射流体コードによる超新星爆発シミュレーション

原田了 (宇宙線研究所)

超新星爆発

- 超新星爆発: 星が死ぬ時の爆発
- 分類:

重力崩壊型

- 大質量星コアの重力崩壊に伴う爆発
- 中性子星が中心に残される
- 重力波・ニュートリノ観測のターゲット

熱核暴走型

- 暴走的な核燃焼による爆発
- 中心天体を残さない
- 標準光源になる

超新星爆発

- 超新星爆発: 星が死ぬ時の爆発
- 分類:

重力崩壊型

- 大質量星コアの重力崩壊に伴う爆発
- 中性子星が中心に残される
- 重力波・ニュートリノ観測のターゲット

熱核暴走型

- 暴走的な核燃焼による爆発
- 中心天体を残さない
- 標準光源になる

重力崩壊型超新星爆発

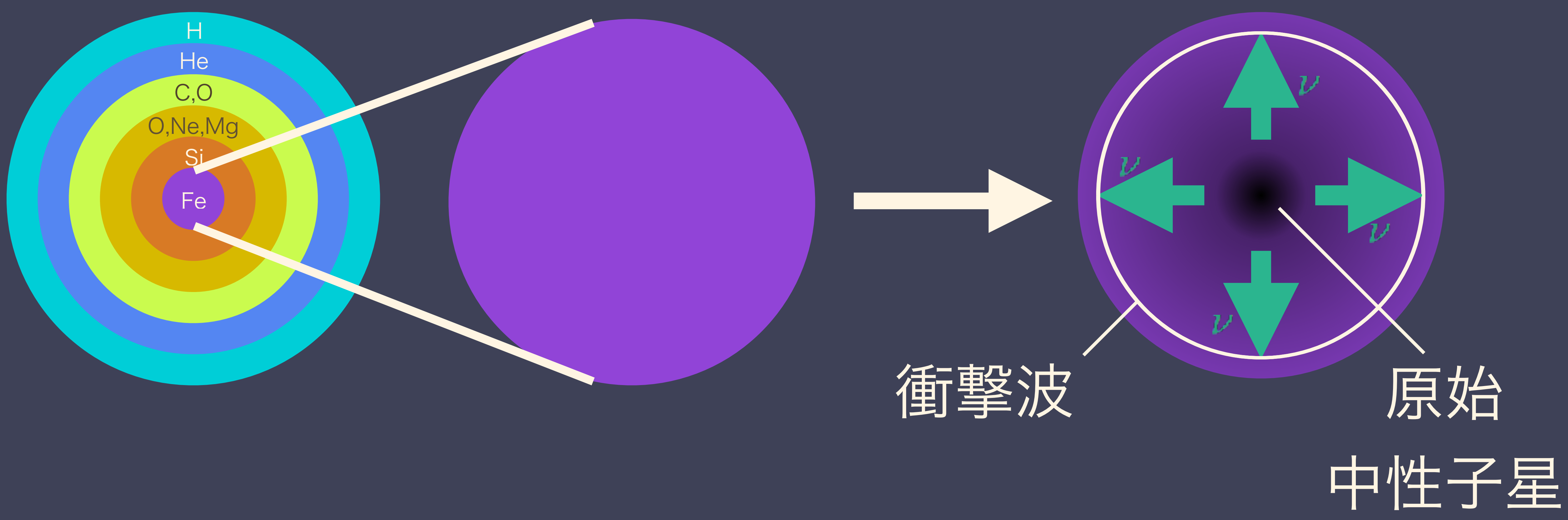
- 重力崩壊型超新星爆発:
  大質量星の最期の爆発現象(エネルギー10^{51} erg)
- 星のコアが中性子星に崩壊する時に解放される
  重力エネルギー(10^{53} erg)がエネルギー源
- 残りはニュートリノとして放射

SN1987A
©NASA, ESA/Hubble

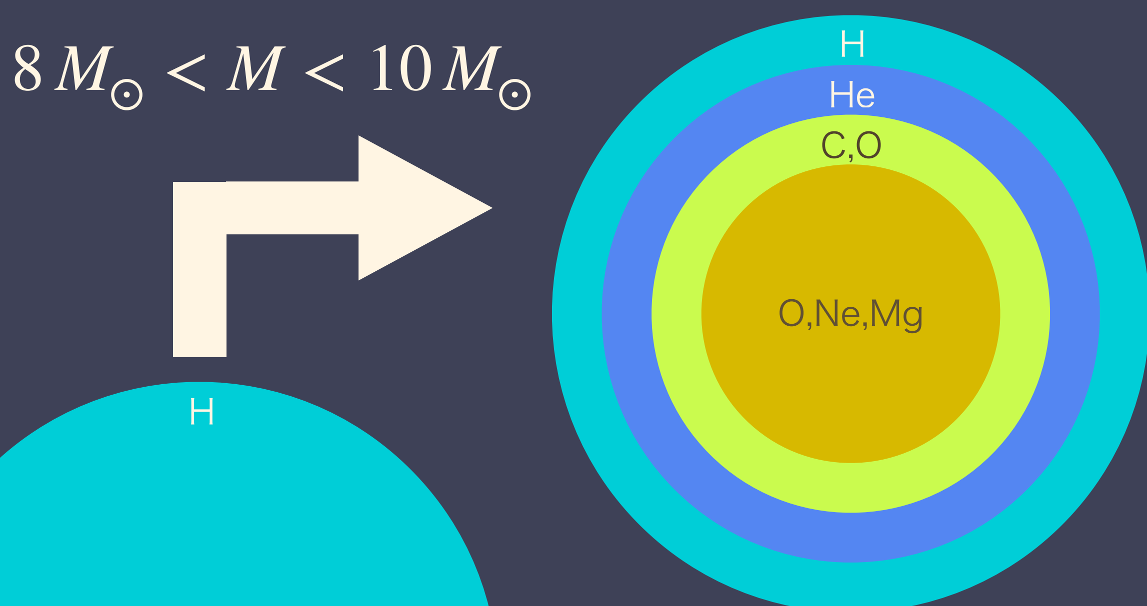
超新星爆発メカニズム

- 重力崩壊→コアバウンス→衝撃波停滞
- 中心の原始中性子星からのニュートリノ放射
- 衝撃波がニュートリノ加熱によって復活

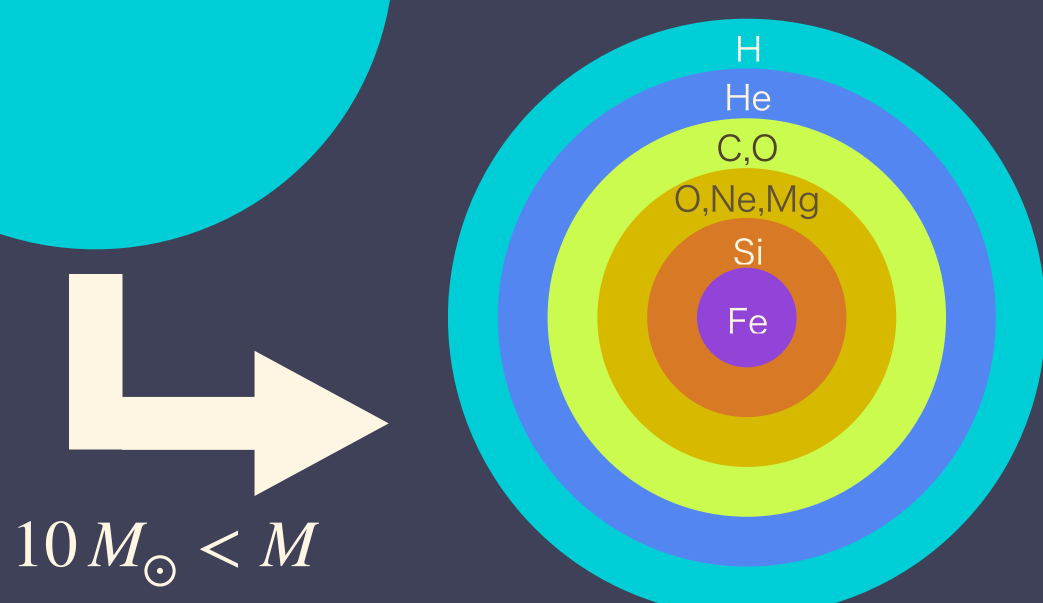
→ニュートリノ加熱メカニズム



重力崩壊の開始



相対論的電子縮退圧+熱圧力 →断熱指数が少し減れば重力崩壊



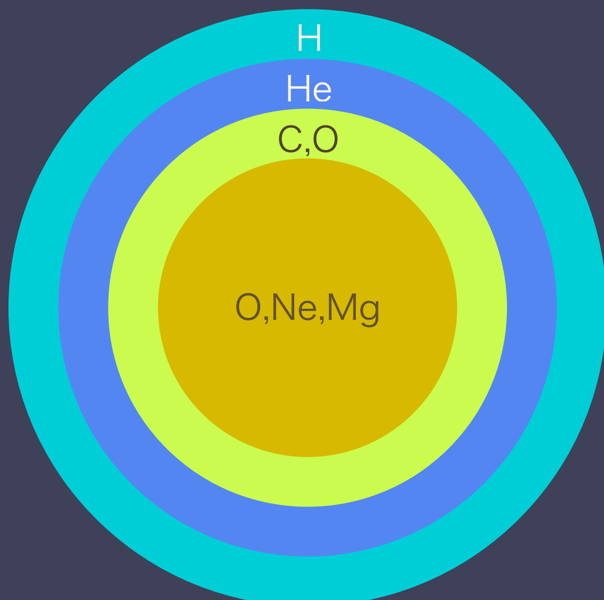
$$\gamma = \frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho}$$

$\gamma > \dfrac{4}{3}$ だと圧力の増加>重力の増加

→安定

重力崩壊の開始

$8\,M_\odot < M < 10\,M_\odot$

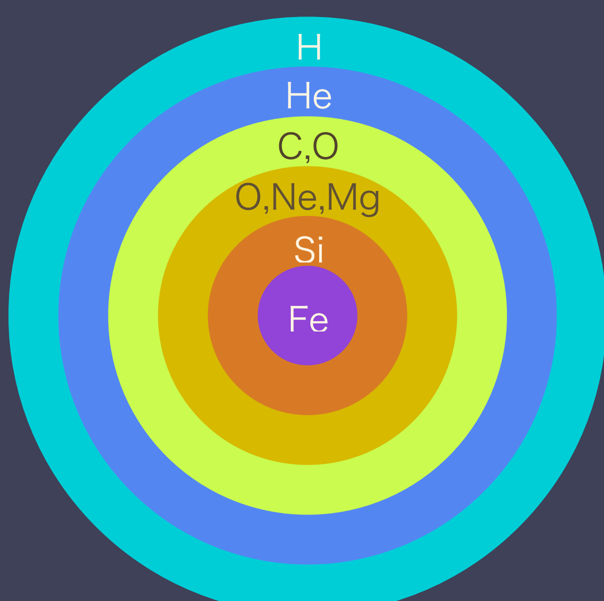


- 電子捕獲反応

$$^{24}\mathrm{Mg} + \mathrm{e}^- \rightarrow {}^{24}\mathrm{Na} + \nu_\mathrm{e}$$

- 縮退電子のFermiエネルギー>反応閾値
- 電子の縮退圧を減らす

相対論的電子縮退圧+熱圧力 →断熱指数が少し減れば重力崩壊



$10\,M_\odot < M$

- 原子核の光分解

$$^{56}\mathrm{Fe} \rightarrow 13\,{}^{4}\mathrm{He} + 4\mathrm{n} - 125\,\mathrm{MeV}$$

- 自由エネルギーF=U-TSの最小化；

Fe↑でU↓；Fe↓でS↑→T↑ではFe↓

- 吸熱反応で熱圧力を下げる

重力崩壊の自己相似解

・ 断熱的重力崩壊→状態方程式 $P = \kappa\rho^{\gamma}$

→次元付きパラメータは κ と G だけなので自己相似解が存在する(Yahil 1983)：

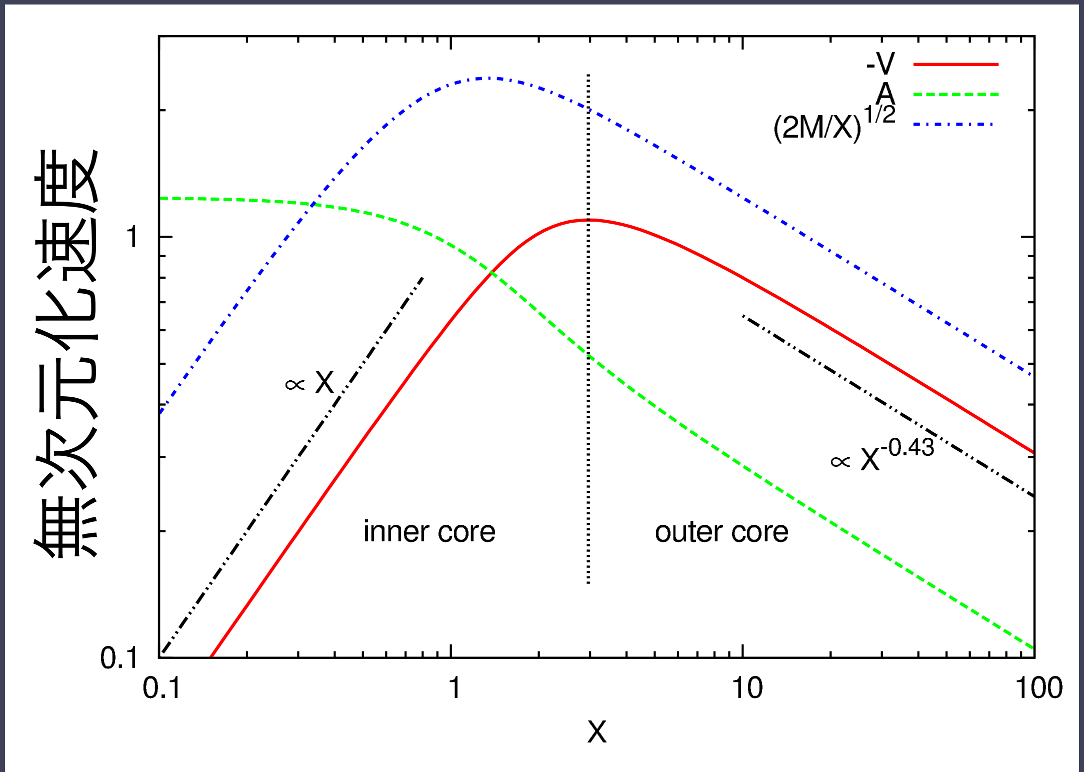
自己相似変数を $X = G^{(\gamma-1)/2}\kappa^{-1/2}(-t)^{\gamma-2}r$ として

・内部コア

homologous (v∝r)

亜音速

大体Chandrasekhar質量



Yahil (1983)を再構成

・外部コア

だいたいfree-fall

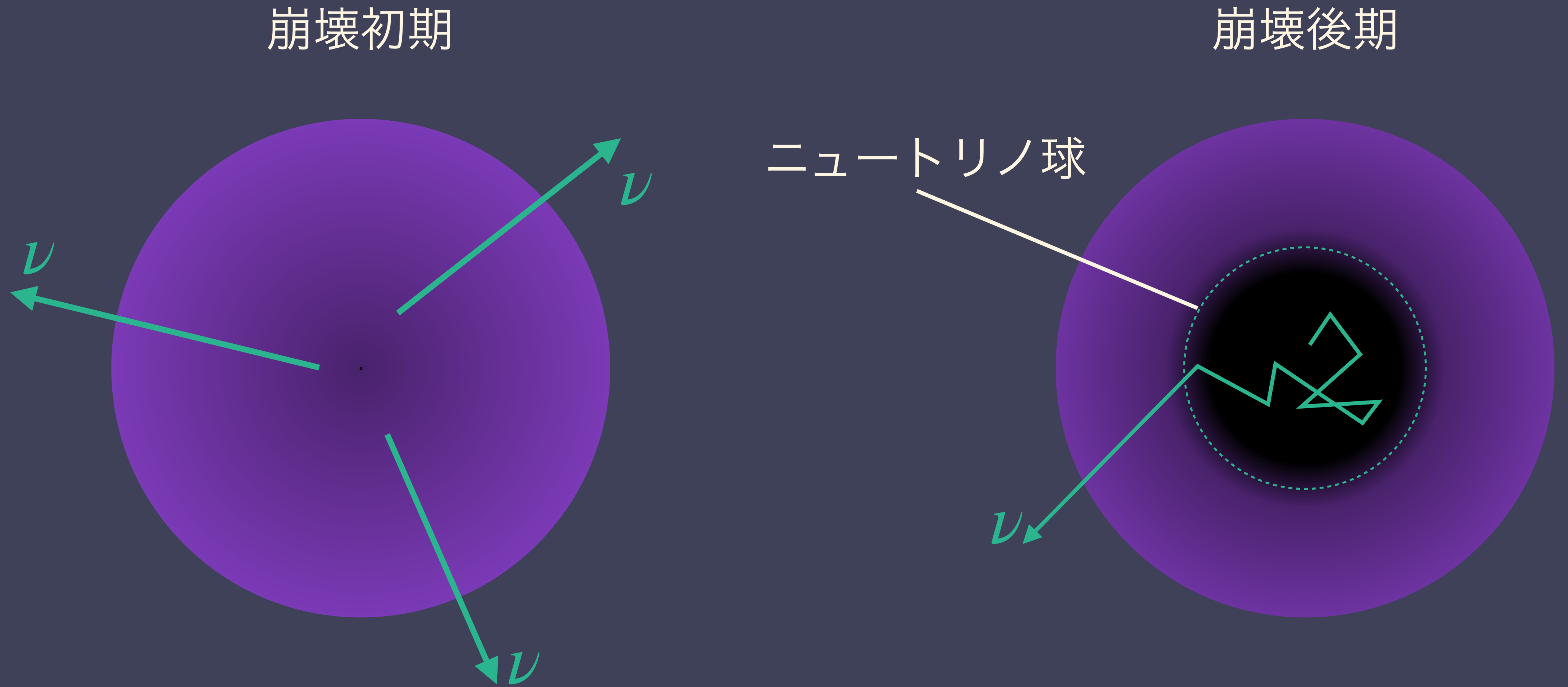
超音速

崩壊中、中心はどんどん高温高密度になっていくので、

結局電子捕獲も光分解も進んでいく

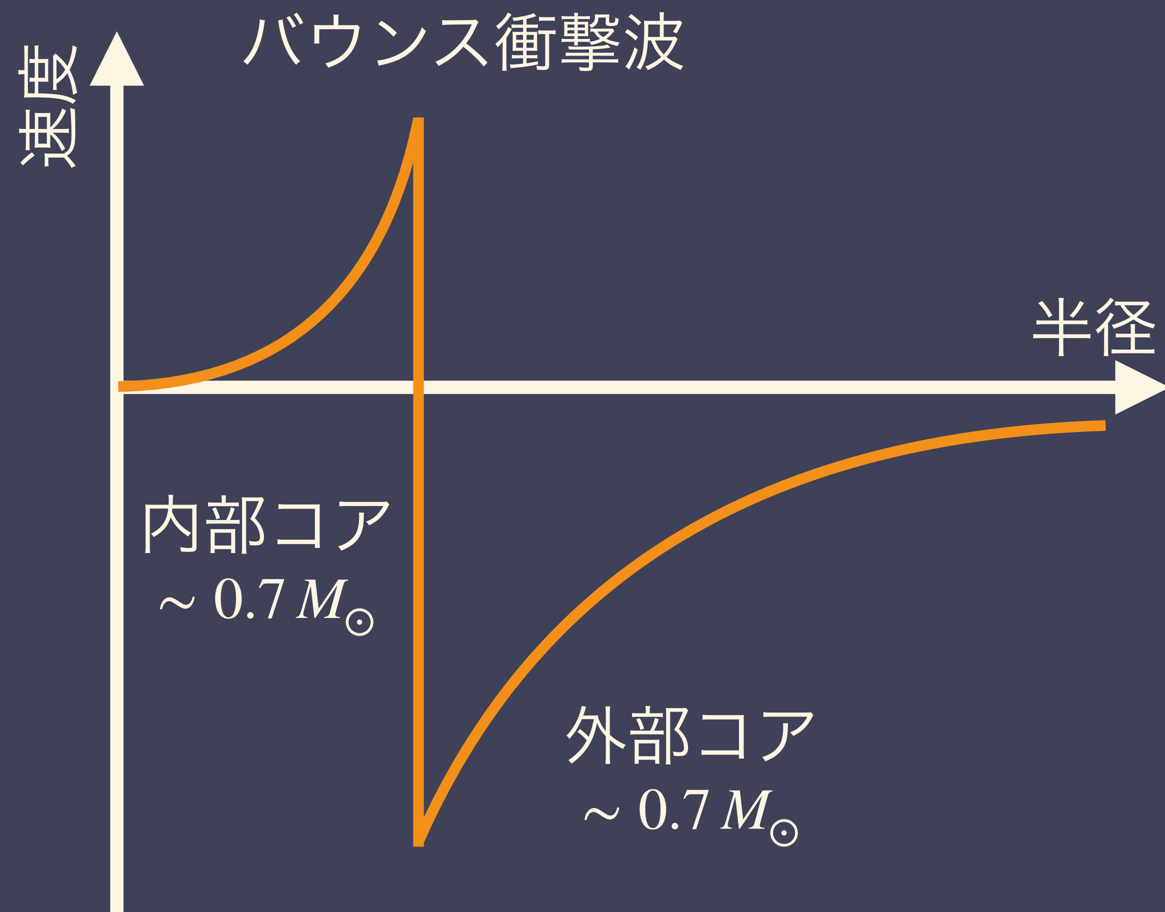
ニュートリノトラッピング

- 電子捕獲反応→ニュートリノ生成
- 崩壊初期：ニュートリノは自由に抜け出す
- 崩壊後期：平均自由行程<コアのサイズ となり、抜け出せなくなる
  →ニュートリノトラッピング
- ニュートリノ球を形成する



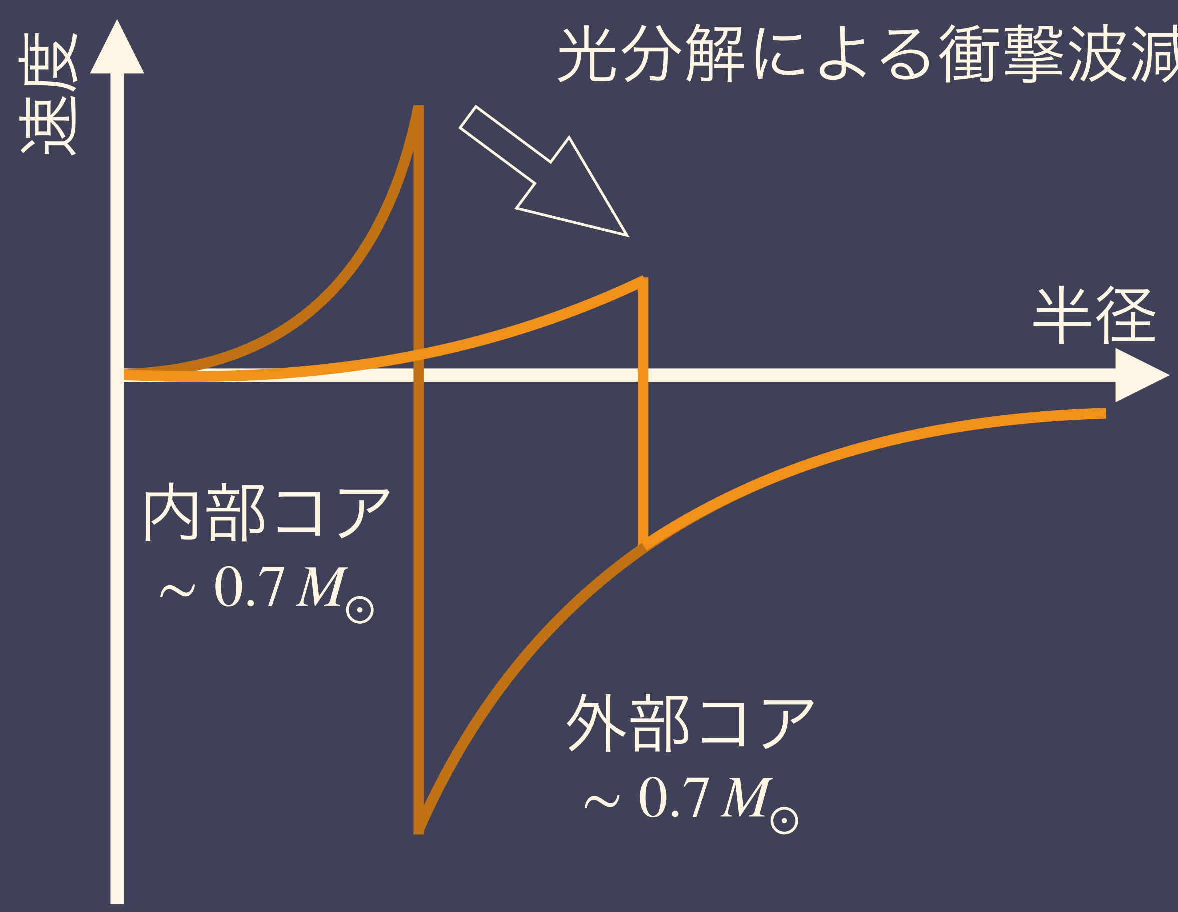
バウンス衝撃波とその停滞

- 中心が核密度に→亜音速内部コアはブレーキ；超音速外部コアは影響なし
  →内外部コアの境界にバウンス衝撃波(〜10^{51} erg) (コアバウンス)



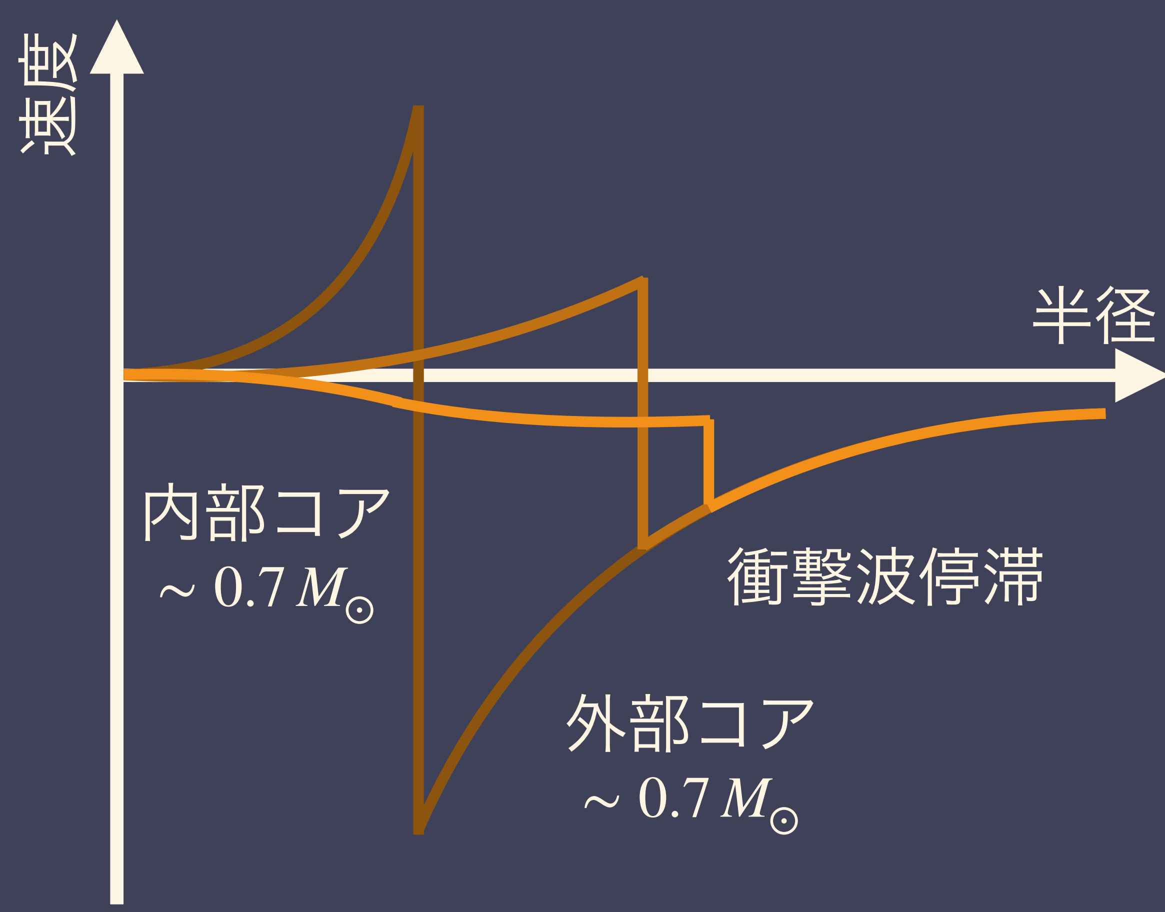
バウンス衝撃波とその停滞

- 中心が核密度に→亜音速内部コアはブレーキ；超音速外部コアは影響なし
  →内外部コアの境界にバウンス衝撃波(〜10^{51} erg) (コアバウンス)
- 衝撃波は飲み込んだ原子核を分解しながら進む
- Feの結合エネルギーは8.8 MeV/nucleon
  →外部コアのFeを光分解するのに衝撃波はエネルギーを使い切る

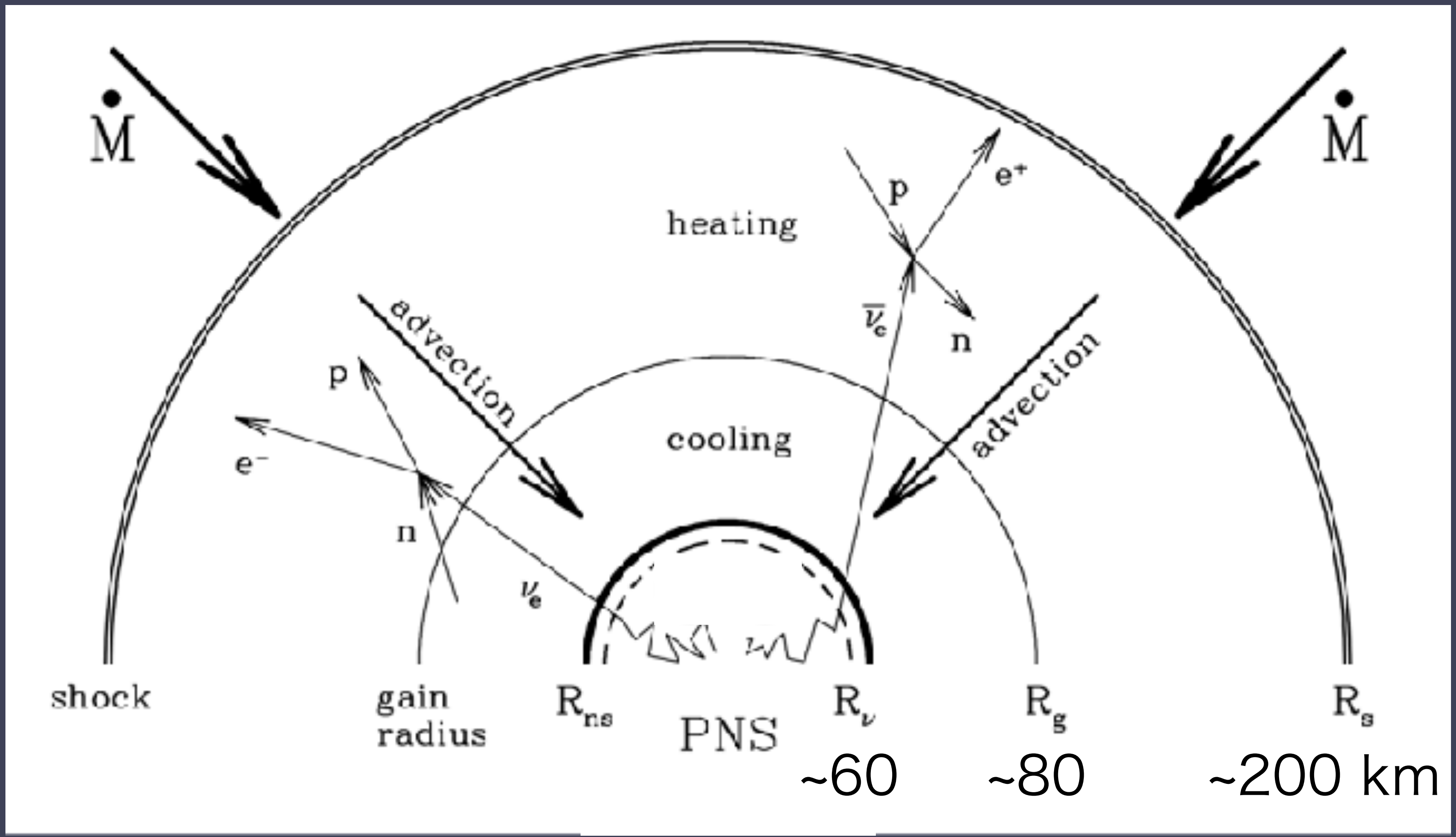


バウンス衝撃波とその停滞

- 中心が核密度に→亜音速内部コアはブレーキ；超音速外部コアは影響なし
  →内外部コアの境界にバウンス衝撃波(〜10^{51} erg) (コアバウンス)
- 衝撃波は飲み込んだ原子核を分解しながら進む
- Feの結合エネルギーは8.8 MeV/nucleon
  →外部コアのFeを光分解するのに衝撃波はエネルギーを使い切る
  　　　→衝撃波停滞



