

超新星ニュートリノ 理論

中里 健一郎

2023年8月20日

第1回 瀬戸内ニュートリノ研究会



©KAGAYA

<http://www.hoshinavi.com/>

(九州大・基幹教育院)

Core collapse supernova as an arena of physics



Core Collapse Supernovae

- 重力崩壊型超新星爆発では、自然界における4つの基本的な相互作用が顔をだす。
 - 重力相互作用
 - ✓ 一般相対性理論
 - 電磁相互作用
 - ✓ 磁場・プラズマ流体の力学
 - 弱い相互作用
 - ✓ ニュートリノの生成・反応
 - 強い相互作用
 - ✓ 核物質状態方程式

物理のオールスター戦



Core Collapse Supernovae

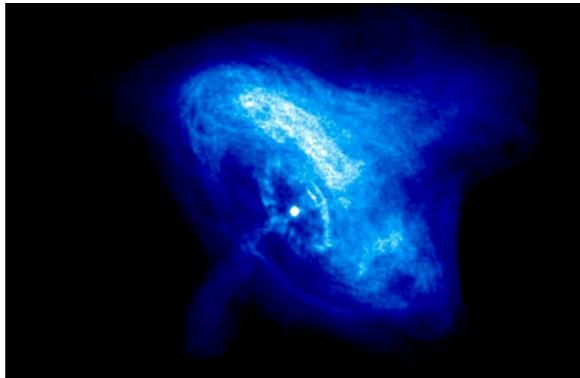
- 重力崩壊型超新星爆発では、自然界における4つの基本的な相互作用が顔をだす。
 - 重力相互作用
 - ✓ 一般相対性理論
 - 電磁相互作用
 - ✓ 磁場・プラズマ流体の力学
 - 弱い相互作用
 - ✓ ニュートリノの生成・反応
 - 強い相互作用
 - ✓ 核物質状態方程式

物理のオールスター戦

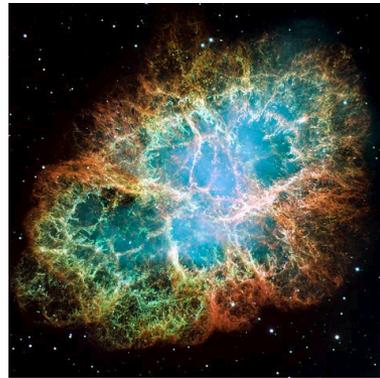


超新星爆発 ～ 壮絶なる星の死

- 約 $10M_{\odot}$ 以上の質量を持つ恒星が死にゆく姿。
- 炭素や鉄といった重元素を星間空間にまき散らす。
- 残骸は星雲となり、あとに中性子星を残す。



