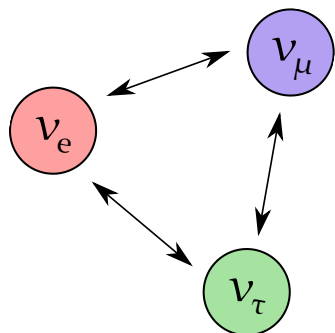


物質との相互作用がもたらす ニュートリノ集団振動の調査



財前 真理

(Masamichi ZAIZEN)

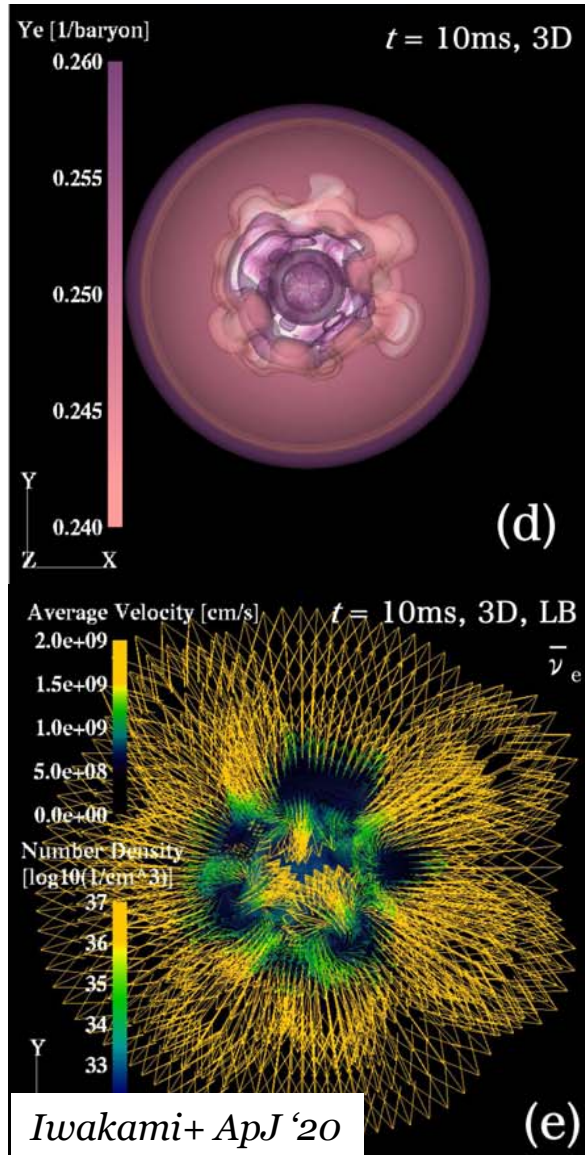
東京大学 総合文化研究科 (駒場), 特任研究員

Phys. Rev. D 111, 103029 (2025)