停滞衝撃波の構造



Janka (2001)を一部改変

- バウンス後、中心には原始中性子星(半径R_{ns}, もしくはニュートリノ球半径R_{ν})
- ゲイン半径R_{gain}：ニュートリノ冷却領域と加熱領域を分ける
- 衝撃波半径R_s
- 衝撃波への質量降着が続き、原始中性子星からのニュートリノ放射で加熱されて支えられる
  →加熱が勝って衝撃波が復活するのがニュートリノ加熱メカニズム

停滞衝撃波の構造

- 衝撃波下流は高温のため、

$$P = \kappa\rho^{4/3} = P_{\mathrm{e}^{\pm}} + P_{\gamma} + P_{\mathrm{b}} \propto T^4$$

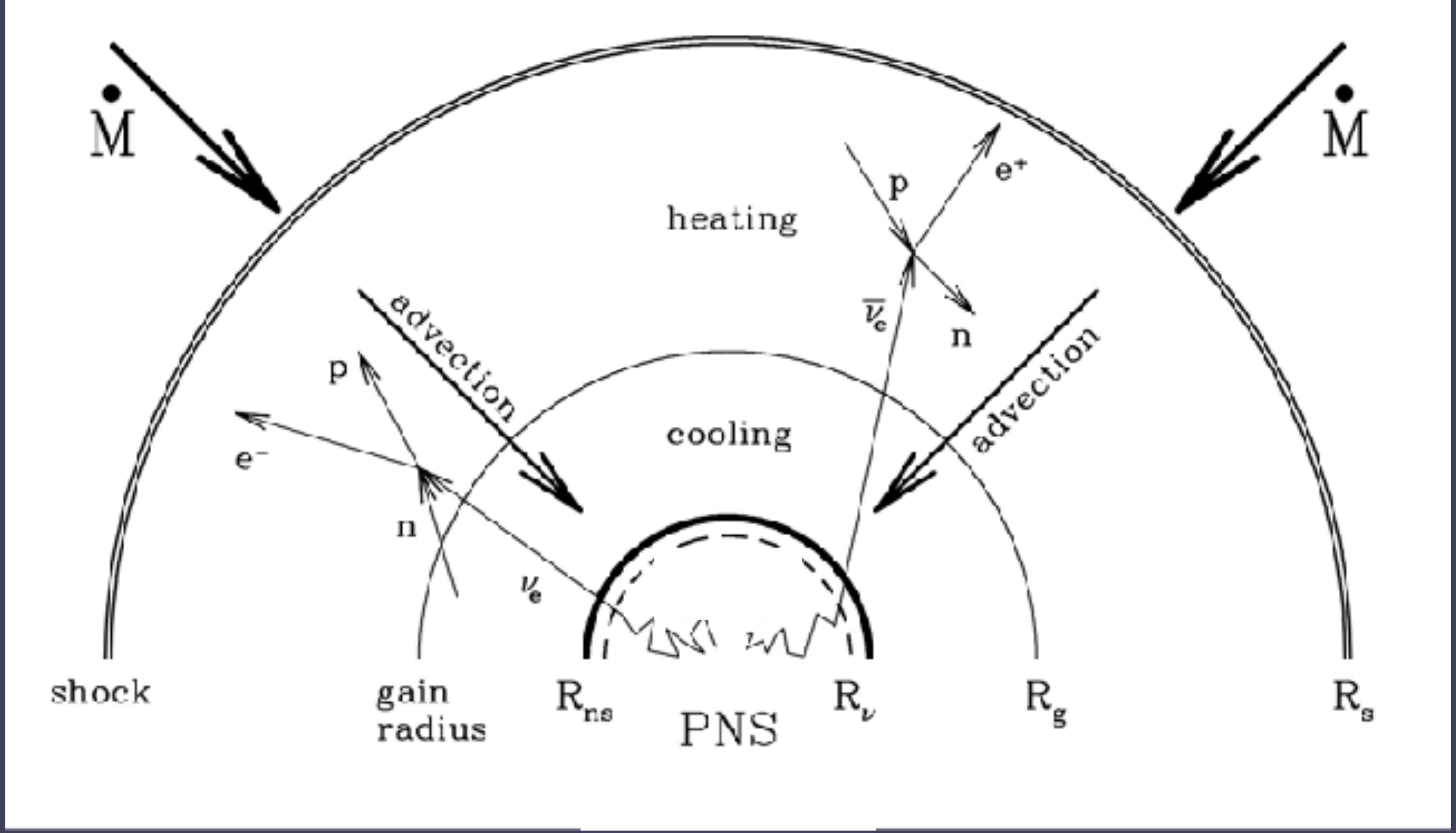
- 準定常状態のため、静水圧平衡

$$\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} = -\frac{GM_{\mathrm{PNS}}\rho}{r^2}$$

ゆえに $\rho \propto r^{-3}$

EOSから $\rho^{4/3} \propto T^4$

従って　$T \propto r^{-1}$



Janka (2001)を一部改変

停滞衝撃波の構造

- 核子あたりの加熱率

$$q_\nu^+ \simeq \frac{L_{\nu_e}\sigma_{\nu_e}Y_n + L_{\bar{\nu}_e}\sigma_{\bar{\nu}_e}Y_p}{4\pi r^2} \simeq \frac{L_\nu \sigma_\nu}{4\pi r^2}$$

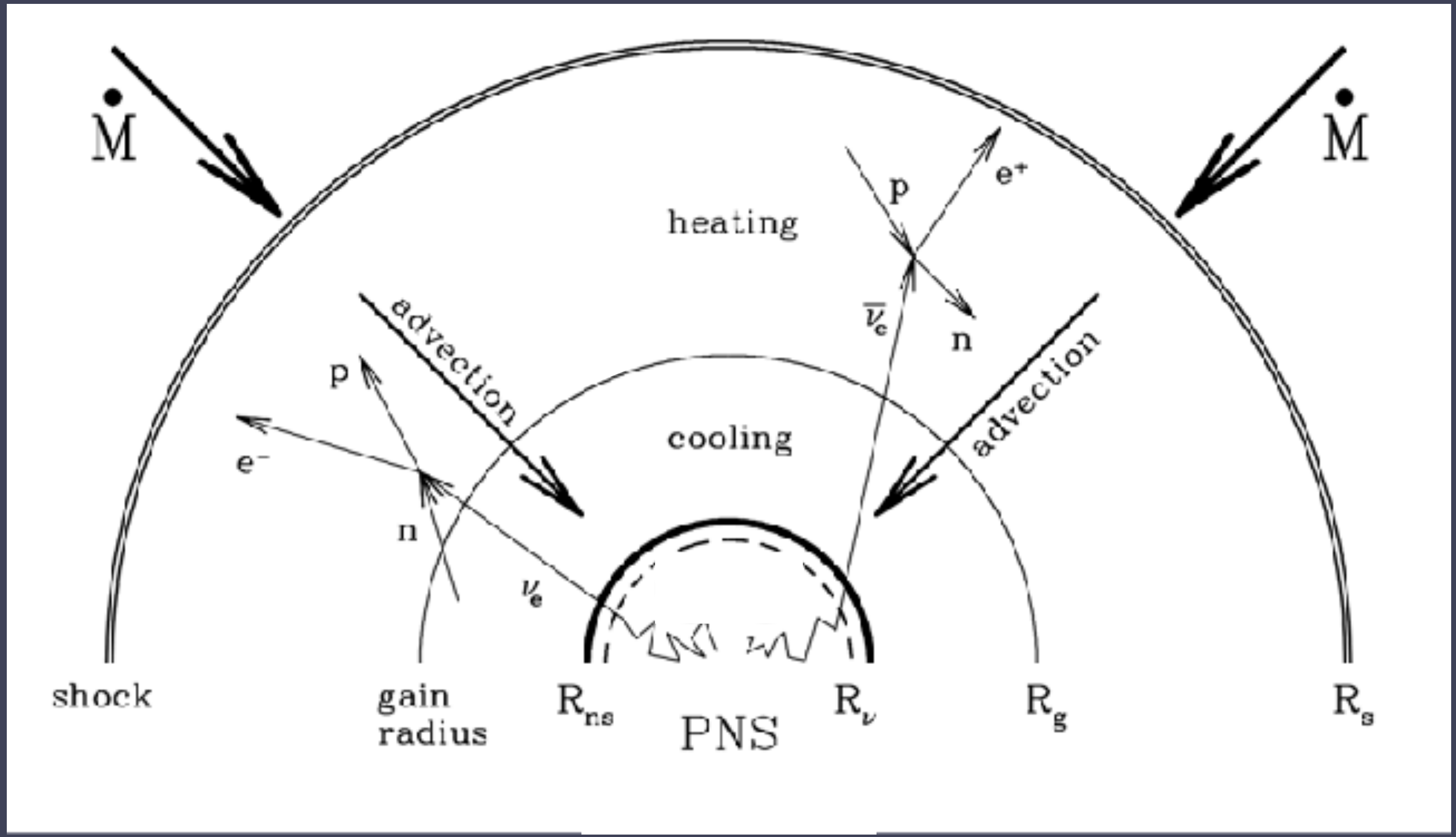
- 核子あたりの冷却率

$$q_\nu^- \simeq \sigma(T)acT^4 \quad \mathrm{w}/\sigma(T) \propto T^2$$

よって

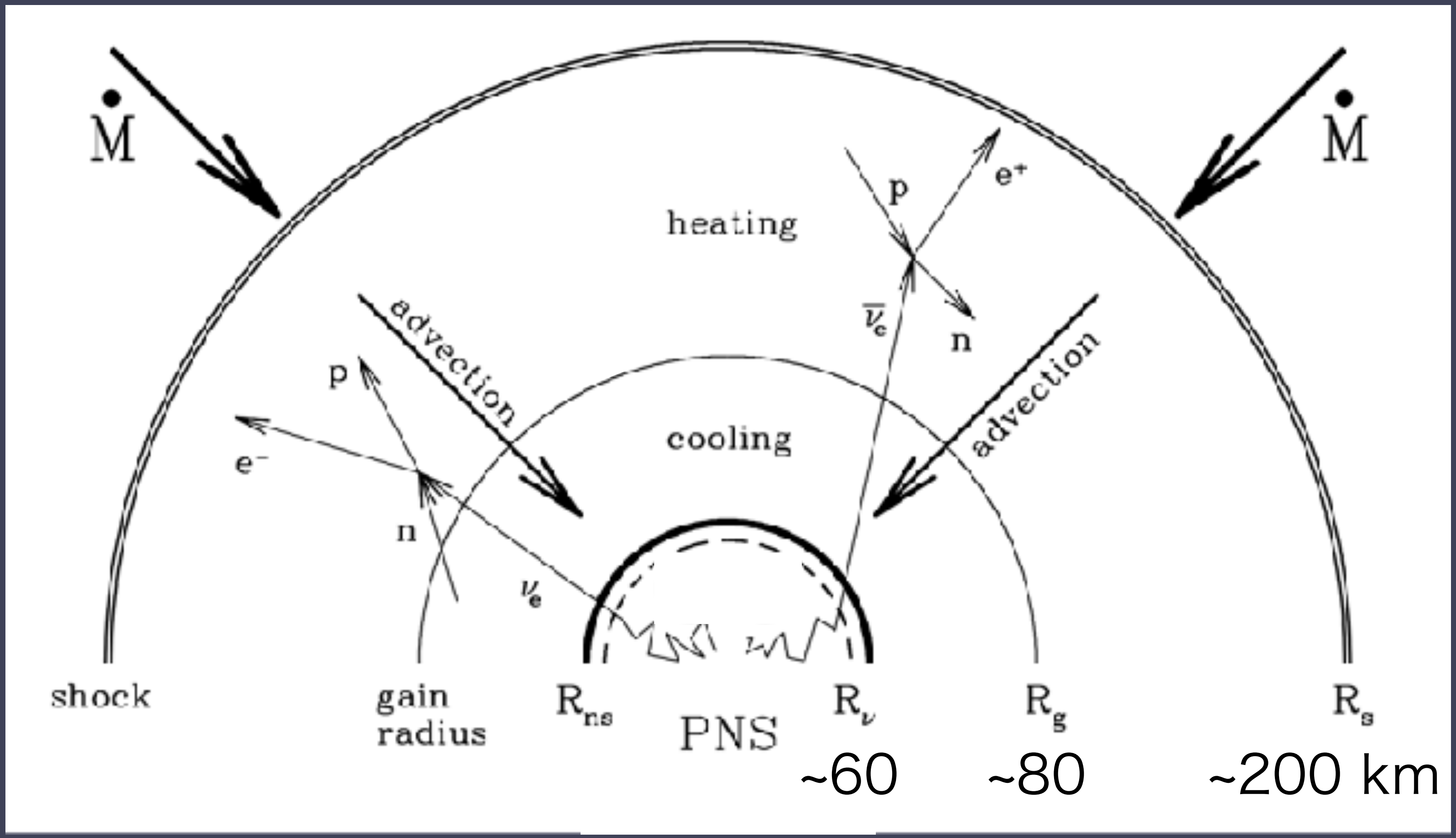
$$q_\nu^- \propto T^6 \propto r^{-6}$$

- r↓で冷却が卓越；
  r↑で加熱が卓越；
  釣り合う半径はgain半径



Janka (2001)を一部改変

停滞衝撃波の構造



Janka (2001)を
一部改変

- バウンス後、中心には原始中性子星(半径R_{ns}, もしくはニュートリノ球半径R_{ν})
- ゲイン半径R_{gain}：ニュートリノ冷却領域と加熱領域を分ける
- 衝撃波半径R_s
- 衝撃波への質量降着が続き、原始中性子星からのニュートリノ放射で加熱されて支えられる
  →加熱が勝って衝撃波が復活するのがニュートリノ加熱メカニズム

タイムスケール比

- 爆発に「どれだけ近いか」の指標：タイムスケール比　$\tau_{\mathrm{adv}}/\tau_{\mathrm{heat}}$
- 移流タイムスケール：ゲイン領域を流れるのにかかる時間

$$\tau_{\mathrm{adv}} := M_{\mathrm{gain}}/\dot{M}$$

- 加熱タイムスケール：全エネルギーが正になるのにかかる時間

$$\tau_{\mathrm{heat}} := E_{\mathrm{gain}}/Q_{\mathrm{gain}}$$

比が1を超えると十分早く加熱されて爆発する

$$\frac{\tau_{\mathrm{adv}}}{\tau_{\mathrm{heat}}} = \frac{M_{\mathrm{gain}}}{\dot{M}} \frac{Q_{\mathrm{gain}}}{E_{\mathrm{gain}}} > 1$$

タイムスケール比

$$\frac{\tau_{\rm adv}}{\tau_{\rm heat}} = \frac{M_{\rm gain}}{\dot{M}} \frac{Q_{\rm gain}}{E_{\rm gain}} \simeq 2.4$$

$$M_{\rm gain} \simeq 0.01\, M_\odot \qquad \dot{M} \simeq 0.1\, M_\odot/{\rm s}$$

$$Q_{\rm gain} \simeq \frac{L_\nu \sigma}{4\pi r_{\rm gain}^2} \frac{M_{\rm gain}}{m_{\rm u}} = 9.4 \times 10^{51}\,{\rm erg/s} \left(\frac{k_{\rm B} T}{4\,{\rm MeV}}\right)^2 \left(\frac{L_\nu}{3 \times 10^{52}\,{\rm erg/s}}\right) \left(\frac{M_{\rm gain}}{0.01\,M_\odot}\right) \left(\frac{r_{\rm gain}}{100\,{\rm km}}\right)^{-2}$$

$$E_{\rm gain} \simeq \frac{G M_{\rm PNS} M_{\rm gain}}{r_{\rm gain}} = 4.0 \times 10^{50}\,{\rm erg} \left(\frac{M_{\rm PNS}}{1.4\,M_\odot}\right) \left(\frac{M_{\rm gain}}{0.01\,M_\odot}\right) \left(\frac{r_{\rm gain}}{100\,{\rm km}}\right)^{-1}$$

- 大雑把に値を評価するとタイムスケール比はオーダー1で、ニュートリノ加熱メカニズムでうまくいきそう

臨界曲線理論

$$\frac{\tau_{\mathrm{adv}}}{\tau_{\mathrm{heat}}} = \frac{M_{\mathrm{gain}}}{\dot{M}} \frac{Q_{\mathrm{gain}}}{E_{\mathrm{gain}}} > 1$$

$$Q_{\mathrm{gain}} \simeq \frac{L_\nu \sigma}{4\pi r_{\mathrm{gain}}^2} \frac{M_{\mathrm{gain}}}{m_{\mathrm{u}}}$$

- ニュートリノ加熱率がニュートリノ光度に比例する単純なモデルを考える

臨界曲線理論

$$\frac{M_{\mathrm{gain}}^2}{\dot{M}}\frac{L_\nu \sigma}{4\pi r_{\mathrm{g}}^2 m_{\mathrm{u}} E_{\mathrm{gain}}} > 1$$

$$Q_{\mathrm{gain}} \simeq \frac{L_\nu \sigma}{4\pi r_{\mathrm{gain}}^2}\frac{M_{\mathrm{gain}}}{m_{\mathrm{u}}}$$

- ニュートリノ加熱率がニュートリノ光度に比例する単純なモデルを考える

臨界曲線理論

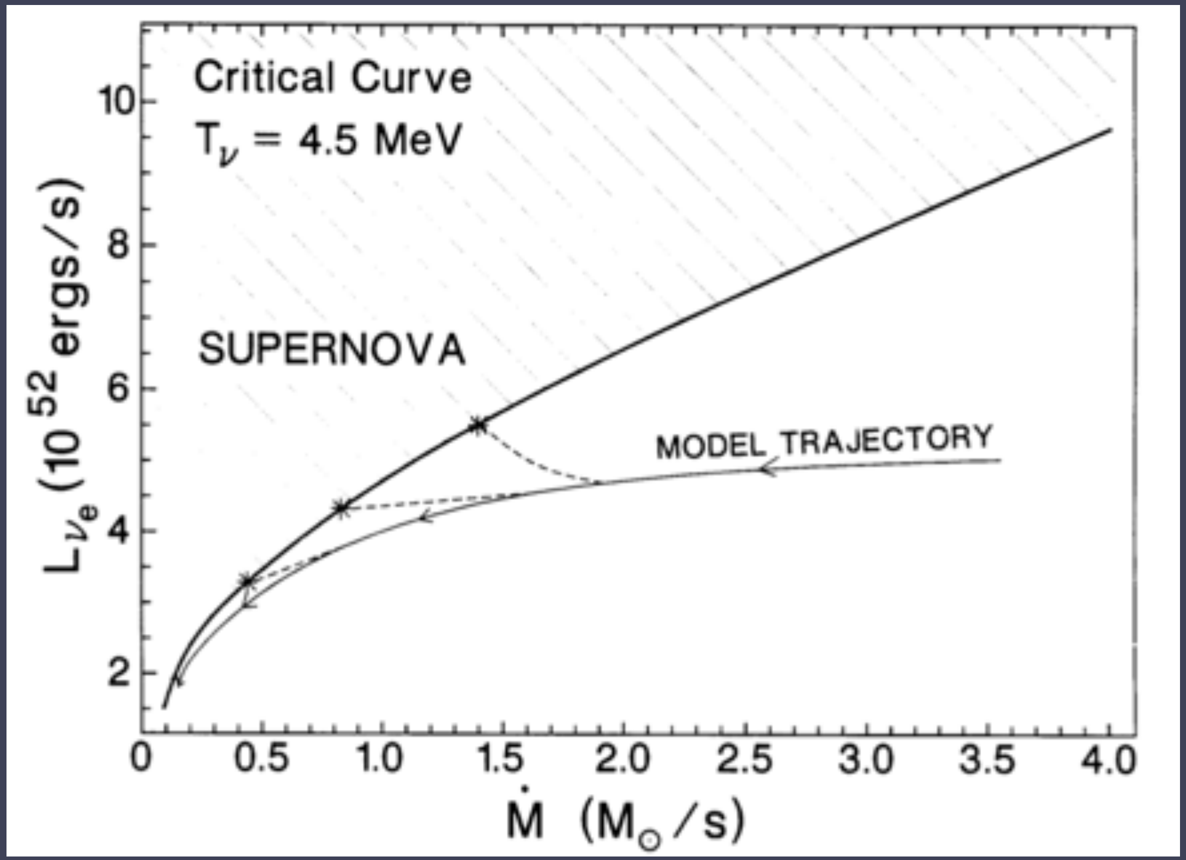
$$L_\nu > \frac{4\pi r_{\rm g}^2 m_{\rm u} E_{\rm gain} \dot{M}}{\sigma M_{\rm gain}^2}$$

$$Q_{\rm gain} \simeq \frac{L_\nu \sigma}{4\pi r_{\rm gain}^2} \frac{M_{\rm gain}}{m_{\rm u}}$$

- ニュートリノ加熱率がニュートリノ光度に比例する単純なモデルを考える
- ニュートリノ光度が質量降着率で決まるある値より大きいと爆発する
  →臨界曲線

臨界曲線理論

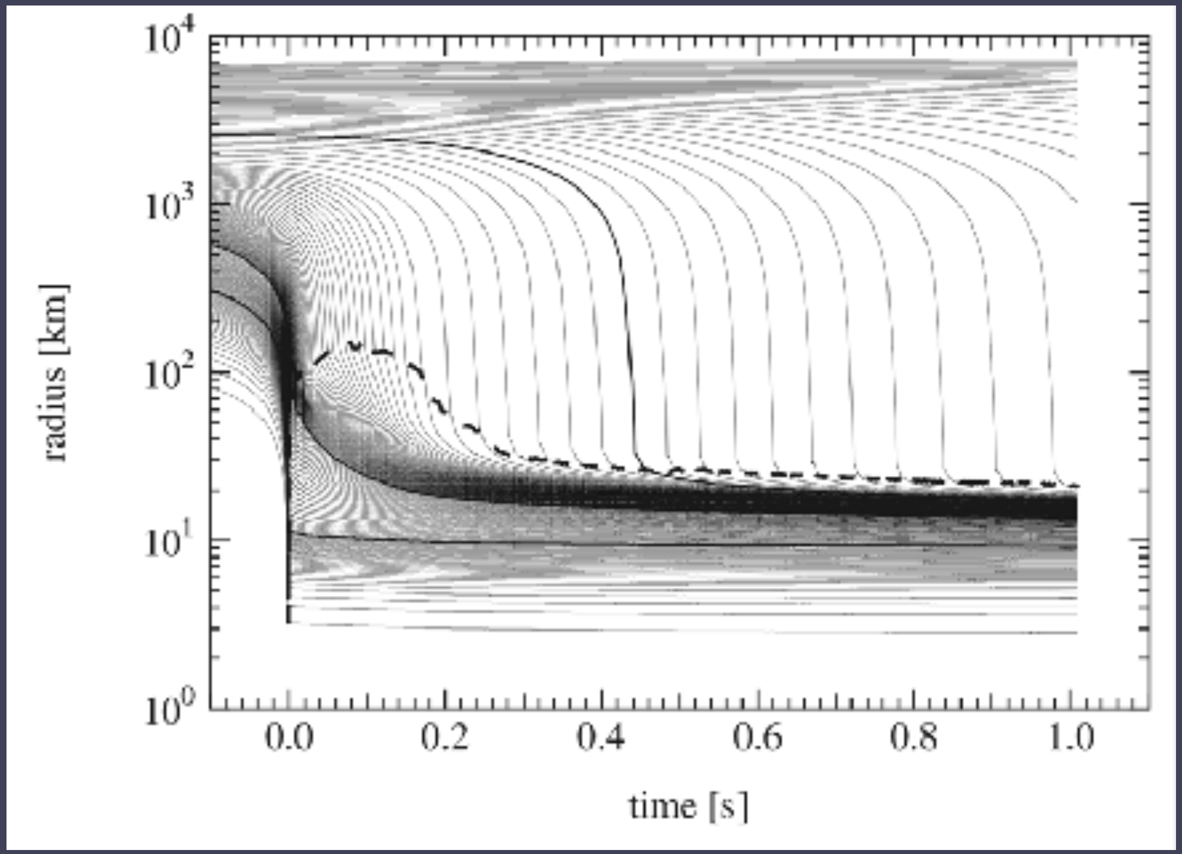
$$\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}(r^2\rho v) = 0,$$
$$\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}(r^2\rho v^2) + \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}r} = -\rho\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}r},$$
$$\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}\left\{r^2\rho v\left(e+\frac{1}{2}v^2+\frac{P}{\rho}\right)\right\} = -\rho v\frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}r} + Q,$$
$$\frac{1}{r^2}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r}(r^2\rho v Y_{\mathrm{e}}) = \rho\Gamma,$$
$$\Phi = -\frac{GM_{\mathrm{PNS}}}{r},$$



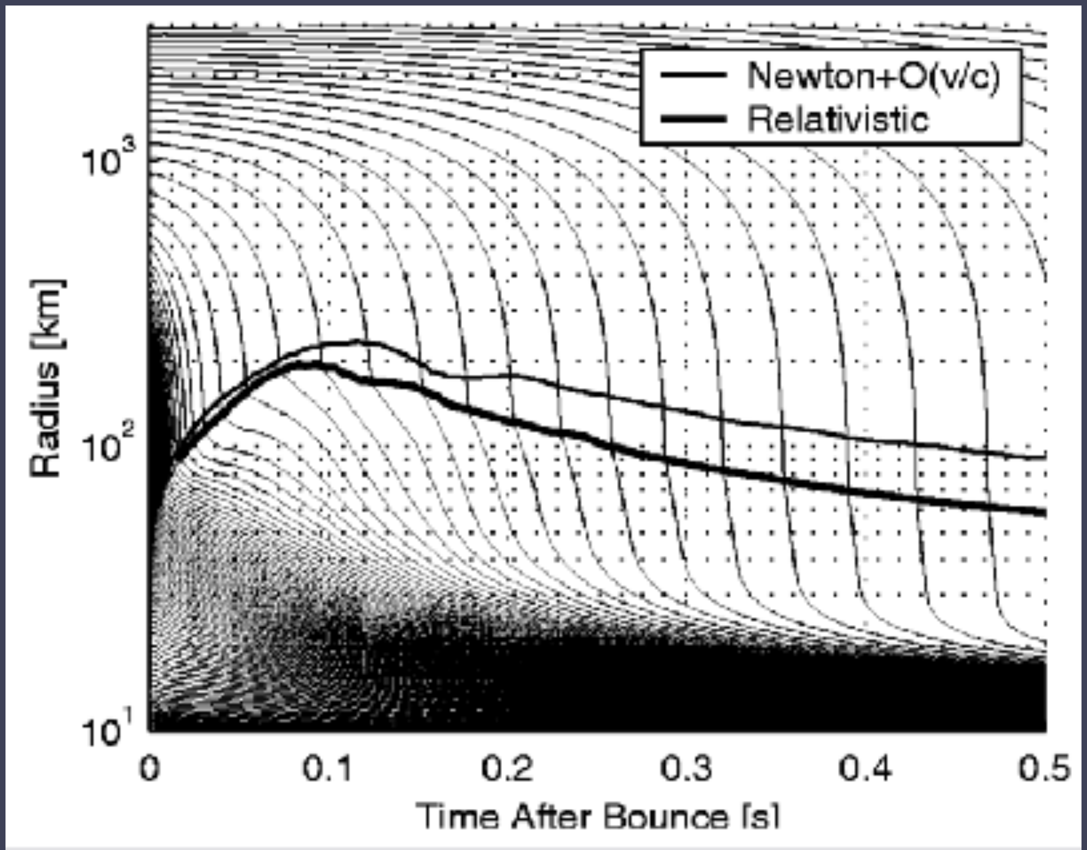
Burrows & Goshy (1993)

- 衝撃波停滞フェーズでは流体は準定常
  →ニュートリノ光度と質量降着率をパラメータ、
  衝撃波の位置を(ある種の)固有値とする固有値問題
  →質量降着率に対し、ニュートリノ光度が
  ある値以上になると定常解が作れない。

超新星シミュレーション



Sumiyoshi+ (2005)

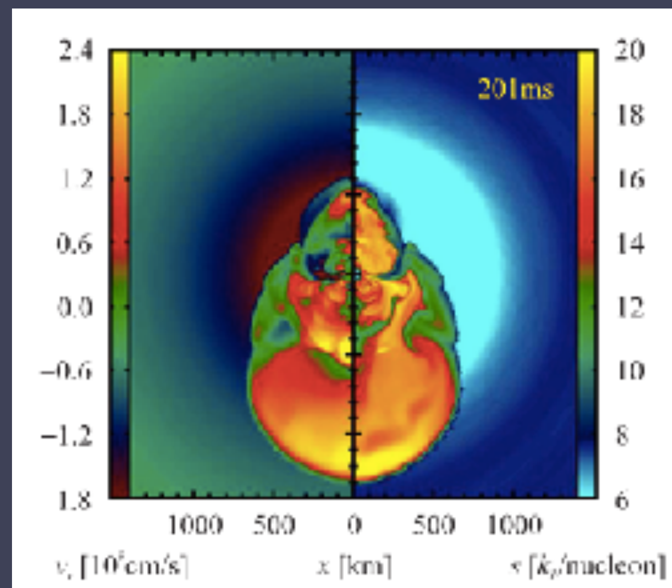


Liebendoerfer+ (2001)

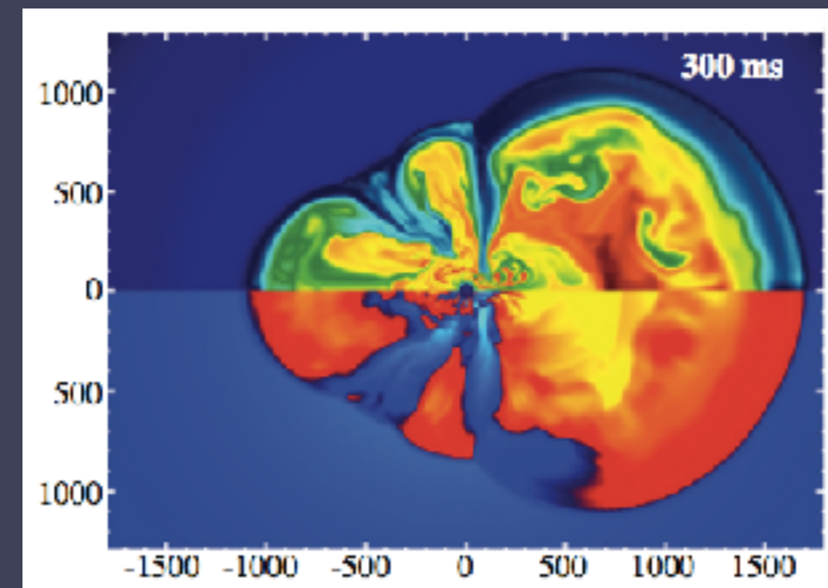
- 1次元球対称シミュレーションではどんなに頑張っても爆発しない

超新星シミュレーション

2D

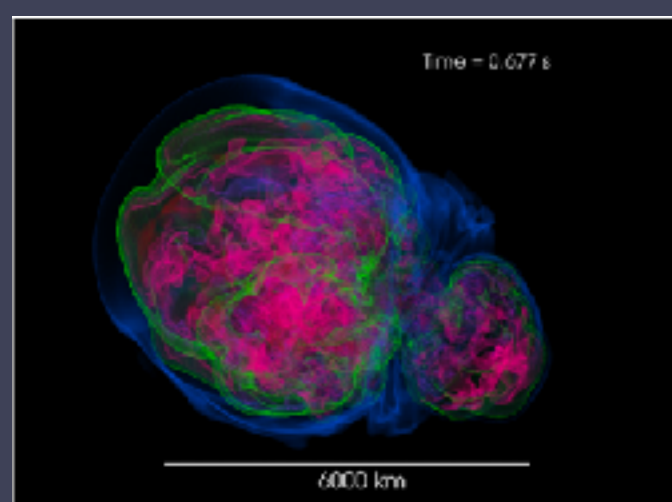


MPA (Mueller+ 2012)

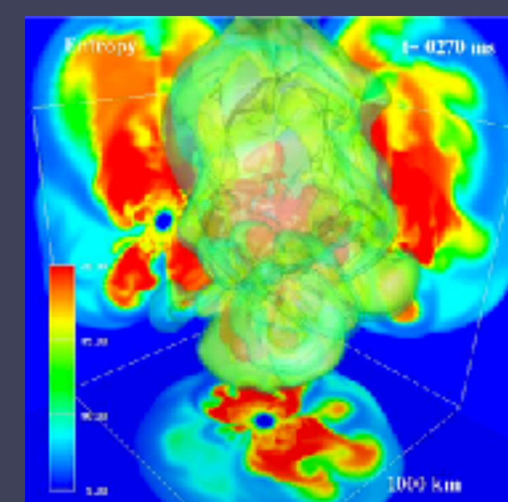


Oak Ridge (Bruenn+ 2013)

3D



Princeton (Vartanyan+ 2019)