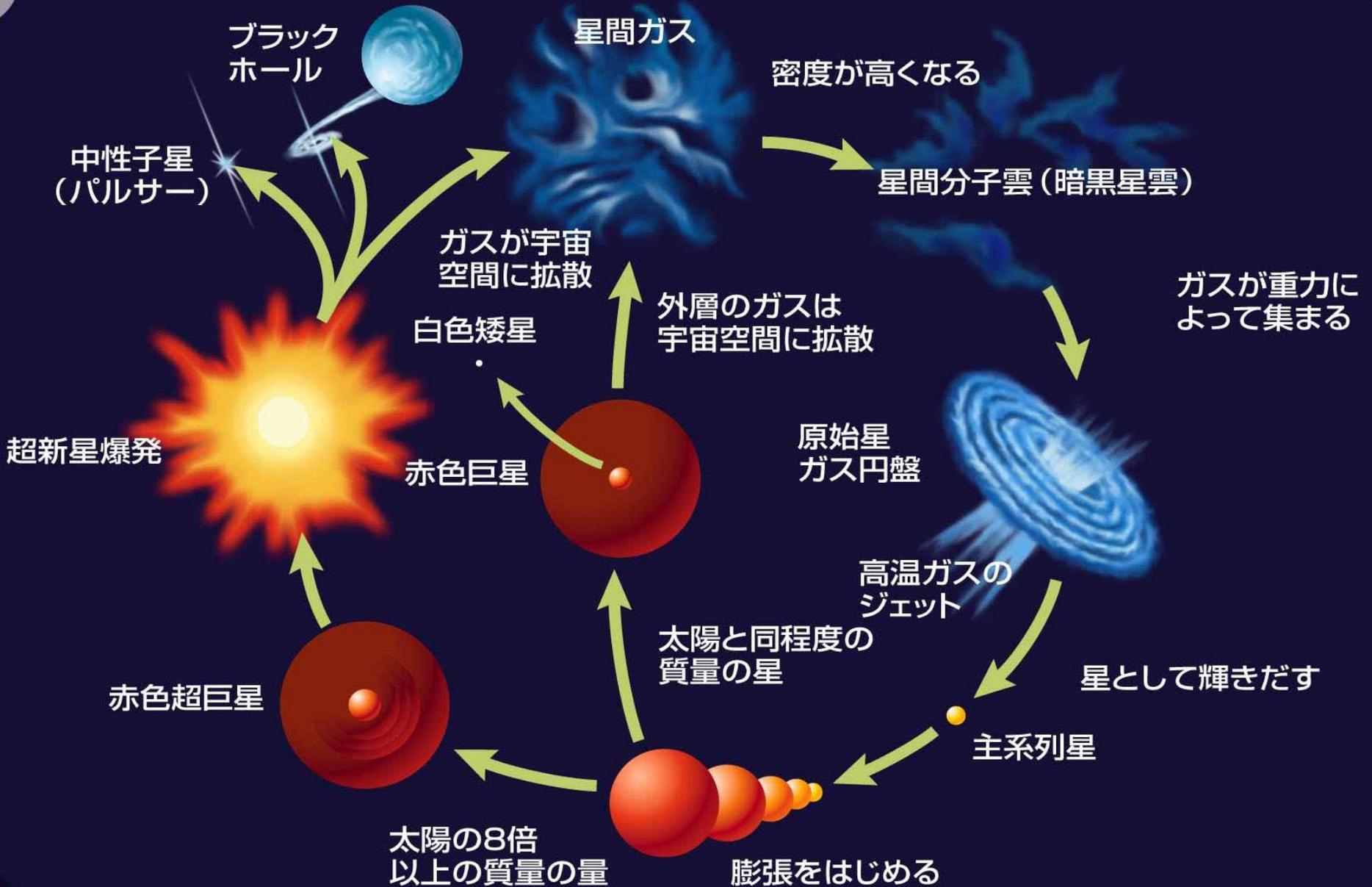
かにパルサー



かに星雲 (M1)

