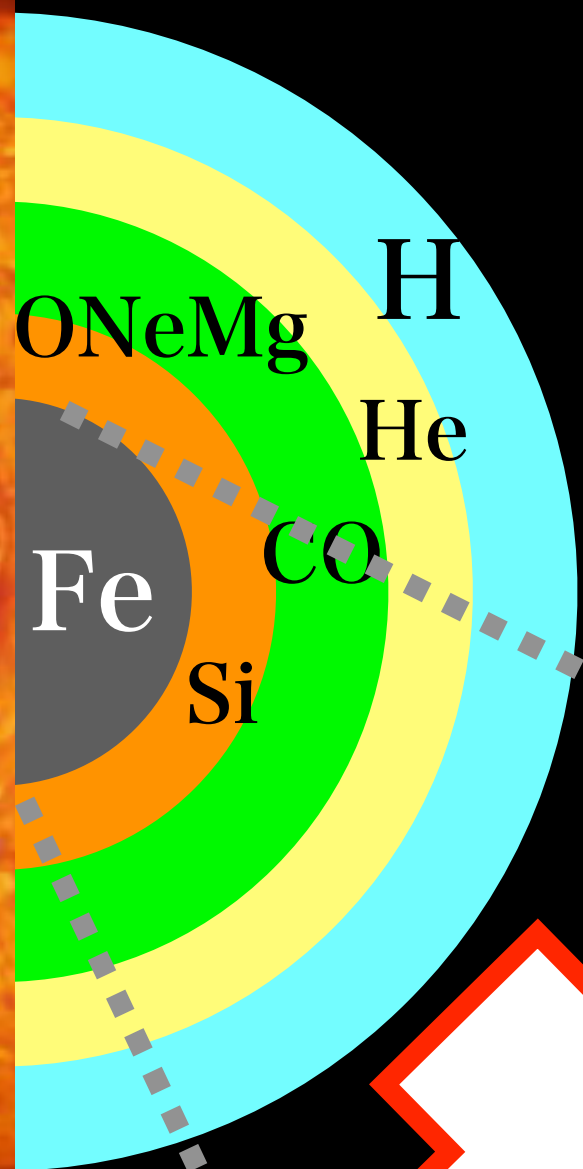


# 超新星のボルツマン輻射輸送計算における ニュートリノ集団振動の系統的解析

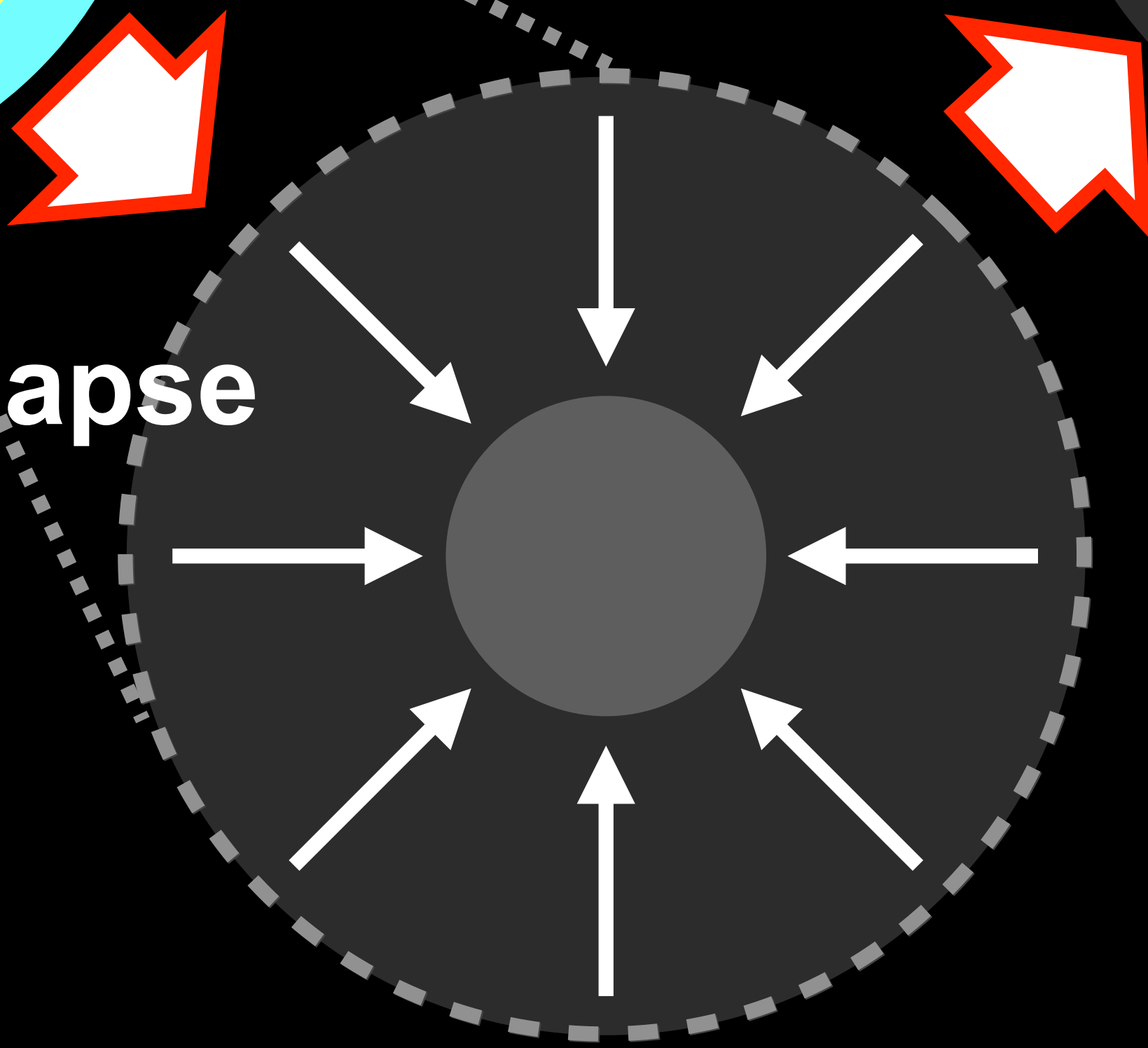
赤穂龍一郎 (早稲田大学)

共同研究者: 原田了(RIKEN)、長倉洋樹(NAOJ)、岩上わかな(早大)、大川博督(早大高等研)、古澤峻(関学大)、松古 栄夫(KEK)、住吉光介(沼津工専)、山田章一(早大)

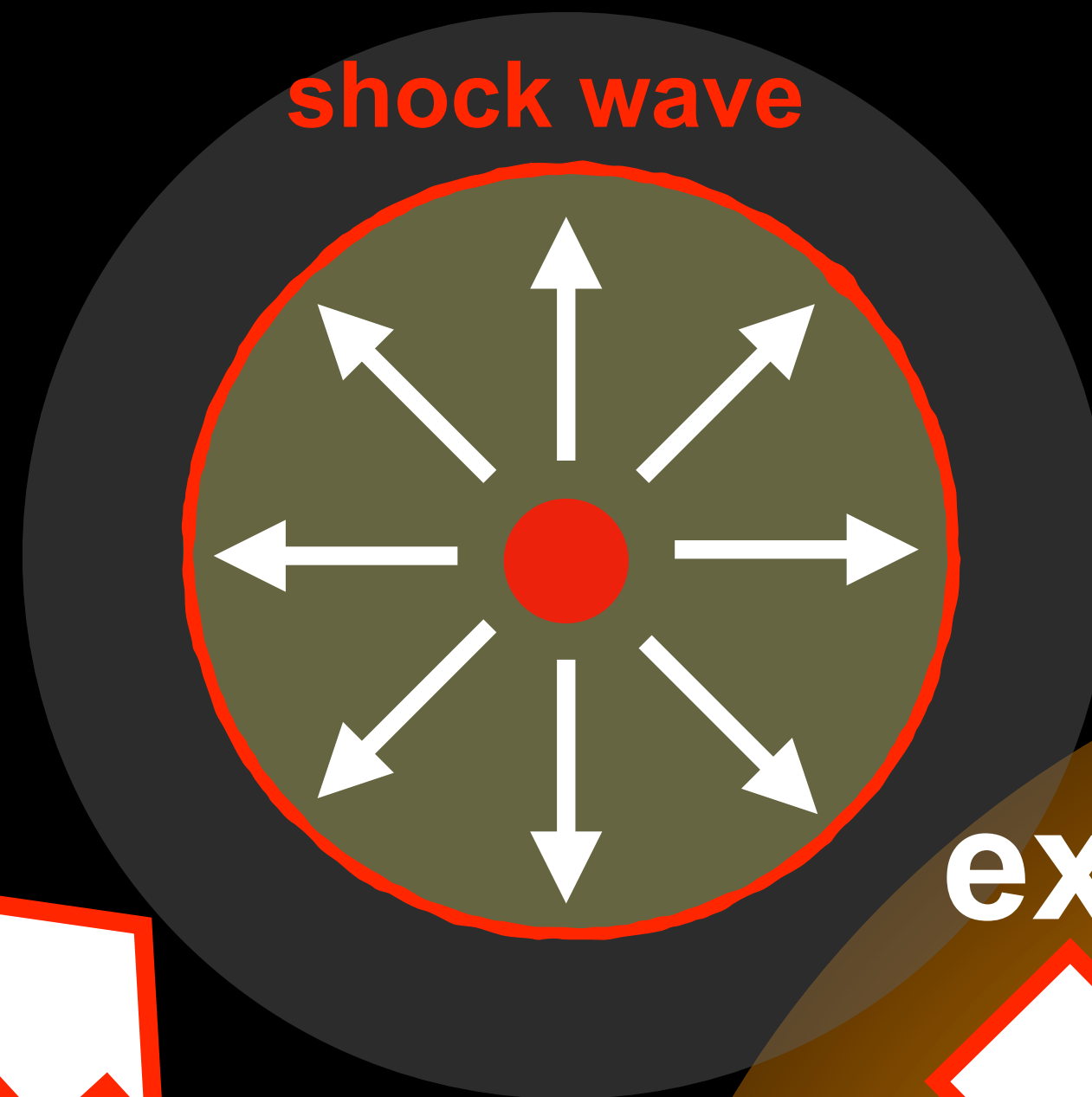
# 重力崩壞型超新星爆發



core-collapse



bounce



shock wave

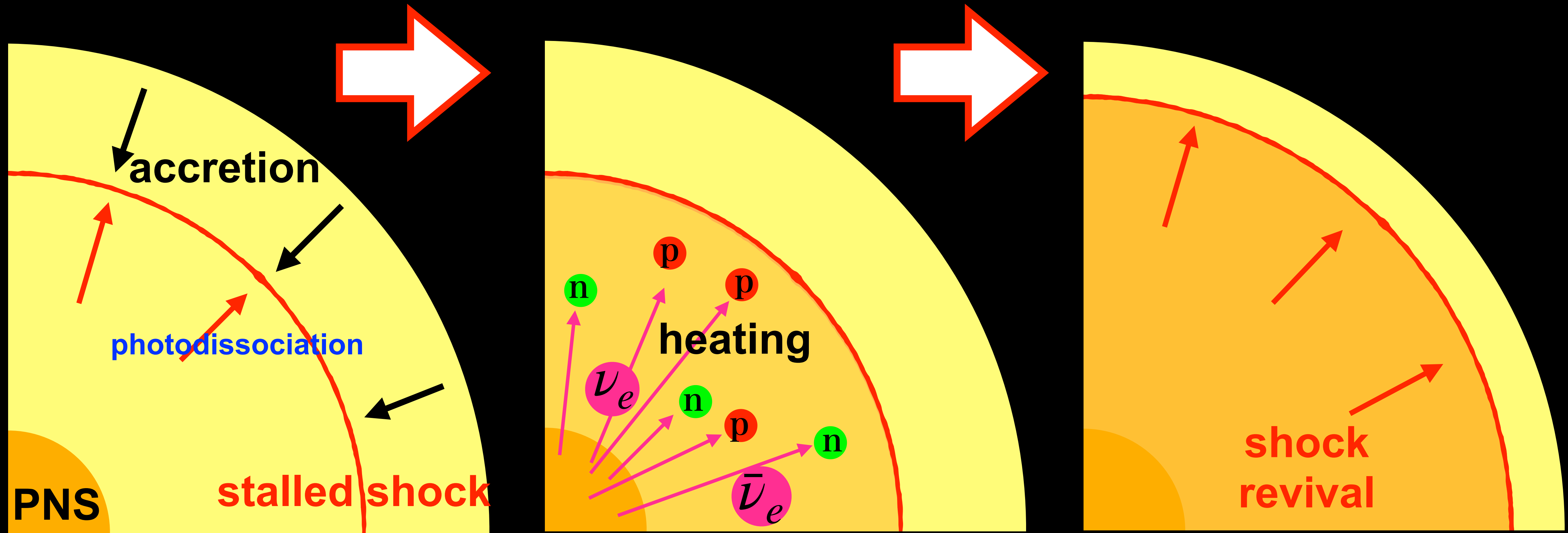
explosion



原始中性子星

# ニュートリノ加熱機構

Neutrinos carry  $\gtrsim 99\%$  of supernova energy. Most of them escape, but some of them reluctantly give energy to surrounding matter.



shock wave stalls due to energy loss and accretion ram pressure

neutrinos from the center heats the matter behind the shock

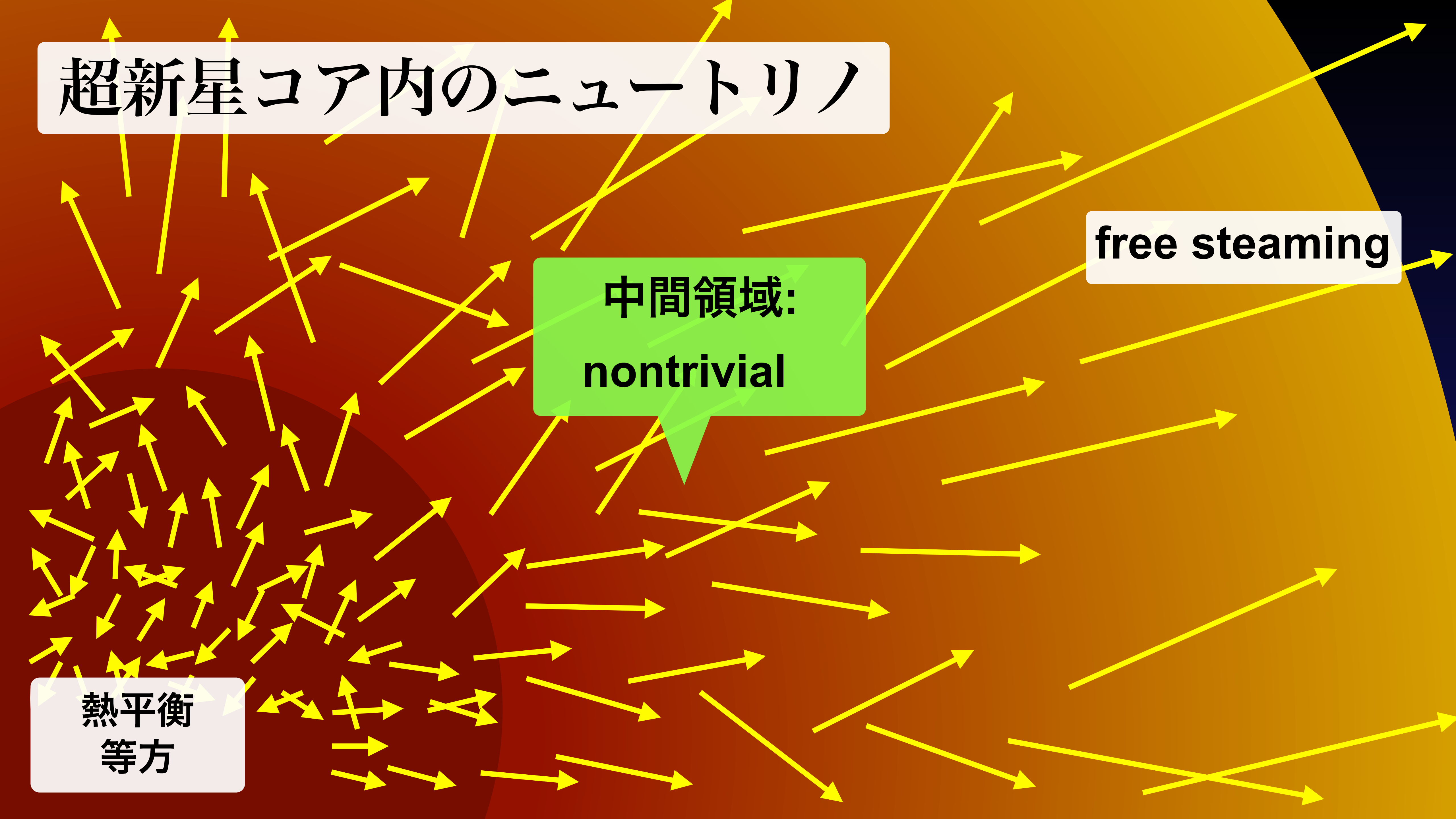
shock gradually propagates outward

# 超新星コア内のニュートリノ

free steaming

中間領域:  
nontrivial

熱平衡  
等方





# ボルツマン方程式

$$p^\alpha \frac{\partial f}{\partial x^\alpha} - \Gamma_{\alpha\beta}^i p^\alpha p^\beta \frac{\partial f}{\partial p^i} = \left[ \frac{\delta f}{\delta t} \right]_{\text{collision}}$$