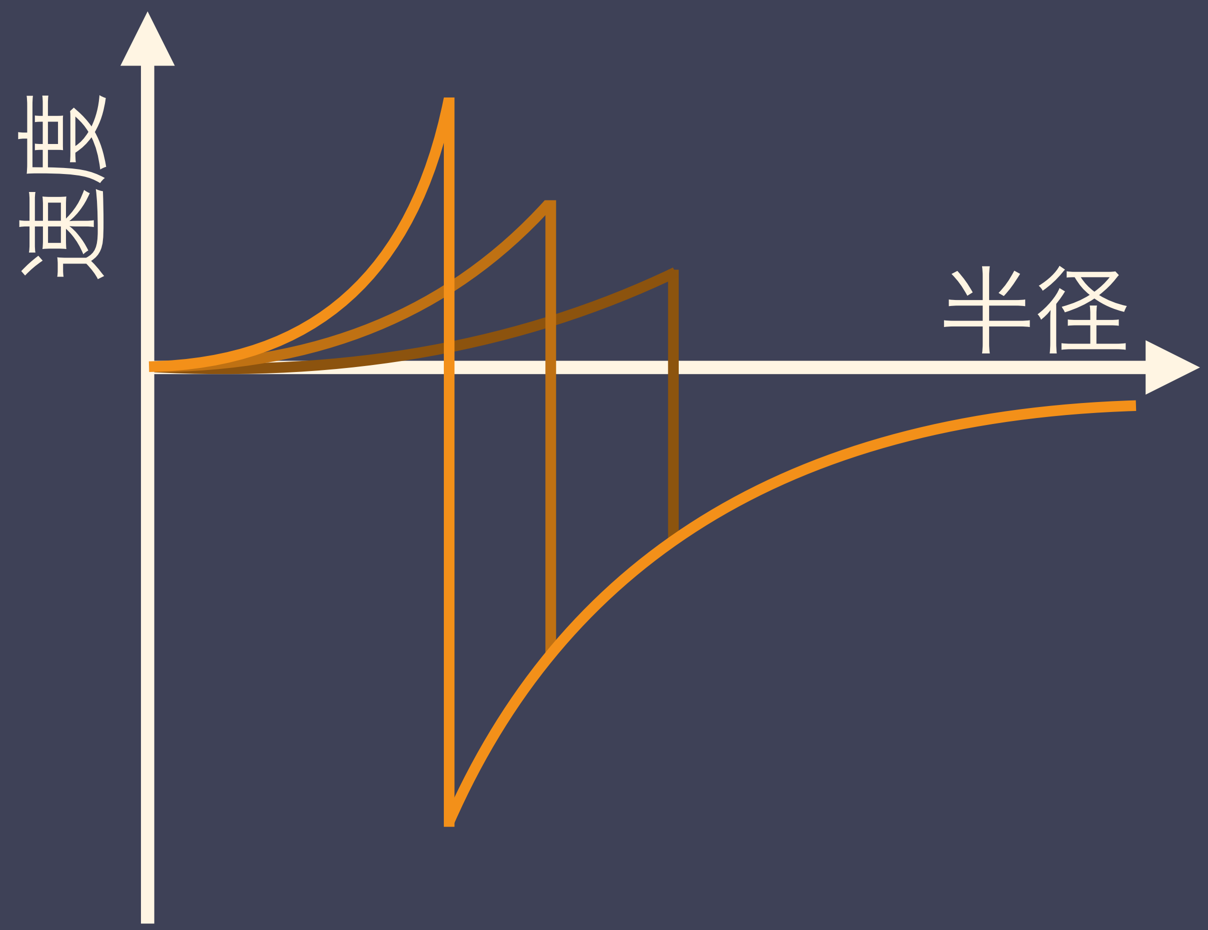


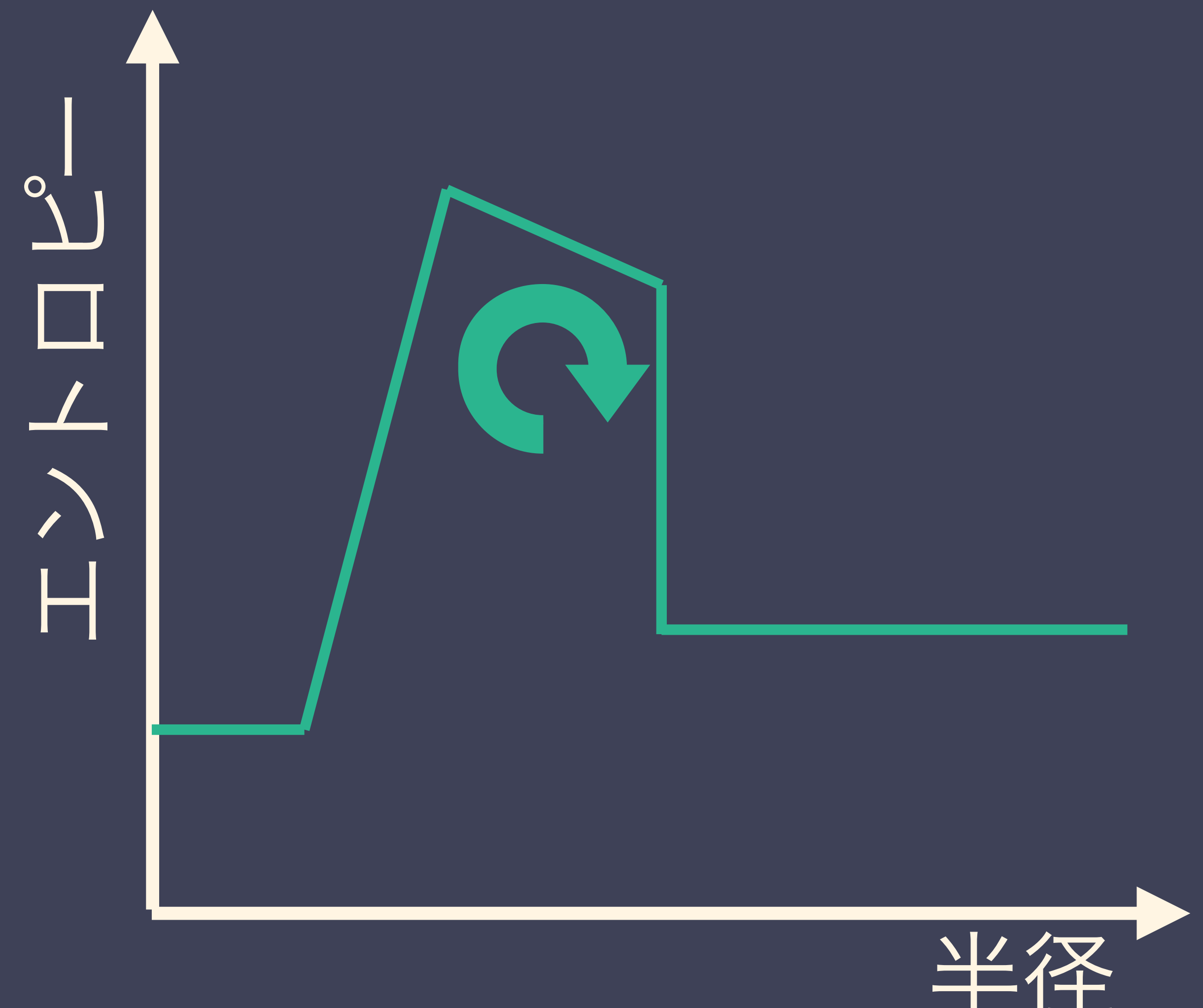
Fukuoka (Takiwaki+ 2014)

- 1次元球対称シミュレーションではどんなに頑張っても爆発しない
- 多次元シミュレーションだと爆発する

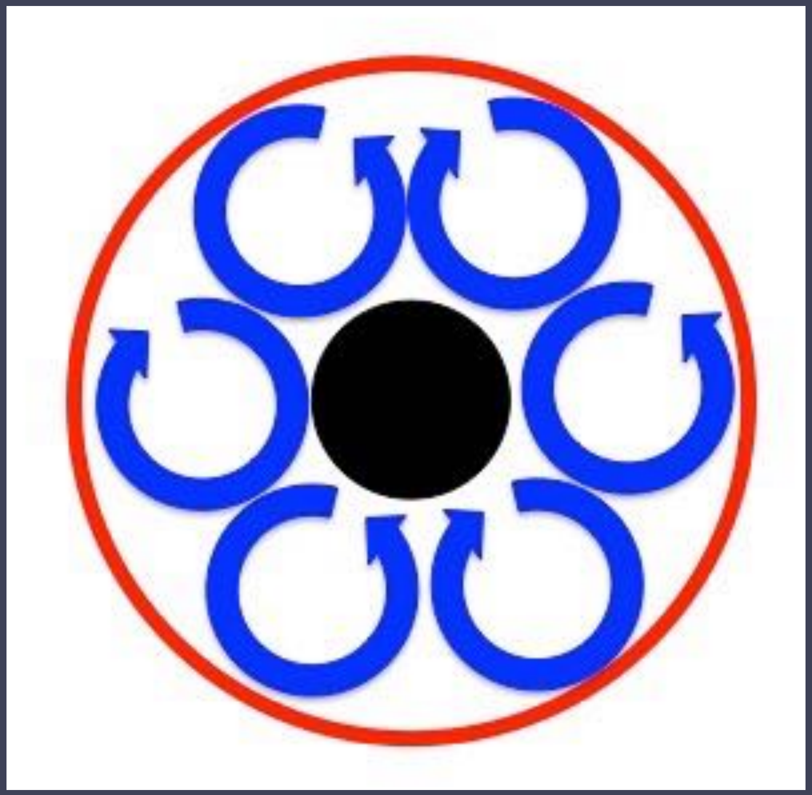
多次元効果-流体不安定性

- Prompt convection:
  - 衝撃波がエネルギーを失いながら伝搬
    - 負のエントロピー勾配を形成
      - 対流が発達

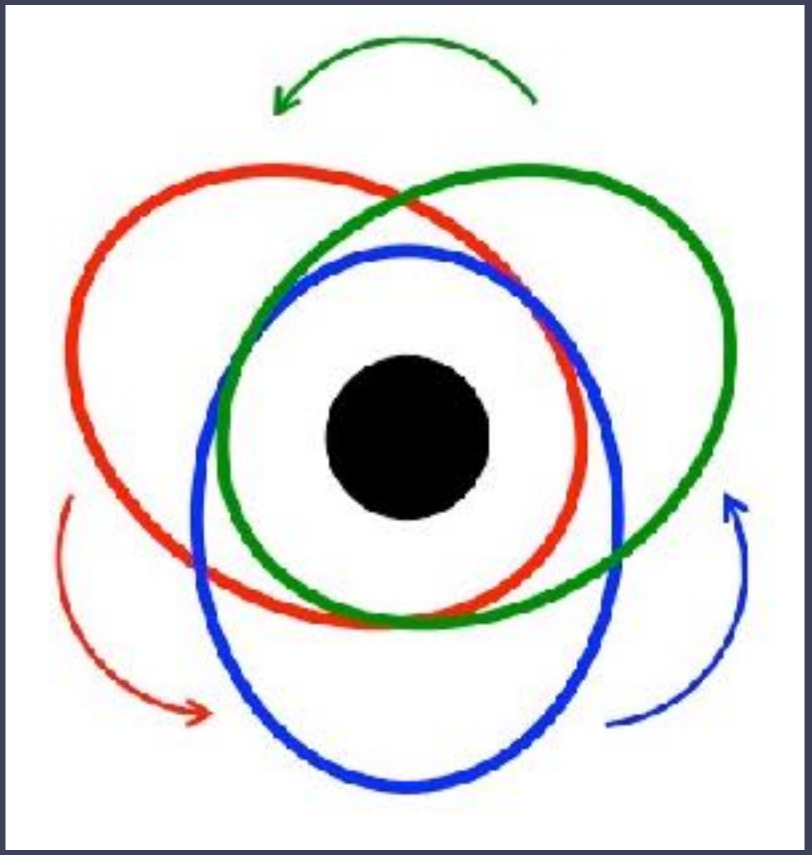




多次元効果-流体不安定性



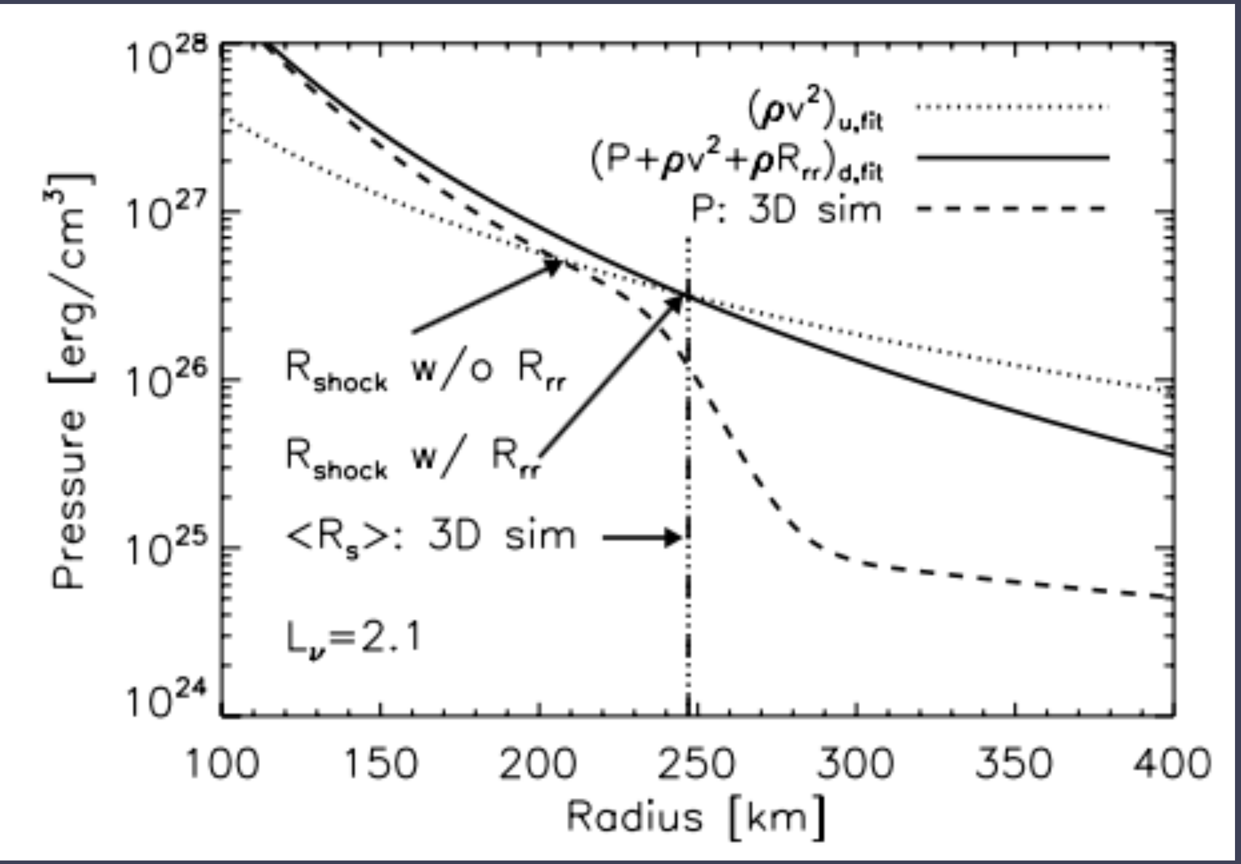
ニュートリノ駆動対流



SASI

- 衝撃波停滞フェーズでの流体不安定性:
  - ニュートリノ駆動対流
  - standing accretion shock instability (SASI)
- 乱流へと発達し、衝撃波を押し出したりする

乱流の効果

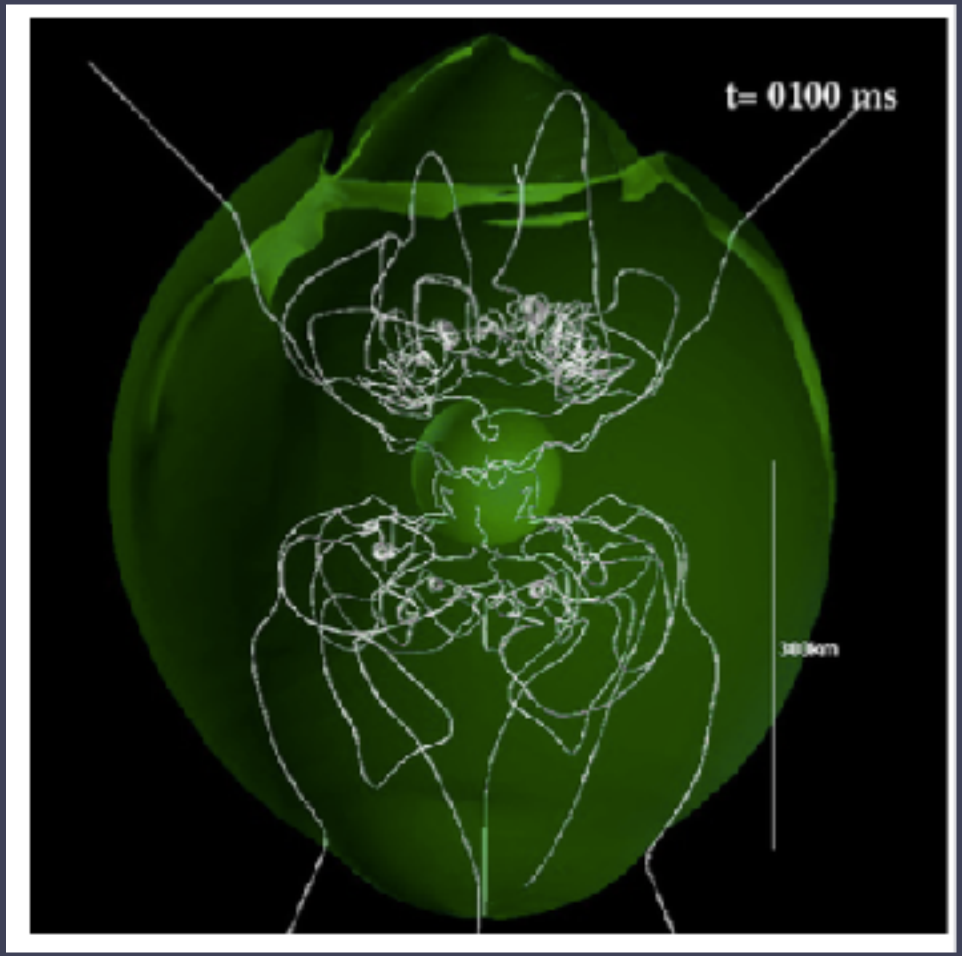


Murphy+ (2013)

$$\frac{\tau_{\rm adv}}{\tau_{\rm heat}} = \frac{M_{\rm gain}}{\dot{M}}\frac{Q_{\rm gain}}{E_{\rm gain}} > 1$$

- 乱流は衝撃波復活を手助けする：
  - 乱流圧力(レイノルズ応力)が衝撃波を押し出し、ゲイン領域を広げる

乱流の効果

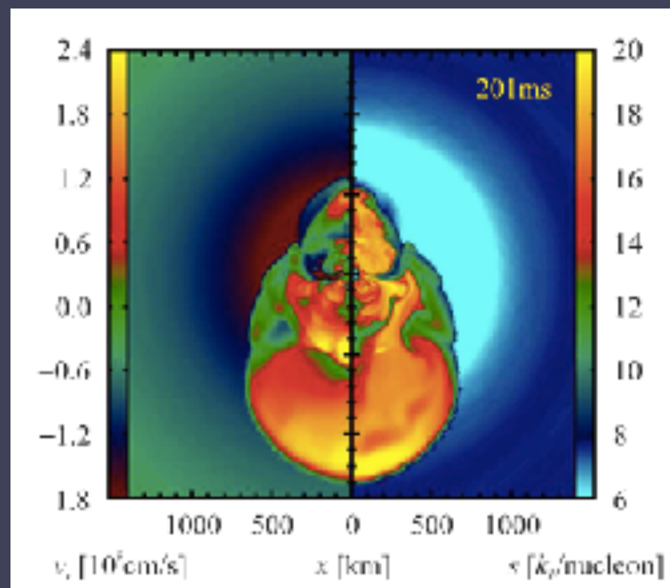


Takiwaki+ (2012)

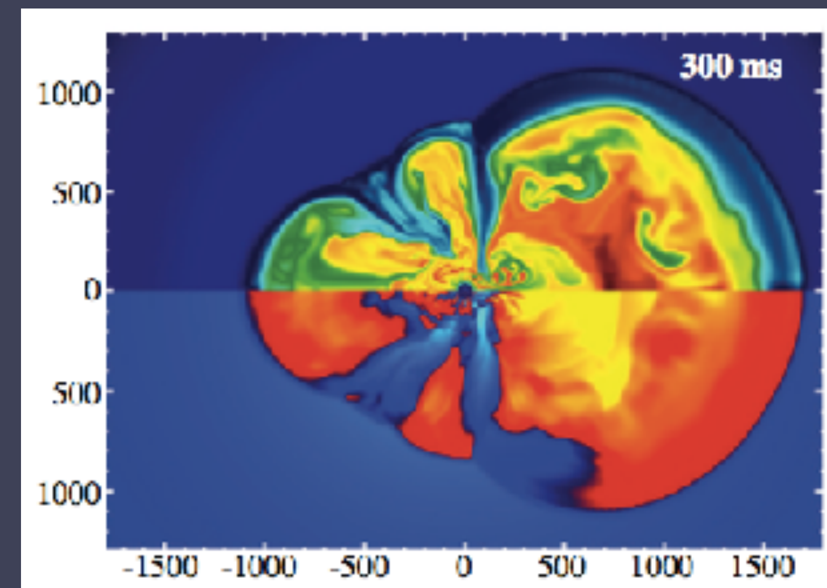
- 乱流は衝撃波復活を手助けする：
  - 乱流の渦運動によって流体素片が長くゲイン領域に留まる

超新星シミュレーション

2D

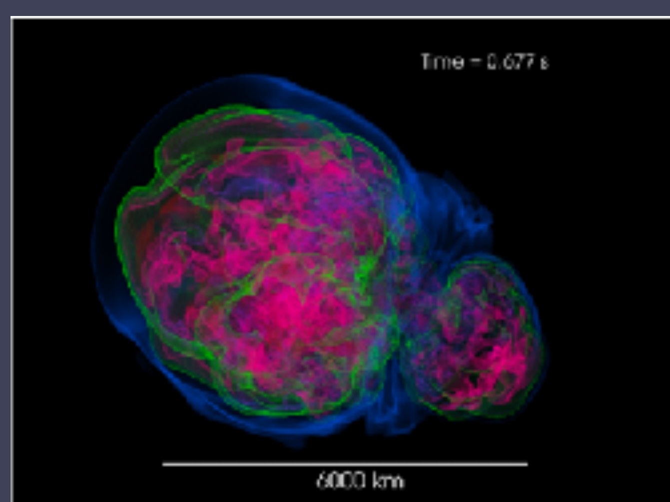


MPA (Mueller+ 2012)

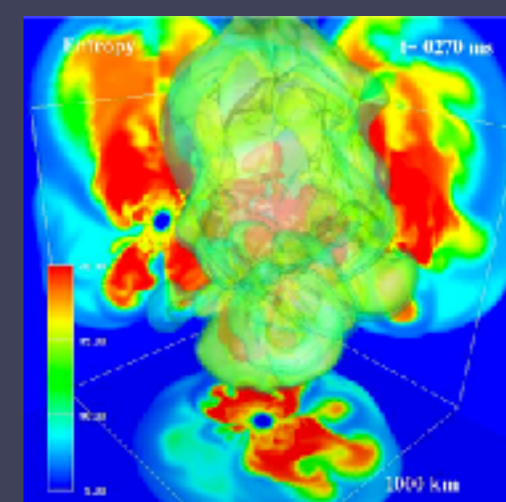


Oak Ridge (Bruenn+ 2013)

3D



Princeton (Vartanyan+ 2019)



Fukuoka (Takiwaki+ 2014)

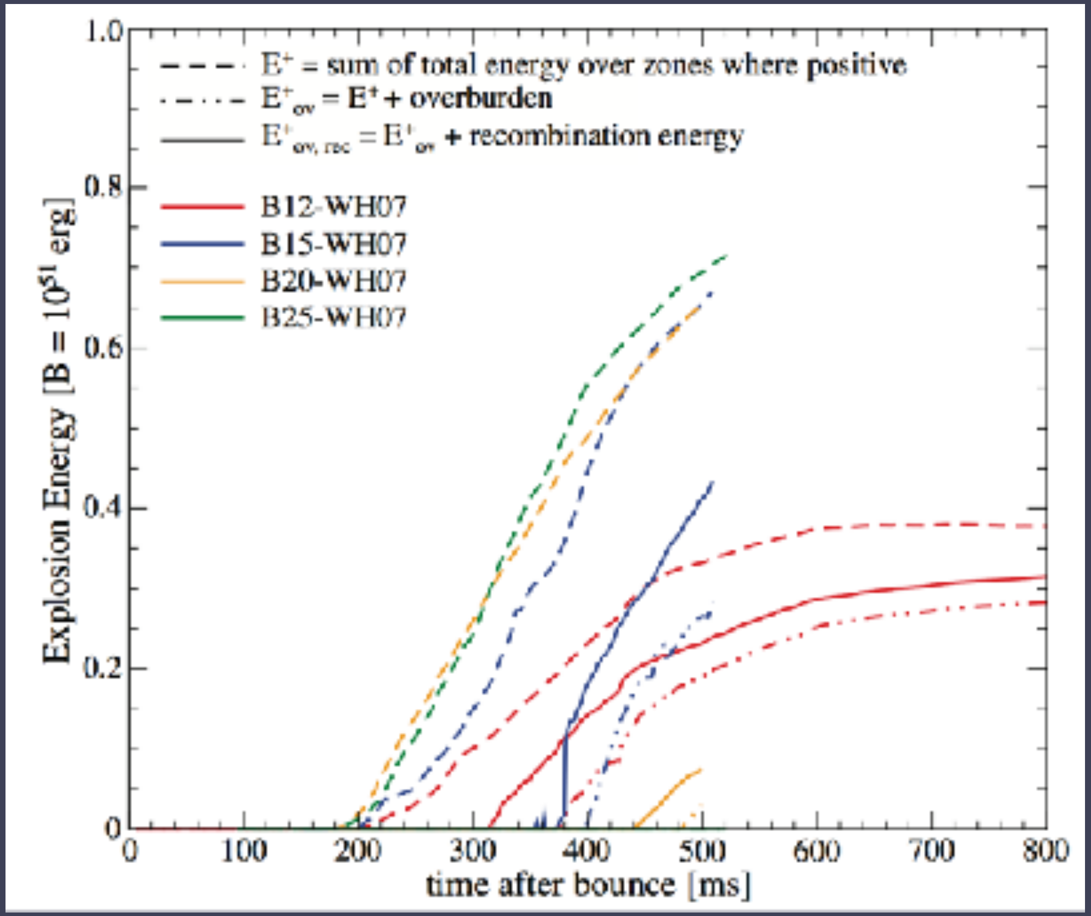
- 1次元球対称シミュレーションではどんなに頑張っても爆発しない
- 多次元シミュレーションだと爆発する

残る問題点

- 計算手法によって結果が変わる

- 爆発エネルギーが足りない
  - 観測的には爆発エネルギーは~10^{51} erg
  - シミュレーションでは~10^{50} erg

- 長時間計算で爆発エネルギーを増やそうとすると、Niが作れない



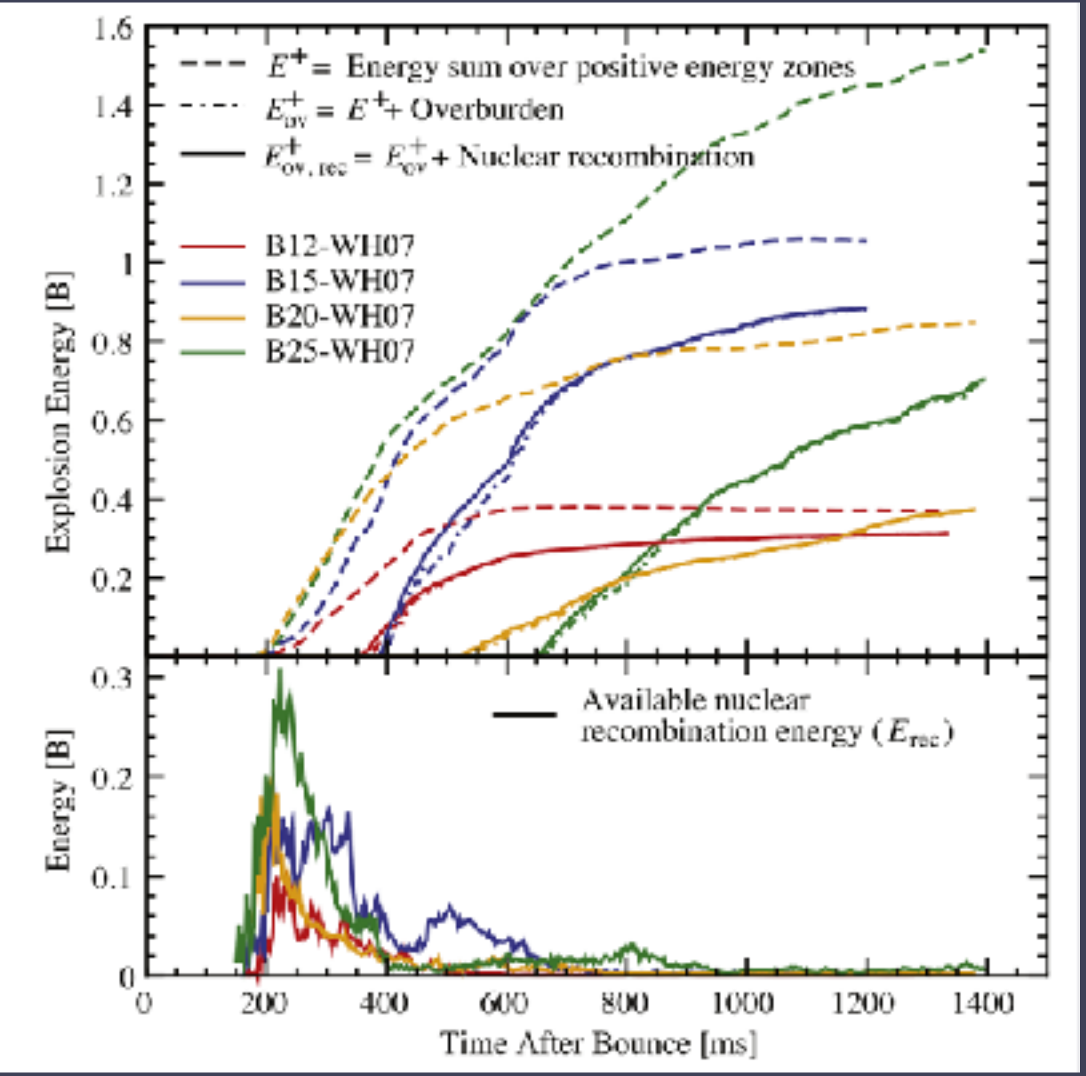
Bruenn+ (2013)

残る問題点

- 計算手法によって結果が変わる

- 爆発エネルギーが足りない
  - 観測的には爆発エネルギーは~10^{51} erg
  - シミュレーションでは~10^{50} erg

- 長時間計算で爆発エネルギーを増やそうとすると、Niが作れない



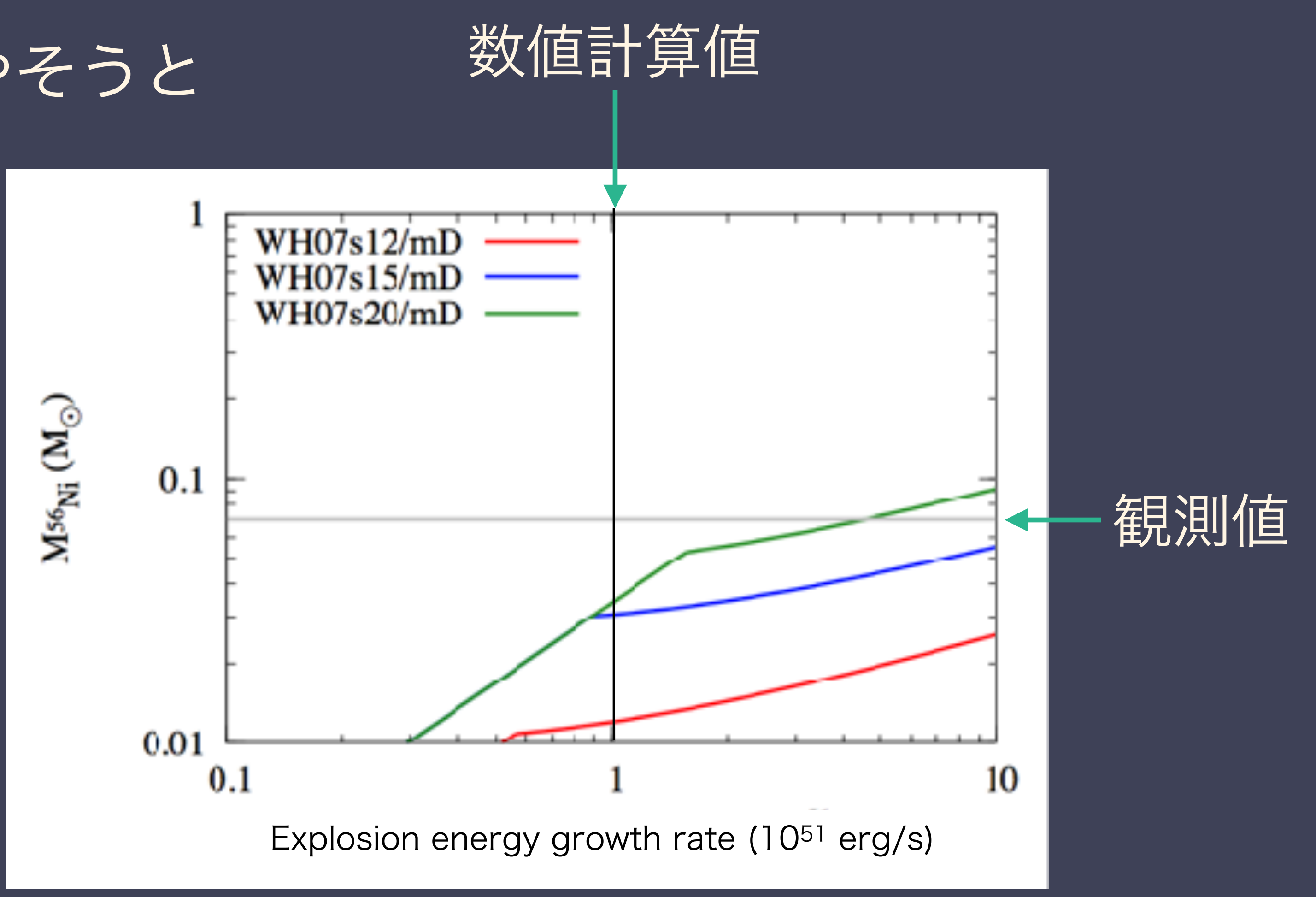
Bruenn+ (2016)