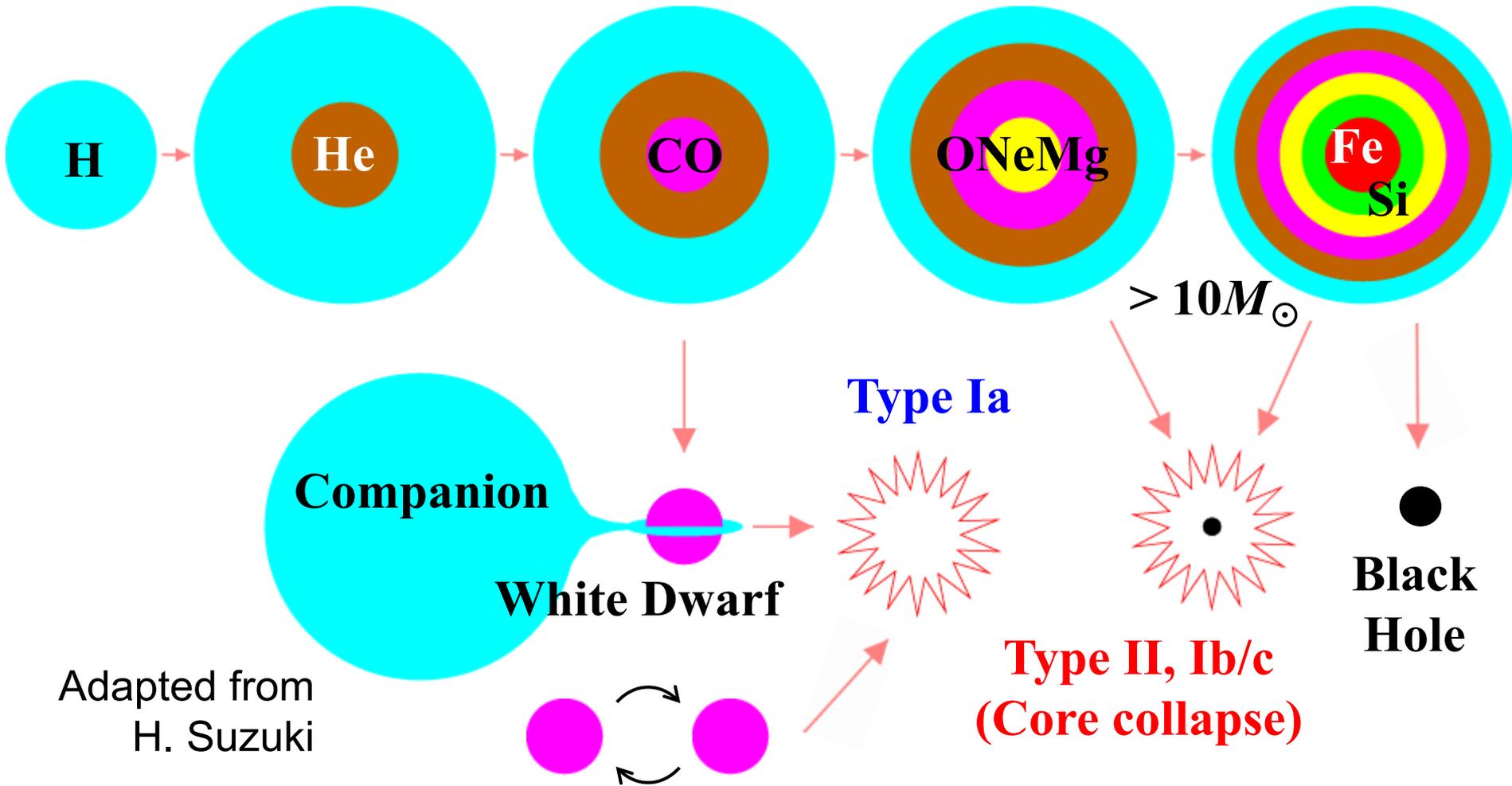


星の輪廻転生



星の進化のシナリオ

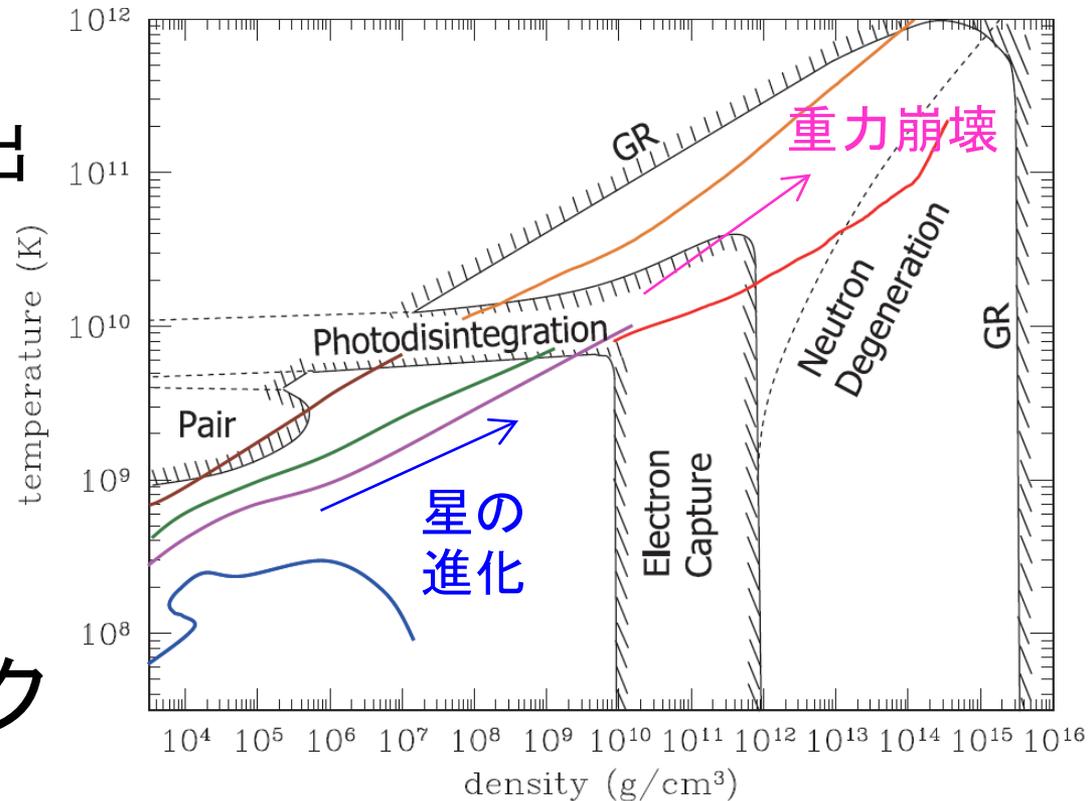
- 星内部でより質量の大きい元素を合成していく。



Adapted from
H. Suzuki

恒星の進化

- 安定な核融合炉
 1. 核反応で熱を放出
 2. 温度が上がる
 3. 星が膨張する
 4. 温度が下がる
 5. 核反応が収まる→ 負のフィードバック



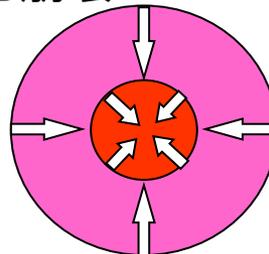
- 最安定原子核の鉄まで生成されると、自己重力を支えるエネルギー源がなくなる。
→ 自己重力不安定、重力崩壊の開始

高密度天体の内部で起こること

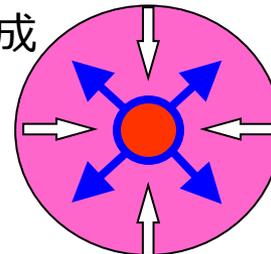
- 中心密度 ρ_c が上昇。
 - 電子の Fermi エネルギー

$$\varepsilon_F \sim 30 \text{ MeV} \left(\frac{n_e}{10^{35} \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/3}$$