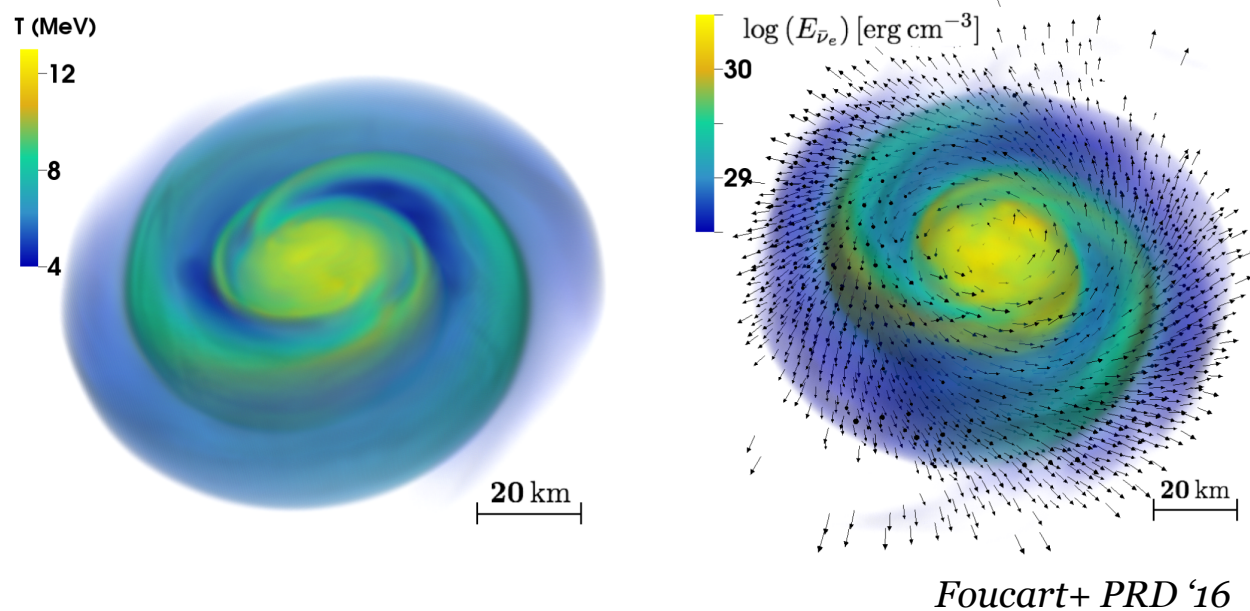
日本物理学会 第80回年次大会 (2025)
@ 広島大学

CCSN/BNSMでのニュートリノ輸送

重力崩壊型超新星爆発 (CCSN)



連星中性子星合体 (BNSM)