残る問題点

- 計算手法によって結果が変わる

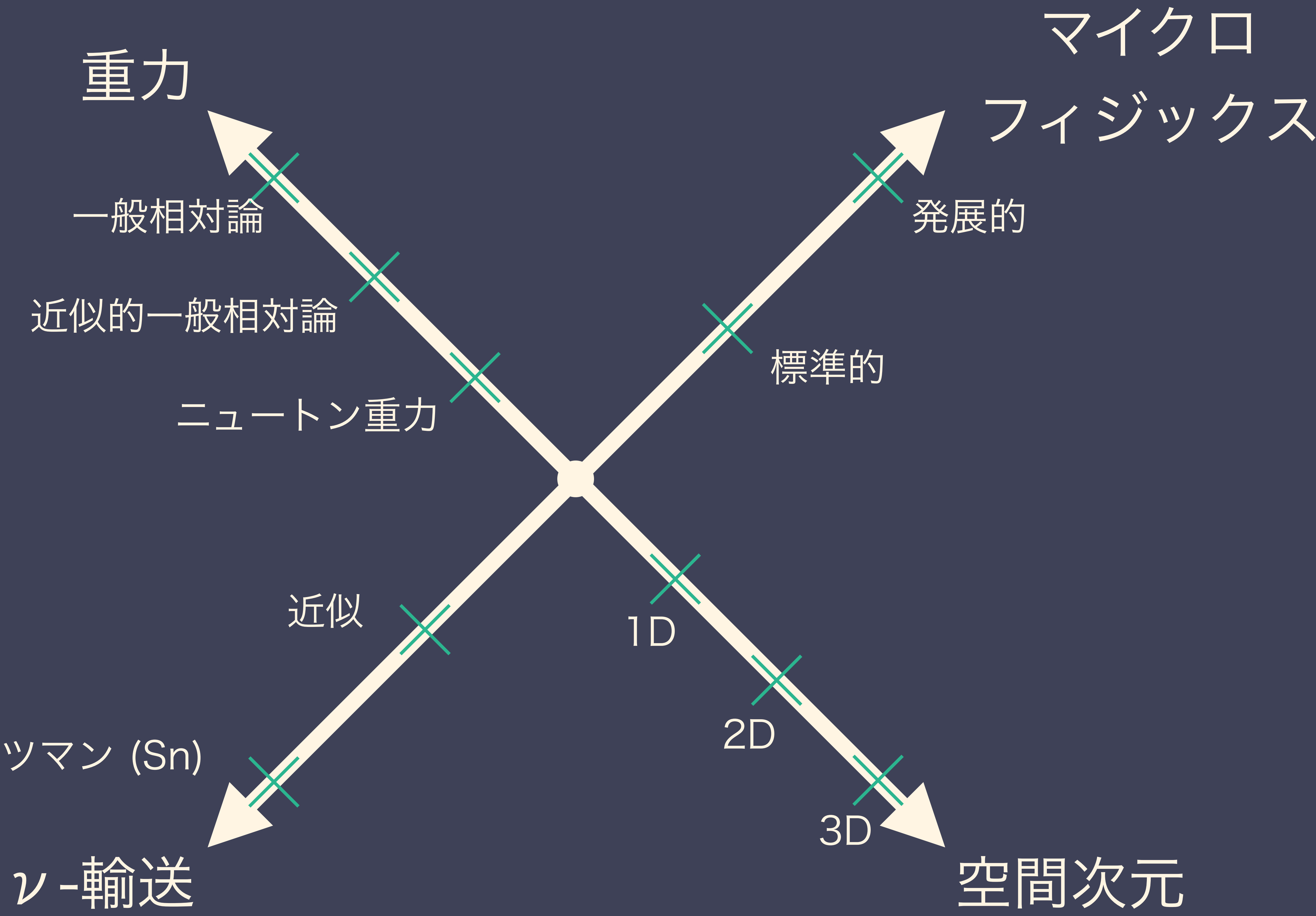
- 爆発エネルギーが足りない
  - 観測的には爆発エネルギーは~10^{51} erg
  - シミュレーションでは~10^{50} erg

- 長時間計算で爆発エネルギーを増やそうとすると、Niが作れない

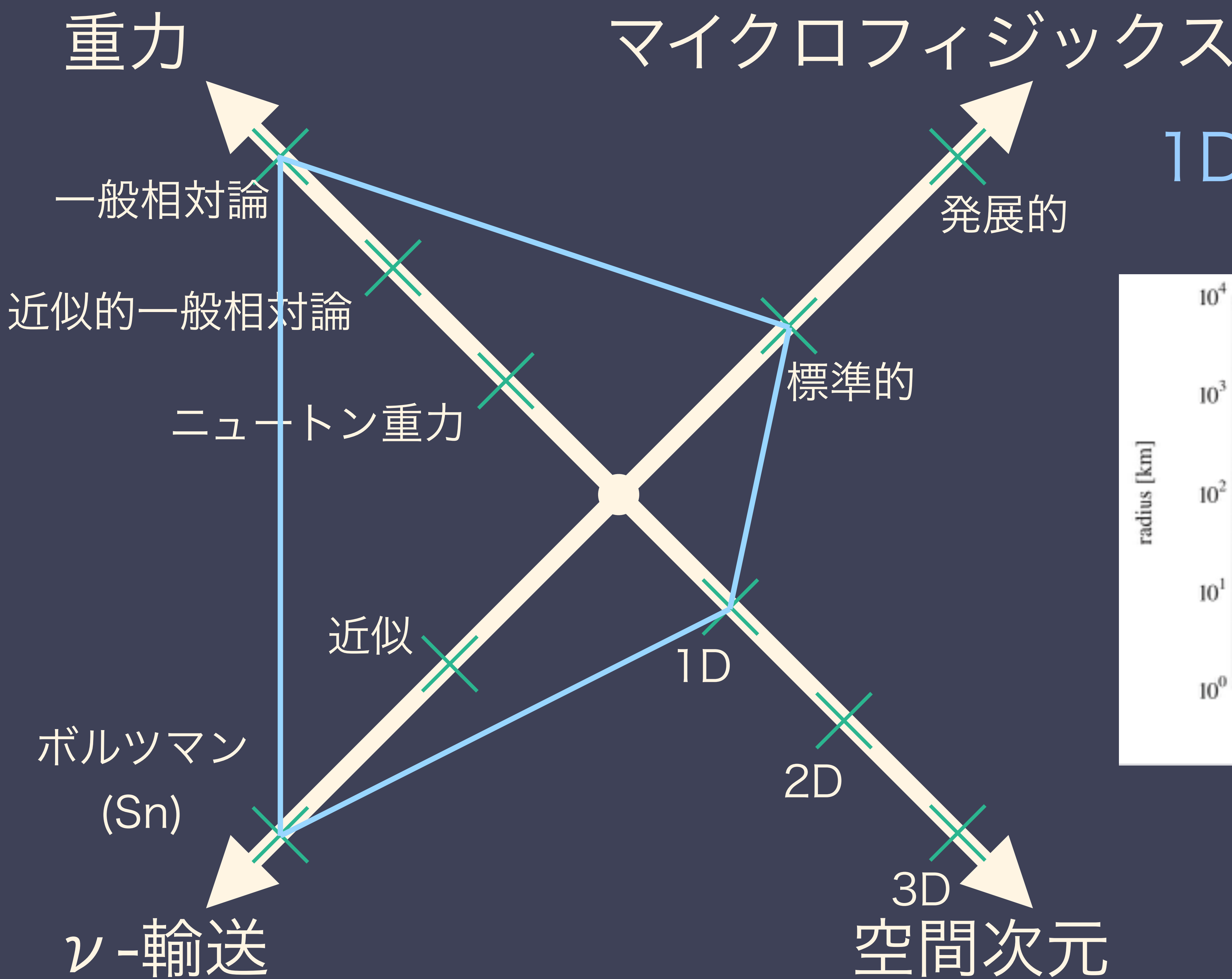


Suwa+ (2017)

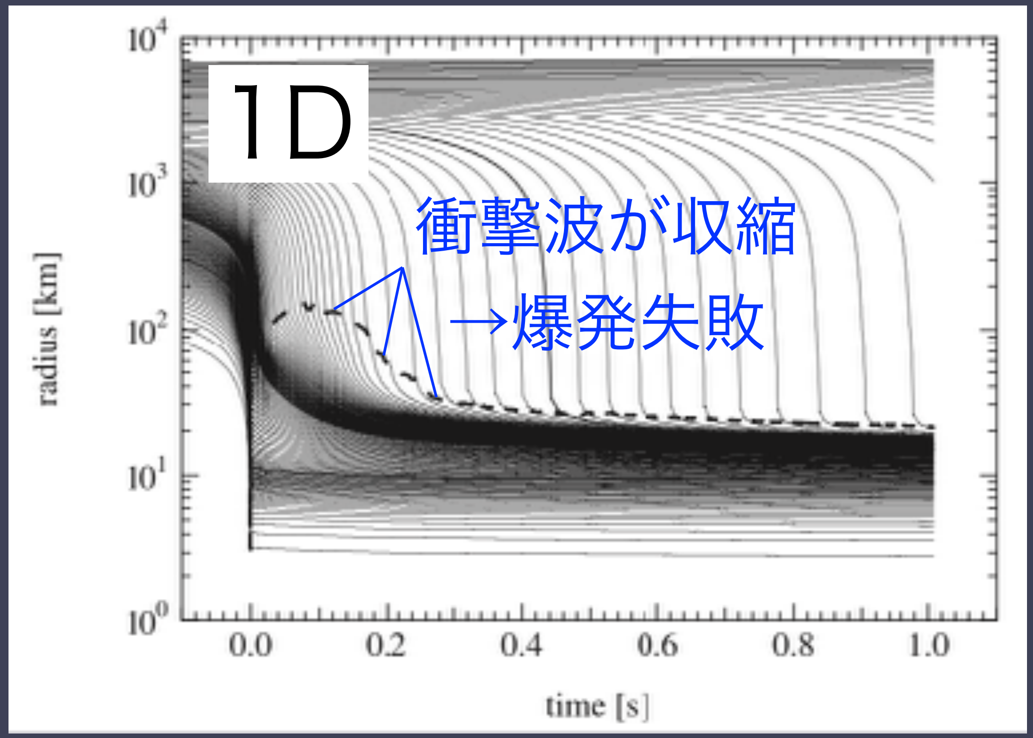
超新星シミュレーションの進展



超新星シミュレーションの進展

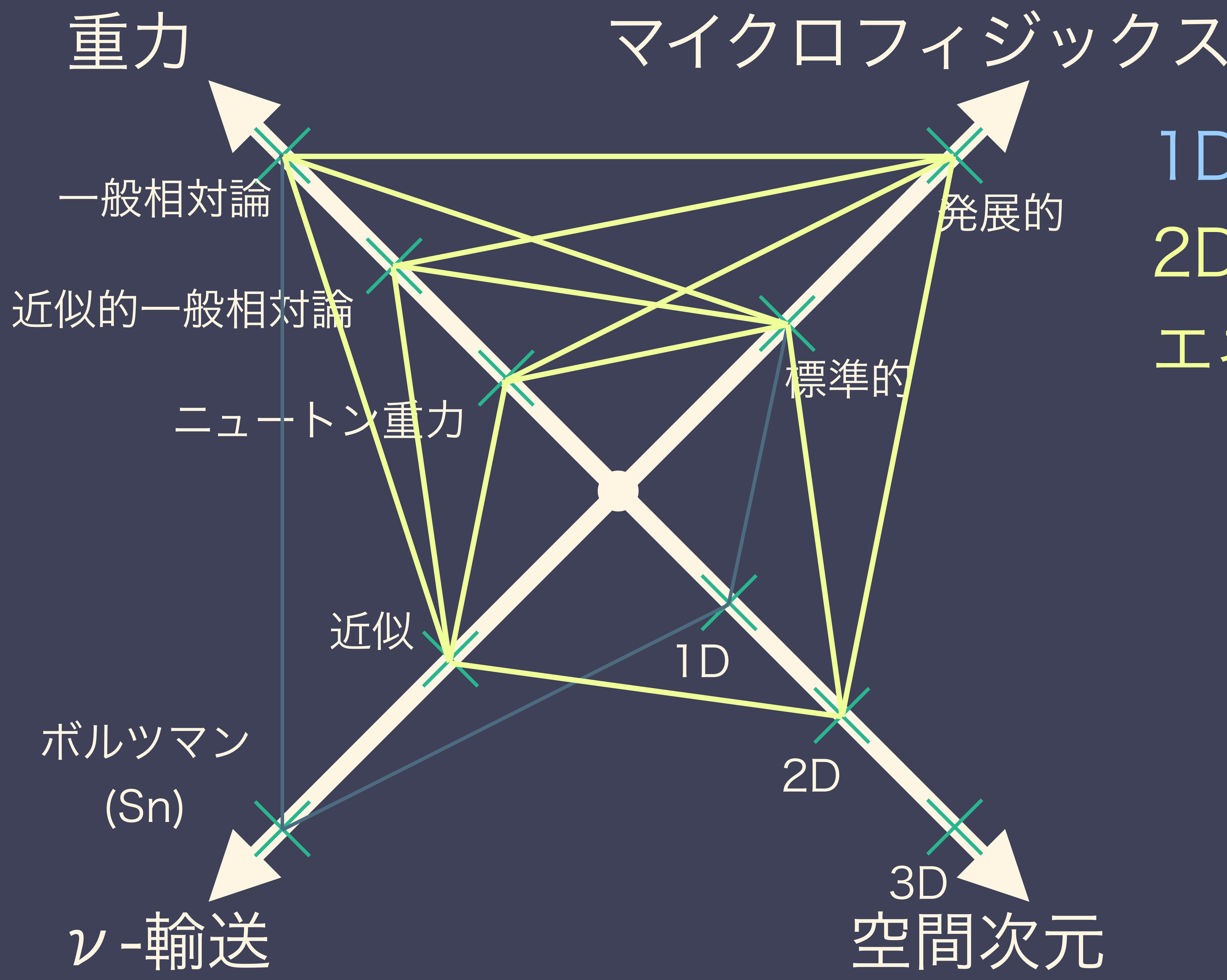


1D: 爆発失敗



Sumiyoshi+(2005)

超新星シミュレーションの進展

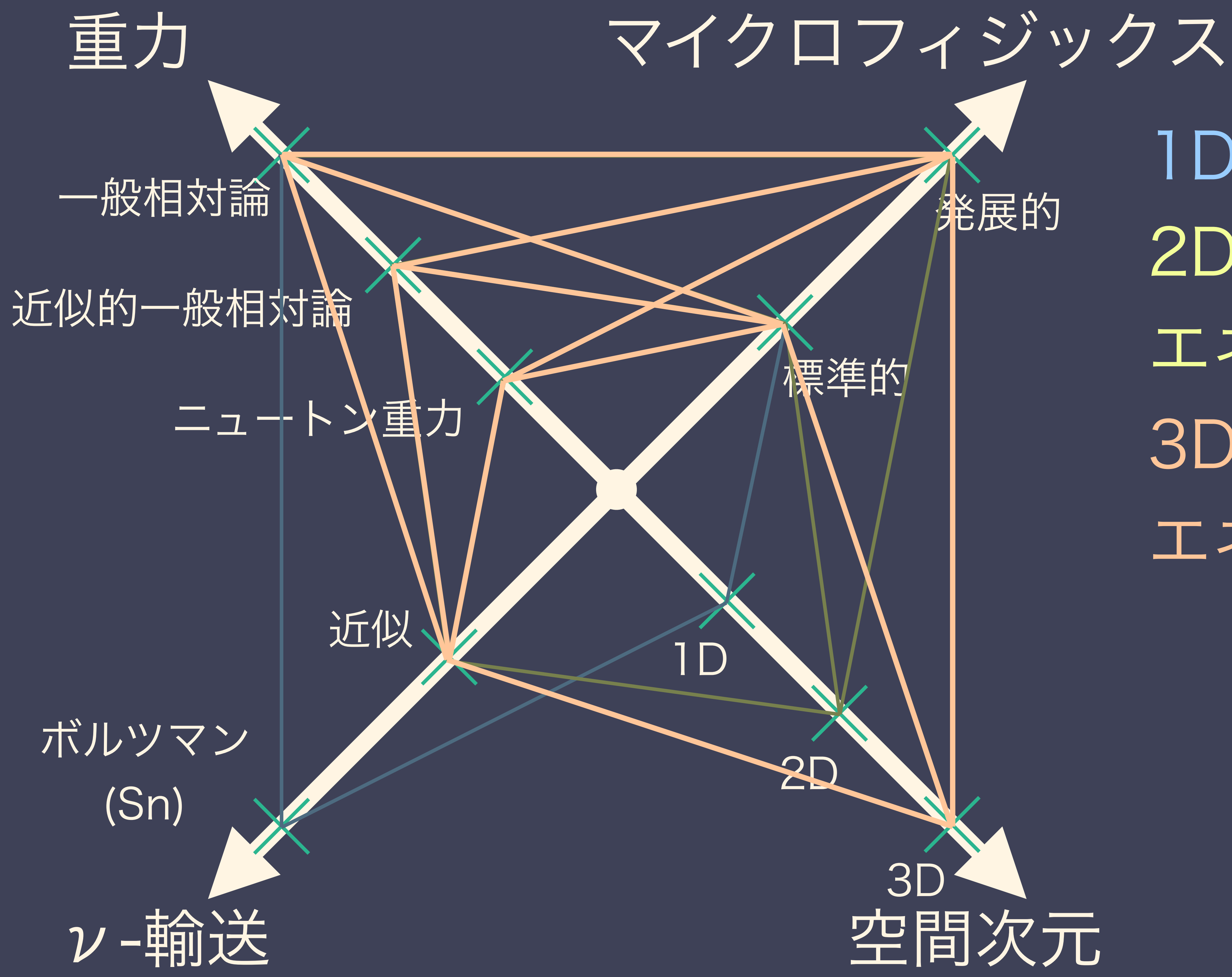


1D: 爆発失敗

2D: 衝撃波復活

エネルギー不十分

超新星シミュレーションの進展

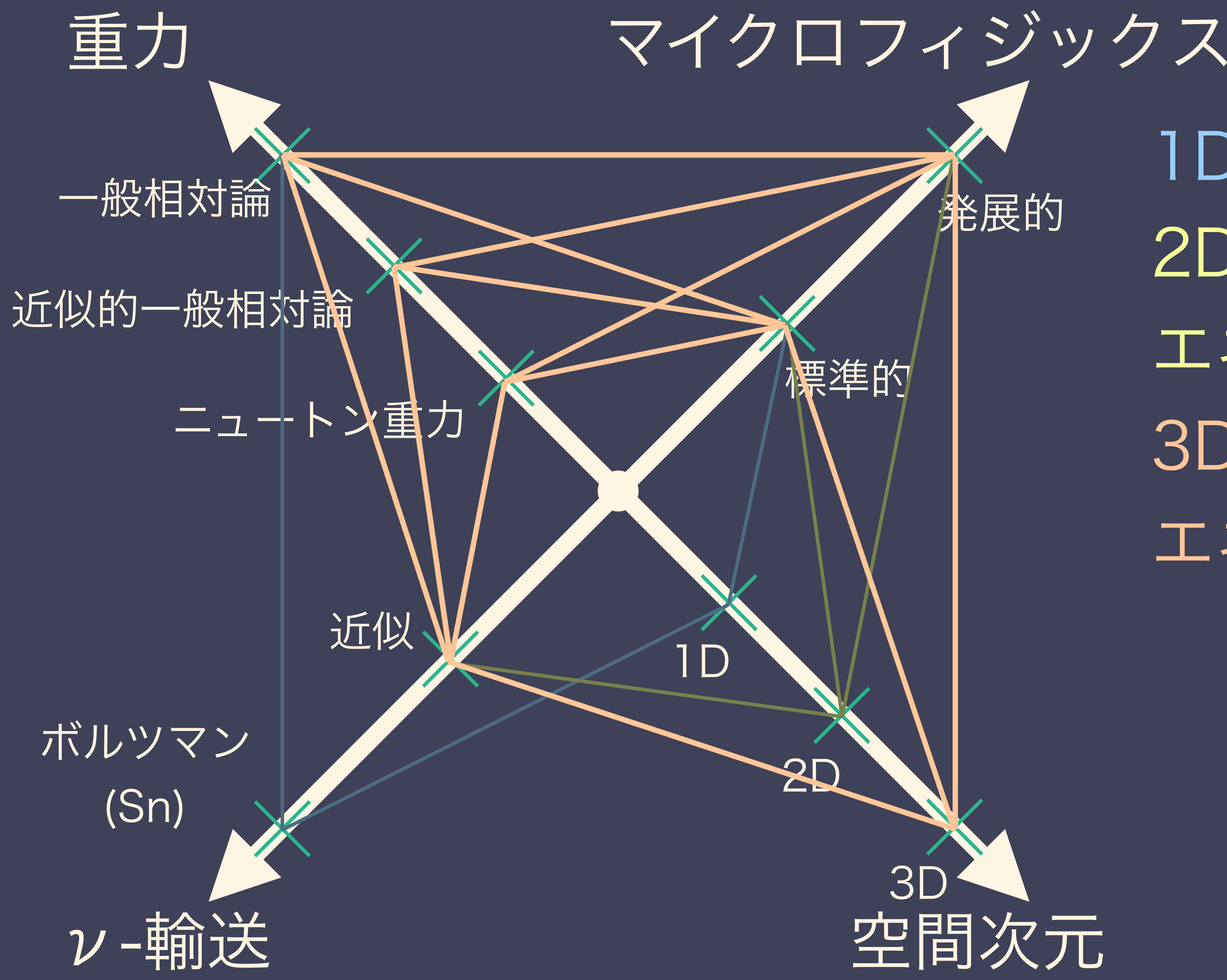


1D: 爆発失敗

2D: 衝撃波復活
エネルギー不十分

3D: 衝撃波復活
エネルギー不十分

超新星シミュレーションの進展

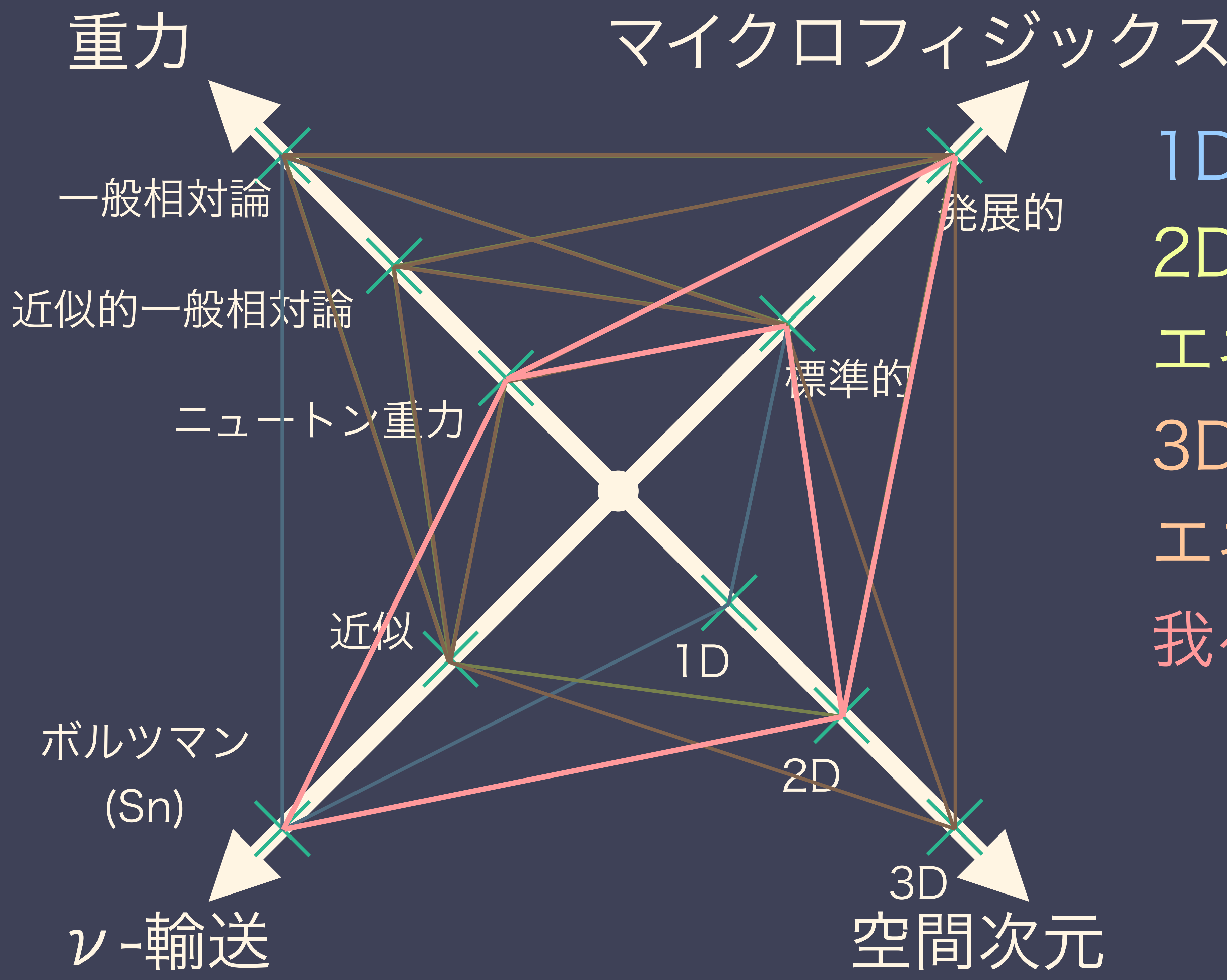


1D: 爆発失敗

2D: 衝撃波復活
エネルギー不十分

3D: 衝撃波復活
エネルギー不十分

超新星シミュレーションの進展



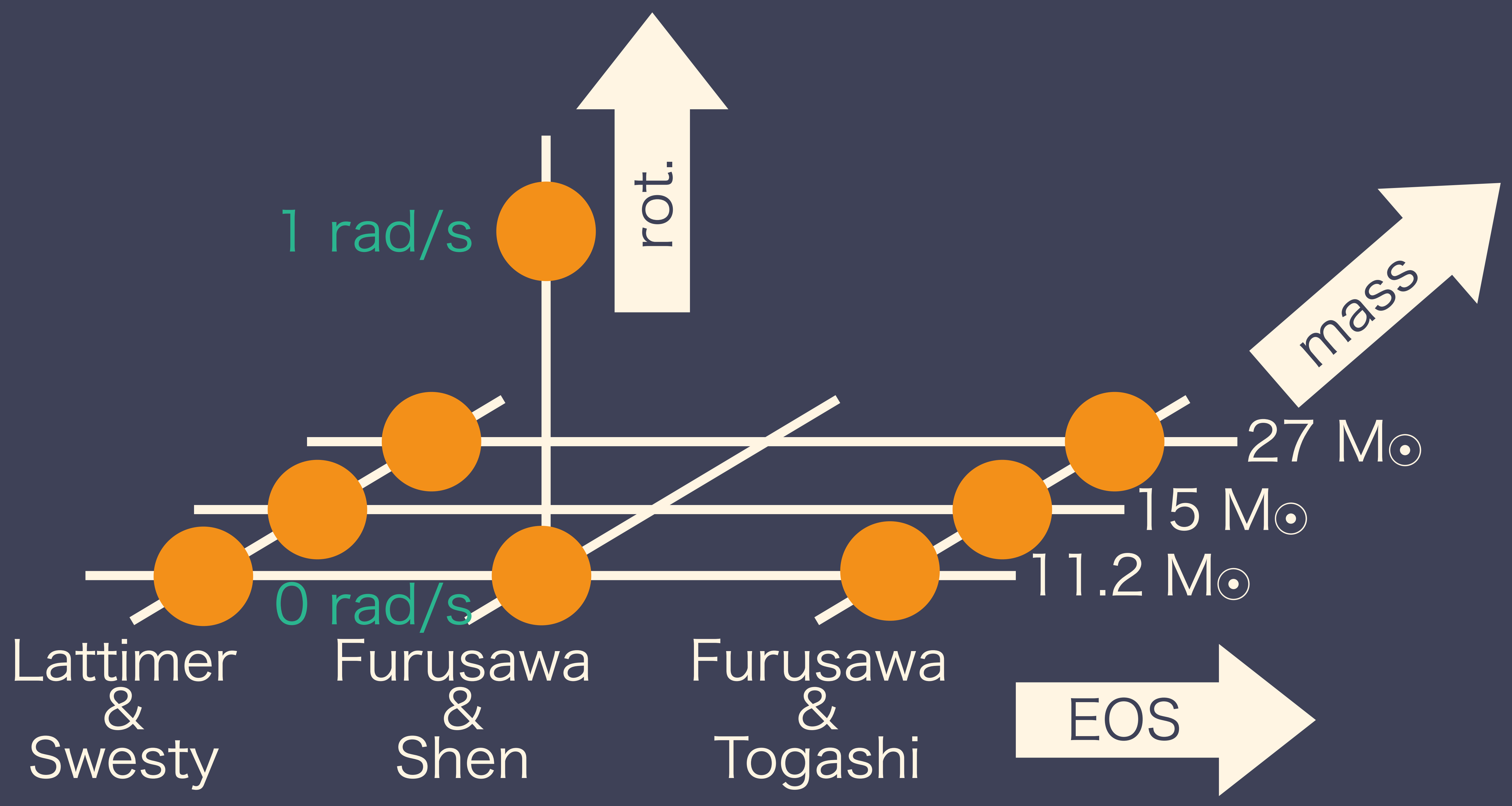
1D: 爆発失敗

2D: 衝撃波復活
エネルギー不十分

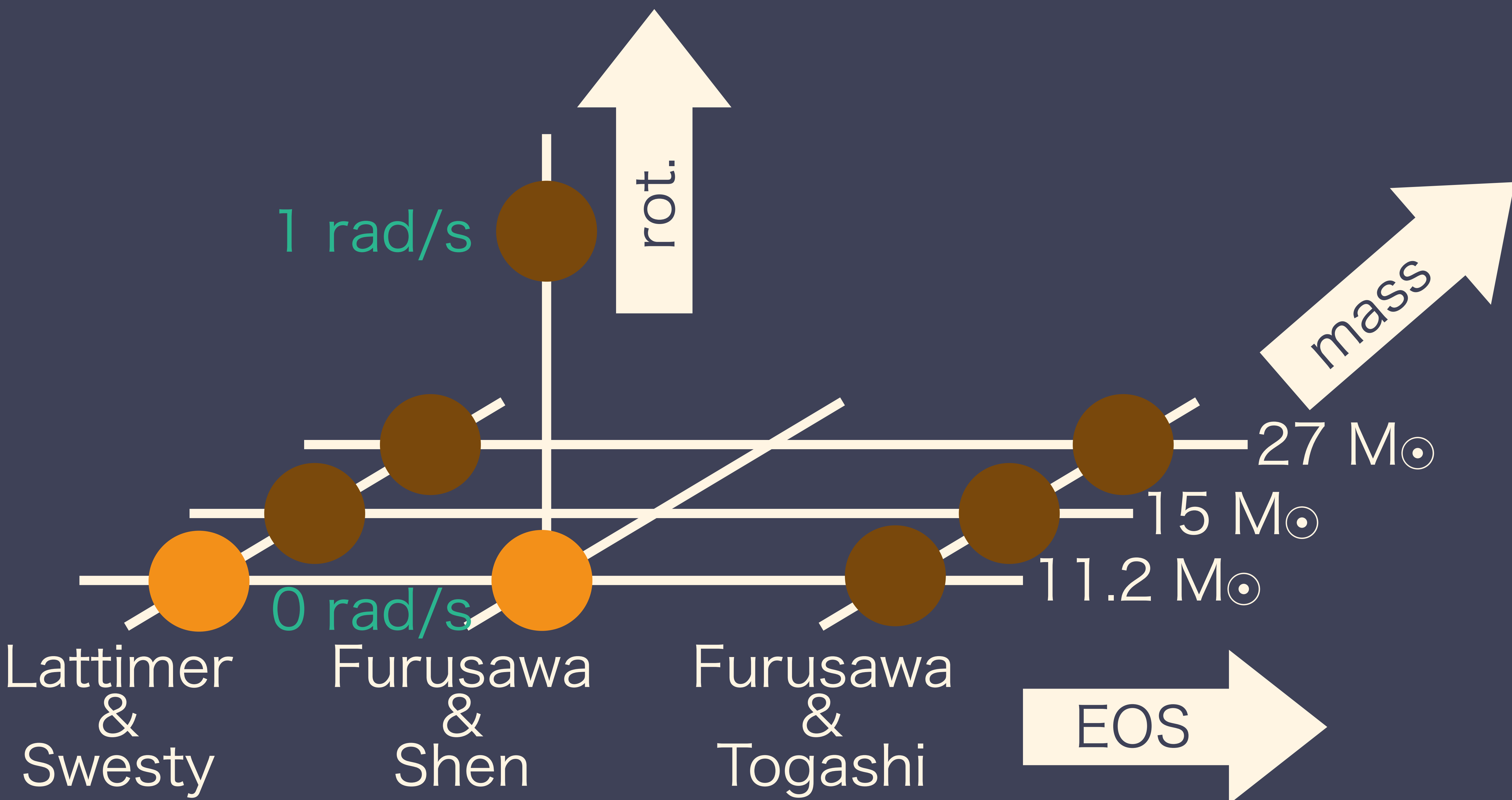
3D: 衝撃波復活
エネルギー不十分

我々の計算

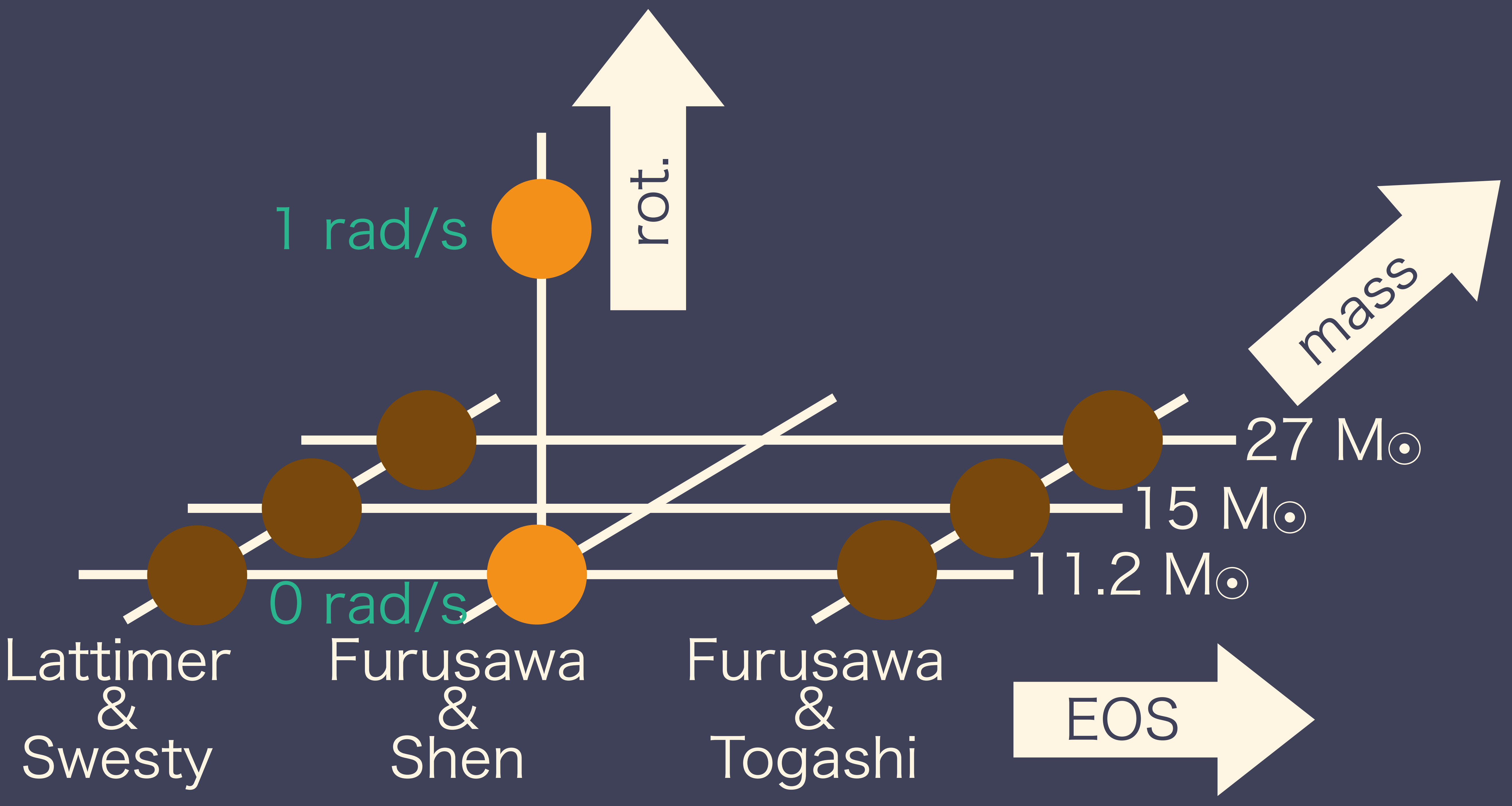
計算モデル


rot.
mass
1 rad/s
0 rad/s
27 M⊙
15 M⊙
11.2 M⊙
Lattimer & Swesty
Furusawa & Shen
Furusawa & Togashi
EOS