空間移流項:  
空間移動

運動量移流項:  
エネルギー・運動量変化

衝突項: 周囲の物質との反応

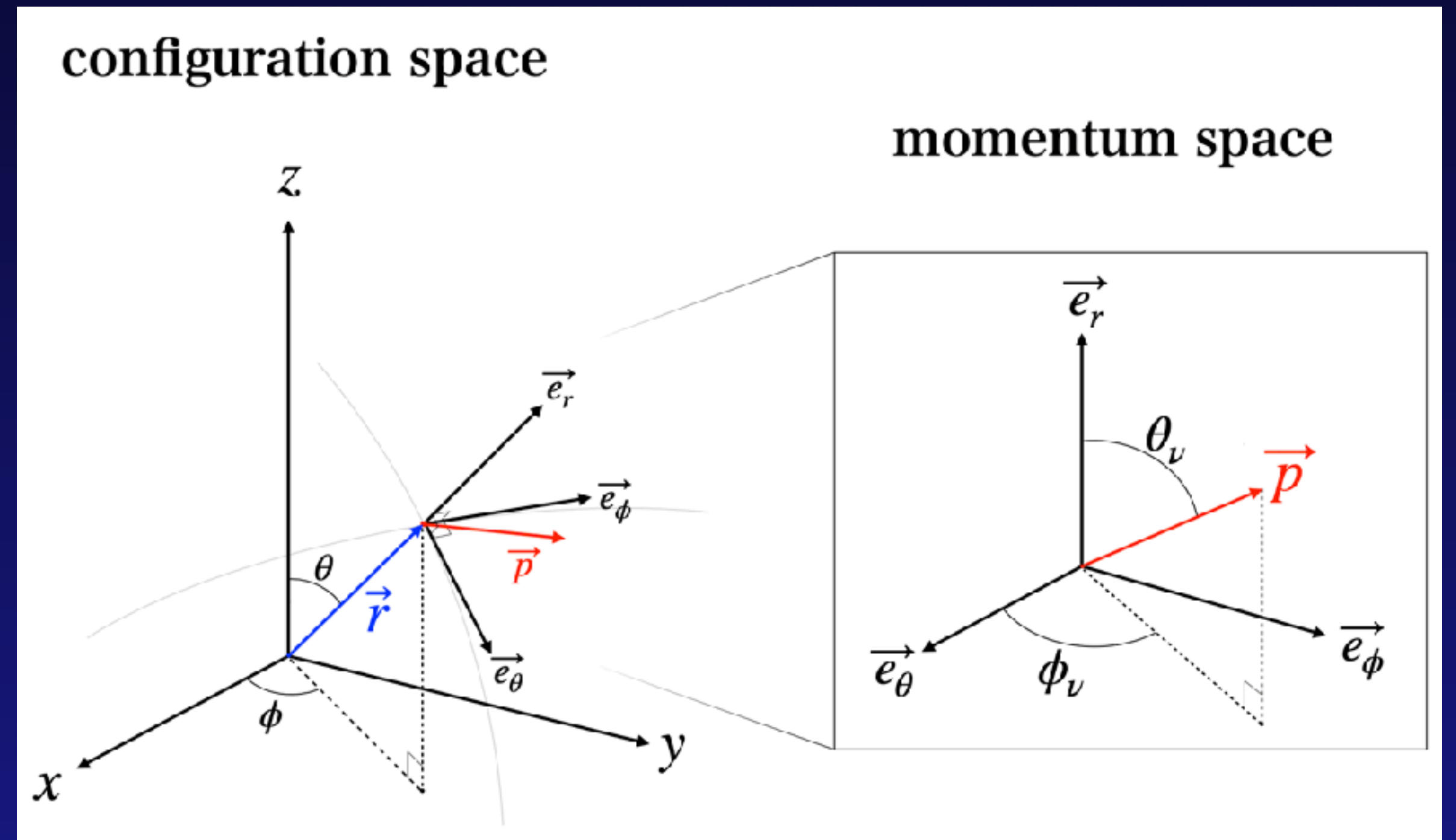
運動量空間分布  $f(x^\mu, p^i)$

どこ

7 (1+3+3) dimensional equation

いつ

運動量



# Two-moment Method

よく用いられる近似輸送計算法

運動量空間の情報を減らすことで計算コストを削減

$$f(r, \theta, \phi, \epsilon, \theta_\nu, \phi_\nu)$$

Boltzmann equation

$$\frac{\partial f}{\partial t} + p^i \frac{\partial f}{\partial x^i} + \dot{p}^i \frac{\partial f}{\partial p^i} = C$$

方向余弦を掛けて  
運動量空間積分

$$\begin{aligned} E(r, \theta, \phi, \epsilon) \\ F^i(r, \theta, \phi, \epsilon) \\ P^{ij}(r, \theta, \phi, \epsilon) \end{aligned}$$

Moment equations

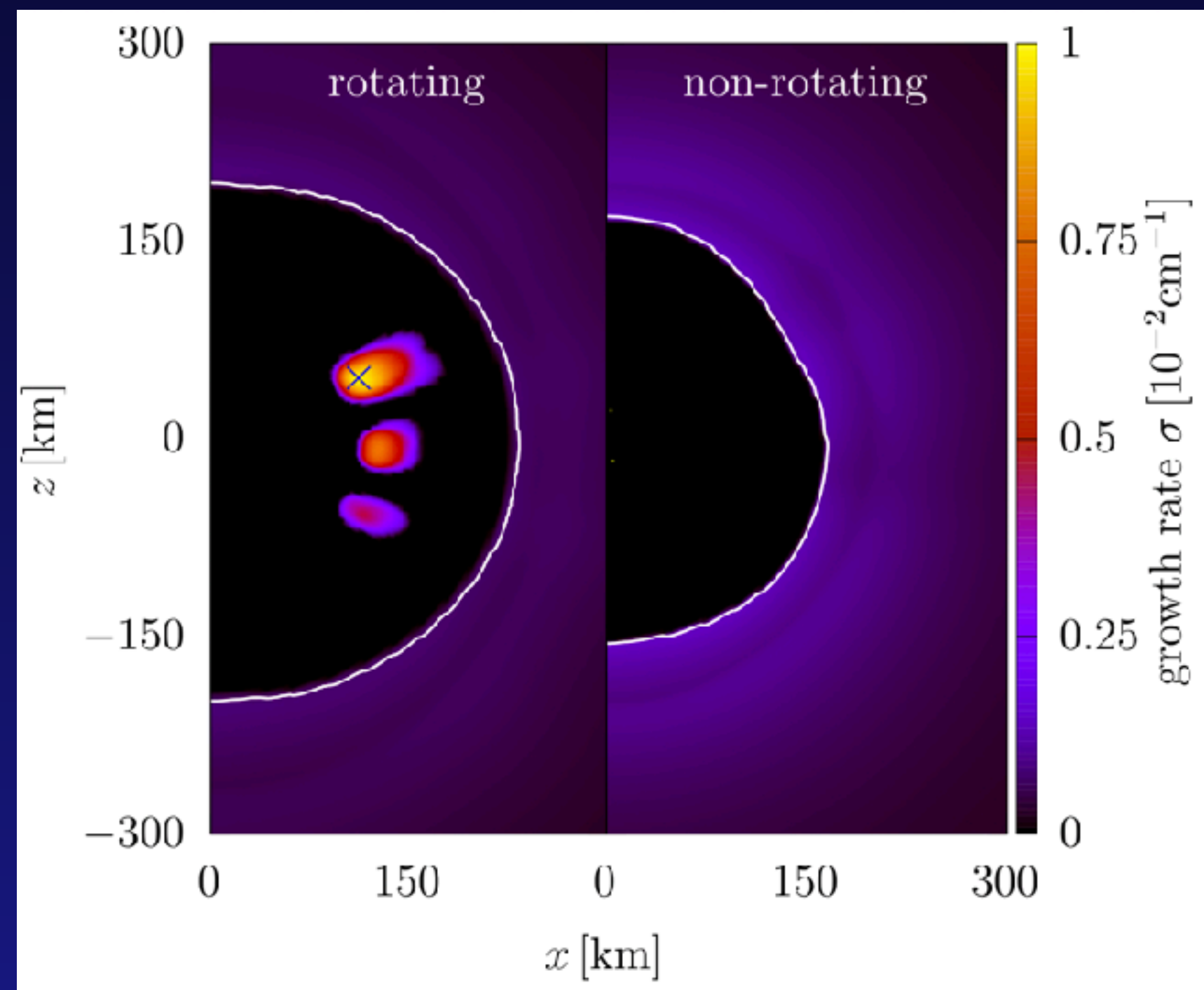
$$\frac{\partial E}{\partial t} = L_1(E, F^i, P^{ij}) \quad \frac{\partial F^i}{\partial t} = L_2(E, F^i, P^{ij})$$

$$\text{Closure: } P_{M1}^{ij} = \frac{3\chi - 1}{2} P_{thin}^{ij} + \frac{3(1 - \chi)}{2} P_{thick}^{ij}$$

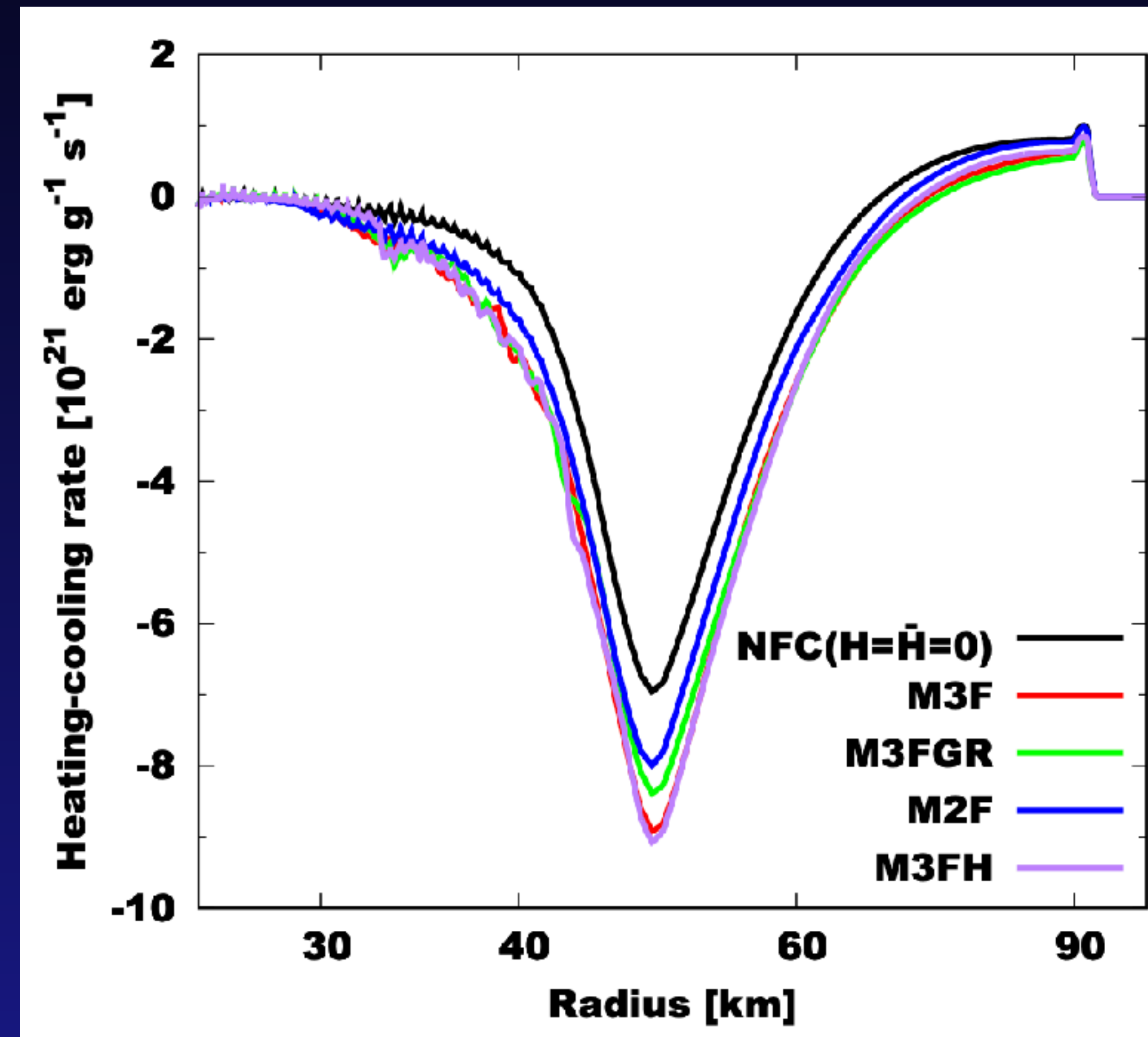
# ニュートリノ集団振動

- ニュートリノ同士の相互作用によって発生するニュートリノ集団振動が、超新星内部で起きることが近年指摘されている。
- 加熱率などが変化し、超新星ダイナミクスに影響を与えられと考えられる。