ニュートリノ: 弱い相互作用のみ

→ エネルギーなどを輸送する媒介として働く

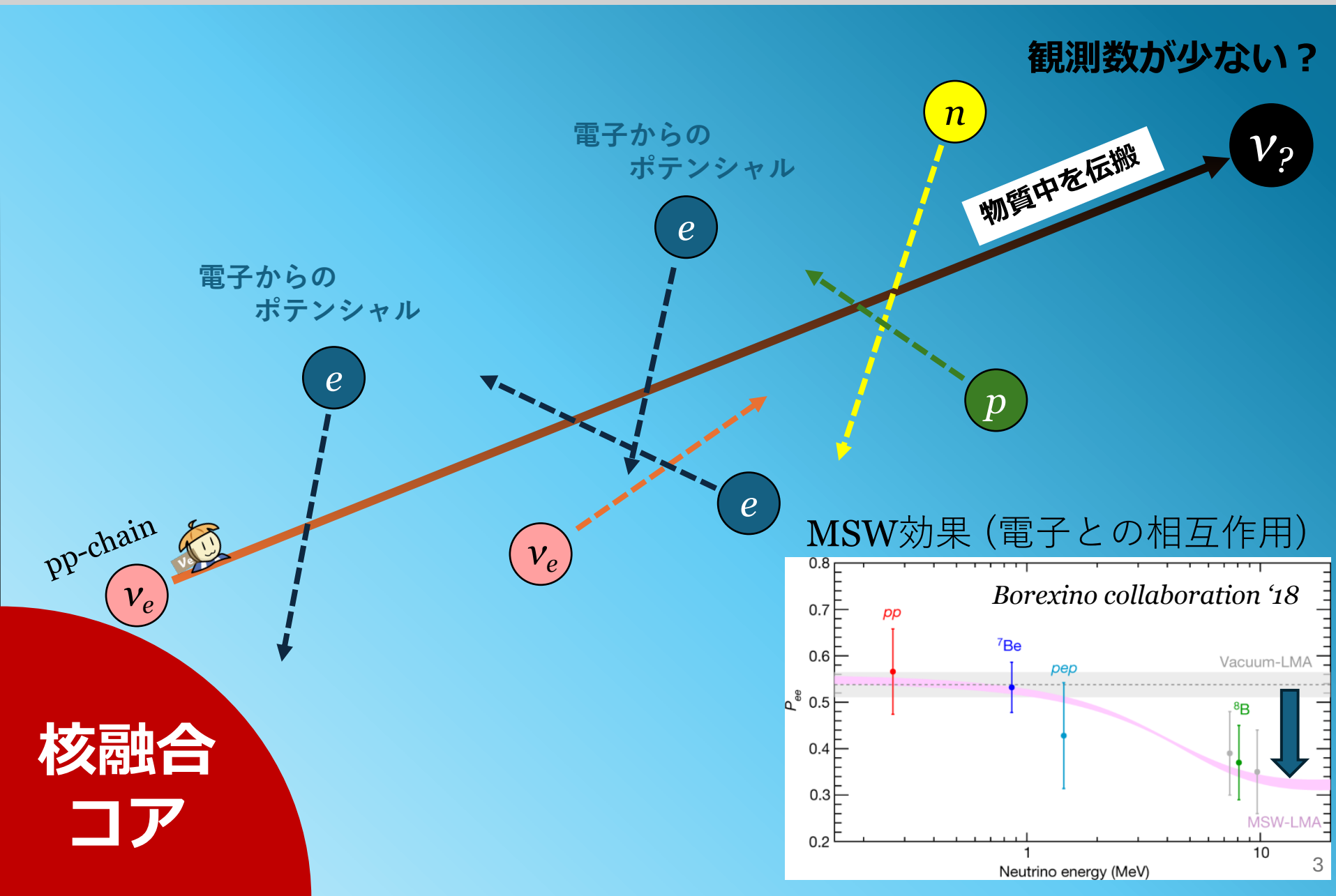
→ ダイナミクスやイジェクタなどの天体現象そのものに影響する

→ 不定性・課題の1つが「ニュートリノ振動」

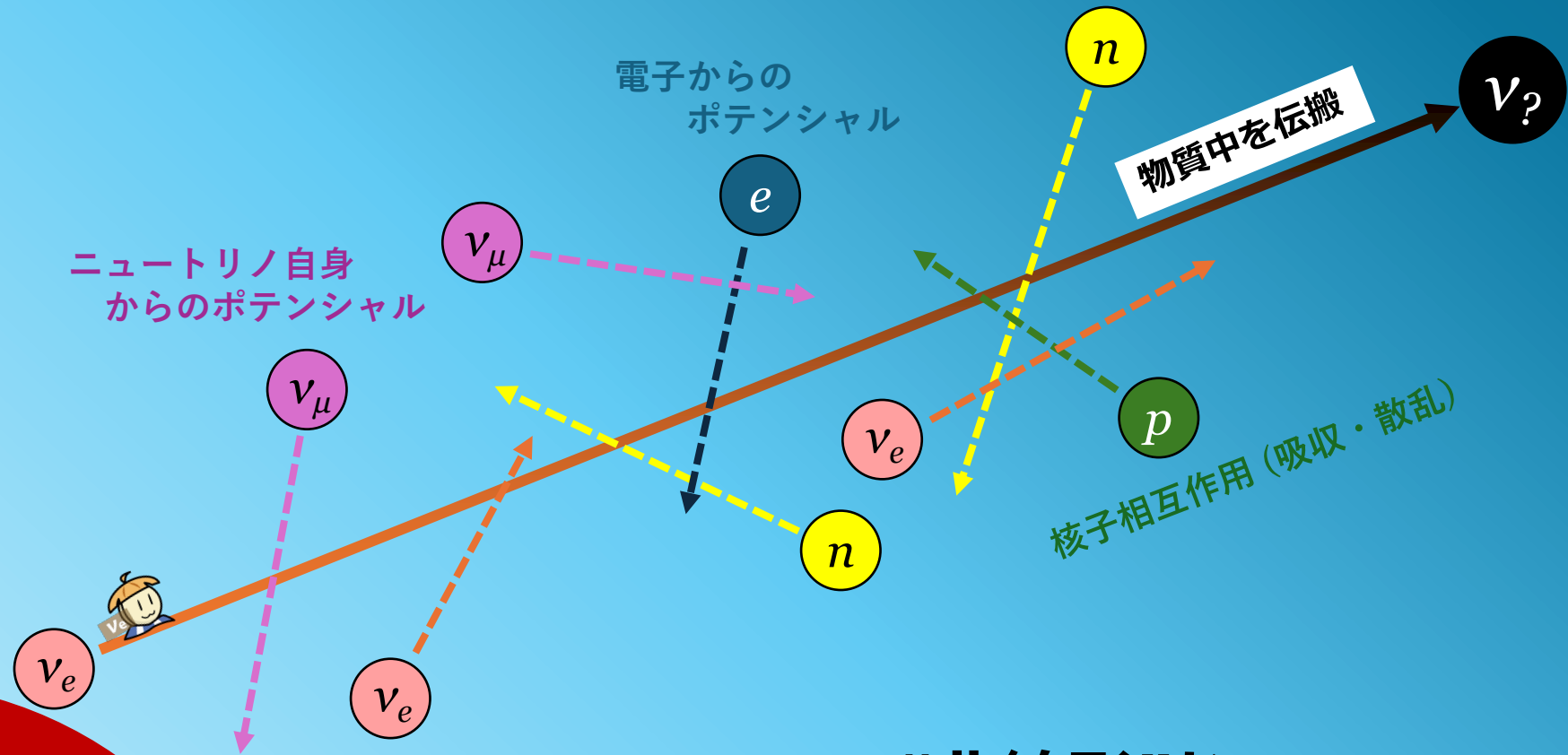


higgstan.com

太陽ニュートリノ問題



極限環境: レプトン/核子の海



ニュートリノ
放出領域

ニュートリノ
自己相互作用



“非線形”な
ニュートリノ集団振動
+ 輸送計算

Pantaleone '92

ニュートリノ振動を含む輸送方程式

古典運動論的方程式（ボルツマン方程式） with 6 次元位相空間

$$\left(p^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} + \frac{dp^j}{d\tau} \frac{\partial}{\partial p^j} \right) f_\nu = \mathcal{C}[f_\nu]$$

量子運動論的方程式（~ Schrödinger eq）

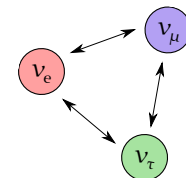
$f_\nu \rightarrow \rho_\nu$ 分布関数を**密度行列**へ変更
= フレーバー間に相関が入る

$$\left(p^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} + \frac{dp^j}{d\tau} \frac{\partial}{\partial p^j} \right) \rho_\nu = \underbrace{-i[H_{\text{osc}}, \rho_\nu]}_{\text{ニュートリノ振動項}} + \mathcal{C}[\rho_\nu]$$

密度行列：対角成分 + 非対角成分