計算モデル

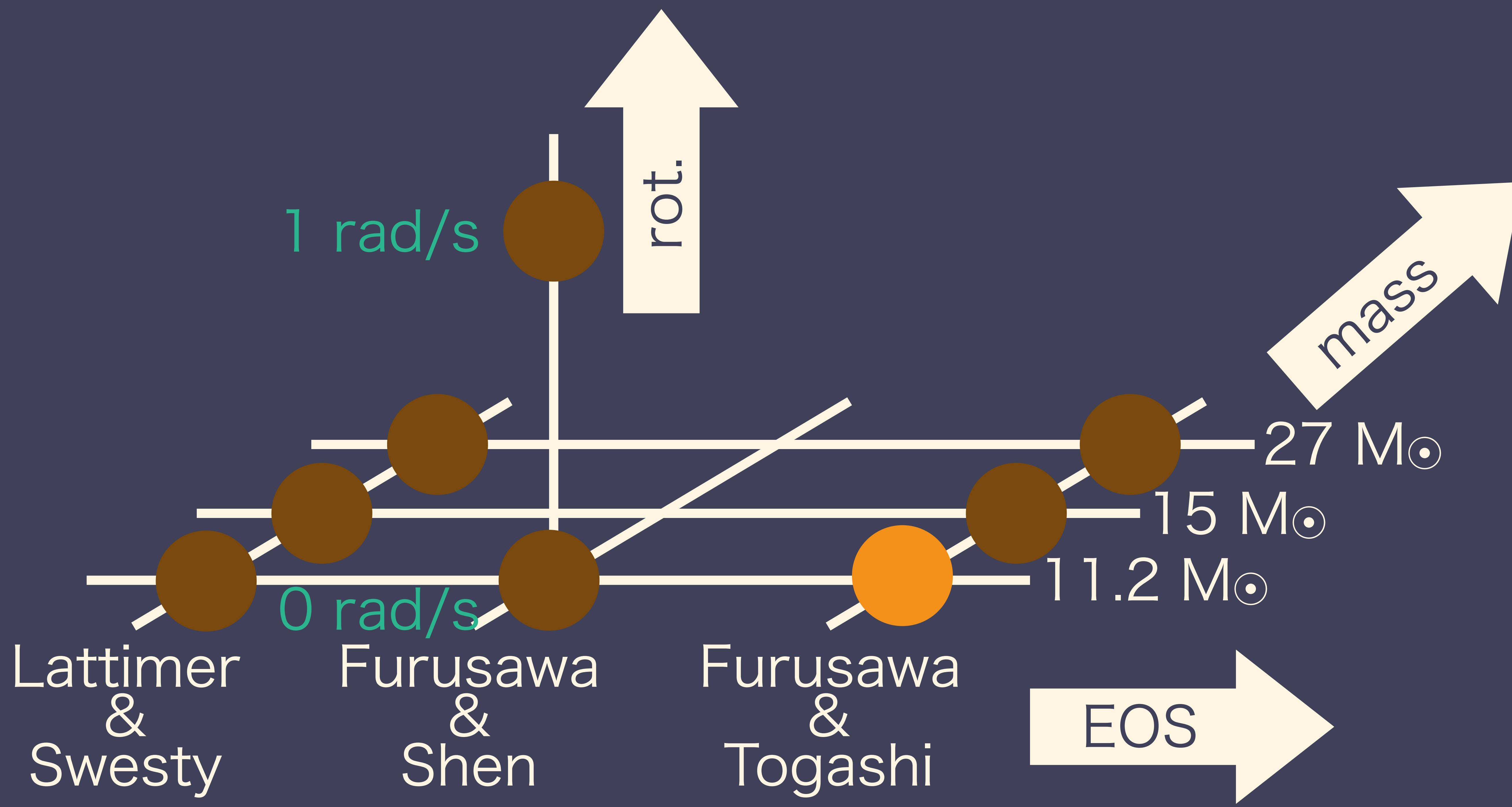

rot.
mass
1 rad/s
0 rad/s
27 M⊙
15 M⊙
11.2 M⊙
Lattimer & Swesty
Furusawa & Shen
Furusawa & Togashi
EOS

計算モデル

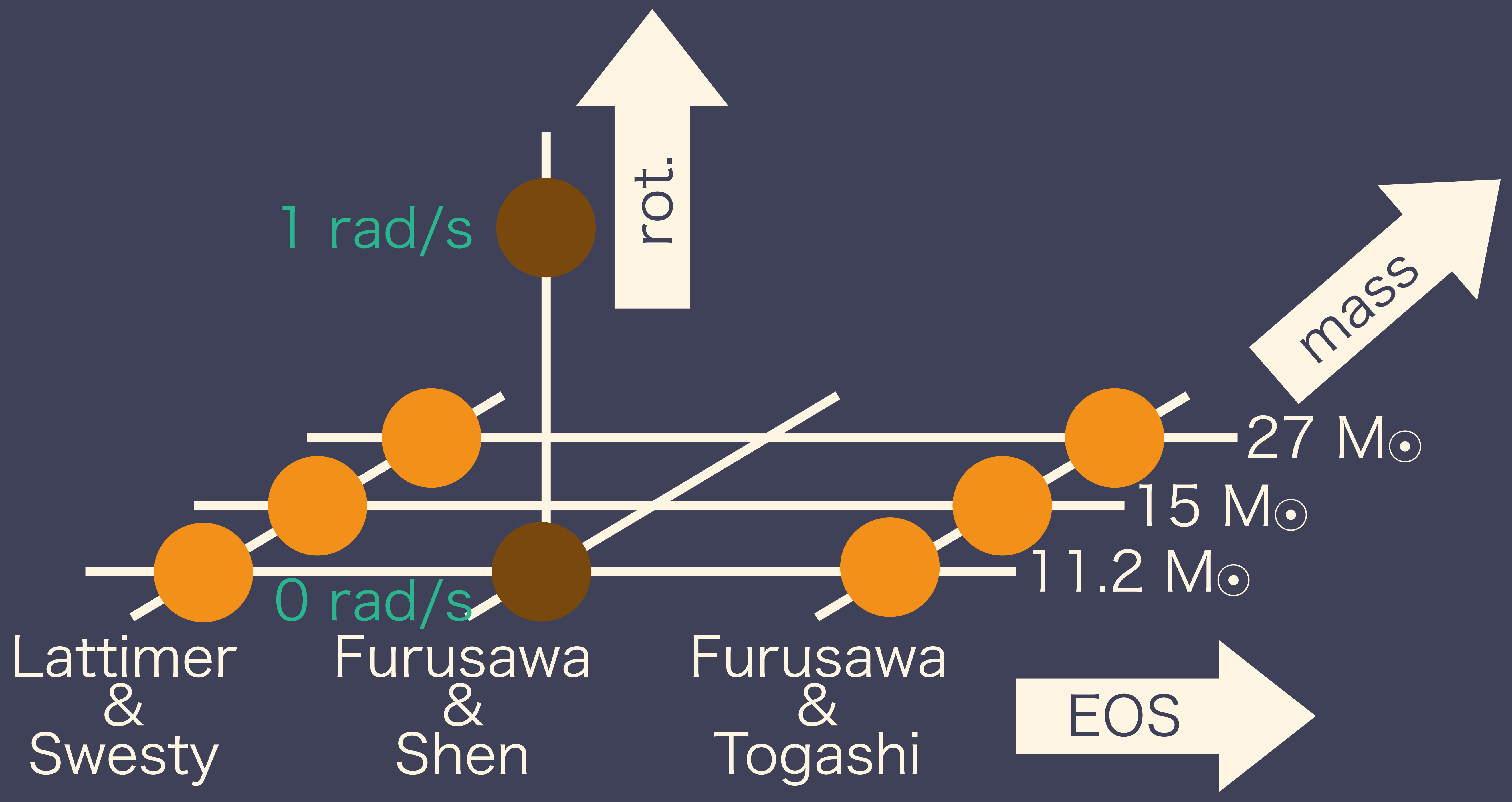


rot.
mass
1 rad/s
0 rad/s
27 M⊙
15 M⊙
11.2 M⊙
Lattimer & Swesty
Furusawa & Shen
Furusawa & Togashi
EOS

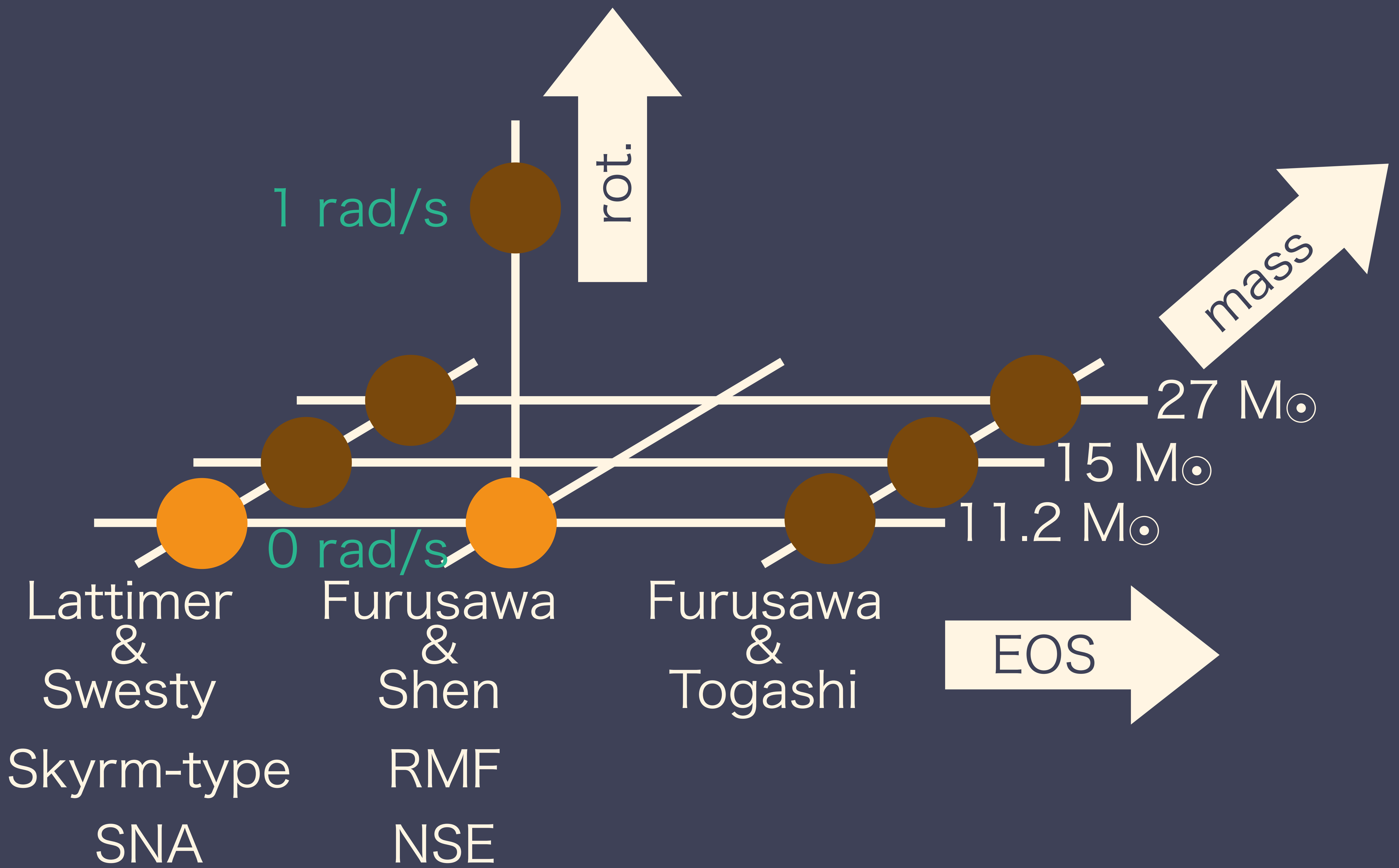
計算モデル


rot.
mass
1 rad/s
0 rad/s
27 M⊙
15 M⊙
11.2 M⊙
Lattimer
&
Swesty
Furusawa
&
Shen
Furusawa
&
Togashi
EOS

計算モデル

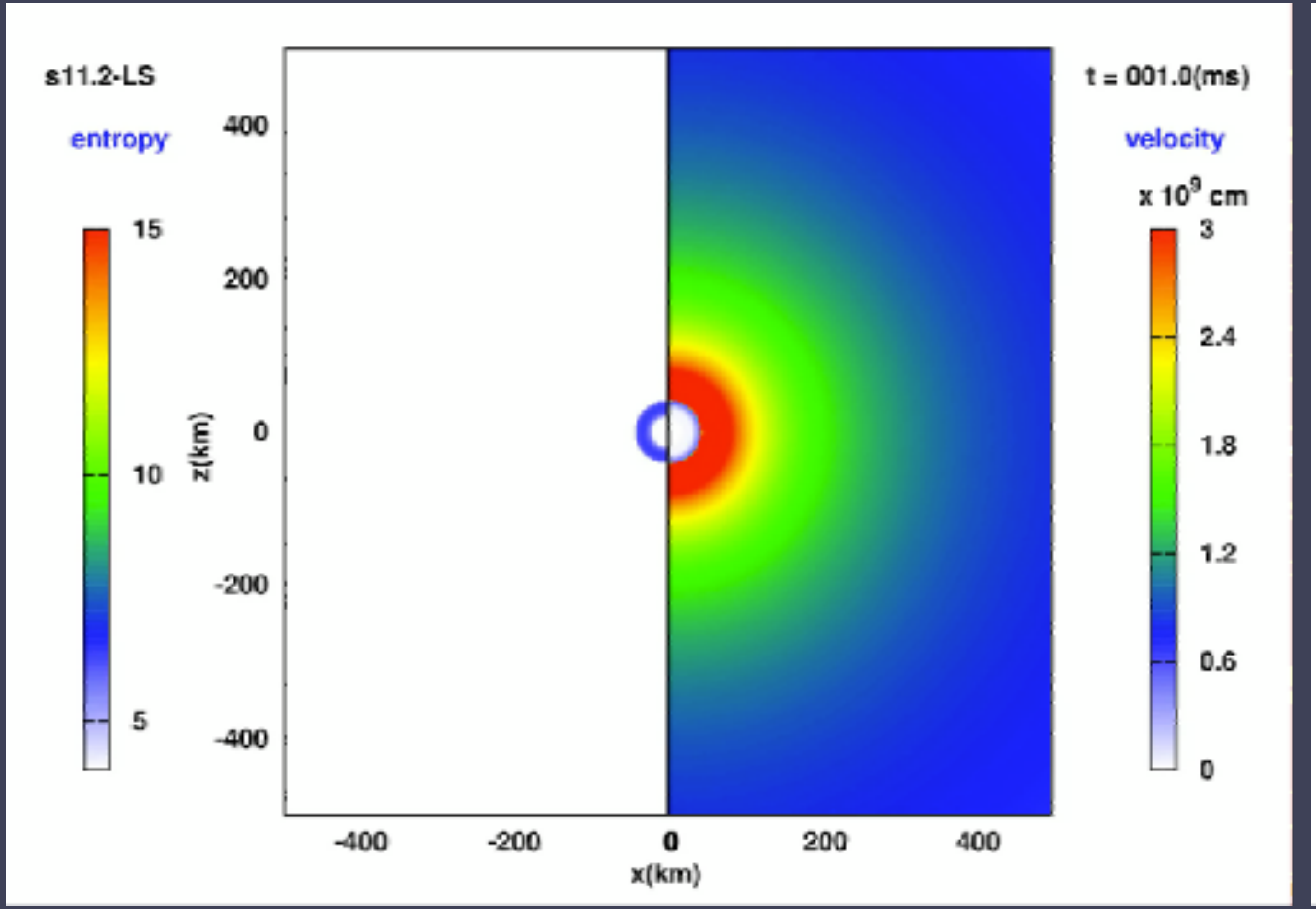

rot.
1 rad/s
0 rad/s
mass
27 M⊙
15 M⊙
11.2 M⊙
Lattimer & Swesty
Furusawa & Shen
Furusawa & Togashi
EOS

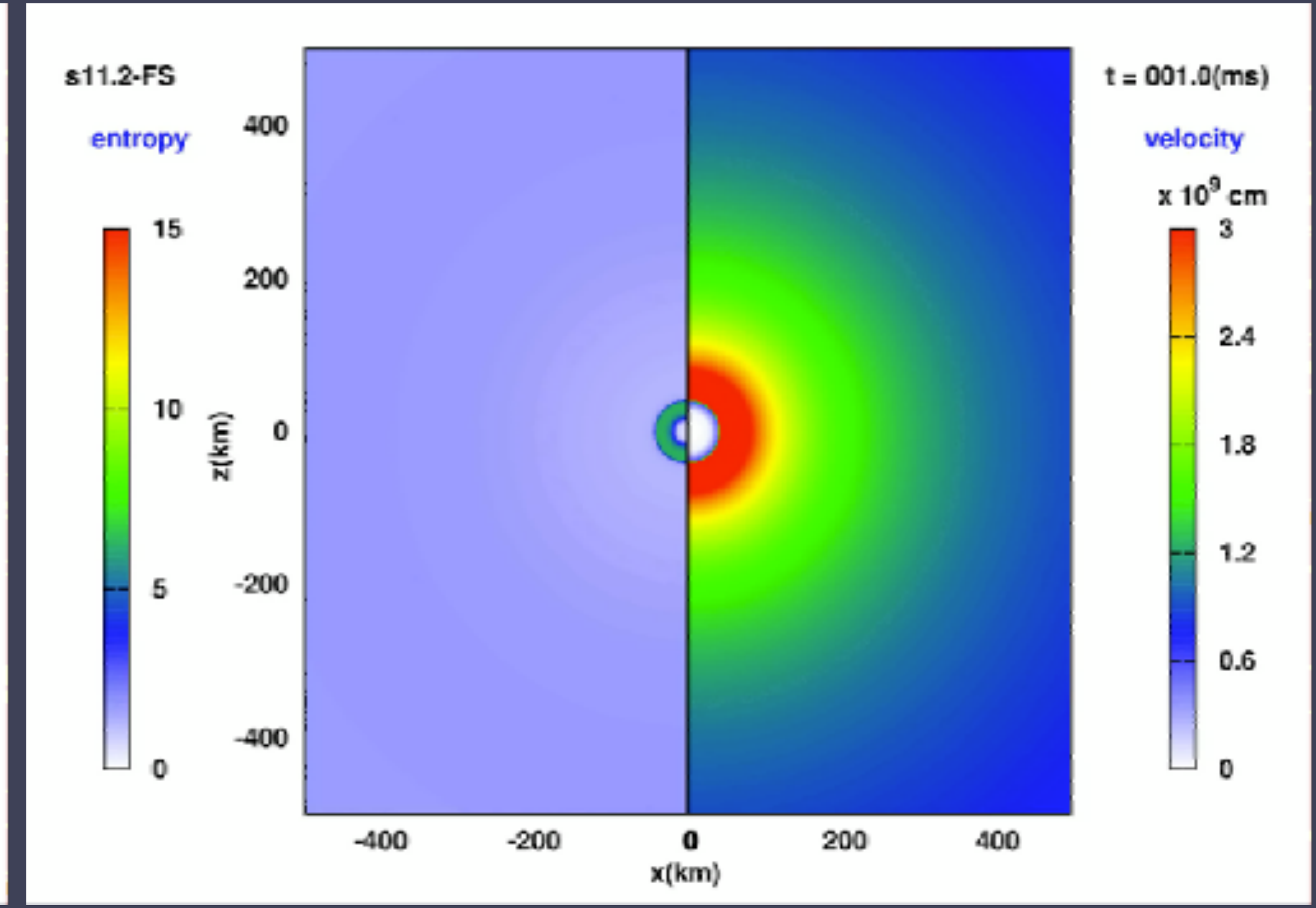
原子核EOS


rot.
1 rad/s
0 rad/s
mass
27 M⊙
15 M⊙
11.2 M⊙
EOS
Lattimer & Swesty
Furusawa & Shen
Furusawa & Togashi
Skyrm-type
RMF
SNA
NSE

衝撃波の時間発展

- エントロピーと速度のカラーマップ

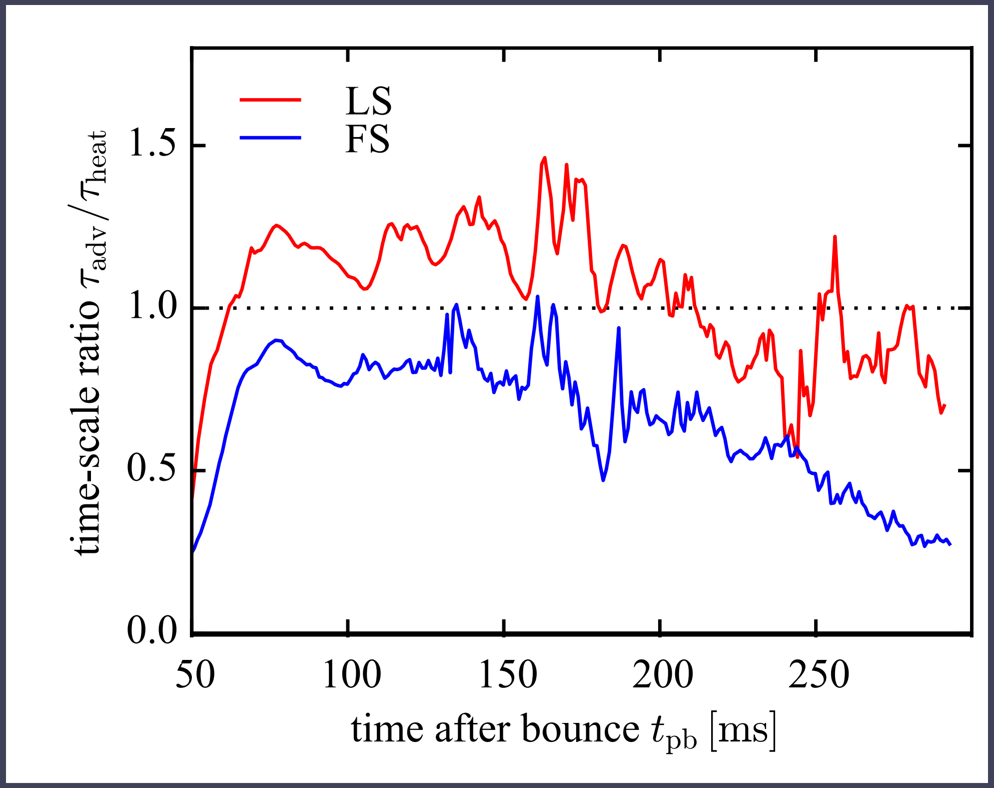


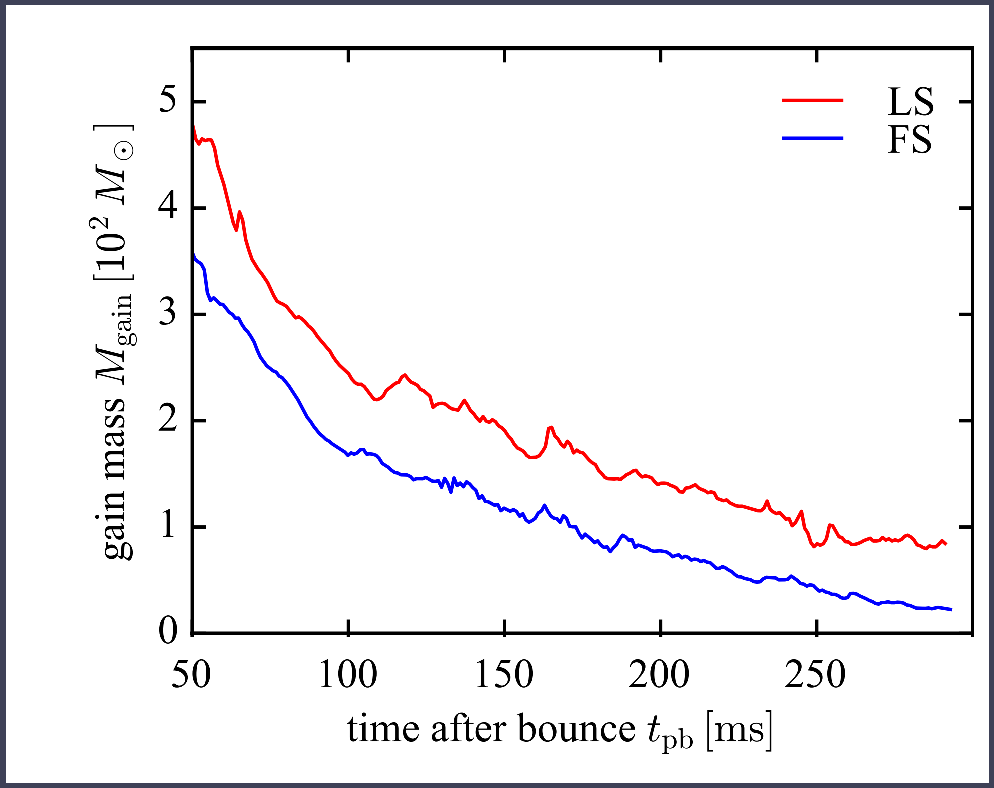


Timescale ratio

- 衝撃波はtimescale ratioが1を超えた時に復活する:

$$\tau_{\rm adv}/\tau_{\rm heat} \text{ with } \tau_{\rm adv} = M_{\rm gain}/\dot{M},\ \tau_{\rm heat} = E_{\rm gain}/Q_{\rm gain}$$



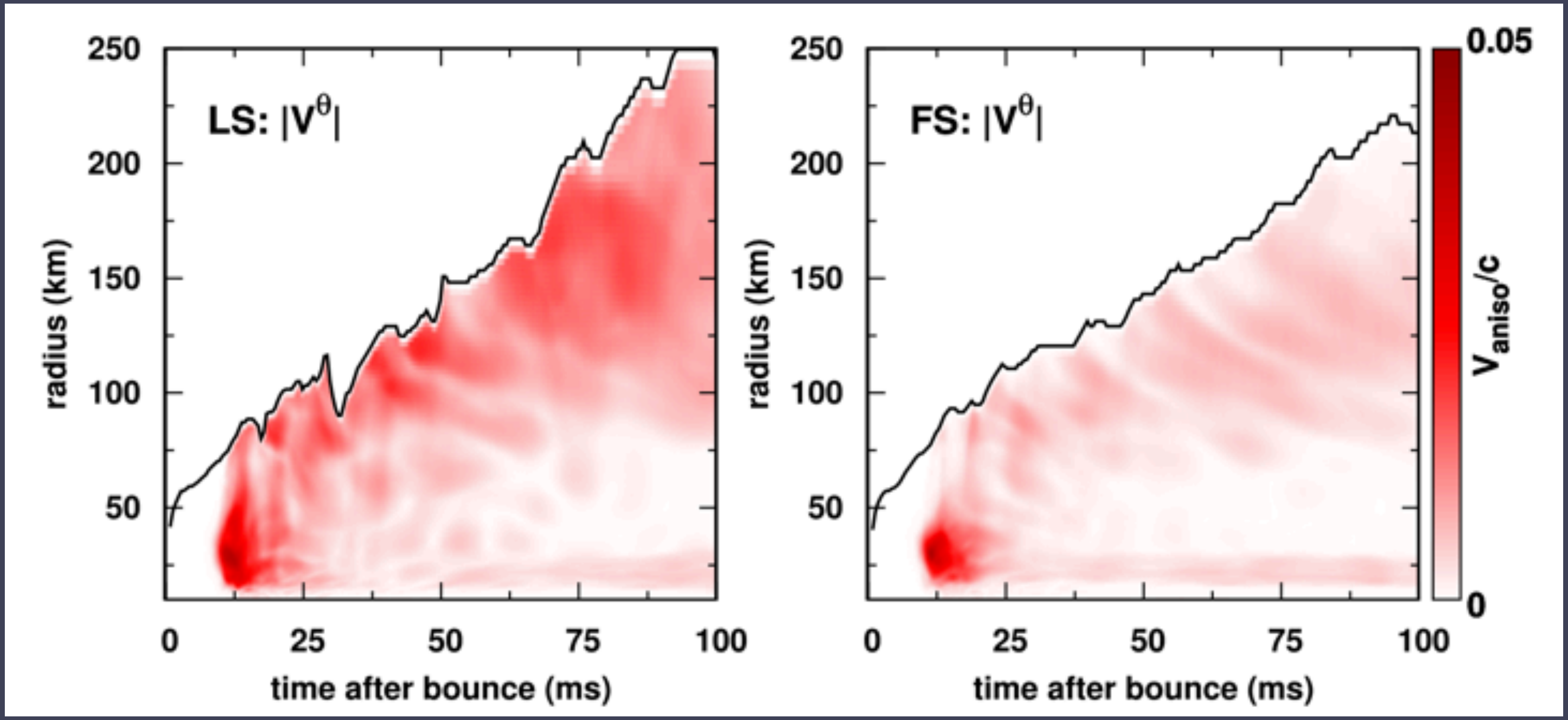


AH+(preprint 2020)