Harada 2022

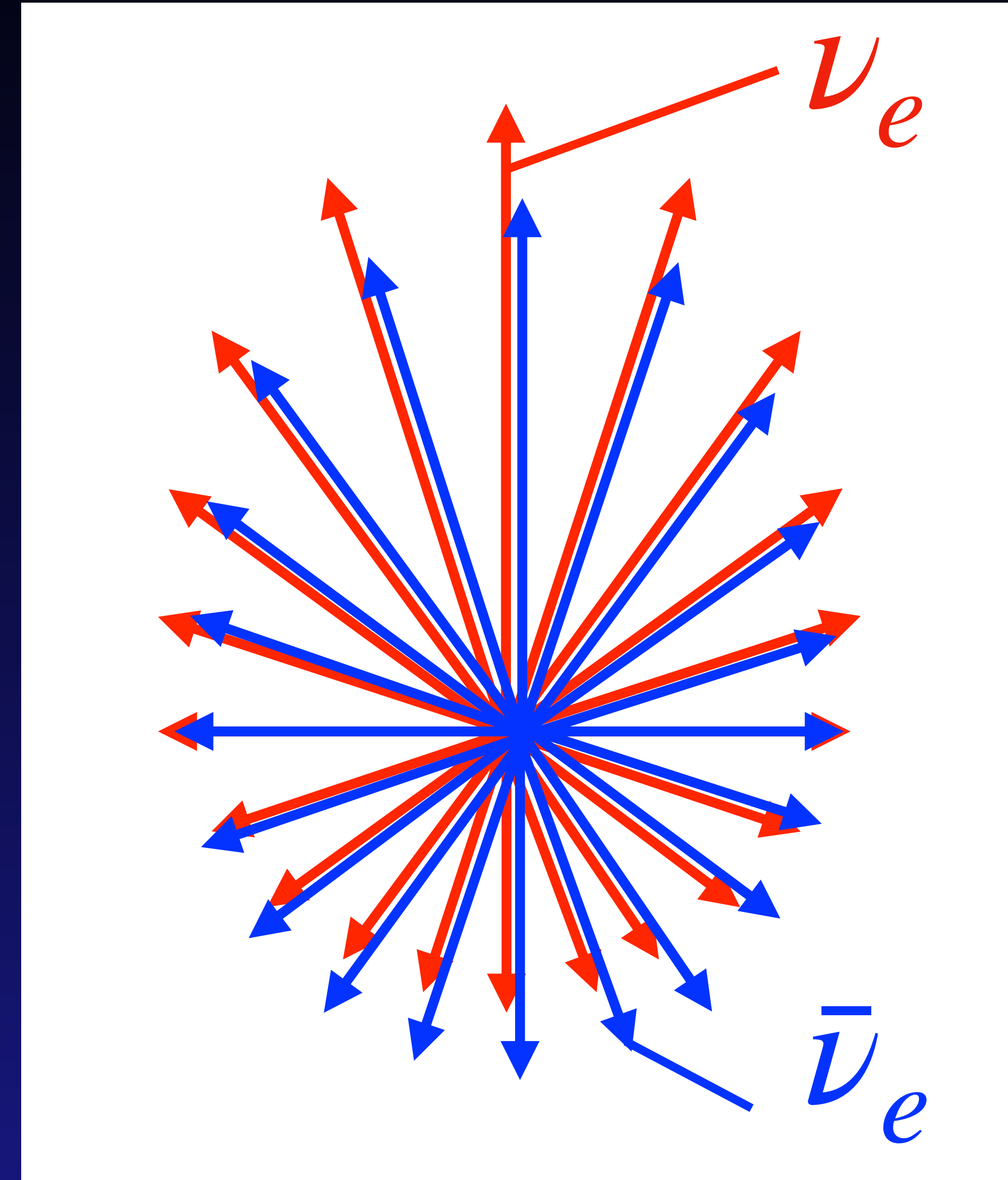
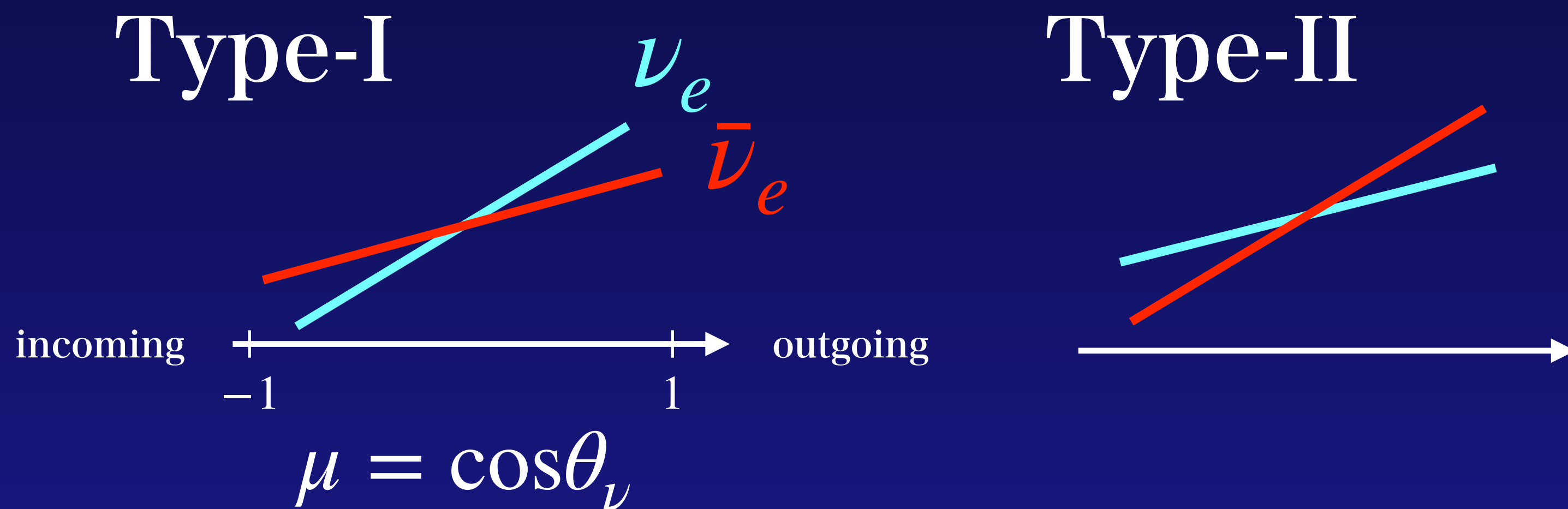


Nagakura 2023



# Fast flavor conversion と angular crossing

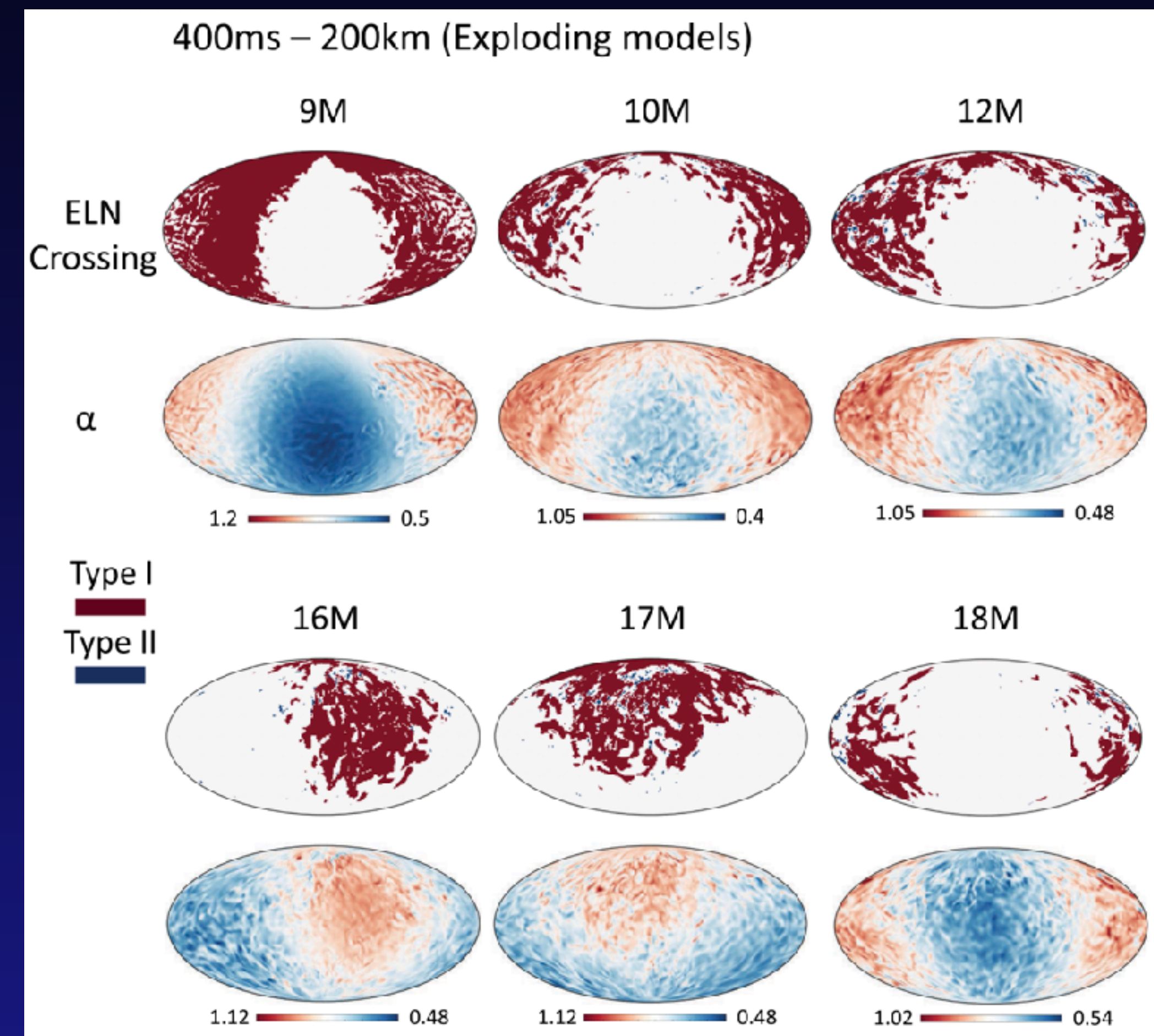
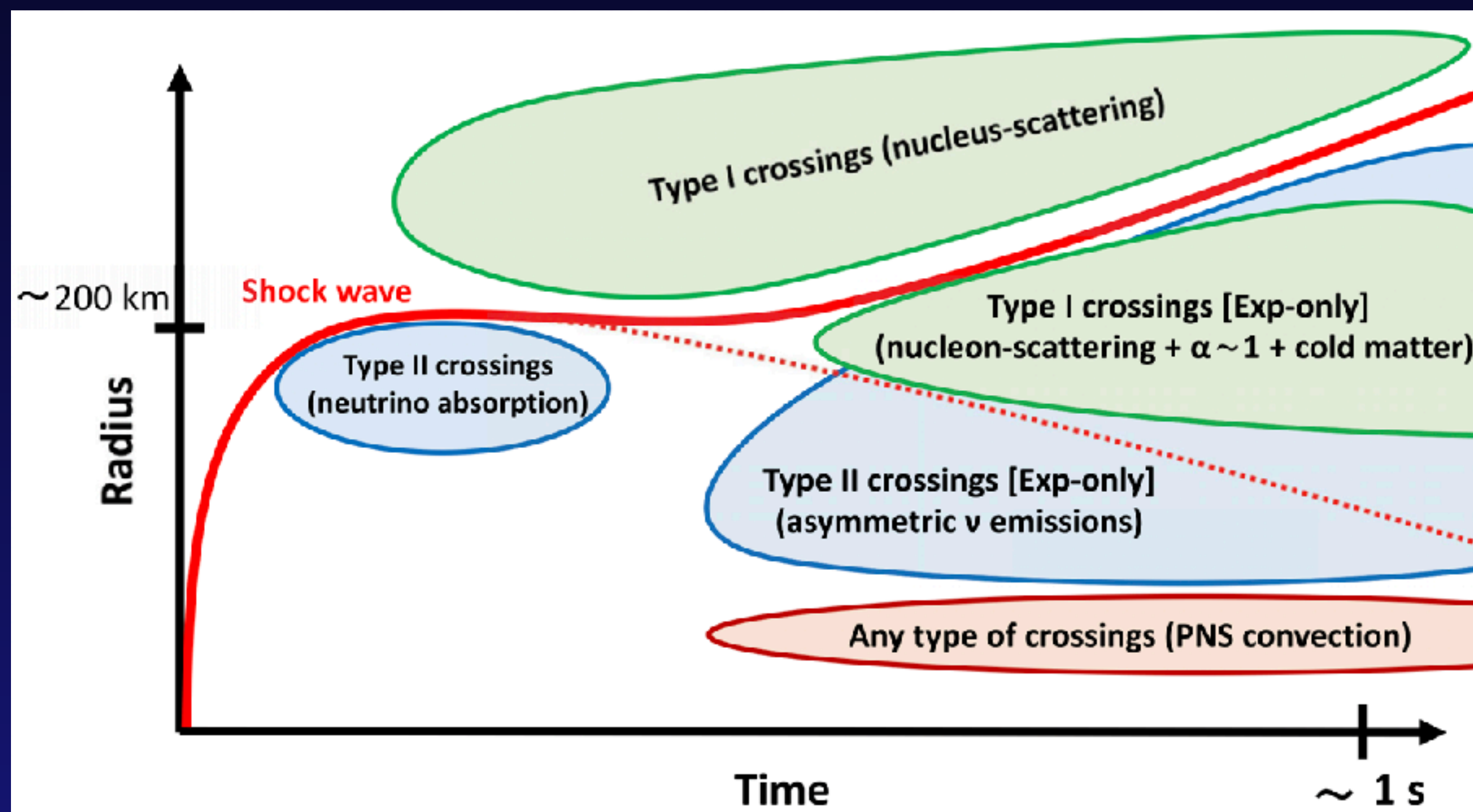
- 今回はニュートリノ運動量空間の角度分布の **crossing** (方向によって異なるフレーバーのニュートリノが卓越している) によって生じる Fast mode に注目する。
- Crossing の存在と fast flavor conversion の発生は必要十分 (Morinaga 2021)
- 運動量空間分布が必要であるため、ボルツマン計算が必要





# 超新星爆発に集団振動

- Princeton groupのシミュレーション結果(モーメント法)による解析





# モーメント法による結果を用いた集団振動の解析方法

Nagakura & Johns 2021a, 202b

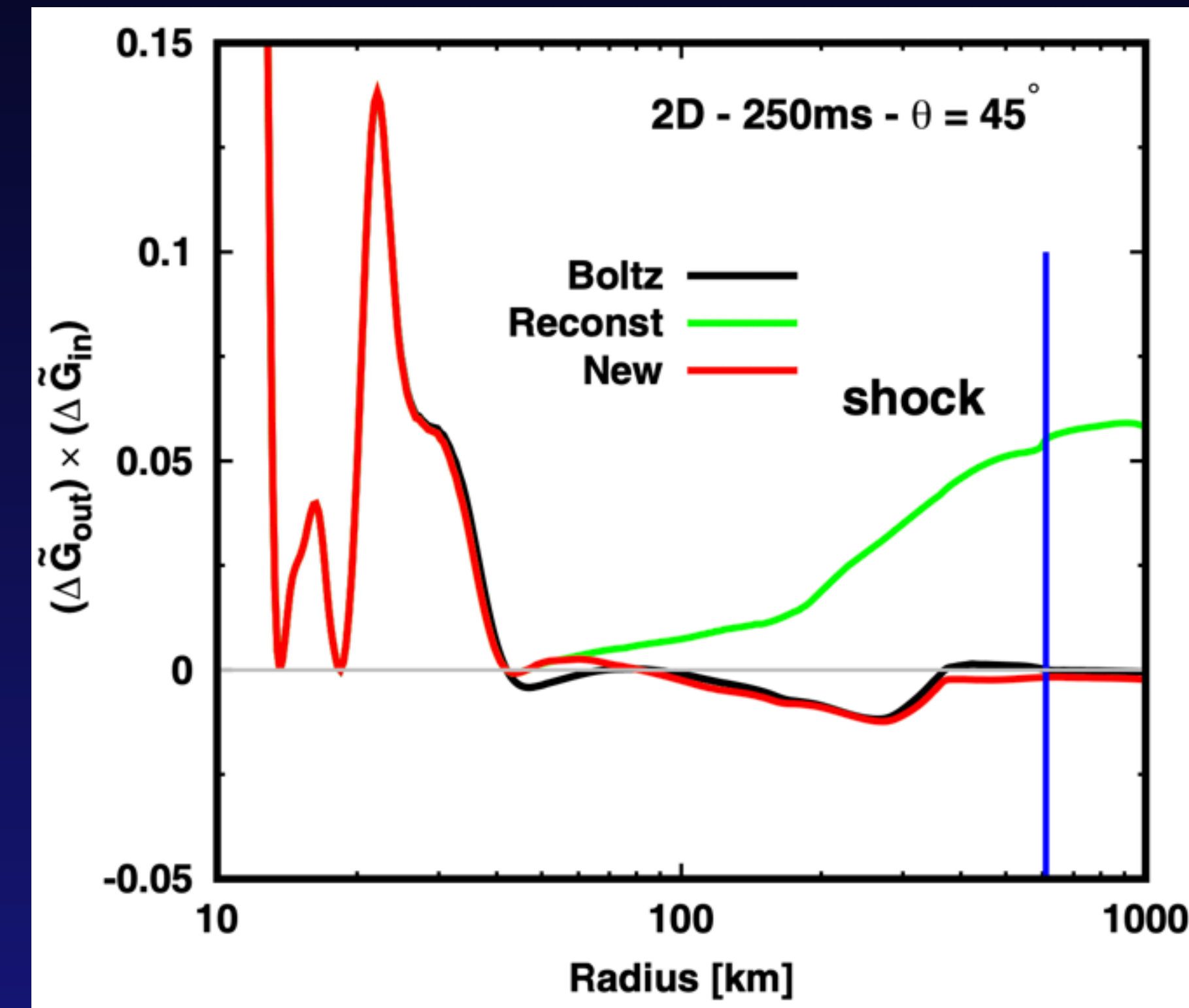
1. ボルツマン計算でキャリブレーションされたfitting formulaを用いて、0次、1次モーメントから分布関数の $\theta_\nu$ 分布を求める