$$\begin{aligned} \rho_\nu &= |\psi_\nu\rangle \langle \psi_\nu| = \begin{pmatrix} \rho_{ee} & \rho_{e\mu} \\ \rho_{\mu e} & \rho_{\mu\mu} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \langle \nu_e | \nu_e \rangle & \langle \nu_e | \nu_\mu \rangle \\ \langle \nu_\mu | \nu_e \rangle & \langle \nu_\mu | \nu_\mu \rangle \end{pmatrix} \end{aligned}$$

非線形項でこのフレーバー相関が
指数関数的に増幅
→ 電子型とミュー型の間で
急激にフレーバーが入れ変わる



ニュートリノ振動を含む輸送方程式

古典運動論的方程式（ボルツマン方程式） with 6 次元位相空間 $(r, \theta, \varphi; E_\nu, \theta_\nu, \varphi_\nu)$

$$\left(p^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} + \frac{dp^j}{d\tau} \frac{\partial}{\partial p^j} \right) f_\nu = \mathcal{C}[f_\nu]$$

量子運動論的方程式（~ Schrödinger eq）

$f_\nu \rightarrow \rho_\nu$ 分布関数を**密度行列**へ変更
= フレーバー間に相関が入る

$$\left(p^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} + \frac{dp^j}{d\tau} \frac{\partial}{\partial p^j} \right) \rho_\nu = \underbrace{-i[H_{\text{osc}}, \rho_\nu]}_{\text{ニュートリノ振動項}} + \mathcal{C}[\rho_\nu]$$