重力崩壊



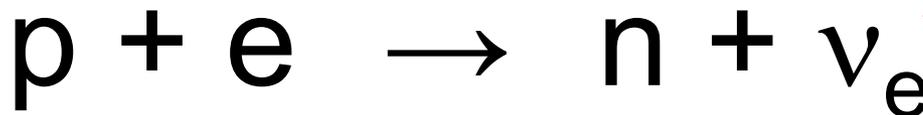
跳ね返り・
衝撃波生成



- 陽子による電子の吸収が起こる

**ニュートリノ
を放出**

$$mc^2 = 938 \text{ MeV} \quad 0.5 \text{ MeV} \quad 939 \text{ MeV}$$

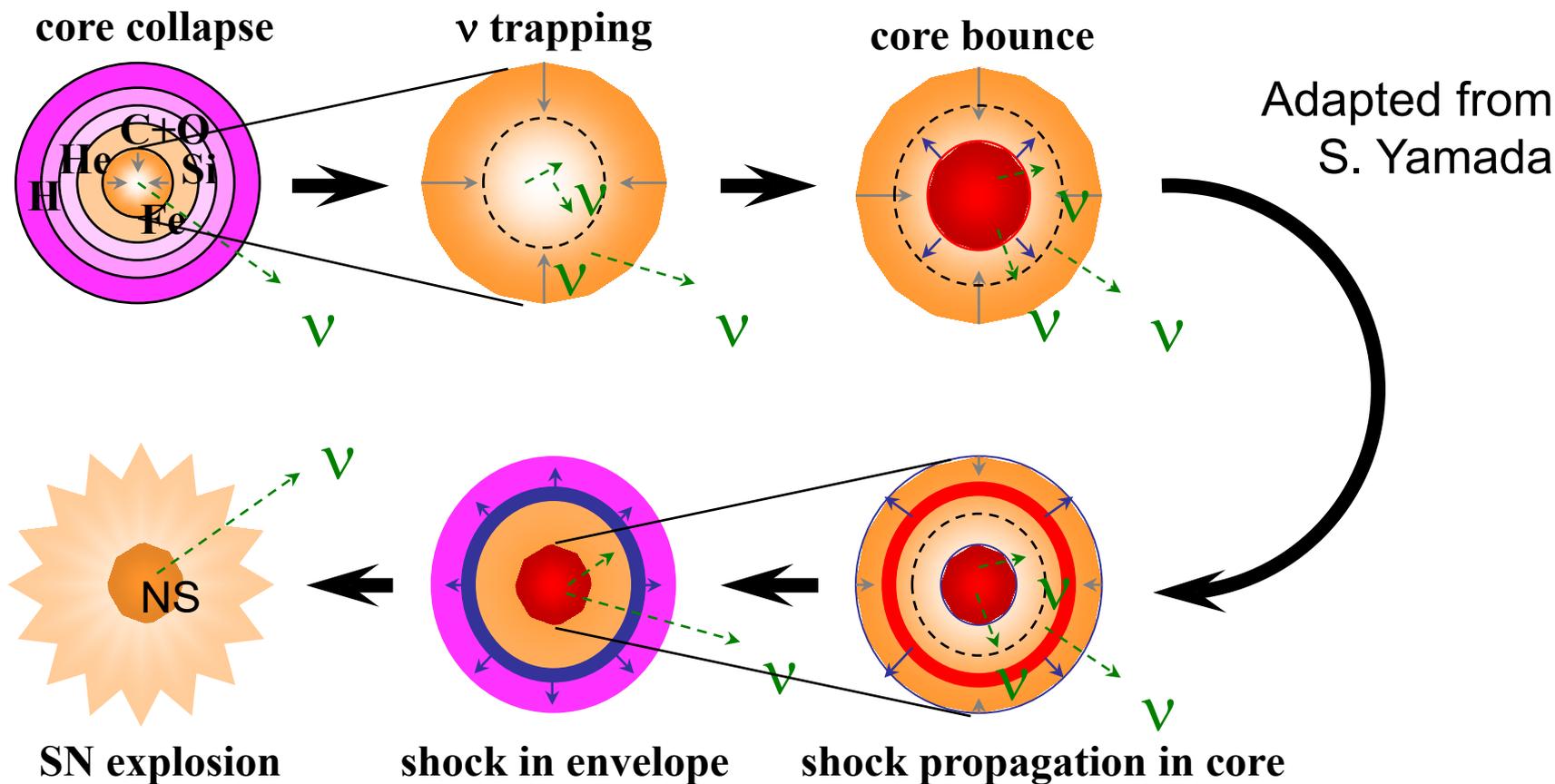


中性子星形成へ

(注) ニュートリノは、星内部が高温になることによる“熱放射”としても放出される。

超新星爆発のシナリオ

- 中心が核密度を超えると核力芯の斥力で反跳
- 崩壊の反跳から爆発に至る詳細は未解明



超新星爆発のエネルギー

- 重力ポテンシャル

$$E \sim \frac{GM_{\text{NS}}^2}{R_{\text{NS}}} \sim 4 \times 10^{53} \text{ erg} \left(\frac{M_{\text{NS}}}{1.4M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{12 \text{ km}}{R_{\text{NS}}} \right)$$