2. Incoming neutrinoに関してはfitting formulaの精度が良くないため $\mu = -1$ に関してのみray-tracing計算を行う

3.  $\mu = -1$ と $\mu = 1$ での分布関数を調べてcrossingがあるか調べる

## 問題点

- (そもそも)モーメント法の妥当性
- Angular crossing が 奇数回しか生じないことを仮定

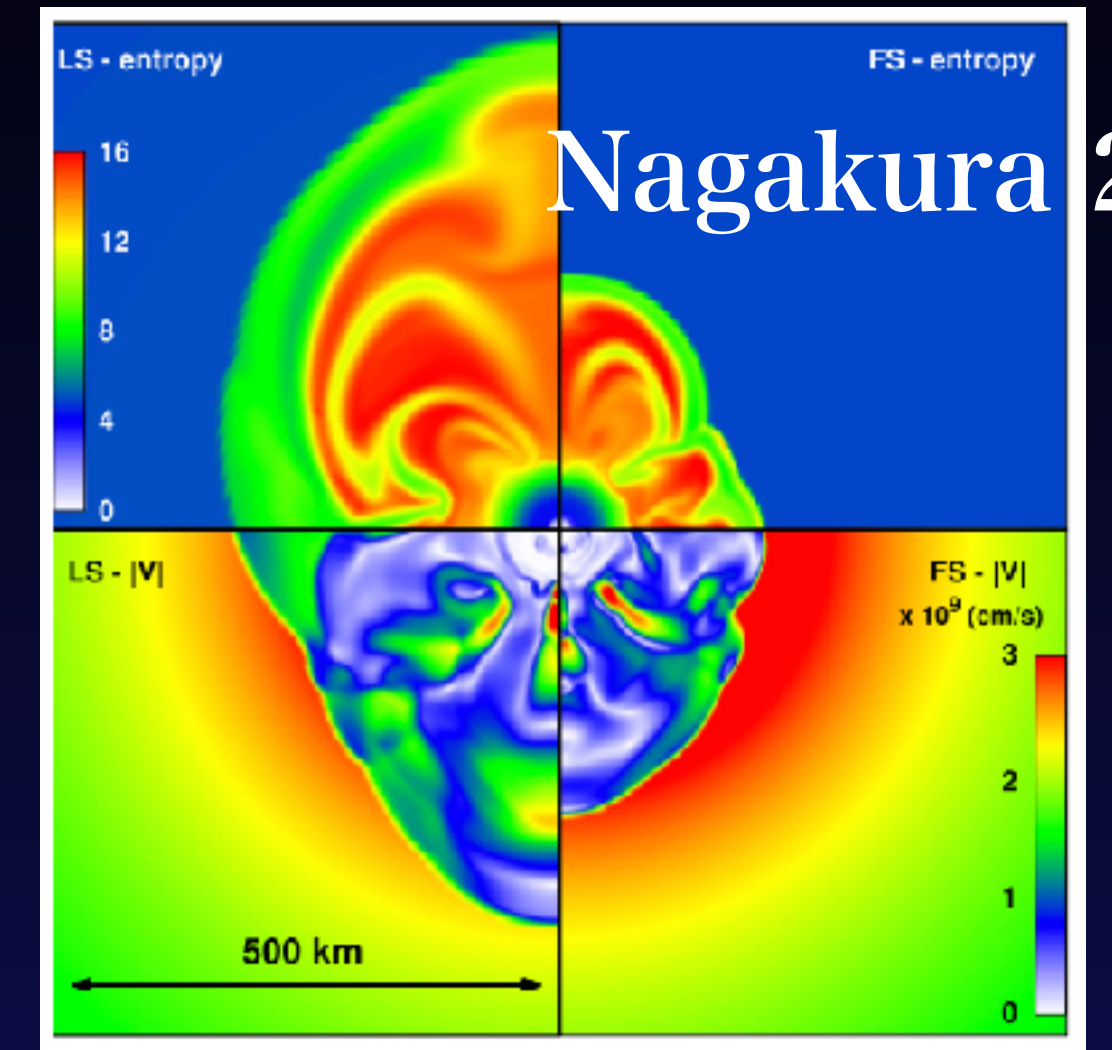


# ボルツマン輻射流体コードによる超新星計算

2D

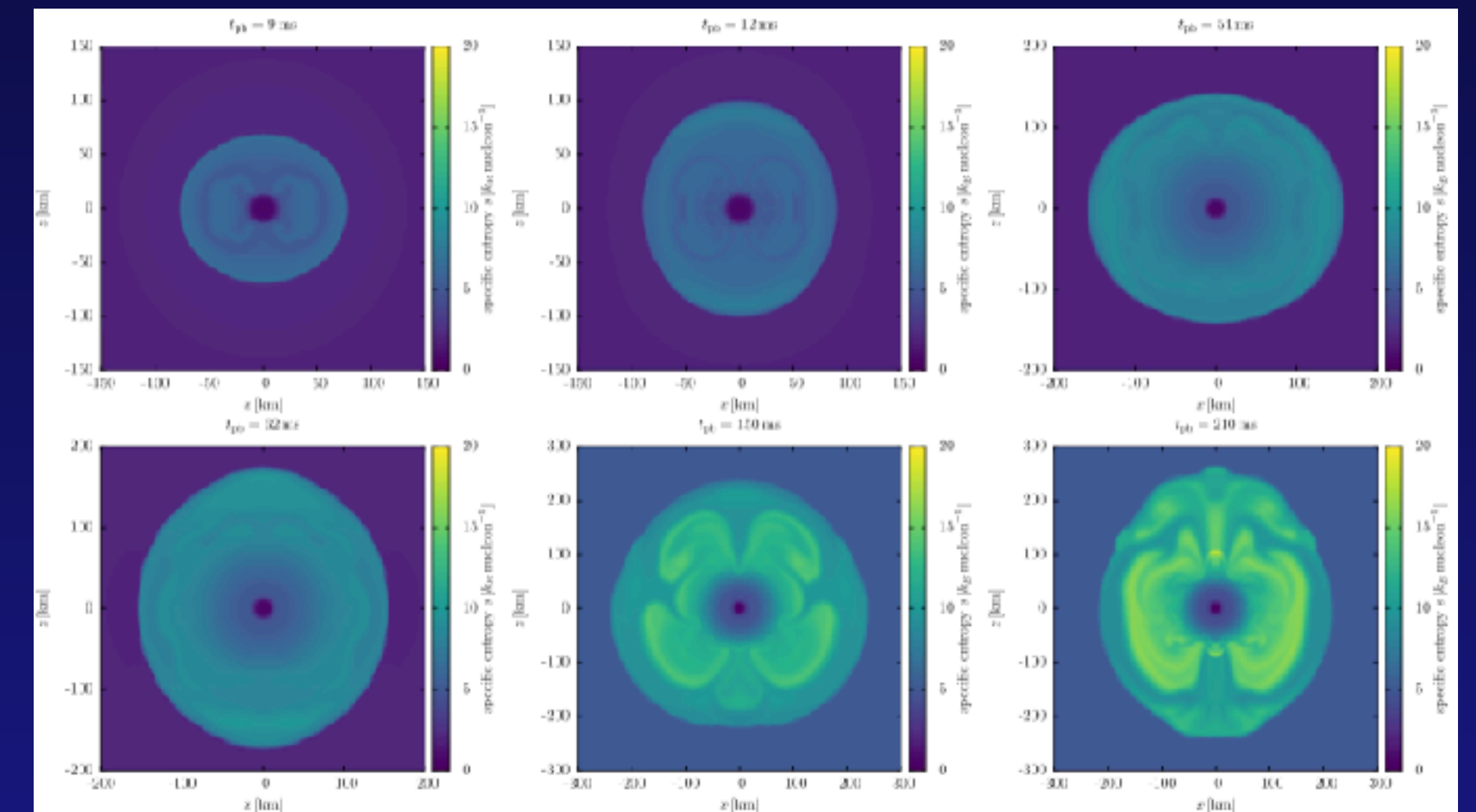
- 本グループではボルツマン輻射流体コードを用いた超新星爆発計算を行なってきた。
- これらの結果を用いればself-consistentに集団振動の発生を解析可能である。

3D

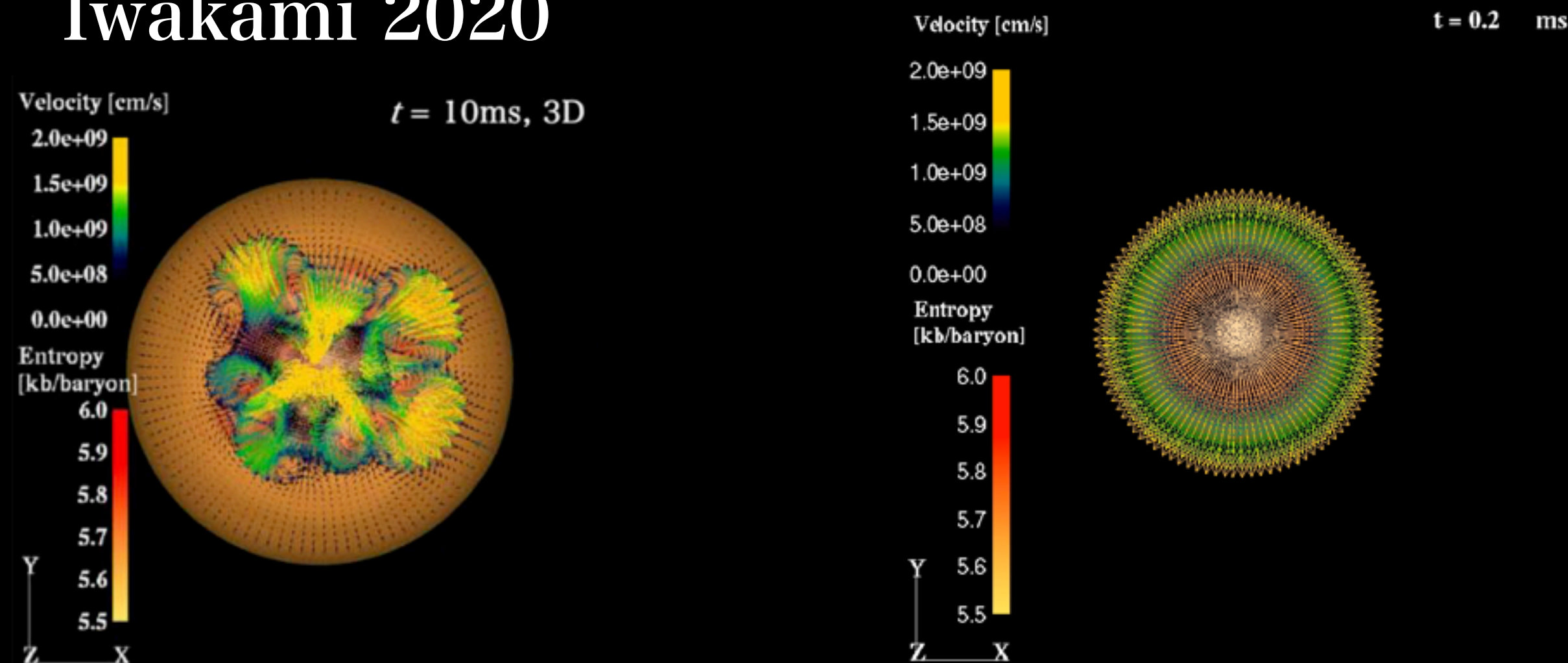


Nagakura 2018

Harada 2019



Iwakami 2020





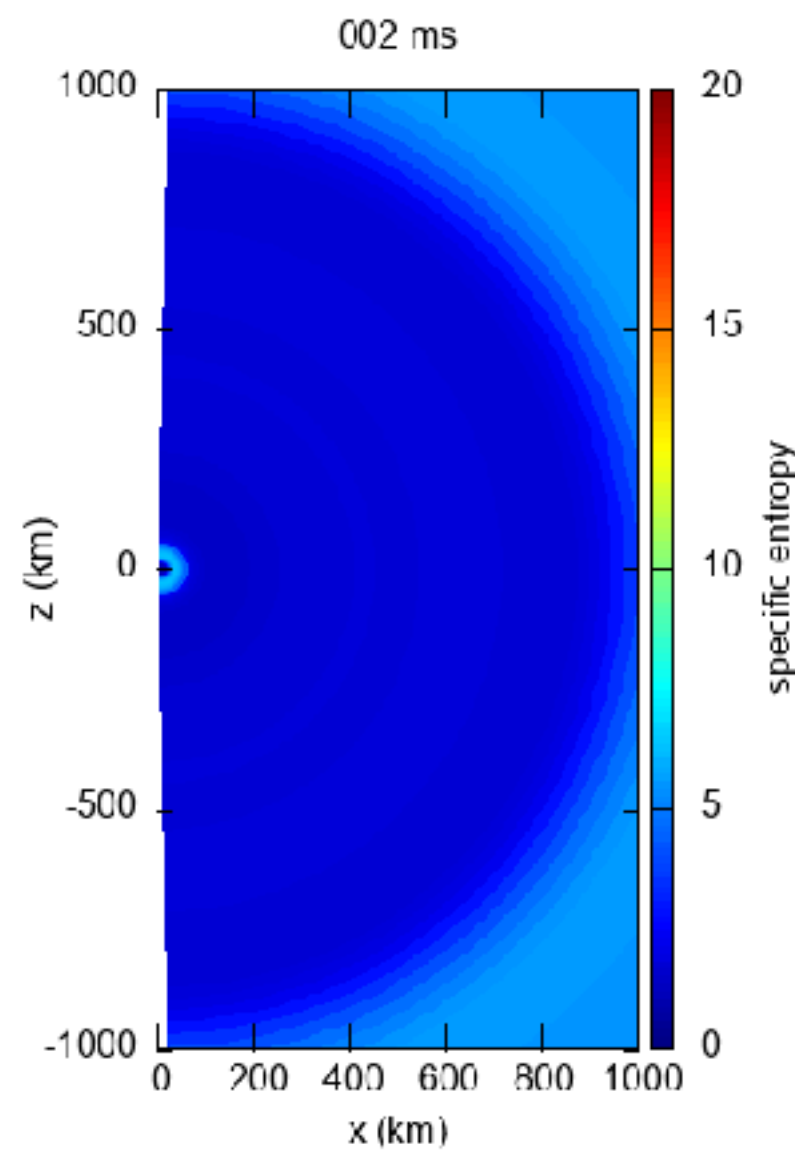
# 解析モデル

質量 $11.2M_{\odot}$  の親星 (Woosley 2002)