- 天体スケール : $O(10^n \text{ km})$ c.f., 鉄コア ~ 1,000 km
- 物質との相互作用 : $O(\text{km})$ $\sim (\mathbf{G_F}^2 E_\nu^2 n_m)^{-1}$
- **ν 集団振動** : **$O(\text{cm})$** $\sim (\mathbf{G_F} n_\nu)^{-1}$

c.f., 1つ前の
赤穂くんのtalk
~ FFC

→ 基本的にはスケールを分離して独立にモデル化してやればいい。
しかし中にはスケールが相互作用して混ざる場合もある

ニュートリノ集団振動の発生可能性

ニュートリノが物質との間で平衡に近い状態(β 平衡)にあるような領域
($n + e^+ \rightleftharpoons p + \bar{\nu}_e$, $p + e^- \rightleftharpoons n + \nu_e$)

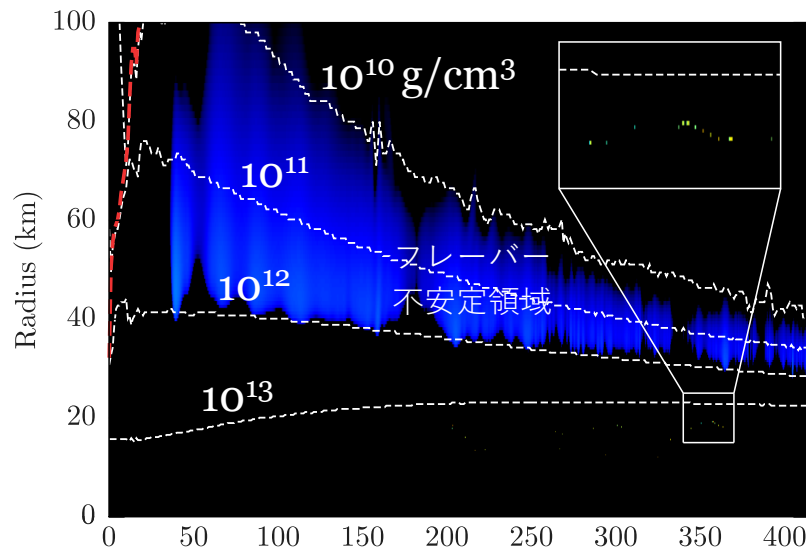
ここでは振動スケールが**物質との相互作用に干渉される**ことで、似たようなスケールでフレーバー変換が進行する振動モード
(**Collisional flavor instability, CFI**) が発現する。

衝突フレーバー不安定性

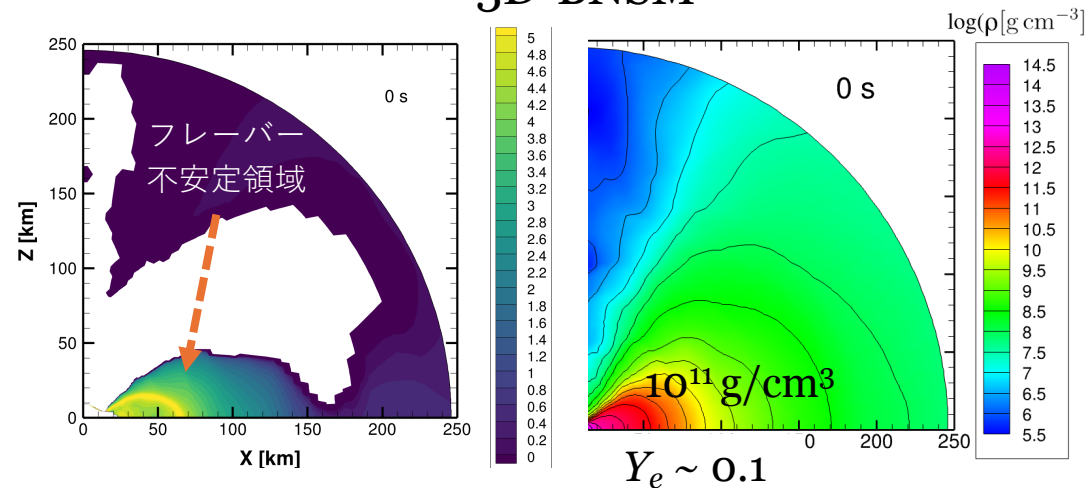
c.f., 1つ前の
赤穂くんのtalk
FFC よりも内側

→ 同時に取り扱ってその振る舞い + フィードバックを見てやる。

2D-CCSN



3D-BNSM



量子運動論における吸収放出項

e.g., 荷電カレント反応 (電子ニュートリノの吸収放出)