- $M_{\rm gain}$ だけが違い、LSのほうが大きい

乱流の強さの違い

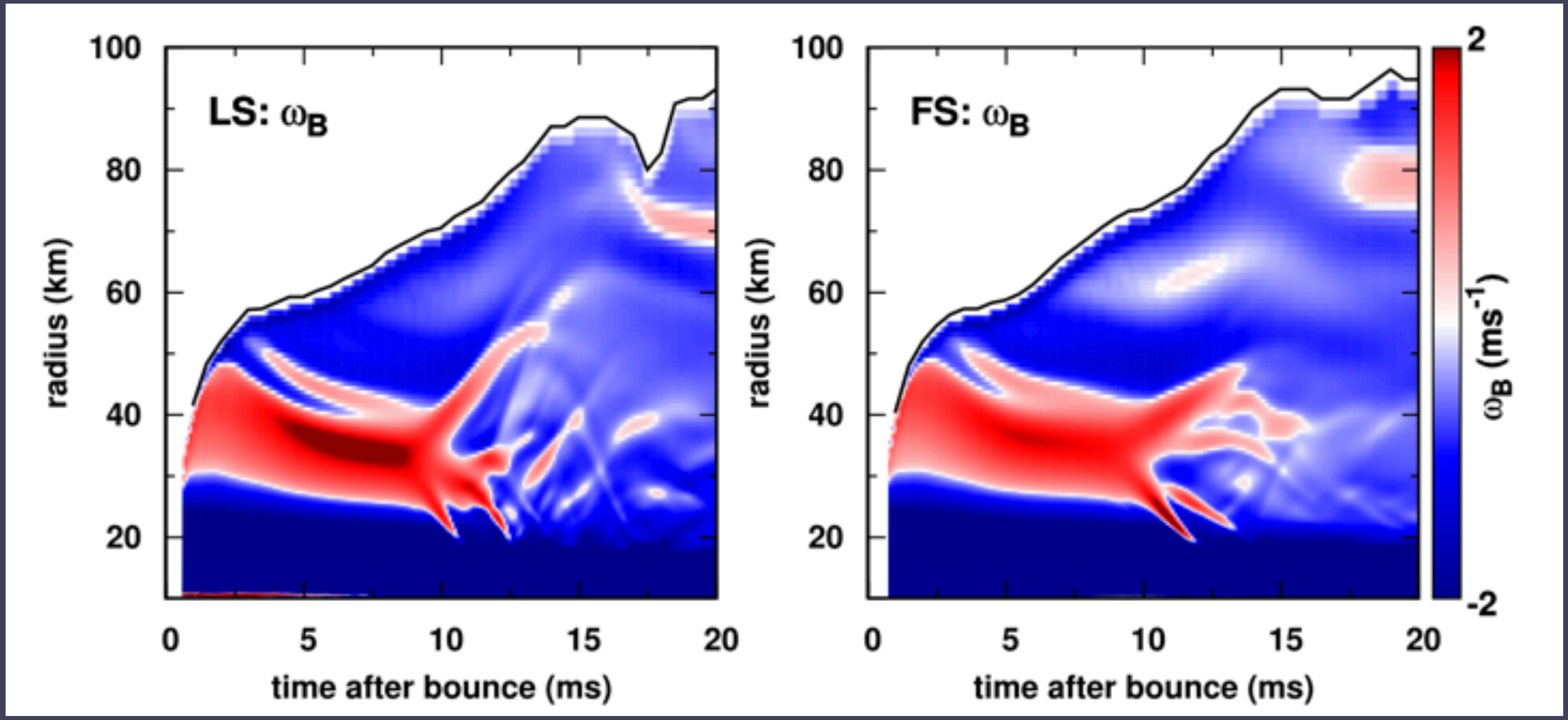
- M_{gain} だけが違い、LSのほうが大きい
- LSモデルのほうが乱流が強い



Nagakura+(2018)

乱流の強さの違い

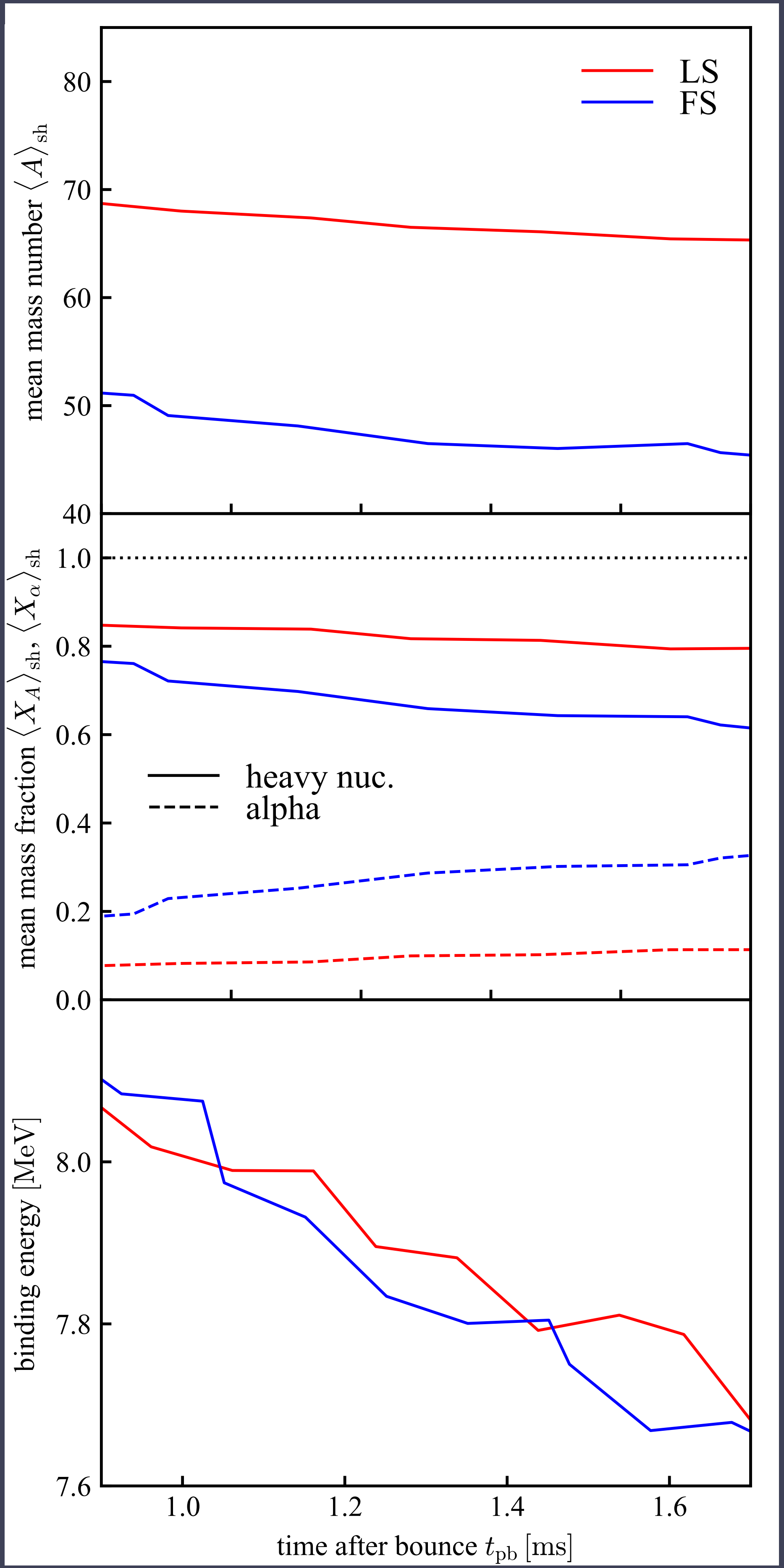
- M_{gain} だけが違い、LSのほうが大きい
- LSモデルのほうが乱流が強い
- 対流成長率(Brunt-Vaisala振動数)も大きい



Nagakura+(2018)

原子核組成の違い

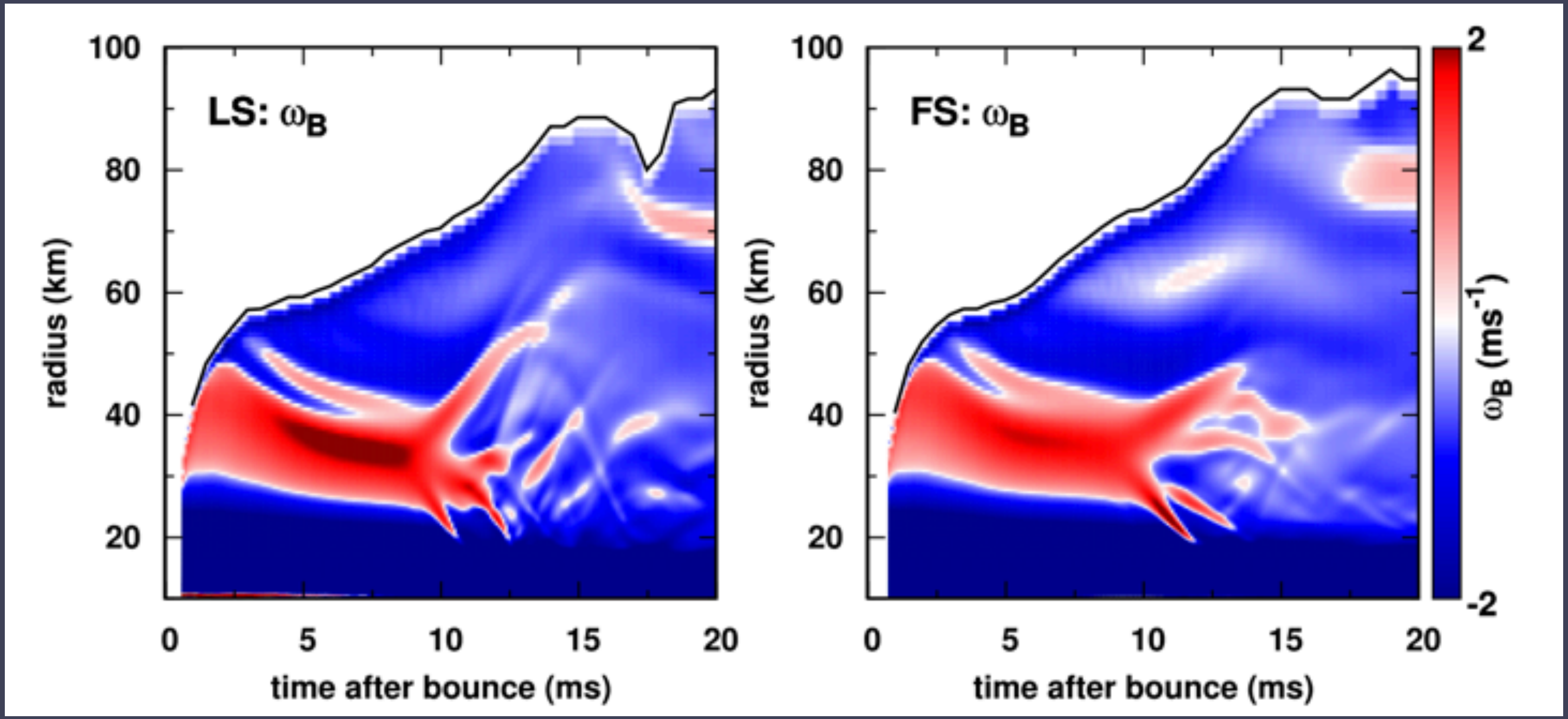
- 降着流の原子核組成が違う:
  LS: 重原子核が多く降着してくる
  FS: α粒子が多く降着してくる
- LSのほうが光分解で多くのエネルギーを消費
- 衝撃波が急激に弱まり、急峻なエントロピー勾配を形成
- Prompt convectionが強い



AH+(preprint 2020)

乱流の強さの違い

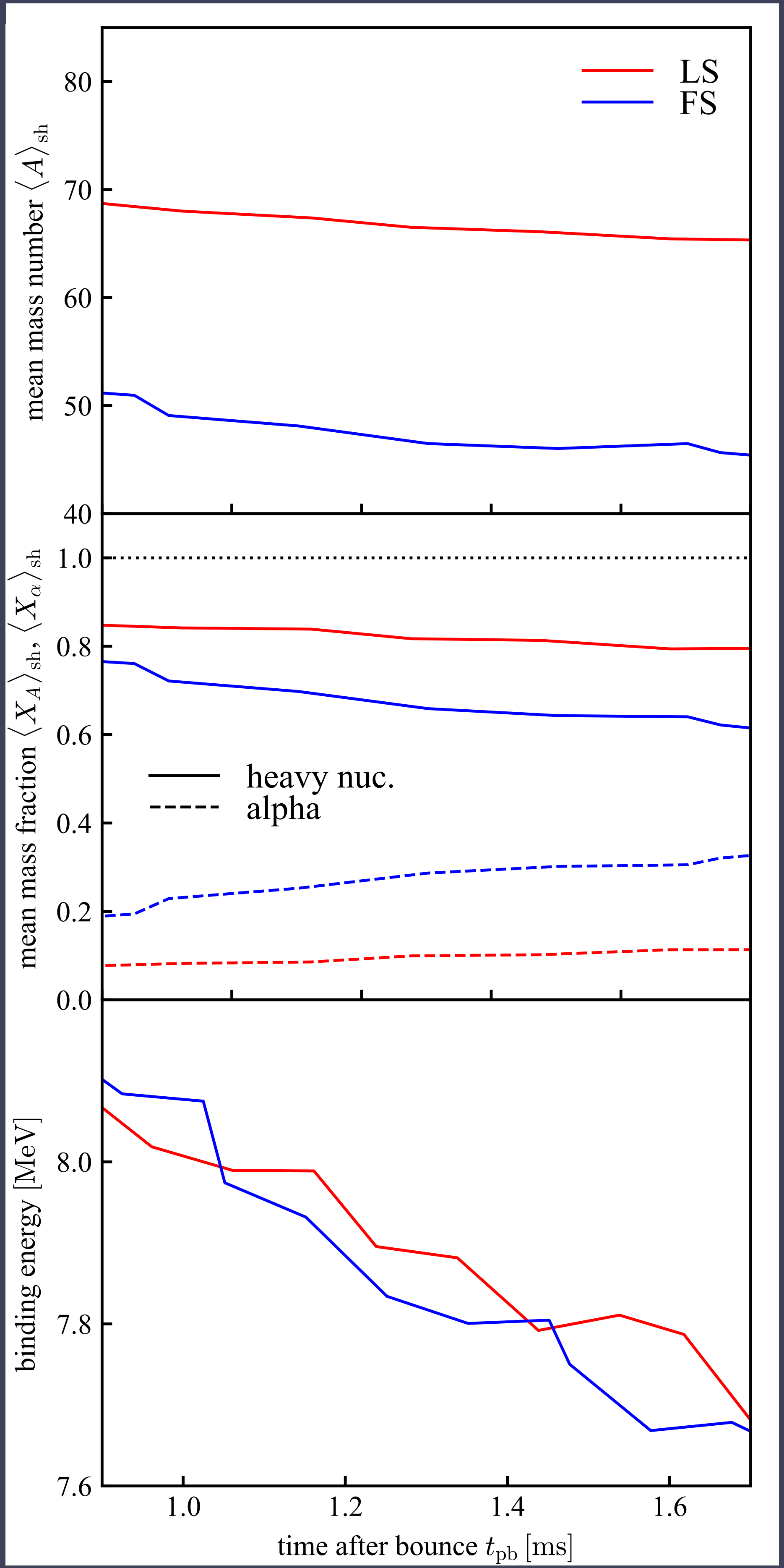
- M_{gain} だけが違い、LSのほうが大きい
- LSモデルのほうが乱流が強い
- 対流成長率(Brunt-Vaisala振動数)も大きい



Nagakura+(2018)

原子核組成の違い

- 降着流の原子核組成が違う:
  LS: 重原子核が多く降着してくる
  FS: α粒子が多く降着してくる
- LSのほうが光分解で多くのエネルギーを消費
- 衝撃波が急激に弱まり、急峻なエントロピー勾配を形成
- Prompt convectionが強い



AH+(preprint 2020)

エディントンテンソル

- 分布関数の二次モーメント
  - エディントンテンソル
- M1-closure法で鍵となる量

ストレステンソル

$$P^{ij}(\epsilon) := \epsilon \int f n^i n^j \mathrm{d}\Omega_p$$

M1-closure法

$$P^{ij}_{\mathrm{M1}}(\epsilon) := \frac{3\zeta(\epsilon)-1}{2} P^{ij}_{\mathrm{thin}}(\epsilon) + \frac{3(1-\zeta(\epsilon))}{2} P^{ij}_{\mathrm{thick}}(\epsilon),$$

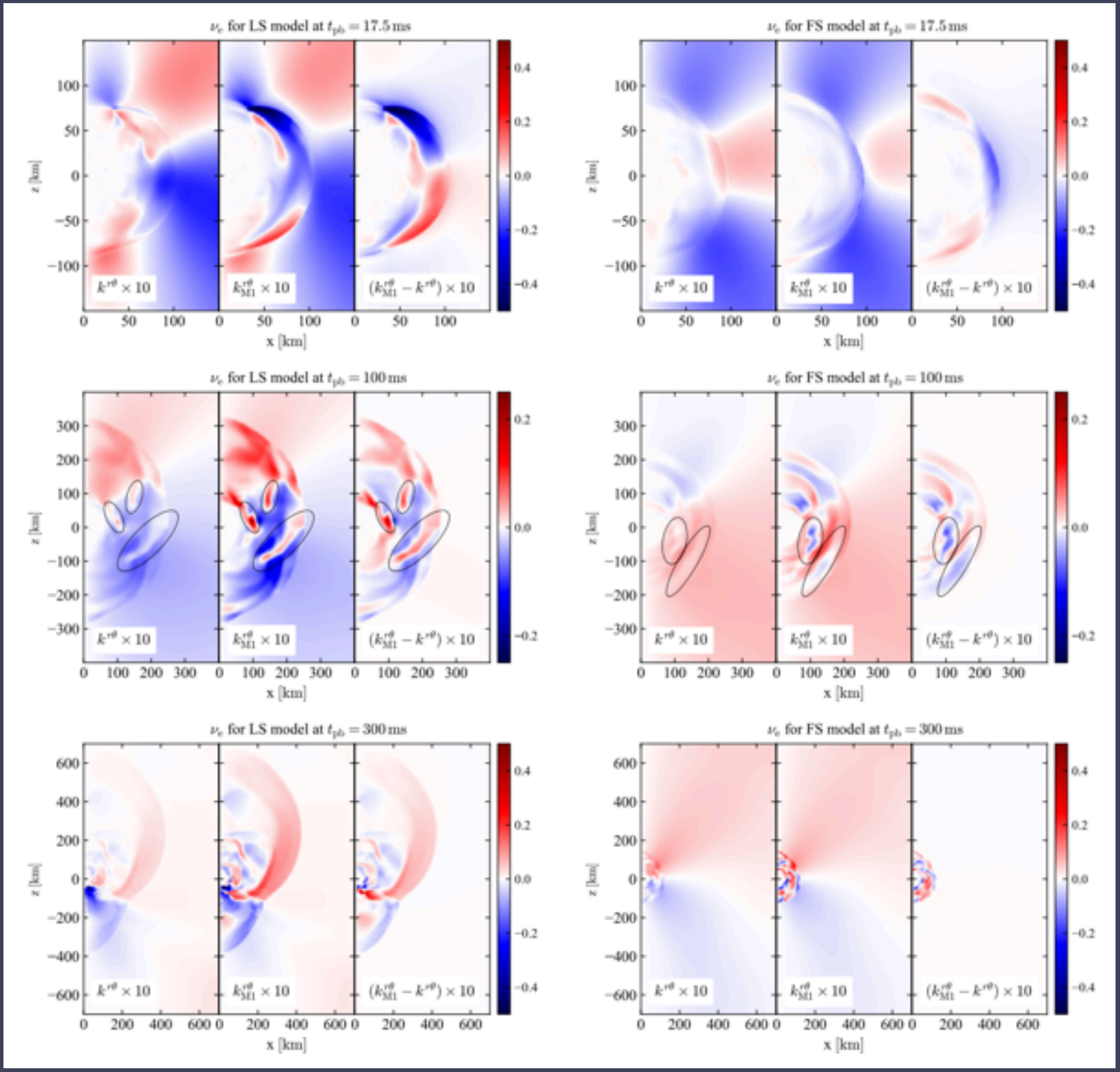
$$\zeta(\epsilon) = \frac{3+4\bar{F}(\epsilon)^2}{5+2\sqrt{4-3\bar{F}(\epsilon)}}.$$

$$P^{ij}_{\mathrm{thin}}(\epsilon) := E(\epsilon)\frac{F^i(\epsilon)F^j(\epsilon)}{F(\epsilon)^2}$$

$$P^{ij}_{\mathrm{thick}}(\epsilon) := J(\epsilon)\frac{\gamma^{ij}+4V^iV^j}{3} + H^i(\epsilon)V^j + V^iH^j(\epsilon)$$

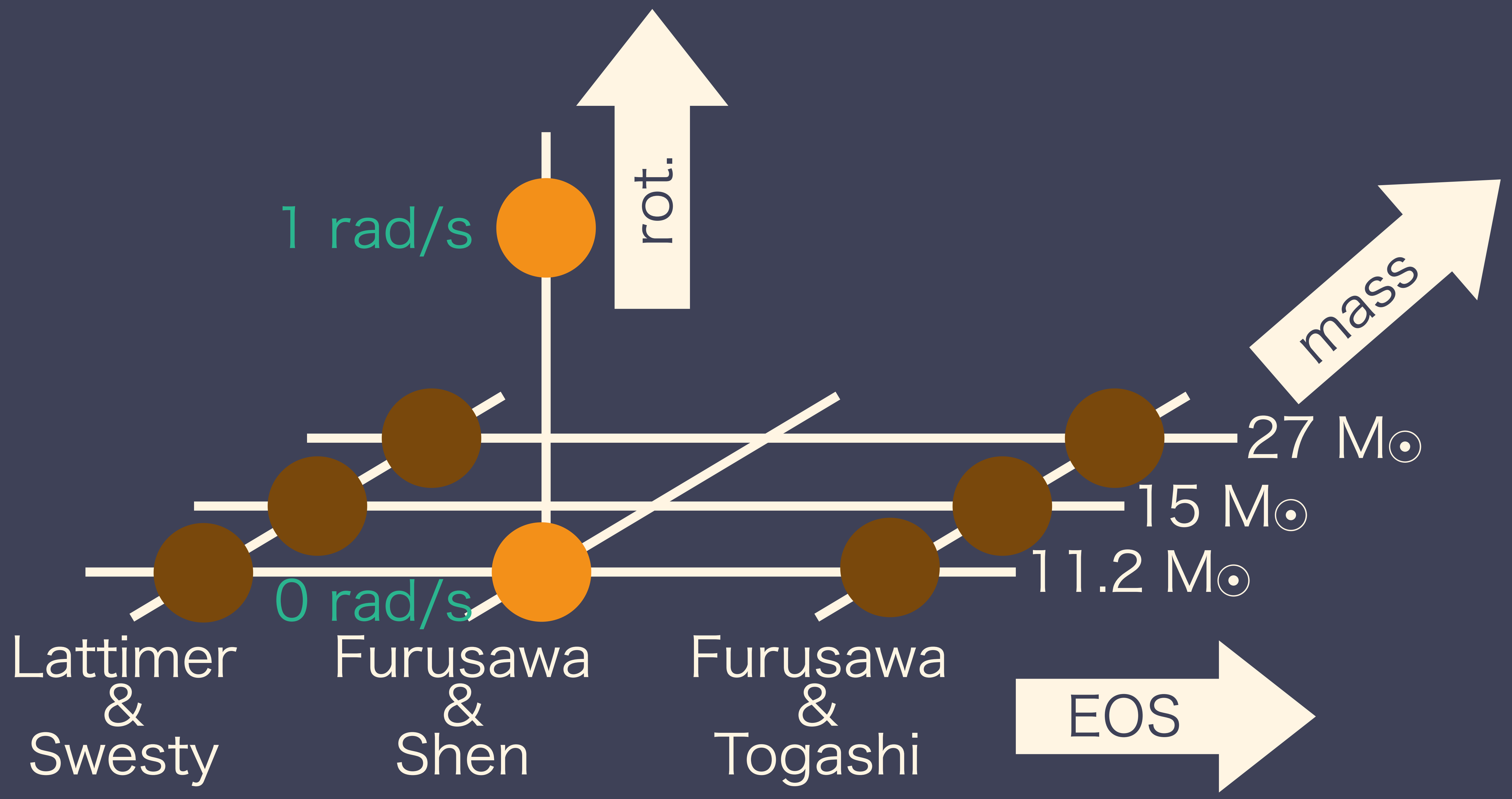
エディントンテンソル

- 分布関数の二次モーメント
    - エディントンテンソル
- M1-closure法で鍵となる量
- M1-closure法では速度依存項を過大評価



AH+(preprint 2020)

回転

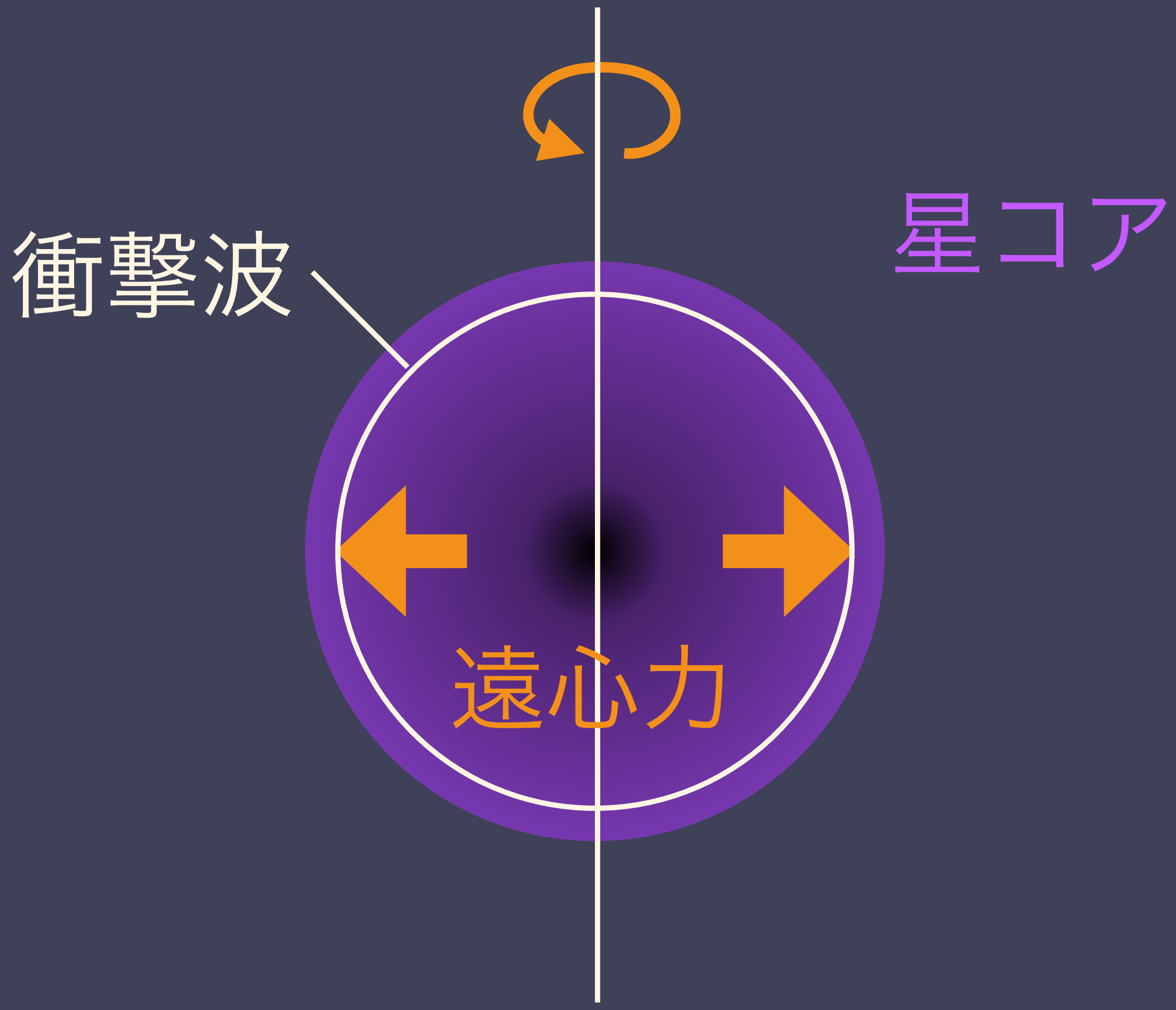


rot.
1 rad/s
0 rad/s
mass
27 M⊙
15 M⊙
11.2 M⊙
Lattimer
&
Swesty
Furusawa
&
Shen
Furusawa
&
Togashi
EOS

回転

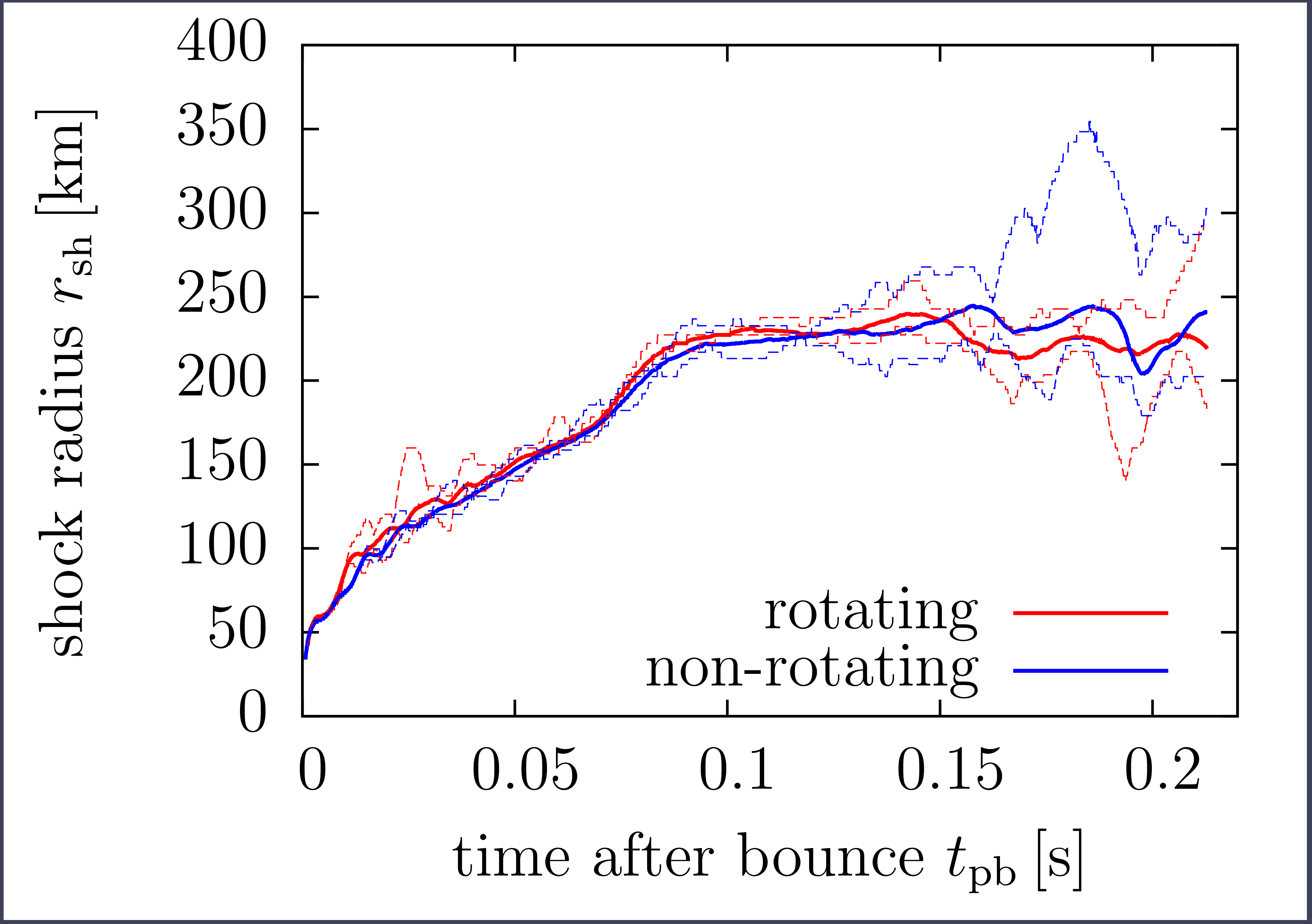
- 衝撃波復活を促進も抑制もしうる
- 回転によってニュートリノ分布が歪む
- 回転プロファイル:

$$\Omega(r) = \frac{1\,\mathrm{rad/s}}{1 + (r/10^8\,\mathrm{cm})^2}$$



衝撃波の時間発展

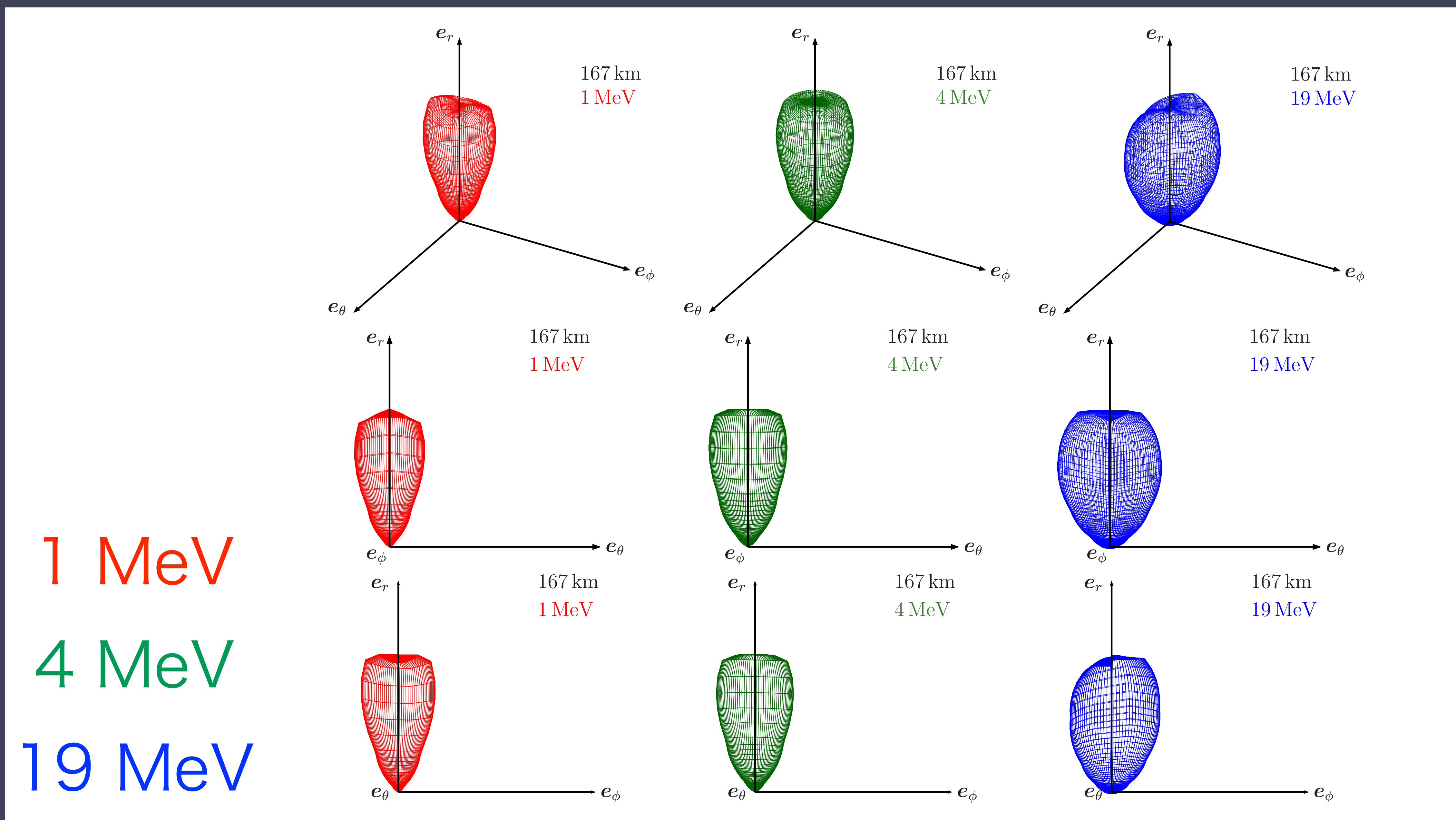
- バウンス後~200 msまでの時間発展
- 回転モデルと無回転モデルの差はあまりない→回転が遅い