EOSによる違いを比較

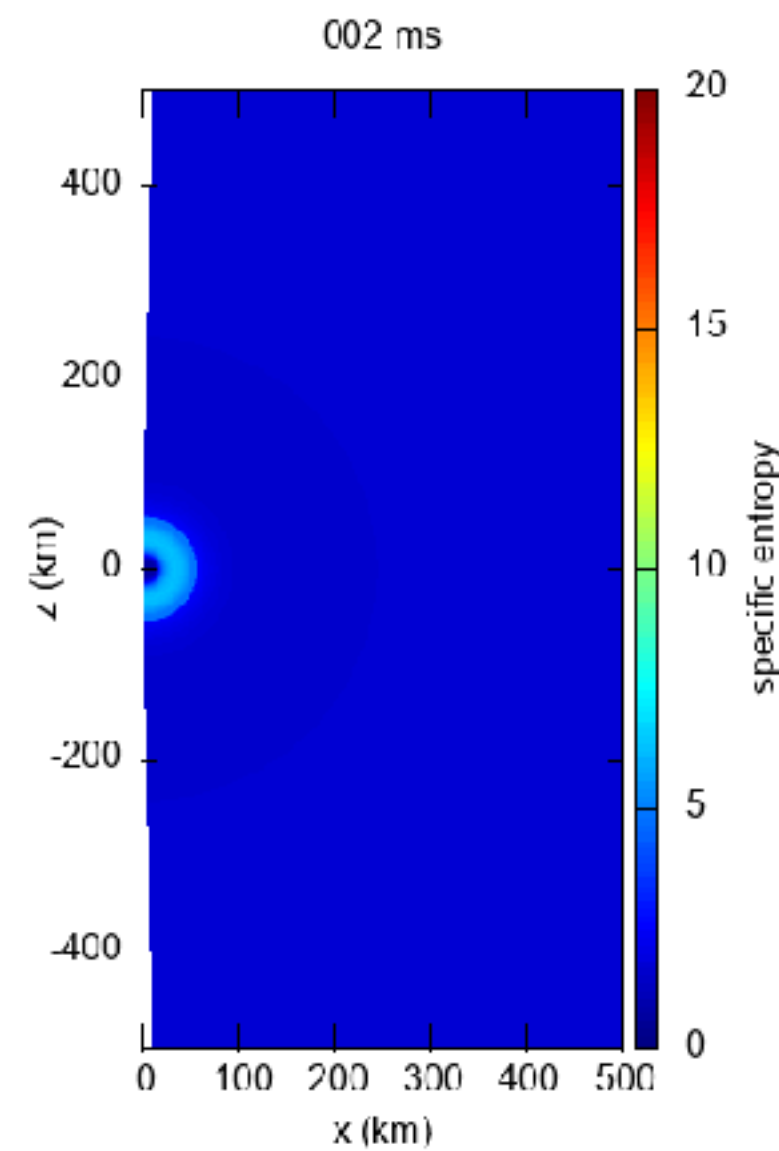
Lattimer-Swesty EOS

爆発

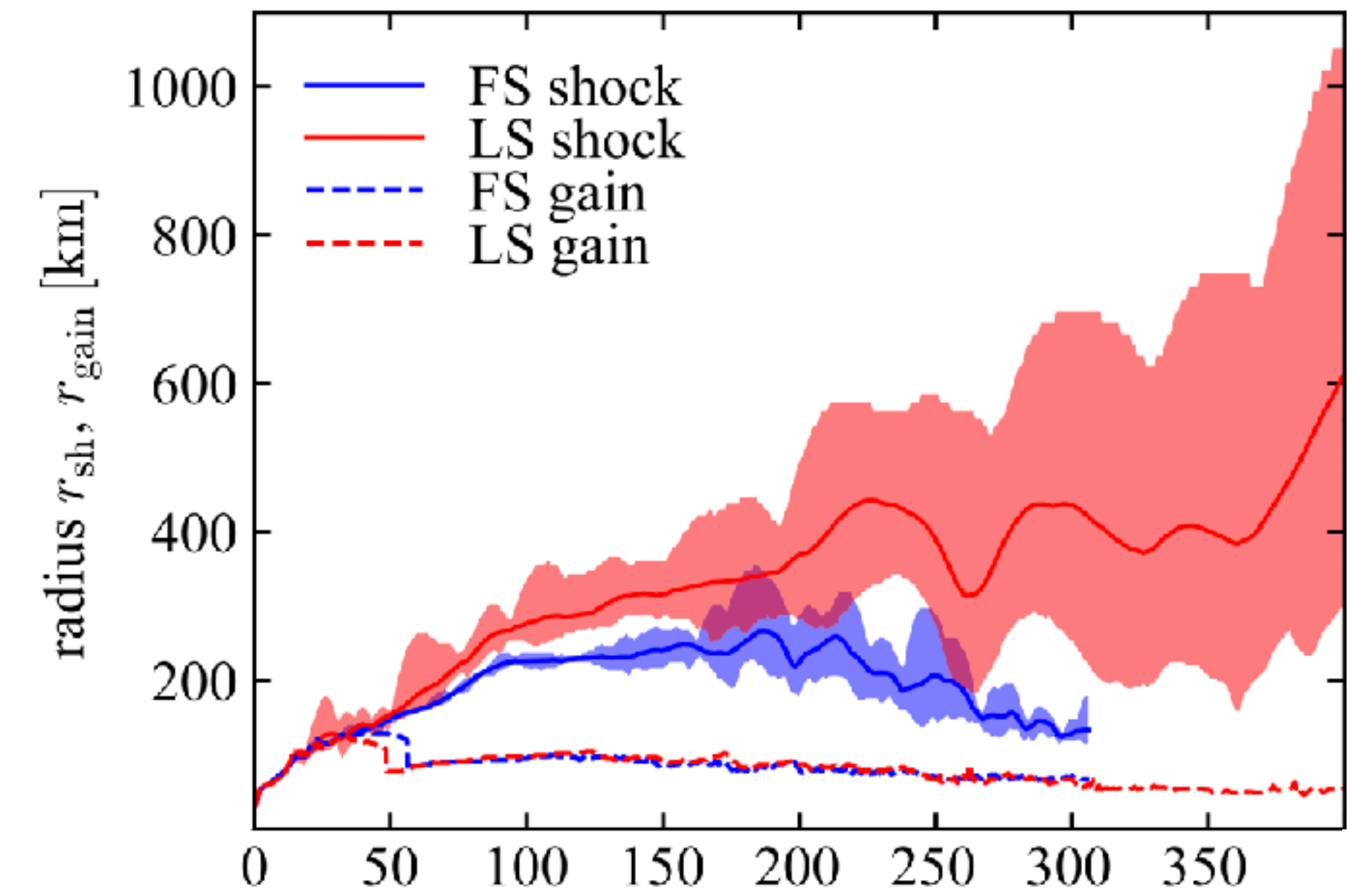


Furusawa-Shen EOS

衝撃波復活せず



Harada 2020





$$\frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \Big|_{q_i} \left[ \left( e_{(0)}^\mu + \sum_{i=1}^3 l_i e_{(i)}^\mu \right) \sqrt{-g} f \right] - \frac{1}{\epsilon^2} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( \epsilon^3 f \omega_{(0)} \right) + \frac{1}{\sin \theta_\nu} \frac{\partial}{\partial \theta_\nu} \left( \sin \theta_\nu f \omega_{(\theta_\nu)} \right) - \frac{1}{\sin^2 \theta_\nu} \frac{\partial}{\partial \phi_\nu} \left( f \omega_{(\phi_\nu)} \right) = S_{\text{rad}}$$

$$l_{(1)} = \cos \theta_\nu$$

$$l_{(2)} = \sin \theta_\nu \cos \phi_\nu$$

$$l_{(3)} = \sin \theta_\nu \sin \phi_\nu$$

$$\omega_{(0)} \equiv \epsilon^{-2} p^\mu p_\nu \nabla_\mu e_{(0)}^\mu$$

$$\omega_i \equiv \epsilon^{-2} p^\mu p_\nu \nabla_\mu e_{(i)}^\nu$$

$$\omega_{(\theta_\nu)} \equiv \sum_{i=1}^3 \omega_{(i)} \frac{\partial l_{(i)}}{\partial \theta_\nu}$$

$$\omega_{(\phi_\nu)} \equiv \sum_{i=2}^3 \omega_{(i)} \frac{\partial l_{(i)}}{\partial \phi_\nu}$$

**Boltzmann eq.**

**Hydrodynamics eq.**

$$\partial_t \rho_* + \partial_j (\rho_* v^j) = 0$$

$$\partial_t S_i + \partial_j (S_i v^j + \alpha \sqrt{\gamma} P \delta_i^j) = -S_0 \partial_i \alpha + S_j \partial_i \beta^j - \frac{1}{2} \alpha \sqrt{\gamma} S_{jk} \partial_i \gamma^{jk} - \alpha \sqrt{\gamma} G_i$$

$$\partial_t (S_0 - \rho_*) + \partial_k ((S_0 - \rho_*) v^k + \sqrt{\gamma} P (v^k + \beta^k)) = \alpha \sqrt{\gamma} S^{ij} K_{ij} - S_i D^i \alpha + \alpha \sqrt{\gamma} n^\mu G_\mu$$

$$\rho_* = \alpha \sqrt{\gamma} \rho_0 u^t = \sqrt{\gamma} \rho_0 \omega$$

$$S_0 = \sqrt{\gamma} (\rho h w^2 - P)$$

$$S_j = \rho_* h u_j$$

$$S_{ij} = \rho h u_i u_j + P \gamma_{ij}$$

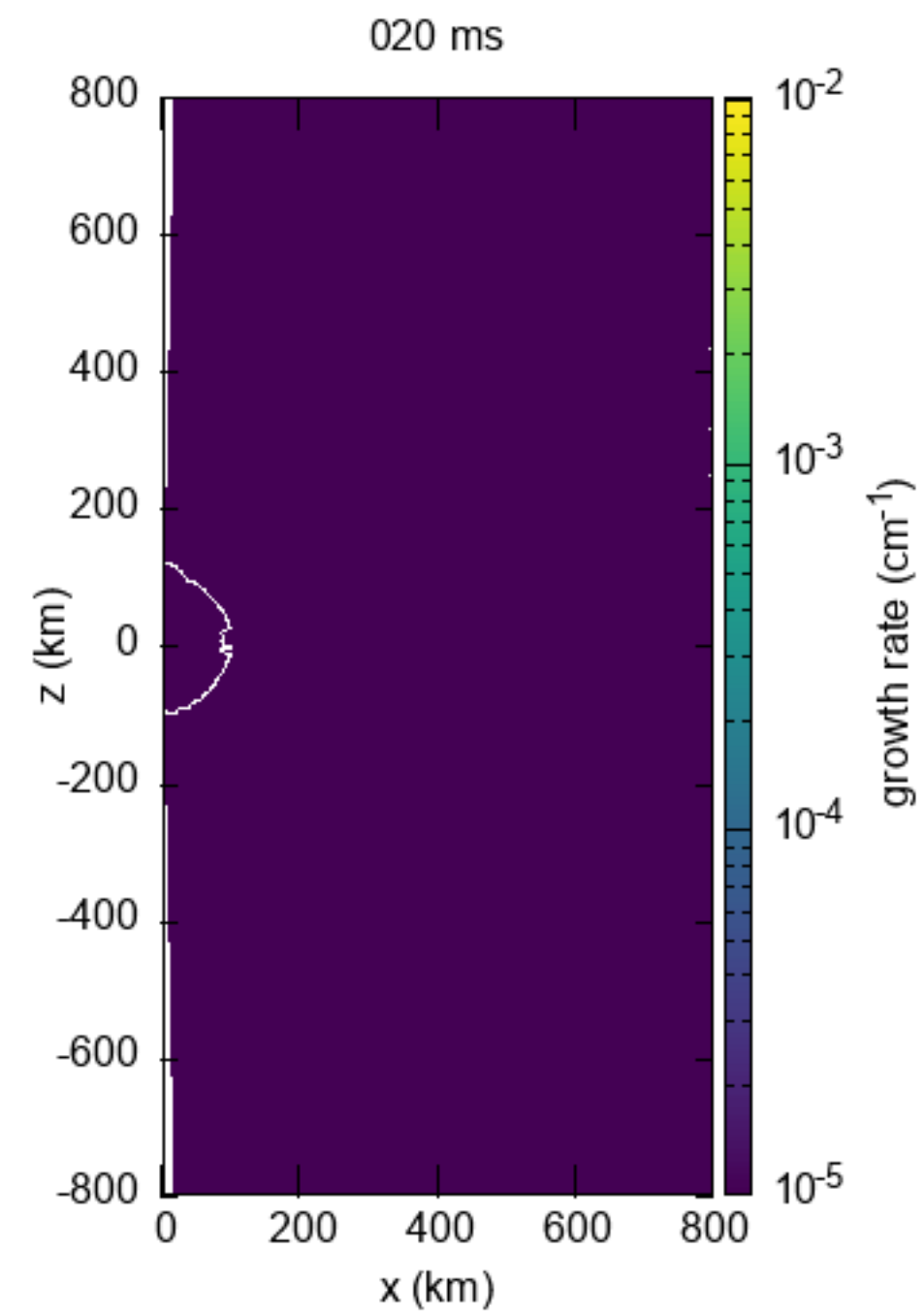
# ニュートリノ振動解析

線形成長率

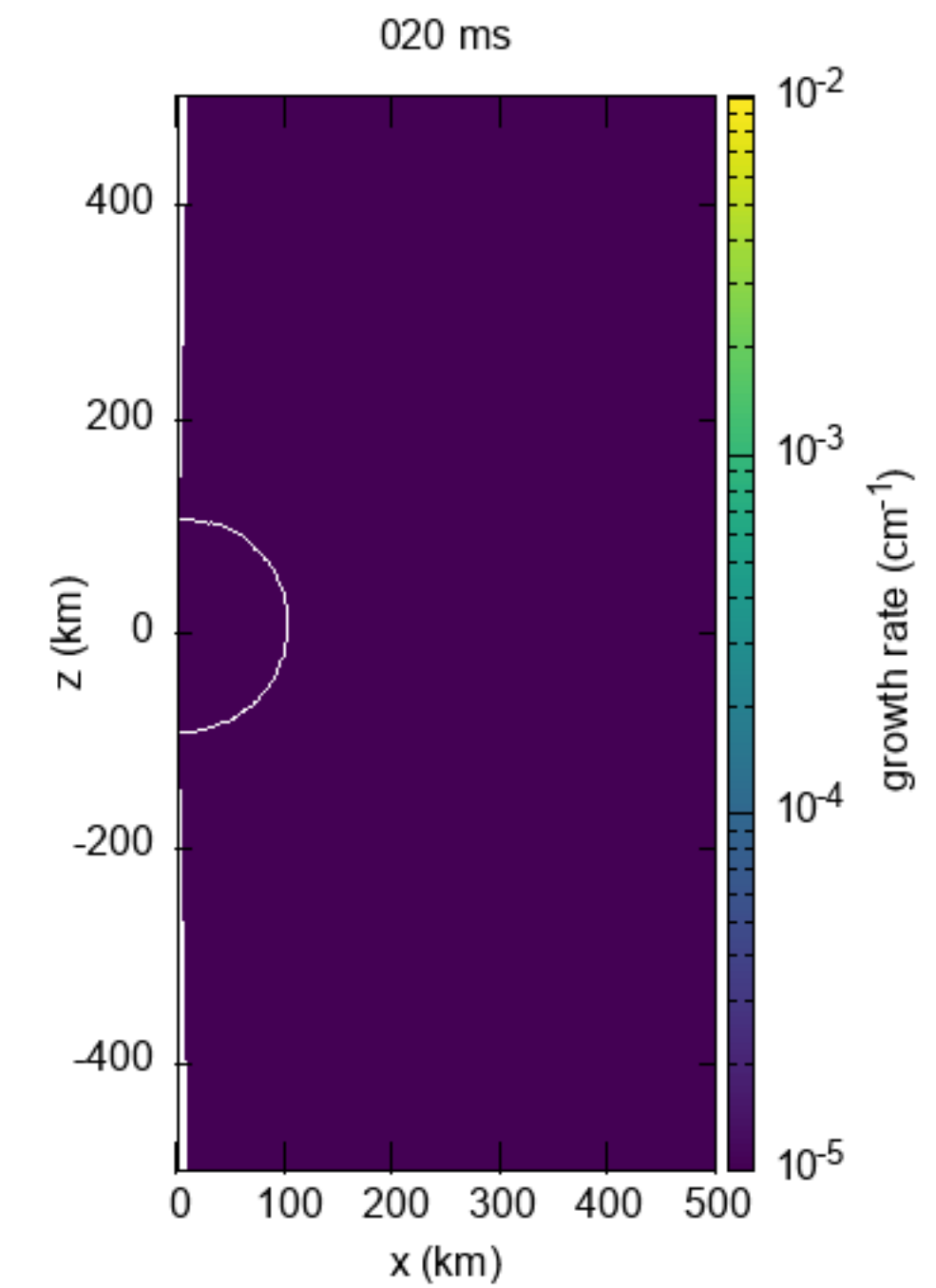
$$\sigma = \sqrt{-\left(\int_{\Delta G > 0} \frac{d\Omega}{4\pi} \Delta G\right) \left(\int_{\Delta G < 0} \frac{d\Omega}{4\pi} \Delta G\right)}$$

$$\Delta G = \frac{\sqrt{2}G_F}{2\pi^2} \int (f_{\nu_e} - f_{\bar{\nu}_e}) \nu^2 d\nu$$