$$\mathcal{C}[\rho] = \begin{pmatrix} R_{\text{emi}}(1 - \rho_{ee}) - R_{\text{abs}}\rho_{ee} & -\frac{1}{2}(R_{\text{emi}} + R_{\text{abs}})\rho_{ex} \\ -\frac{1}{2}(R_{\text{emi}} + R_{\text{abs}})\rho_{xe} & 0 \end{pmatrix}$$

密度行列としての寄与 (非対角成分)
・ フレーバー相関を小さくする項

古典的な寄与 (対角成分)

・ 数密度や運動量を直接変える項

この衝突項も正しく量子論的に取り扱うことで、
CFI (衝突フレーバー不安定性) が引き起こされる。

ローカル計算 (CFI)

Y_e : 電子存在比 $Y_e = Y_p = \frac{n_p}{n_p + n_n} = 1 - Y_n$

$$Y_e \sim 0.1$$

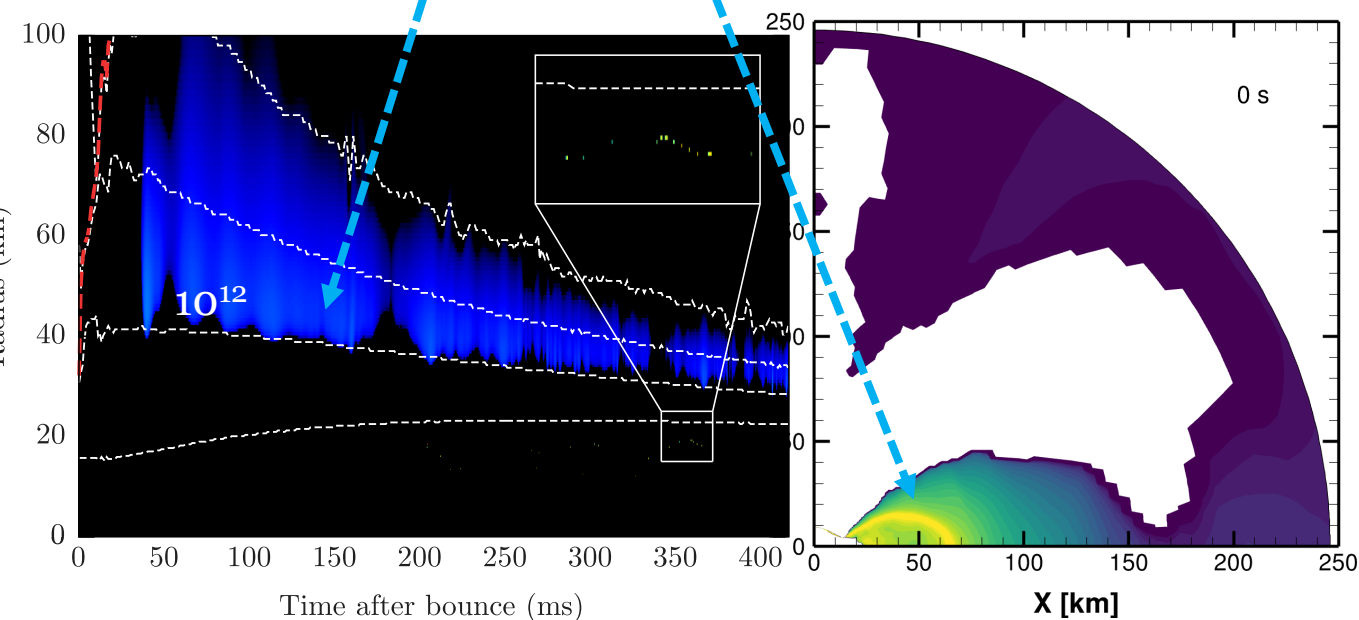
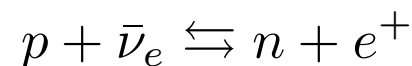
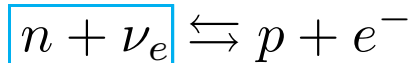
平均反応率 ν vs. $\bar{\nu}$