AH+(2019)

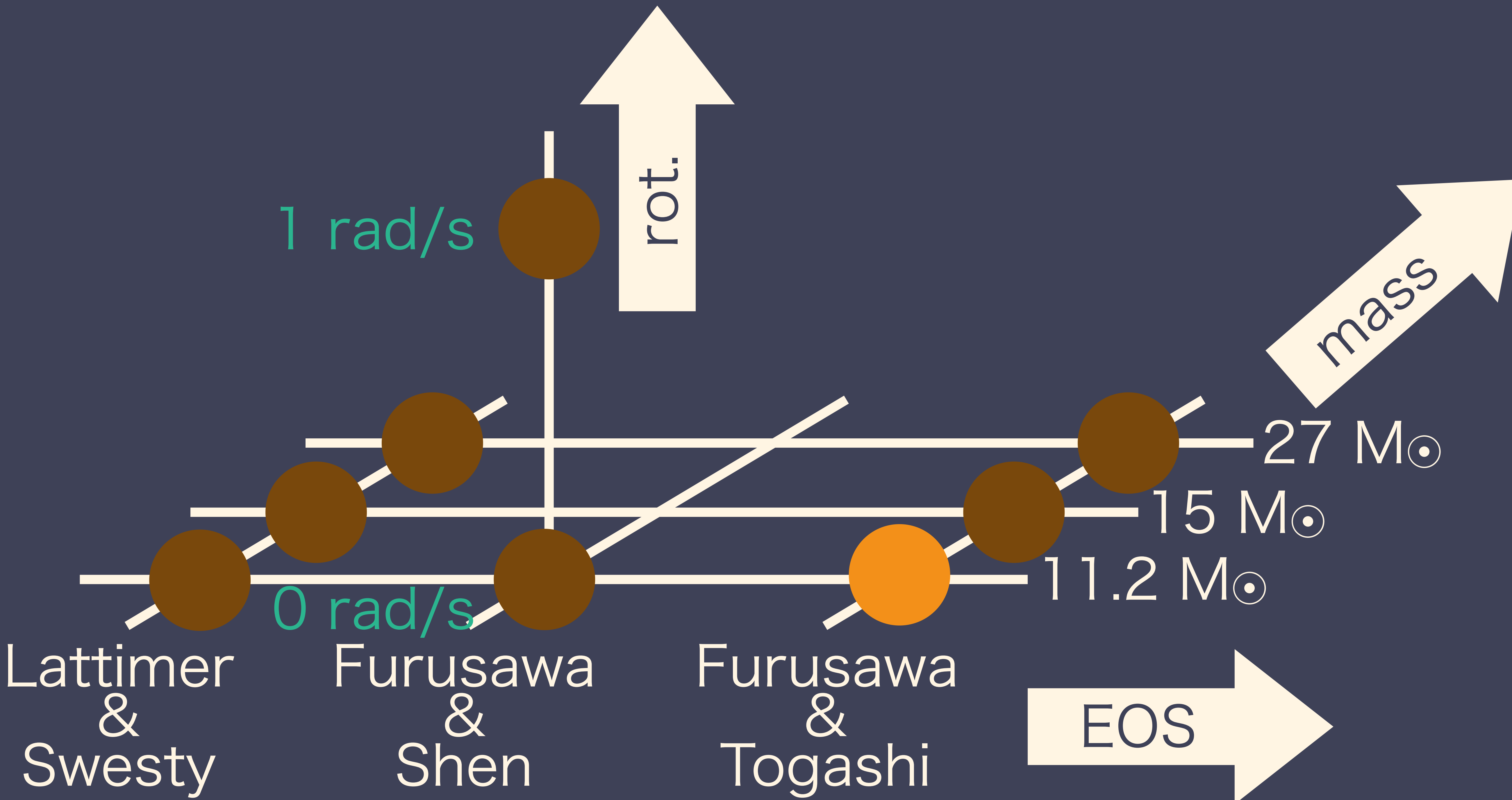
ニュートリノ角度分布

- バウンス後~10 msでのニュートリノの角度分布関数
- 基本的に前方集中、回転に引きずられている部分もある



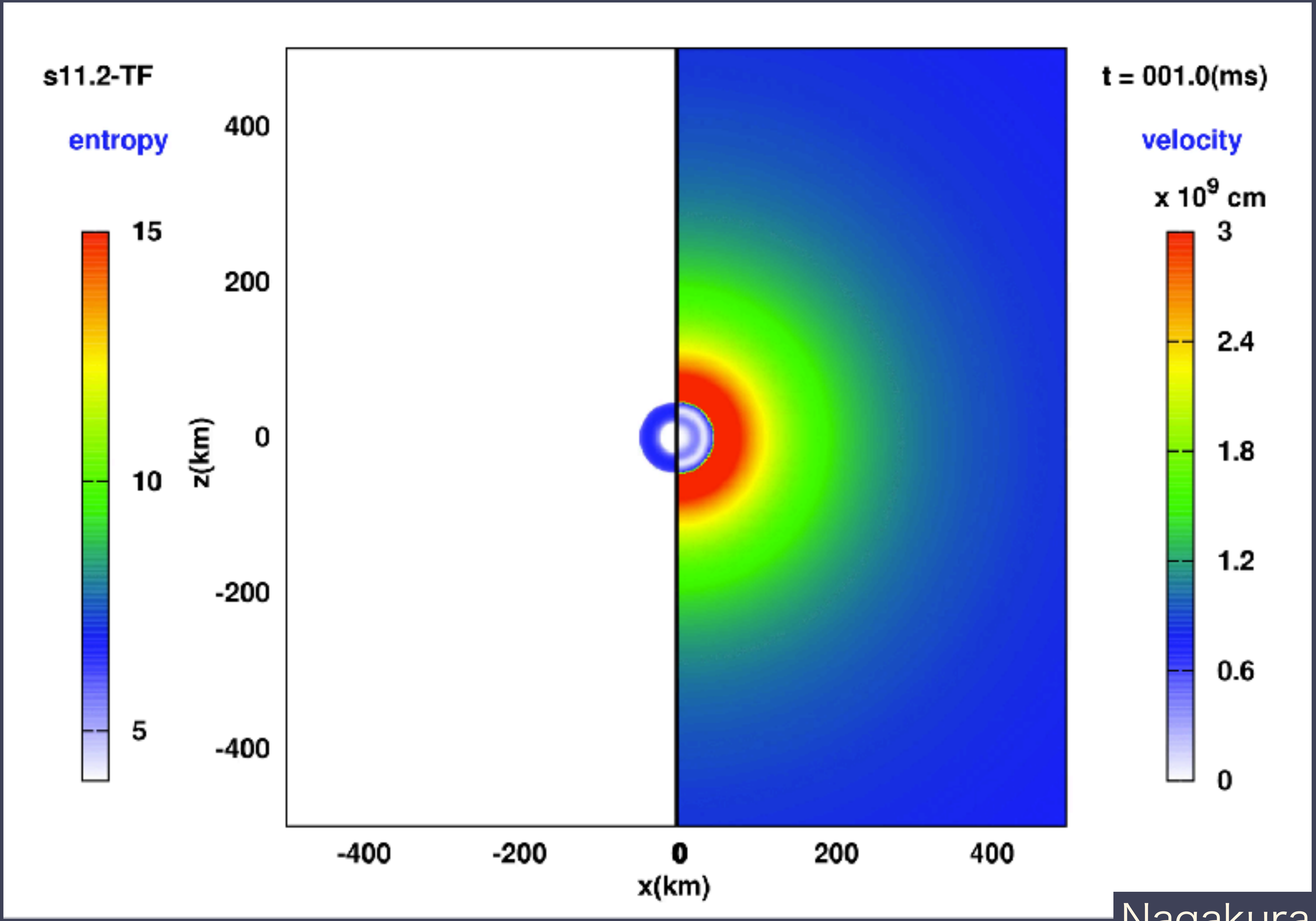
AH+(2019)

PNSキック



rot.
mass
1 rad/s
0 rad/s
27 M⊙
15 M⊙
11.2 M⊙
Lattimer & Swesty
Furusawa & Shen
Furusawa & Togashi
EOS

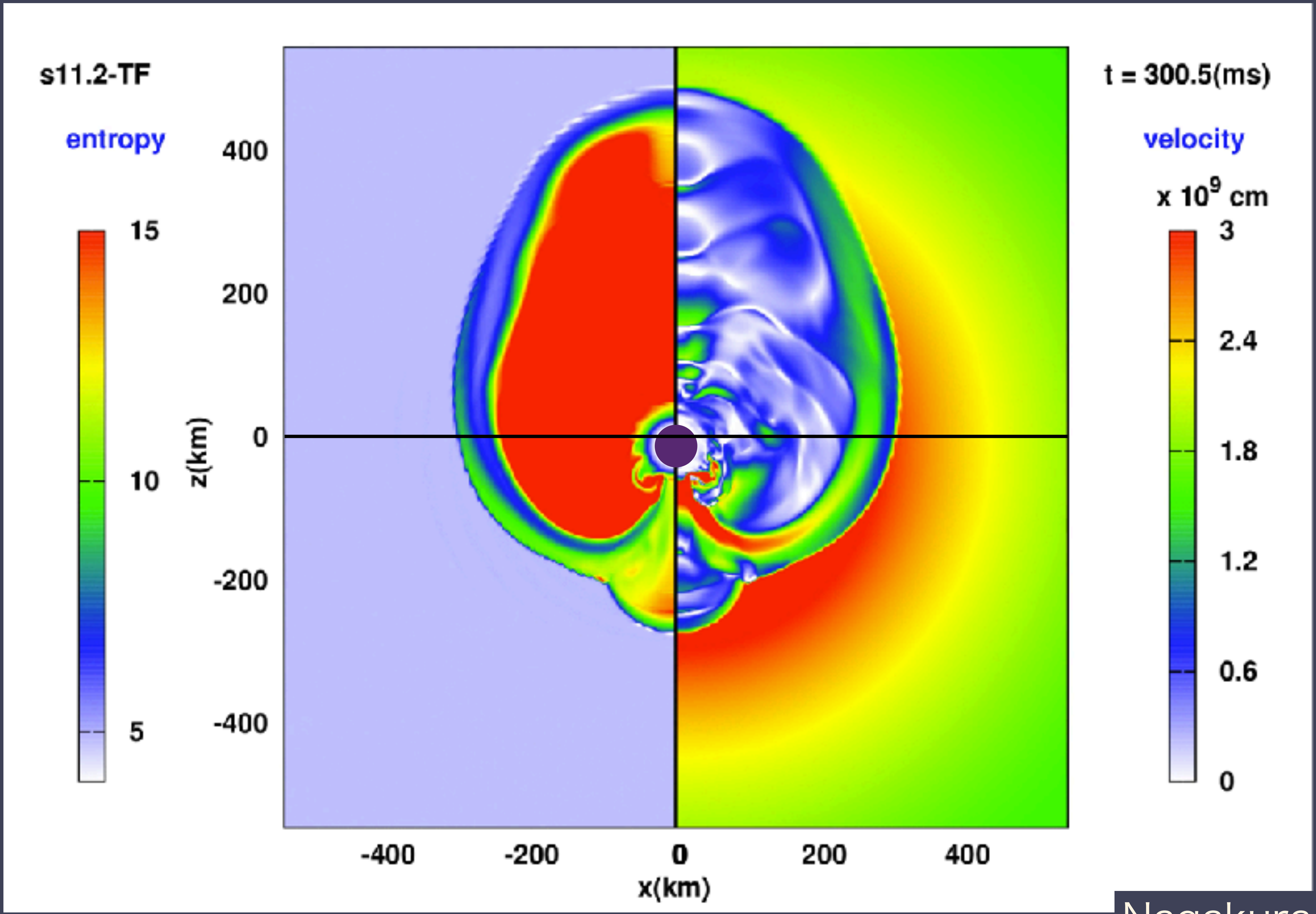
エントロピー・速度分布



Nagakura+(2019)

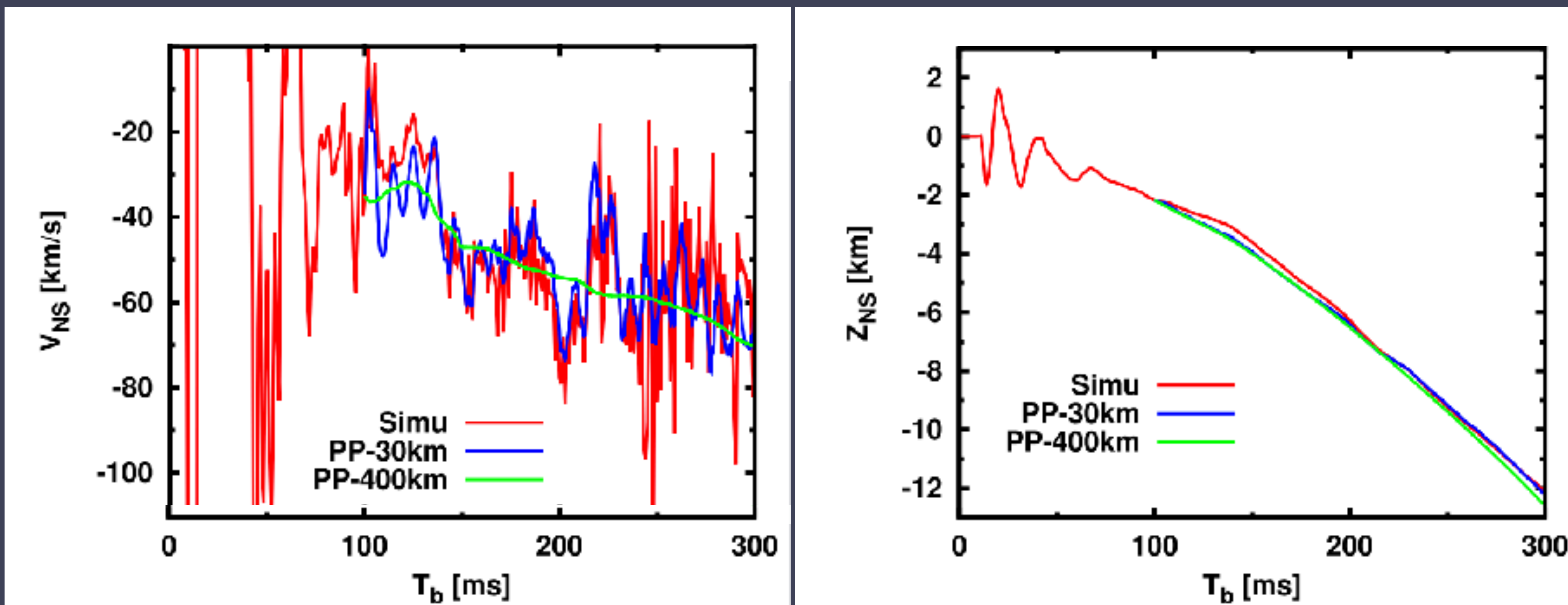
エントロピー・速度分布

・PNSが初期位置から動く



Nagakura+(2019)

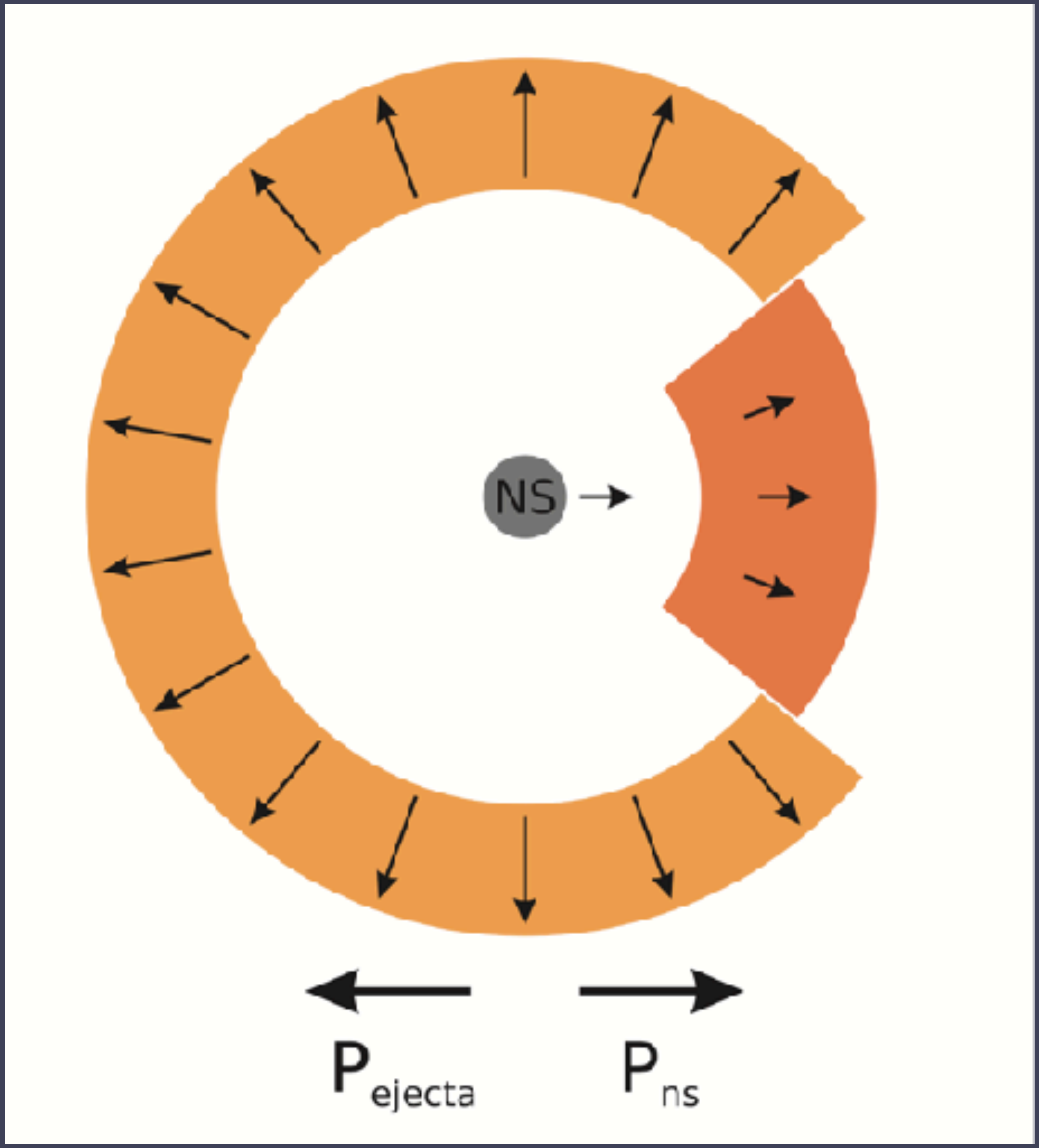
PNSの固有運動



Nagakura+(2019)

・バウンス後100 ms以降にPNSが南に動く

late-phaseでのPNSキック機構: gravitational tug boat?



Scheck+(2006)

重力タグボート機構:

・非対称な爆発

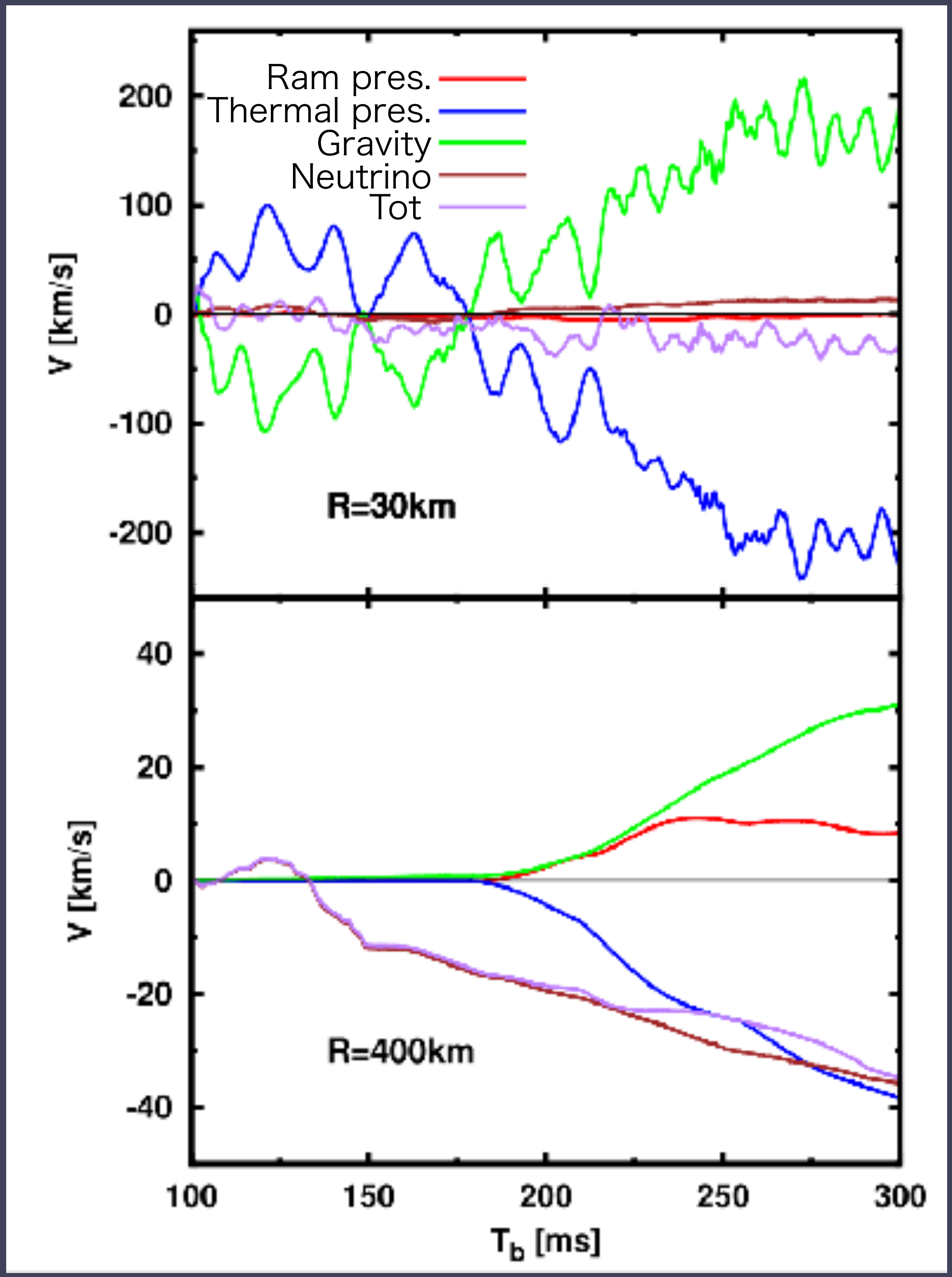
↓

・遅い側はPNSに近く、高密度

↓

・PNSはそちら側に引っ張られる

early-phaseでのPNSキック機構: 重力? 圧力? ニュートリノ輻射圧?



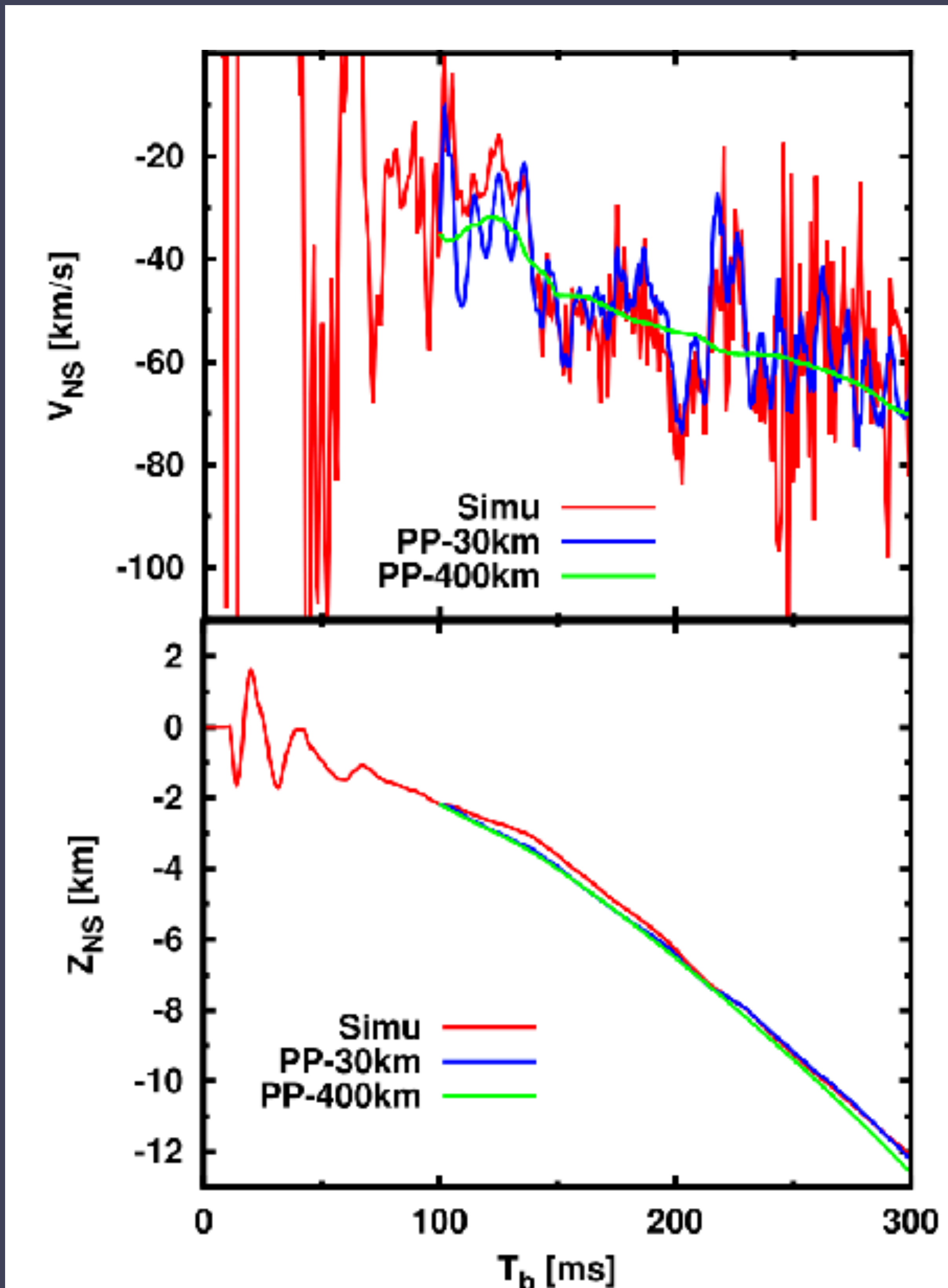
Nagakura+(2019)

- 重要な力はどれか?
- それぞれの力に起因する速度を比較(加速度を時間積分)

- 中心30 km内の力: 熱圧力が重力に打ち勝つ

- 中心400 km内の力: ニュートリノ輻射圧が支配的

ニュートリノ輻射力が重要？

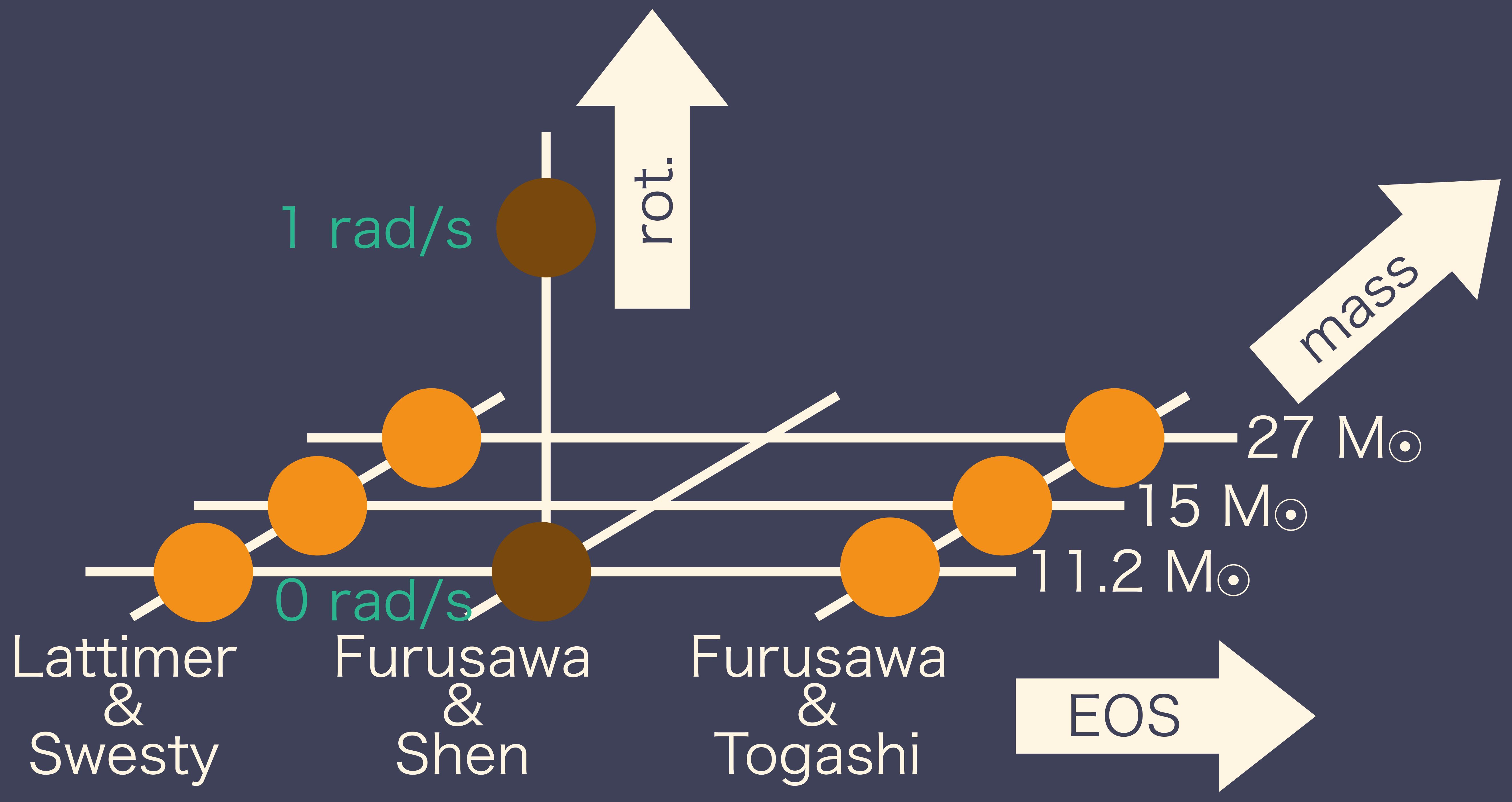


Nagakura+(2019)

- 中心30 kmの力(熱圧力+重力)でPNSキックが再現される
- 中心400 kmの力(ニュートリノ輻射力)でもPNSキックは再現される

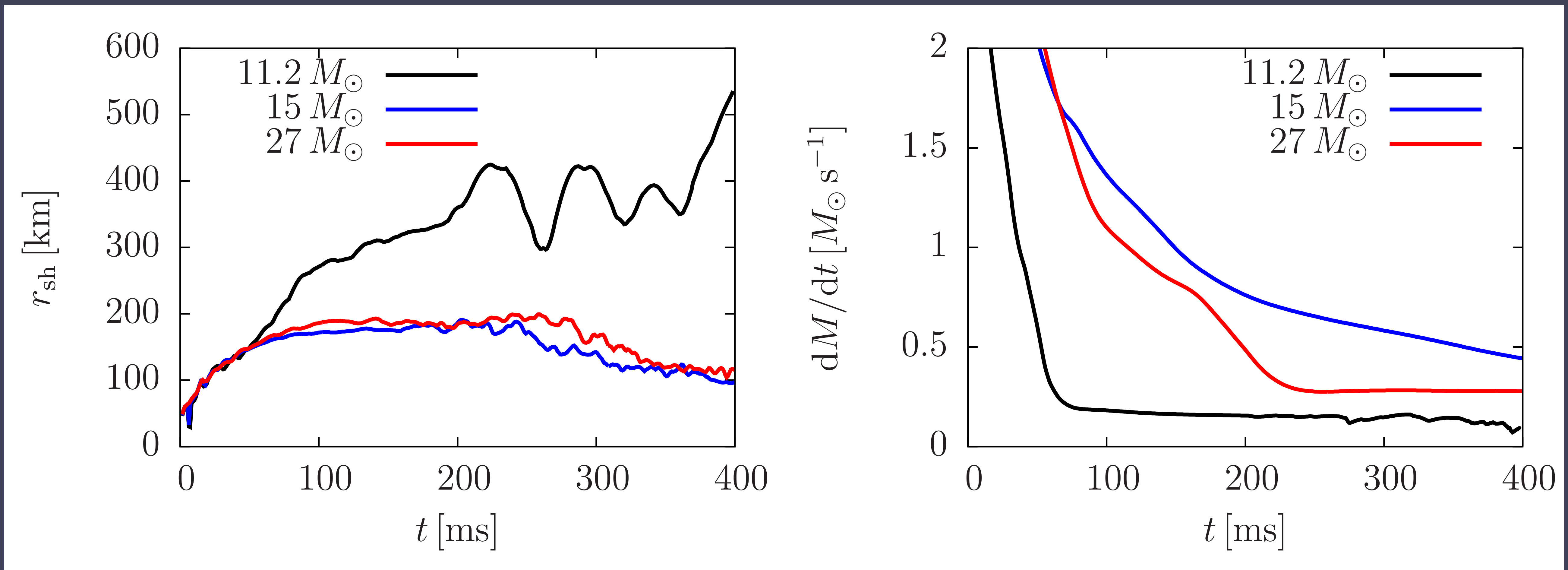
- ニュートリノ輻射力が重要な可能性がある

親星



rot.
mass
1 rad/s
0 rad/s
27 M⊙
15 M⊙
11.2 M⊙
Lattimer & Swesty
Furusawa & Shen
Furusawa & Togashi
EOS

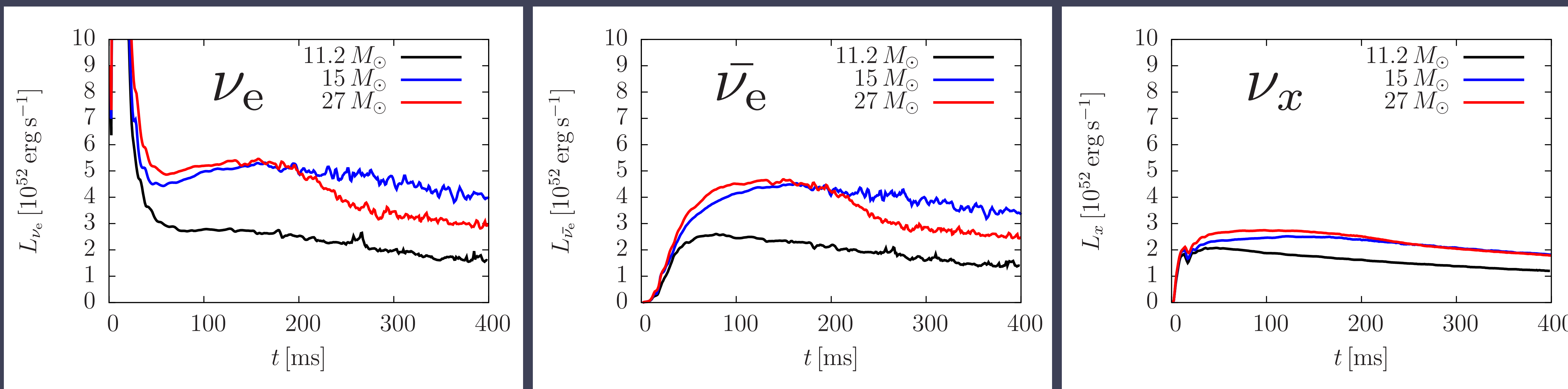
衝撃波の時間発展



Iwakami+ in prep.