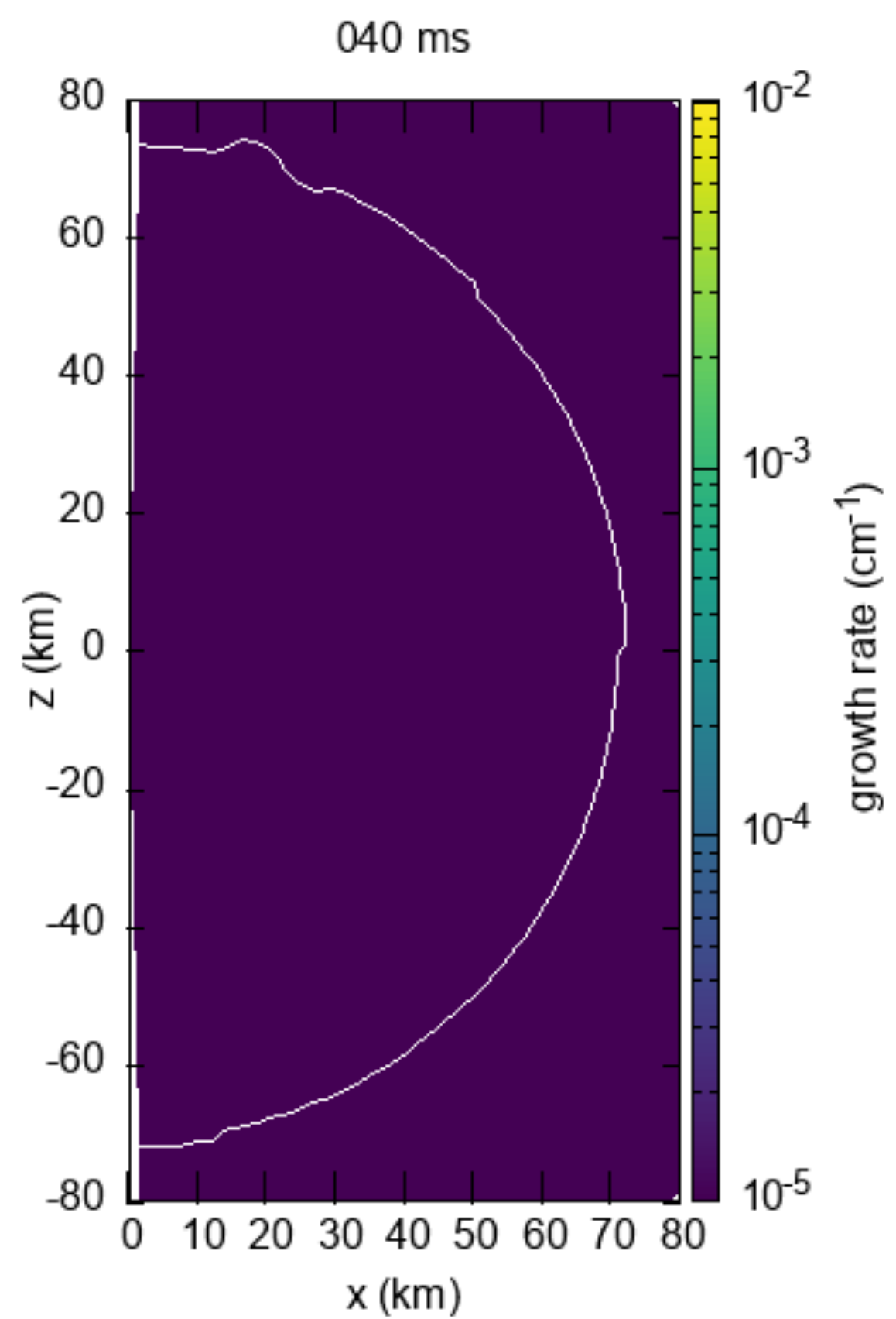
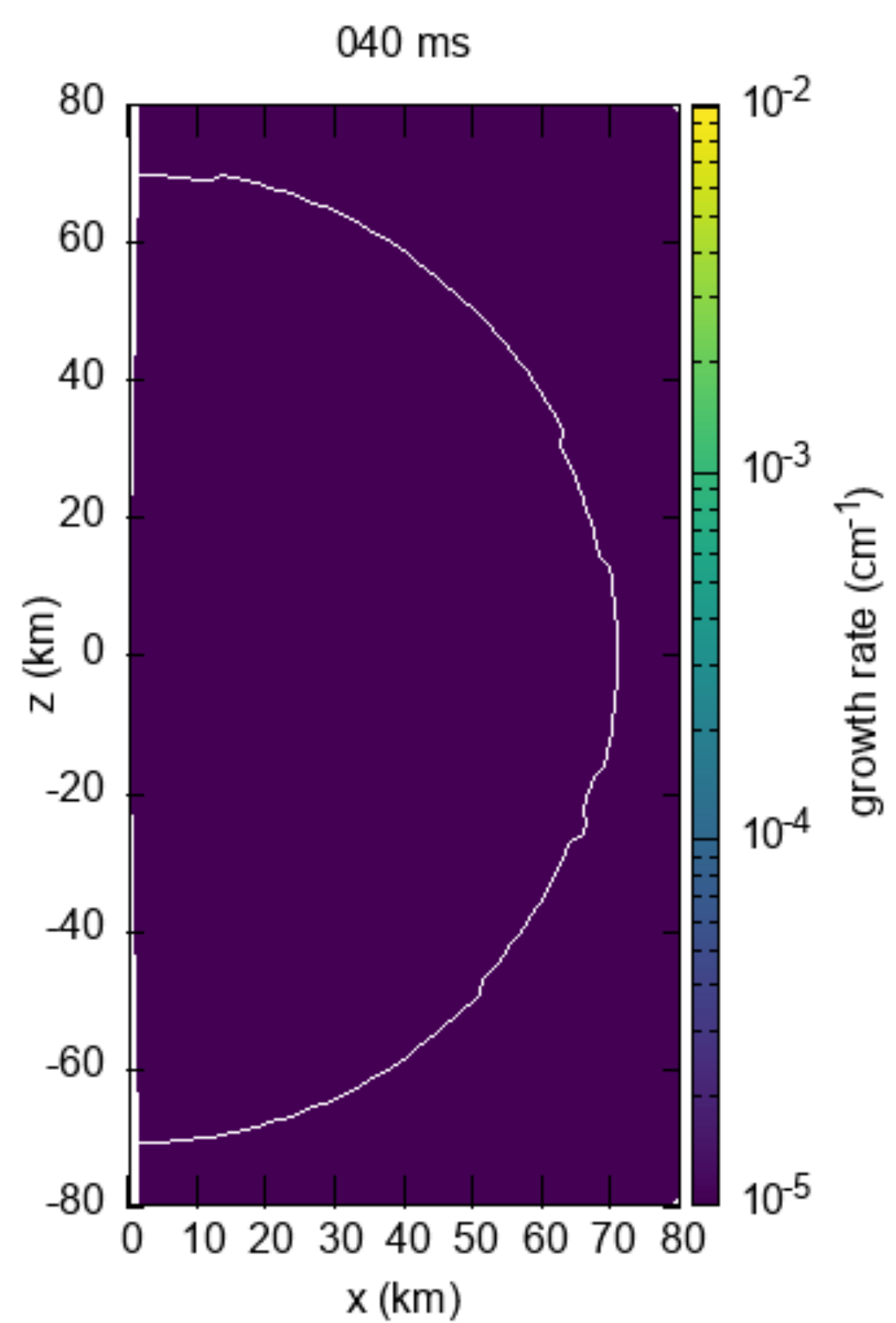
## LS EOS



## FS EOS

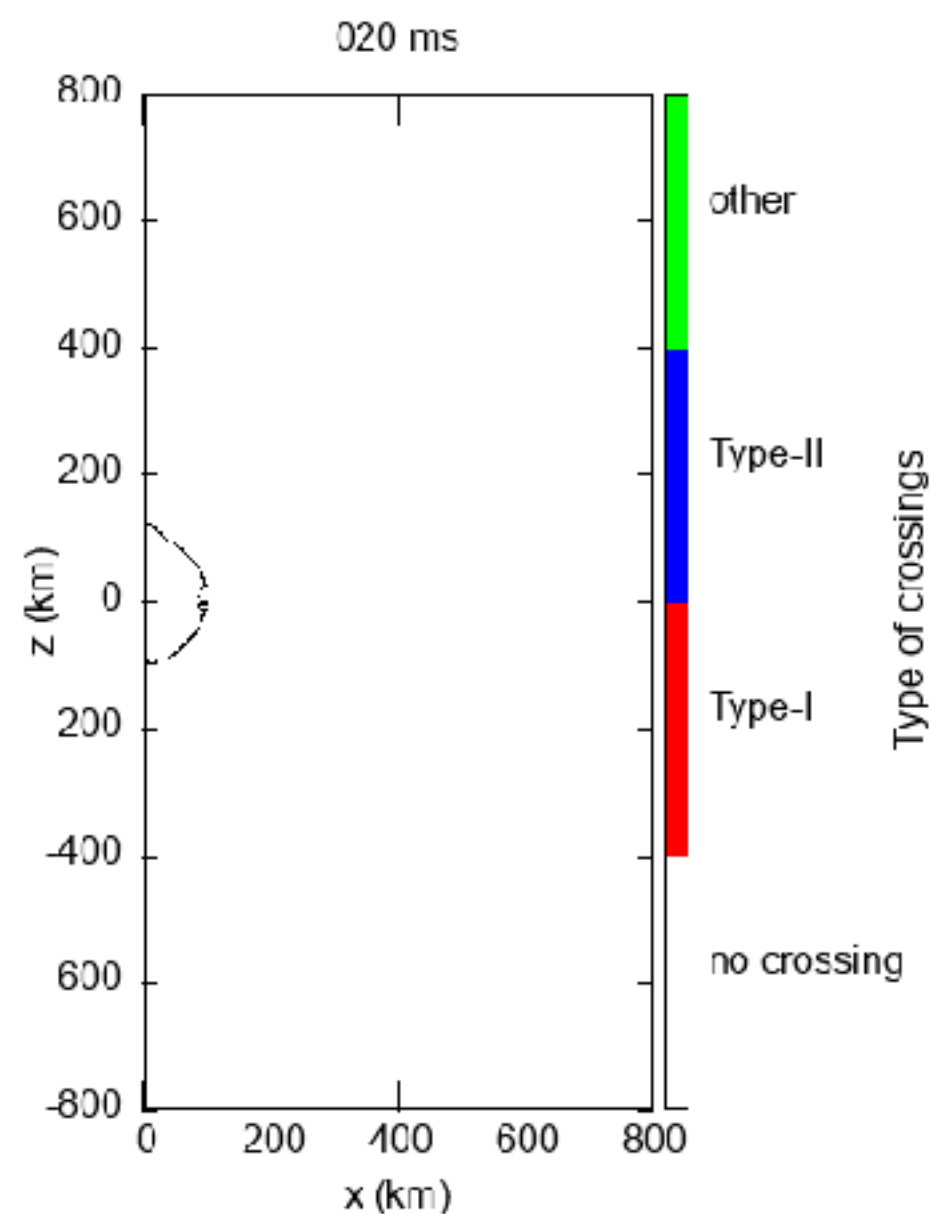
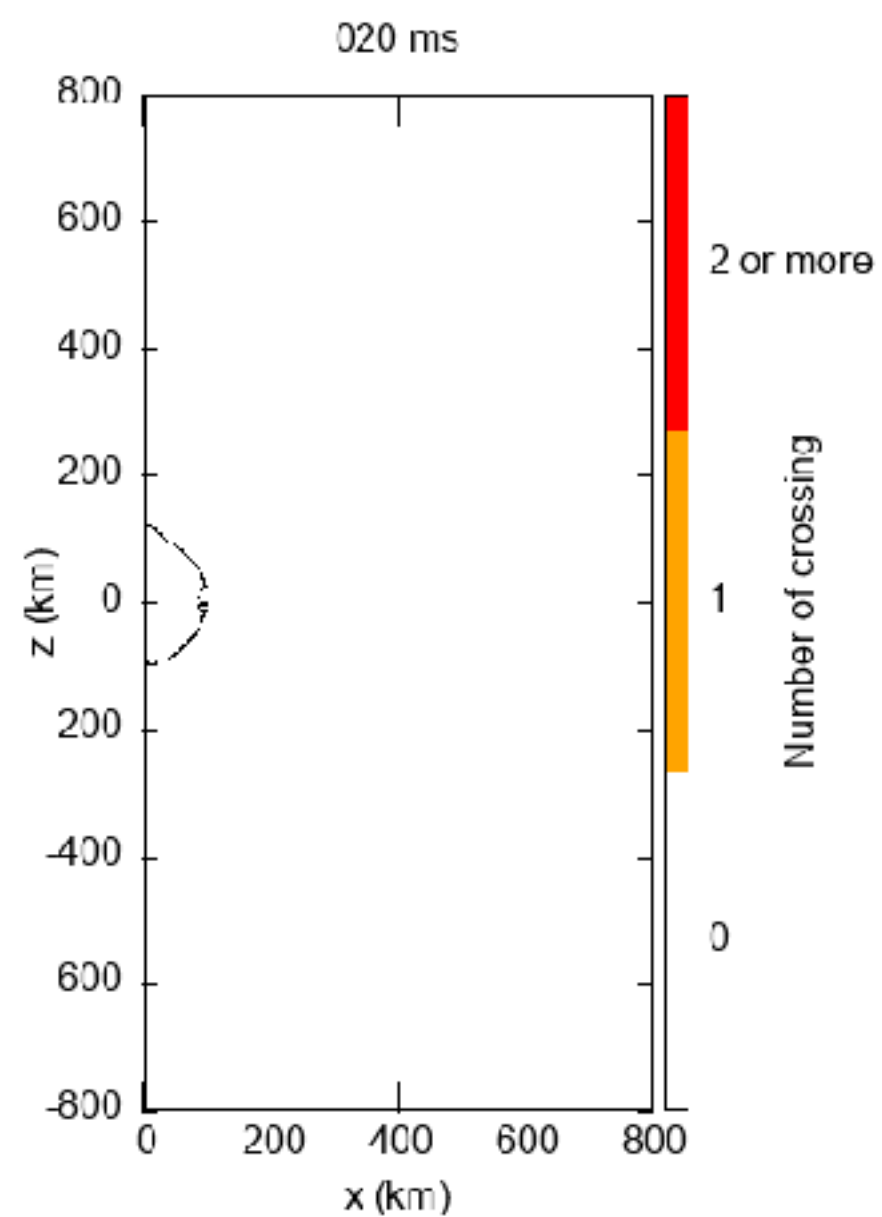
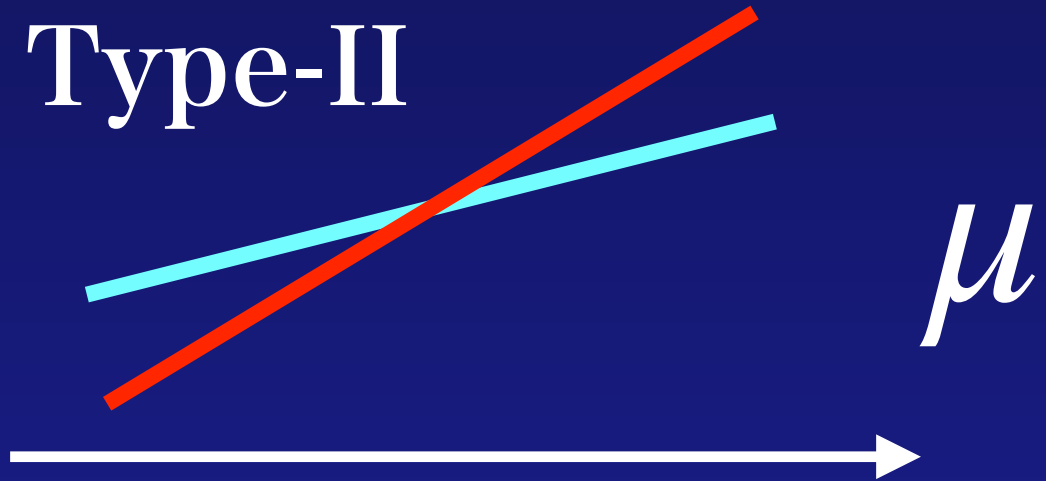
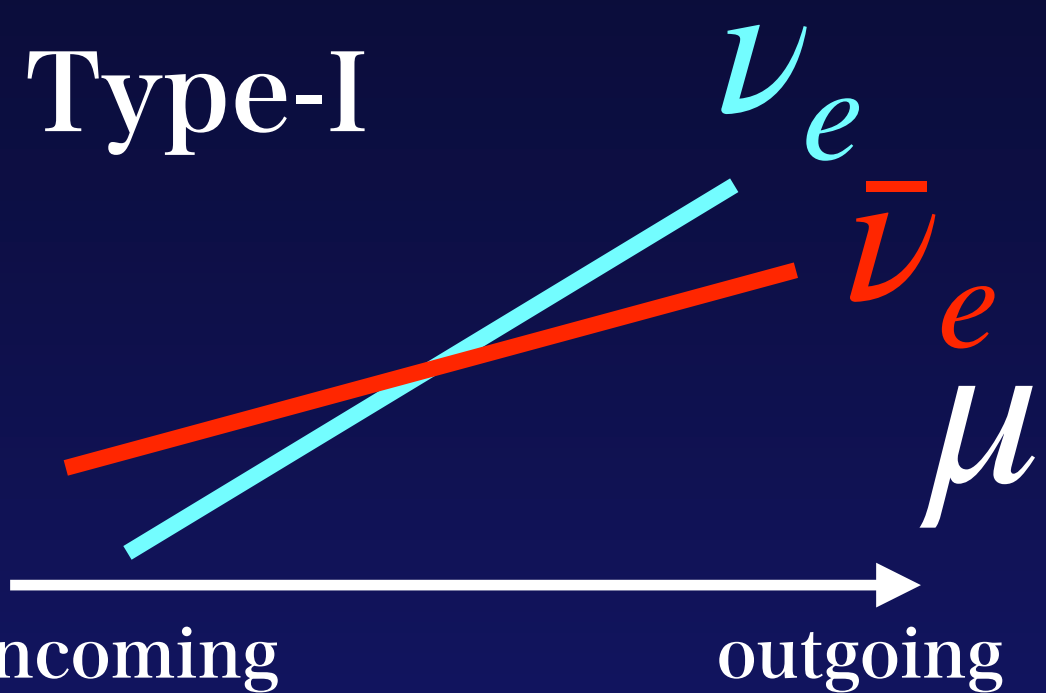