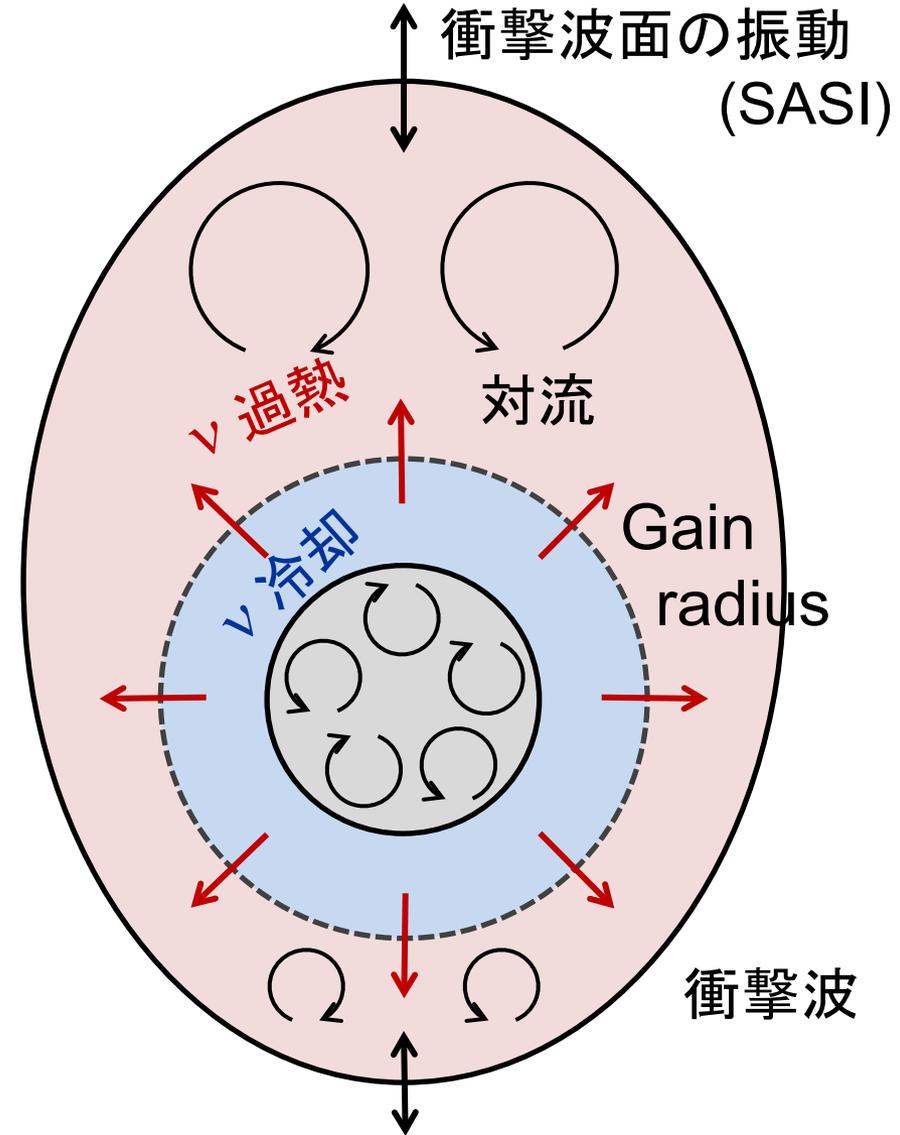
- エネルギー分配

- 99%, $O(10^{53} \text{ erg})$: ニュートリノ
- 1%, $O(10^{51} \text{ erg})$: 爆発の運動エネルギー
- 0.01%, $O(10^{49} \text{ erg})$: 電磁波

- 如何にして、ニュートリノのエネルギーを爆発の運動エネルギーに転化するか？ ← 難題

推定メカニズム

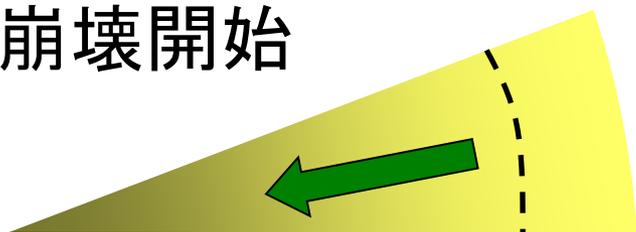
- 衝撃波のエネルギーは鉄などの原子核の分解で消費される。
- 中心部から飛んでくるニュートリノにより衝撃波面が過熱される。
- 対流や衝撃波面の振動 (SASI) が衝撃波の伝播・爆発を後押しする。