- 11.2 M⊙モデルのみ、質量降着率が落ちた時に衝撃波が復活する
- 他のモデルは質量降着率が落ちても爆発しない

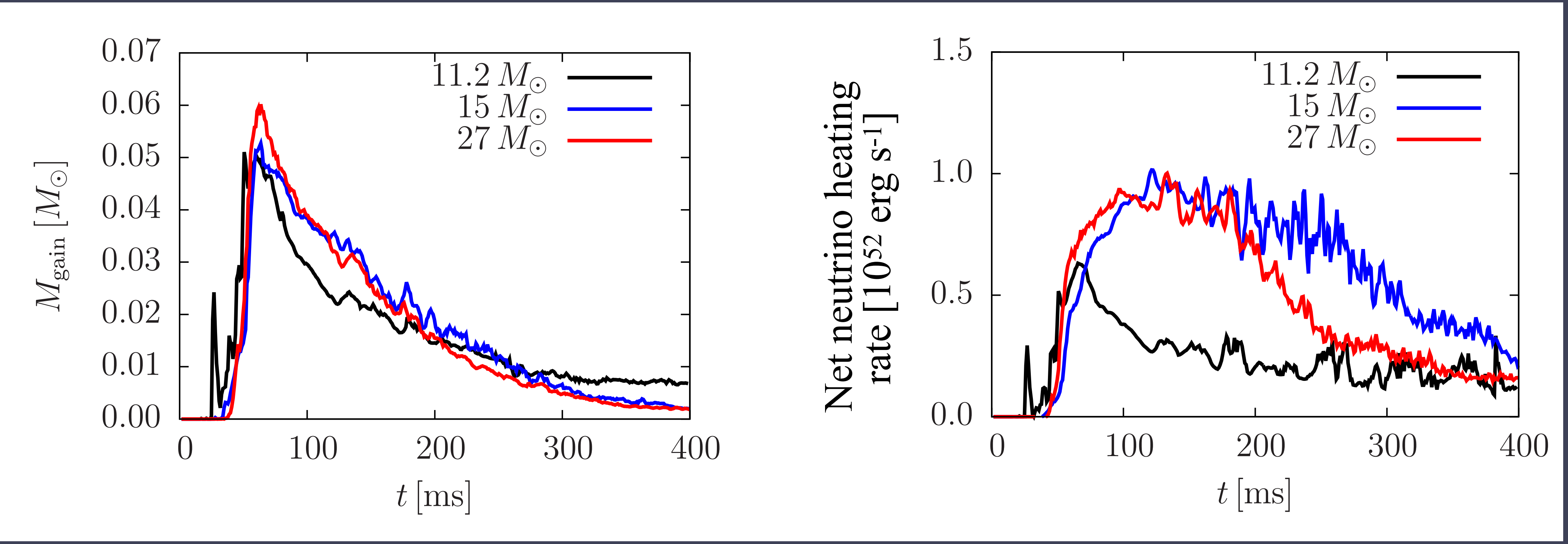
ニュートリノ加熱率



Iwakami+ in prep.

- 爆発しない場合、PNSへの質量降着大→ニュートリノ光度大
- 爆発しない場合、衝撃波下流の密度大→ゲイン質量大
- ニュートリノ加熱率自体は爆発しないほうが大きい

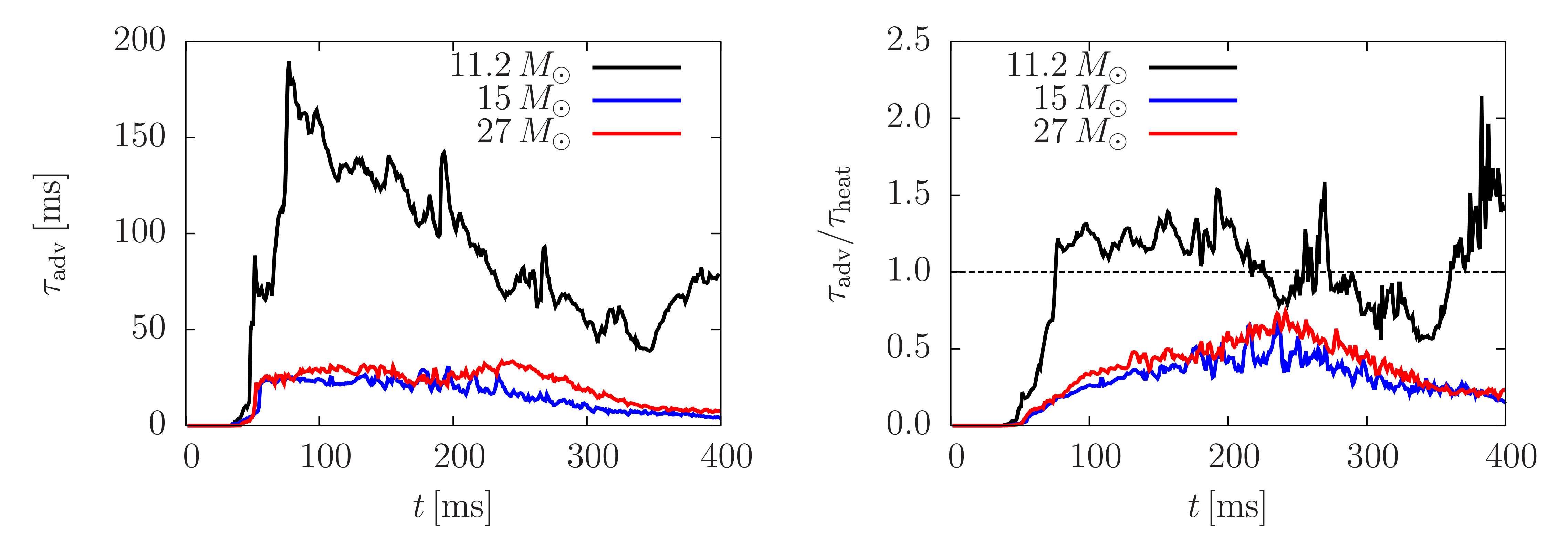
ニュートリノ加熱率



Iwakami+ in prep.

- 爆発しない場合、PNSへの質量降着大→ニュートリノ光度大
- 爆発しない場合、衝撃波下流の密度大→ゲイン質量大
- ニュートリノ加熱率自体は爆発しないほうが大きい

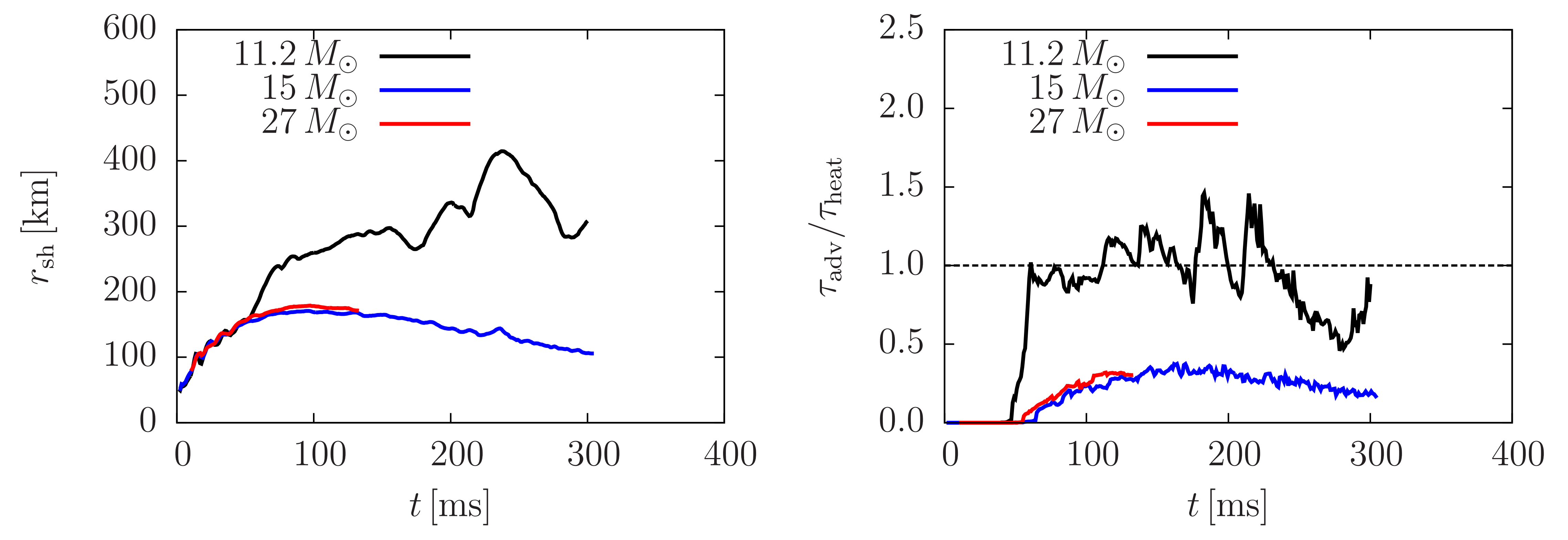
移流タイムスケールが長いために爆発



Iwakami+ in prep.

- 加熱タイムスケールは大差がないが、移流タイムスケールは大きく違う；質量降着率が大きく違うため
- 11.2 M⊙モデルのみ、タイムスケール比が1を超える

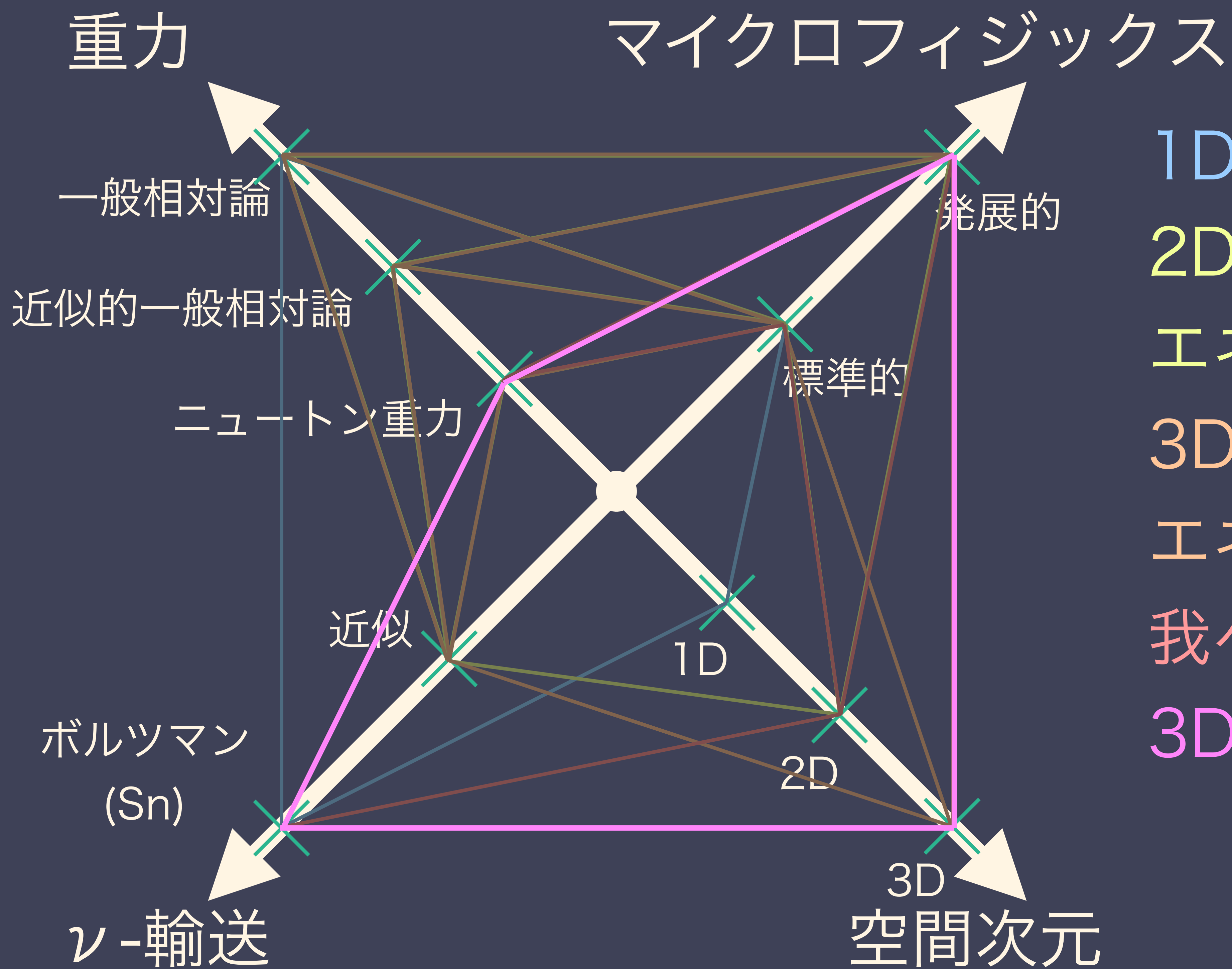
FT EOSモデルでも結果は同様



Iwakami+ in prep.

- FT EOSモデルでも同様の傾向が見られる
- 爆発するかどうかを判断するにはさらに長時間の計算が必要

超新星シミュレーションの進展



1D: 爆発失敗

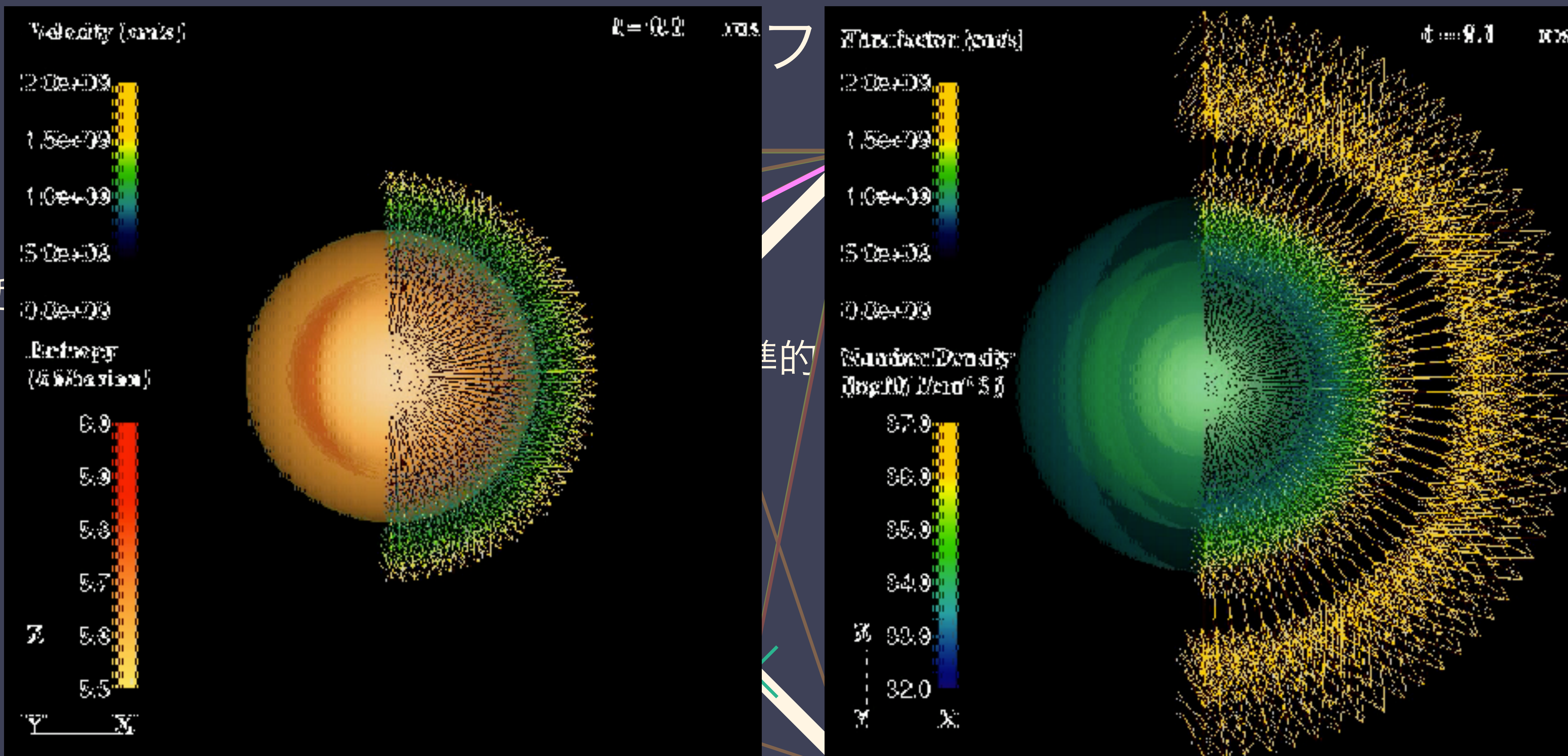
2D: 衝撃波復活
エネルギー不十分

3D: 衝撃波復活
エネルギー不十分

我々の計算

3Dボルツマン

超新星シミュレーションの進展



Iwakami+(preprint 2020)

ν-輸送

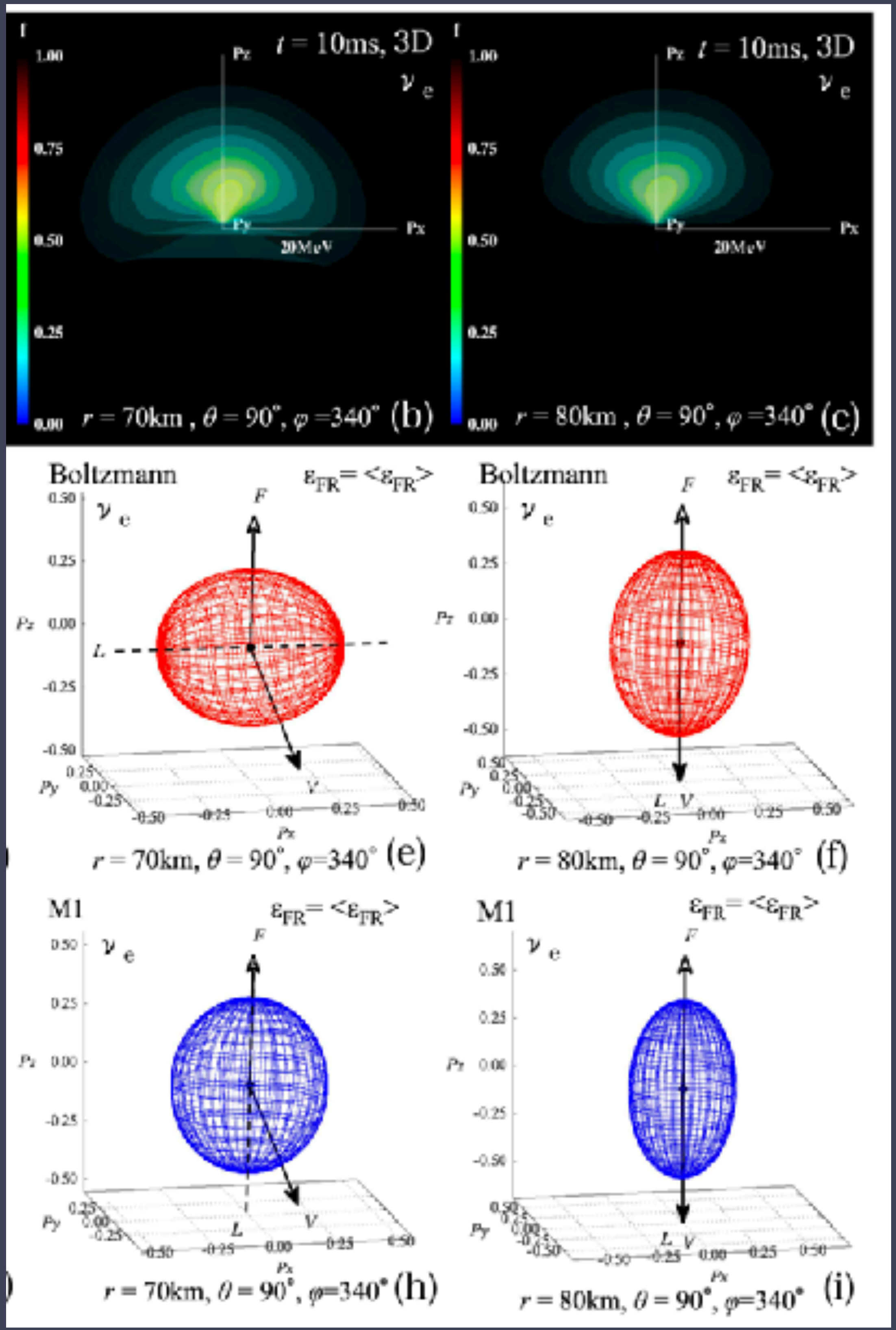
3D

空間次元

エディントンテンソルの楕円体表示

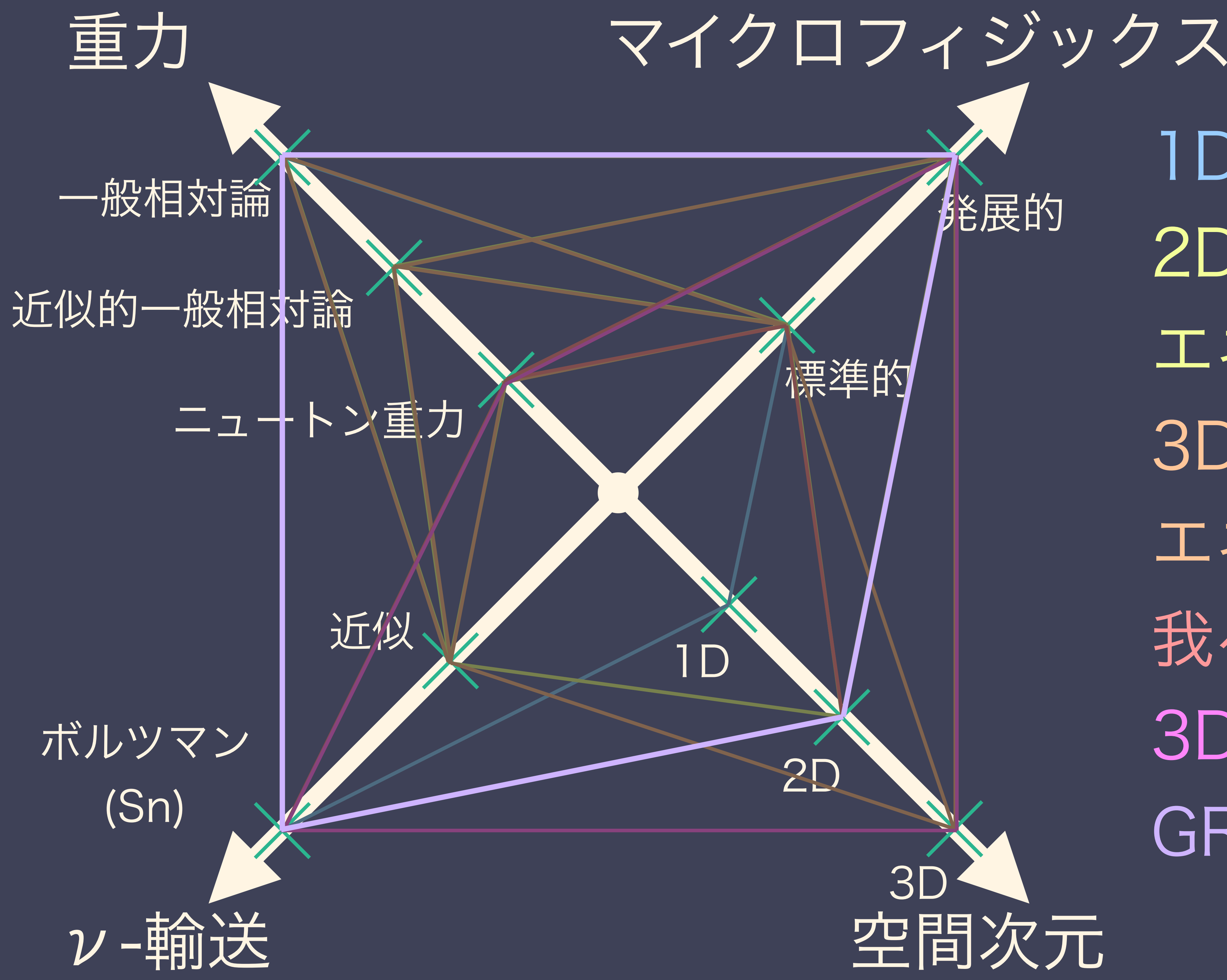
- 軸：固有ベクトル、半径：固有値とする楕円体
- 衝撃波外部ではprolateな楕円体
- 衝撃波付近ではM1ではprolateだが実際にはoblate

- emissivityの急激な変化による



Iwakami+(preprint 2020)

超新星シミュレーションの進展



1D: 爆発失敗

2D: 衝撃波復活

エネルギー不十分

3D: 衝撃波復活

エネルギー不十分

我々の計算

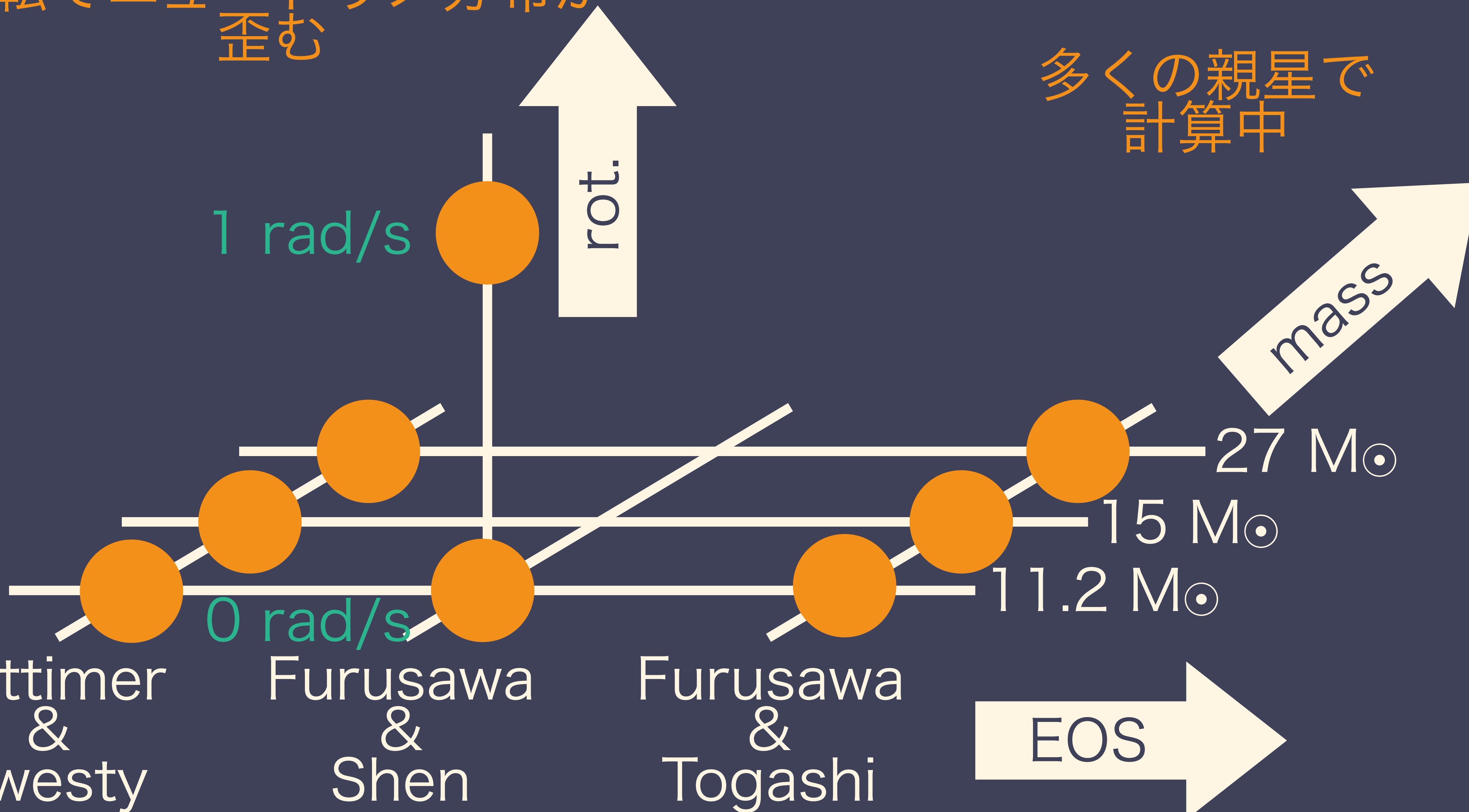
3Dボルツマン

GRボルツマン

まとめ

回転でニュートリノ分布が
歪む

多くの親星で
計算中



原子核組成も重要

PNSキックにも
ニュートリノ輻射が寄与しうる