# PNS周边拡大図

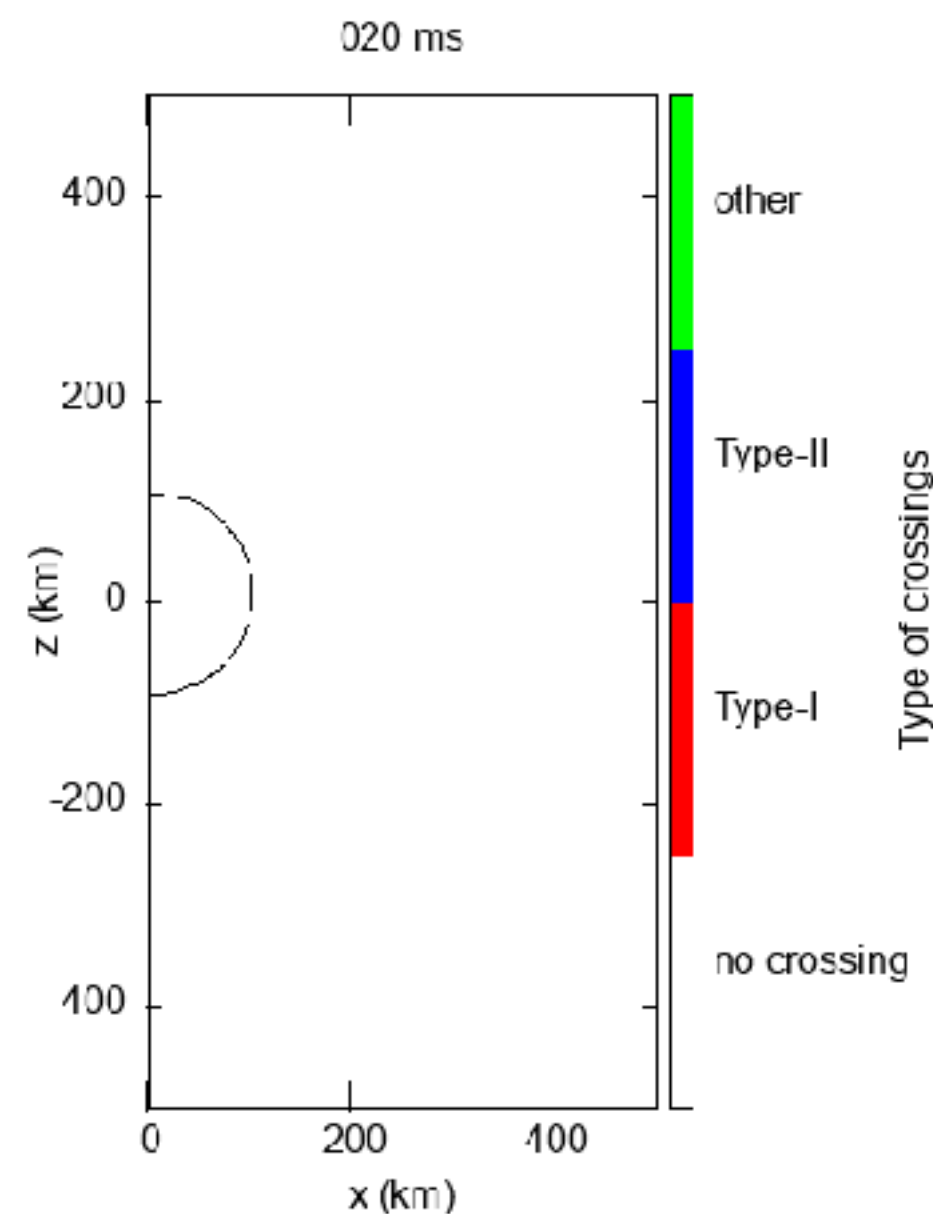
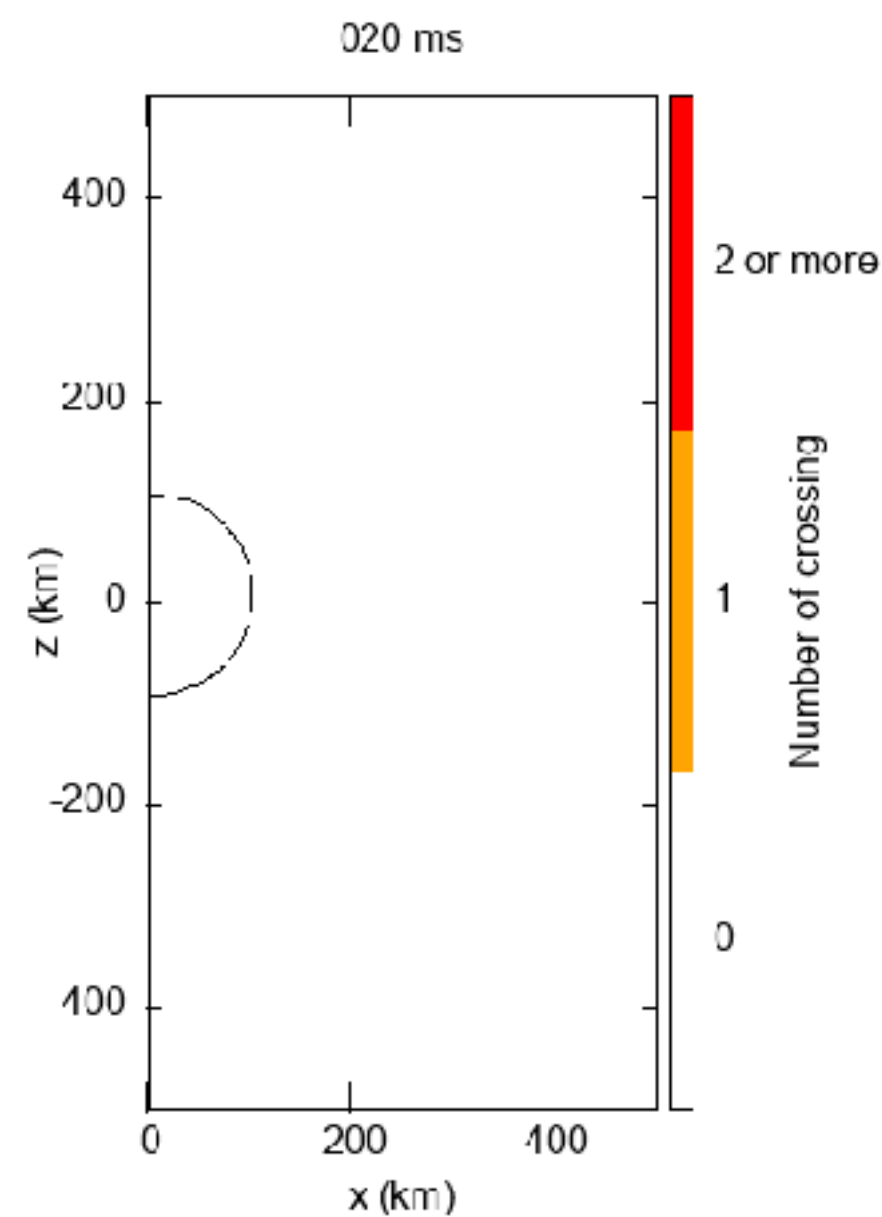


# LS EOS

Angular crossingの回数



# FS EOS

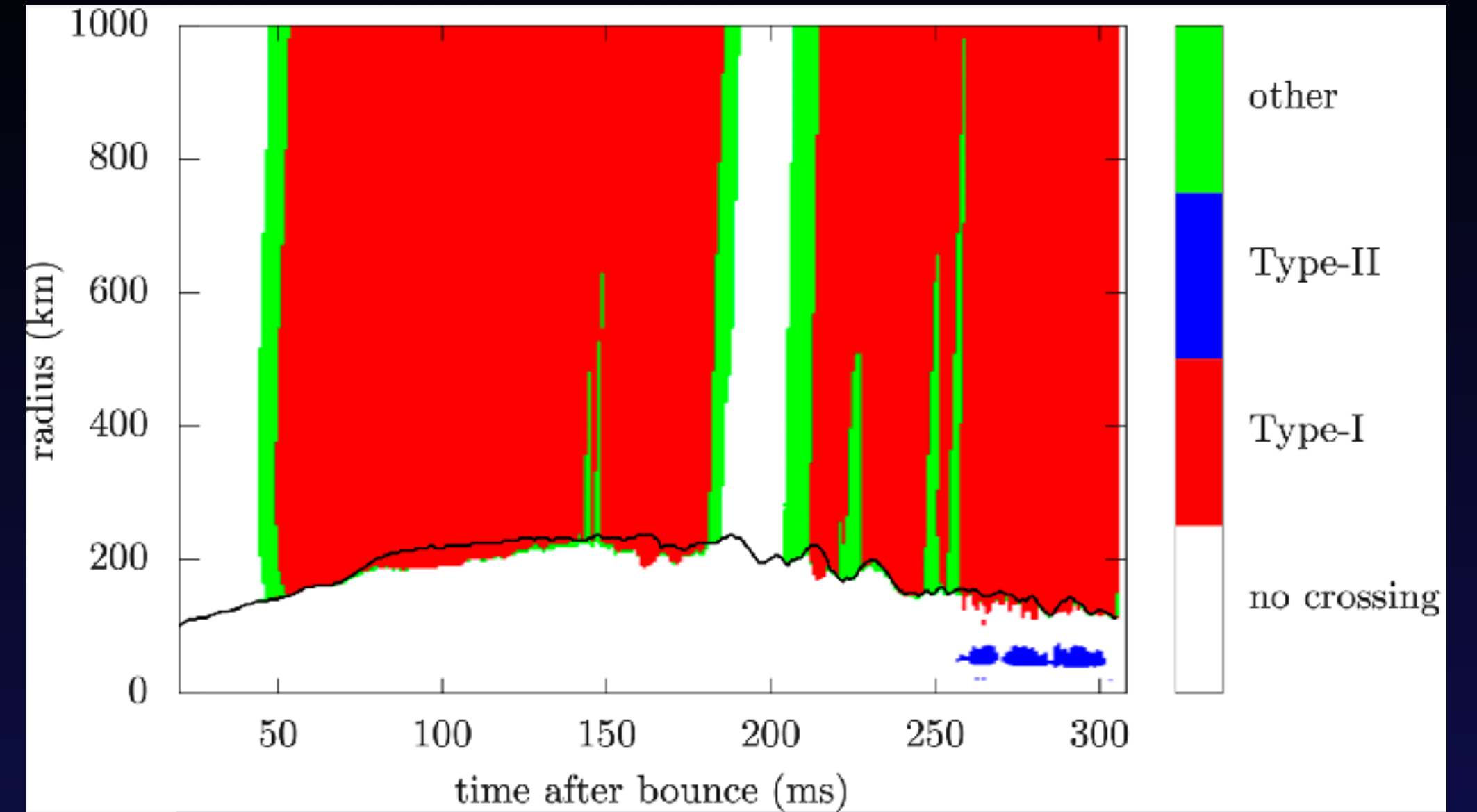
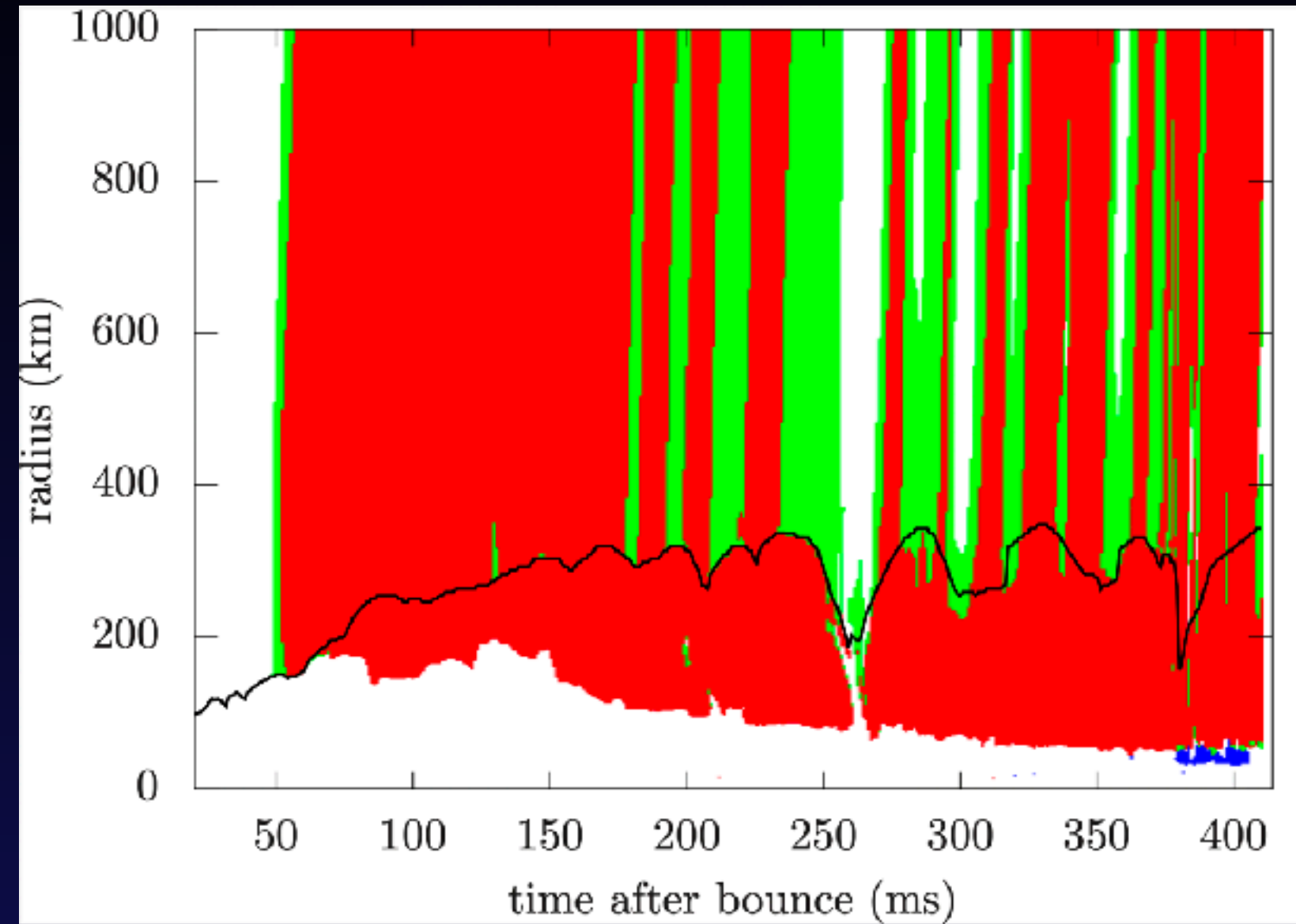