$$\langle R_E \rangle > \langle \bar{R}_E \rangle$$

この辺りの中性子過剰な領域を想定

$$Y_e \sim 0.1$$

$\sim \nu_e$ の反応率が高い



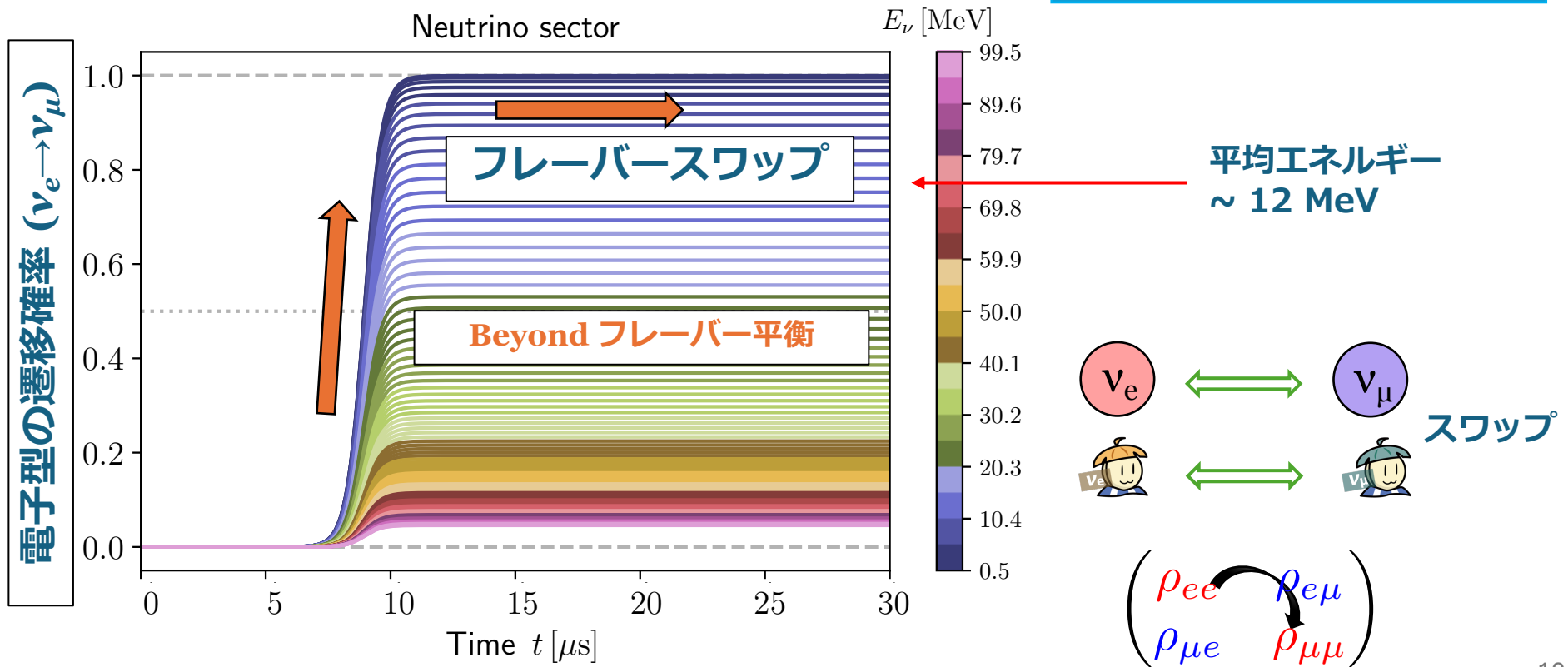
ローカル計算（中性子過剰領域）

$$Y_e \sim 0.1$$

まずは、
物質からのフィードバックを切って計算。
つまりニュートリノ集団振動のみを見る

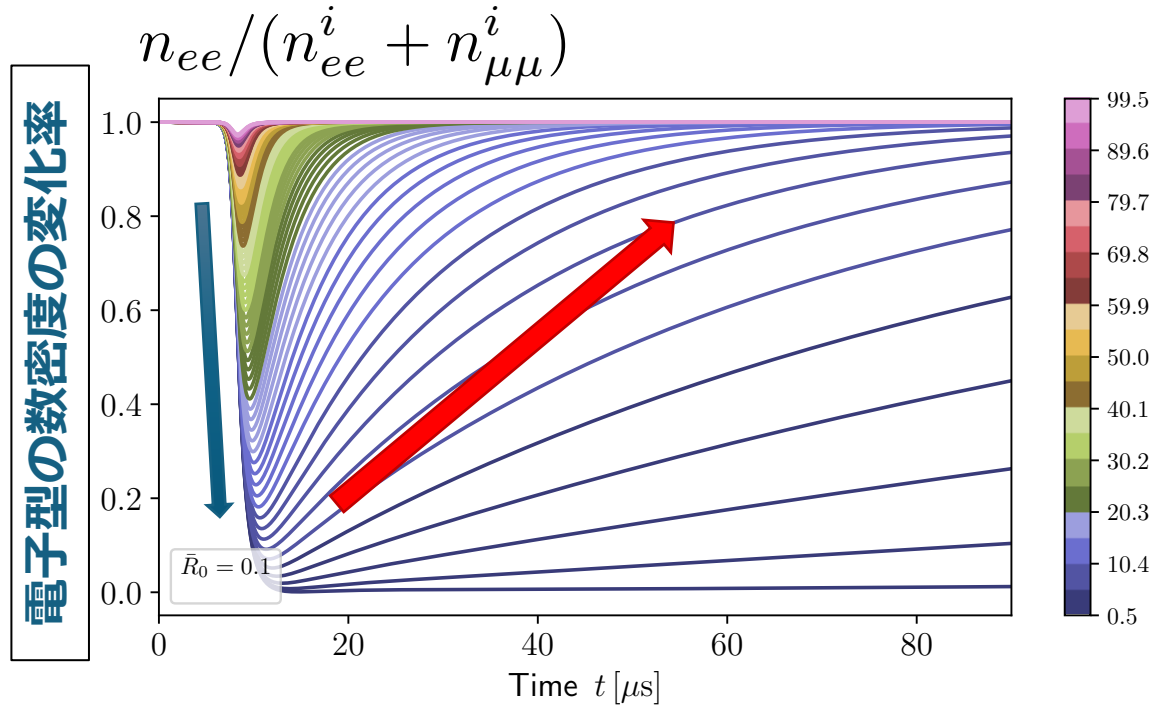