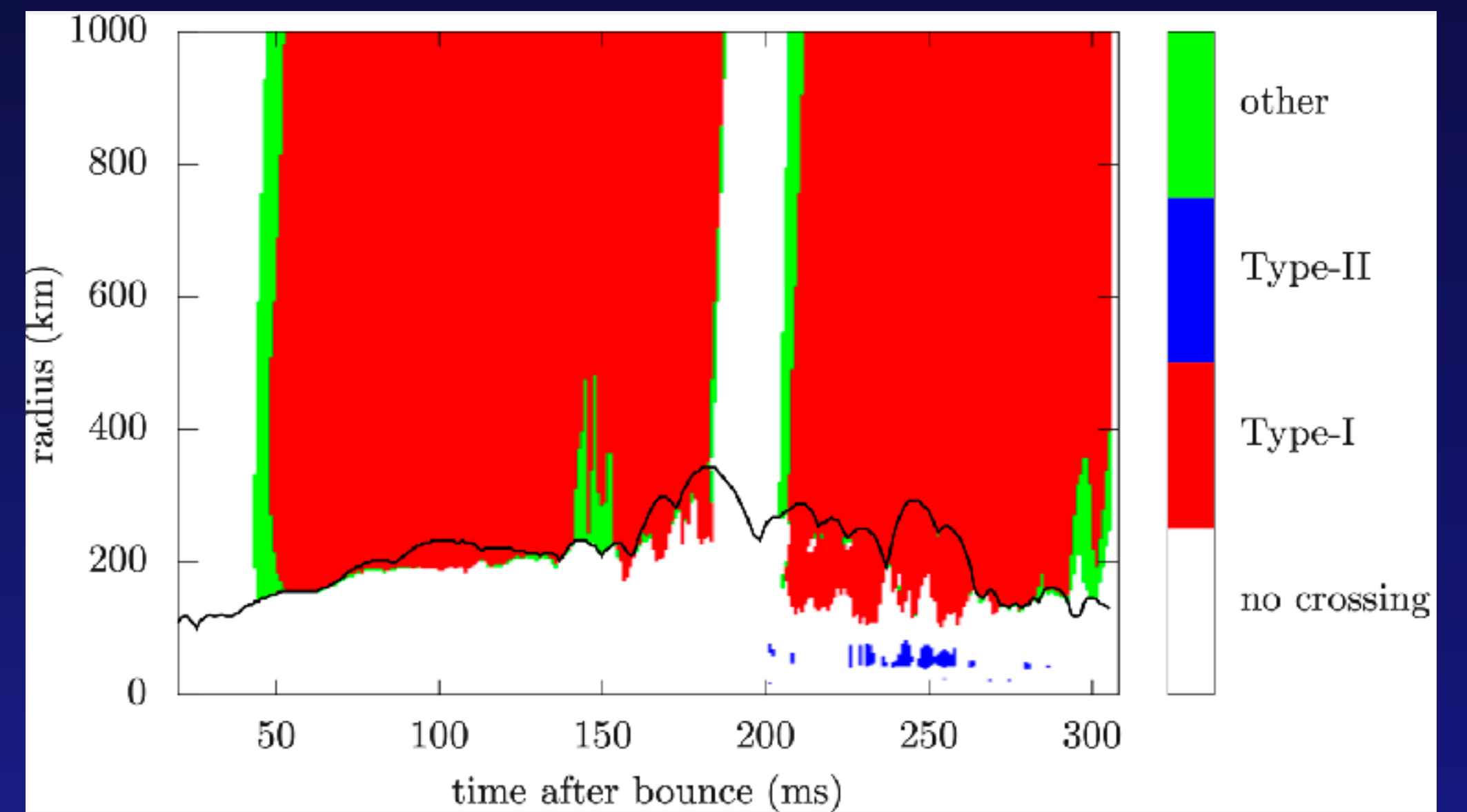
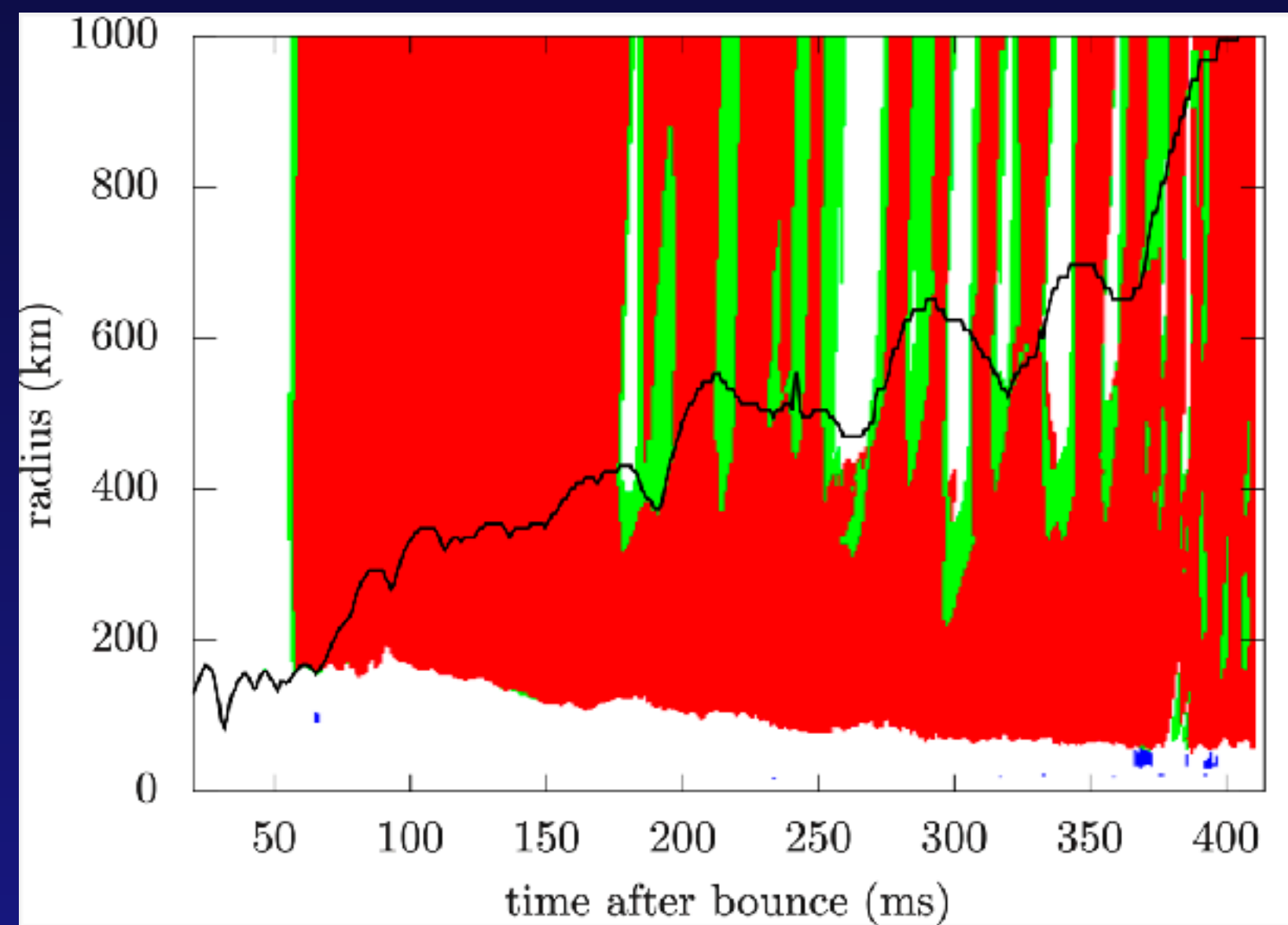
# LS EOS

# FS EOS

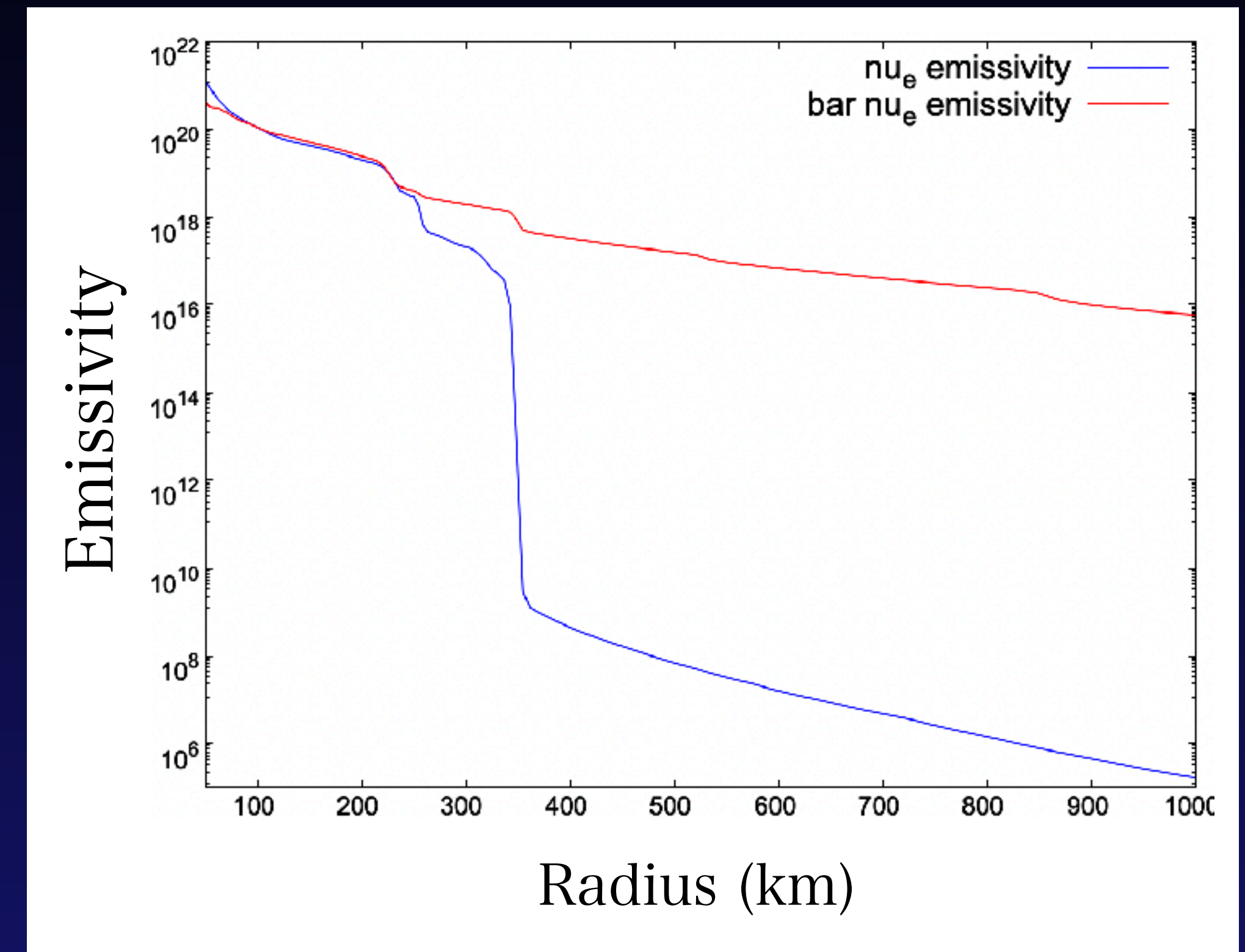
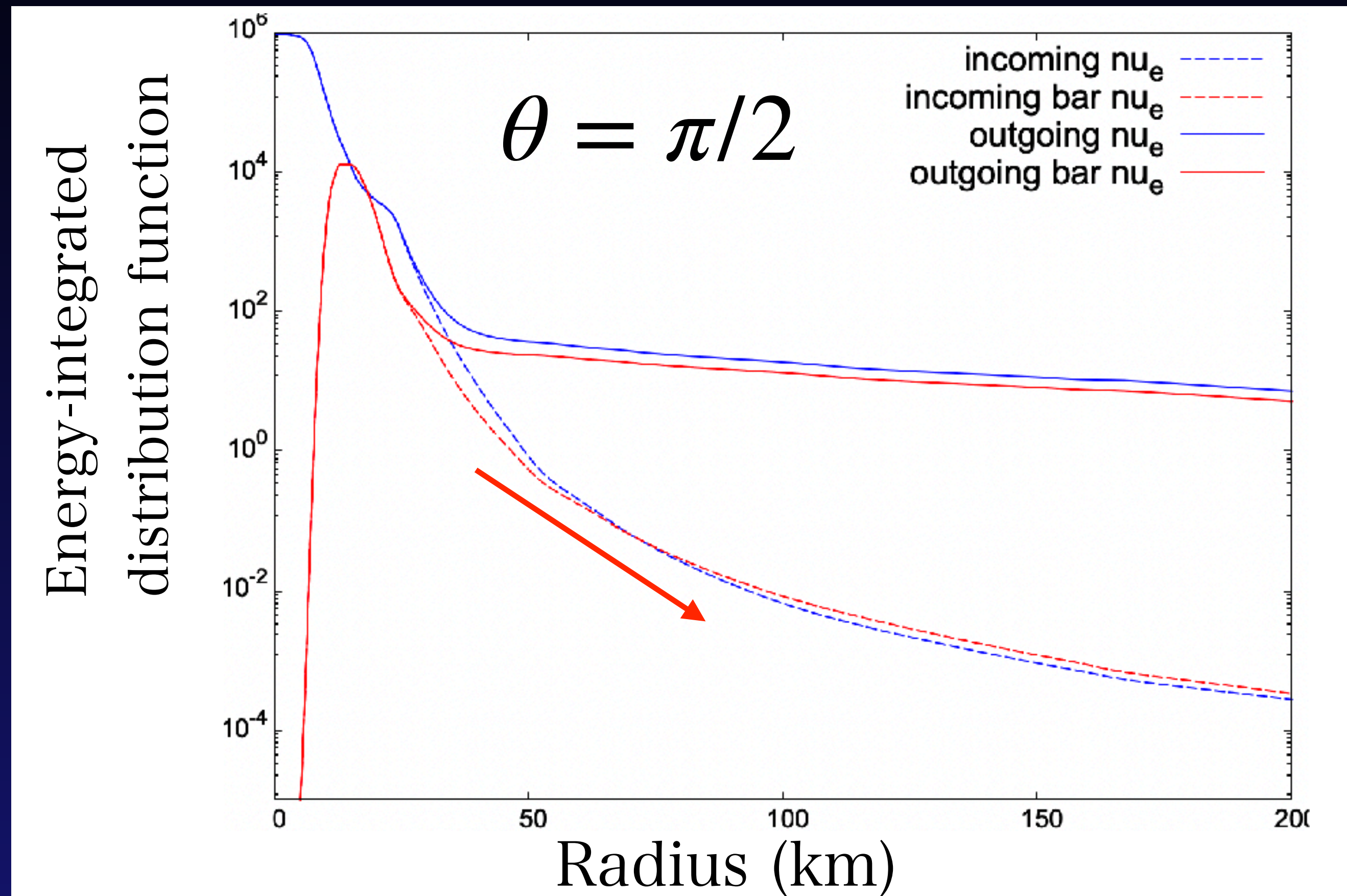
$$\theta = \pi/2$$



$$\theta = 0$$



# Type-I Crossing



外側領域での $\bar{\nu}_e$ の放出により、内側向き方向において $\bar{\nu}_e$ が $\nu_e$ を卓越



# Summary

- ボルツマン輻射流体を用いた超新星爆発計算において、ニュートリノ集団振動の解析を行なった。
- 広い範囲、タイムスケールで集団振動が発生することが示された。
- 複数のangular crossingも広い範囲で発生することが判明した。

# Future Prospects

- 集団振動の発生を検知した場合にflavor mixingを行うようにコードを拡張して超新星計算を行い、集団振動なしの場合(現状のデータ)と比較する。