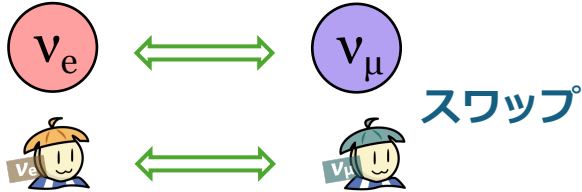
平均反応率 ν vs. $\bar{\nu}$

$$\langle R_E \rangle > \langle \bar{R}_E \rangle$$

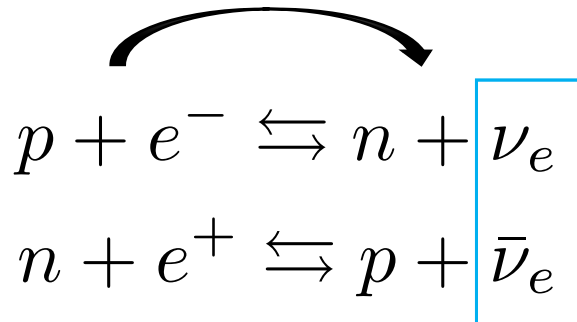


+ (物質からの) フィードバック込み

Case 1: $Y_e \sim 0.1$



2. 平衡状態が傾く



1. ニュートリノ
振動で減少

3. 放出反応が(ゆっくり)進む
= 冷却反応

極限環境: レプトン/核子の海