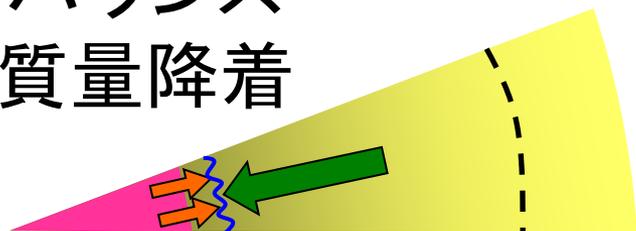
Adapted from B. Müller

超新星内部の密度

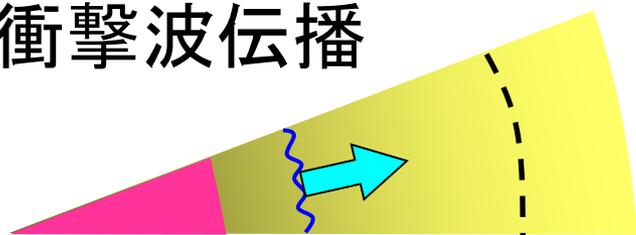
崩壊開始



バウンス
質量降着



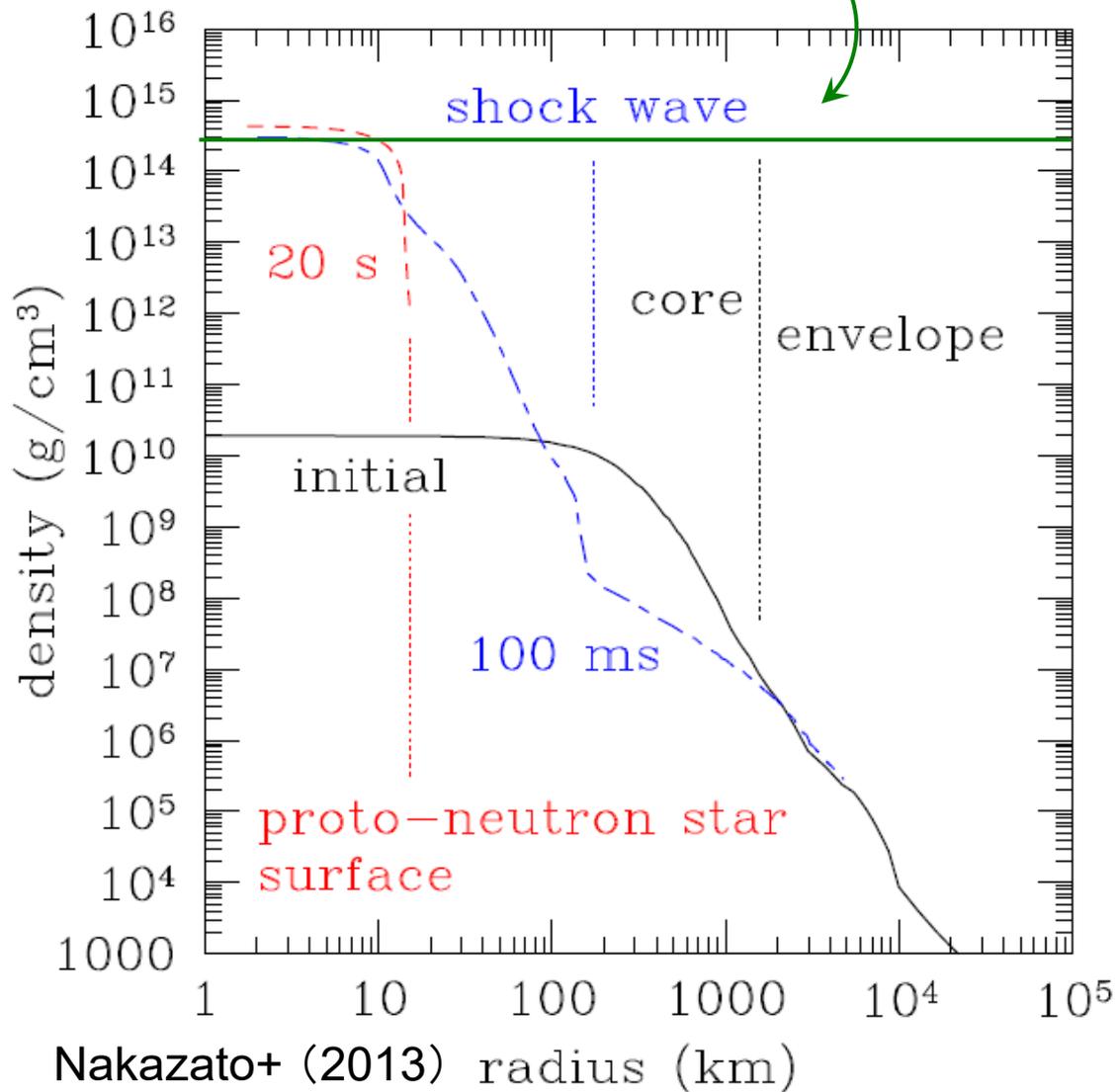
衝撃波伝播



原始中性子星



原子核の密度！



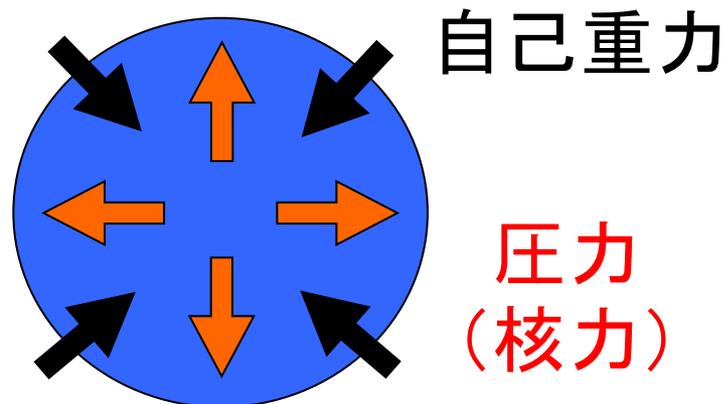
核物質の「状態方程式」とは

- 核物質の(自由)エネルギーが分かれば、圧力などの熱力学量も分かる。

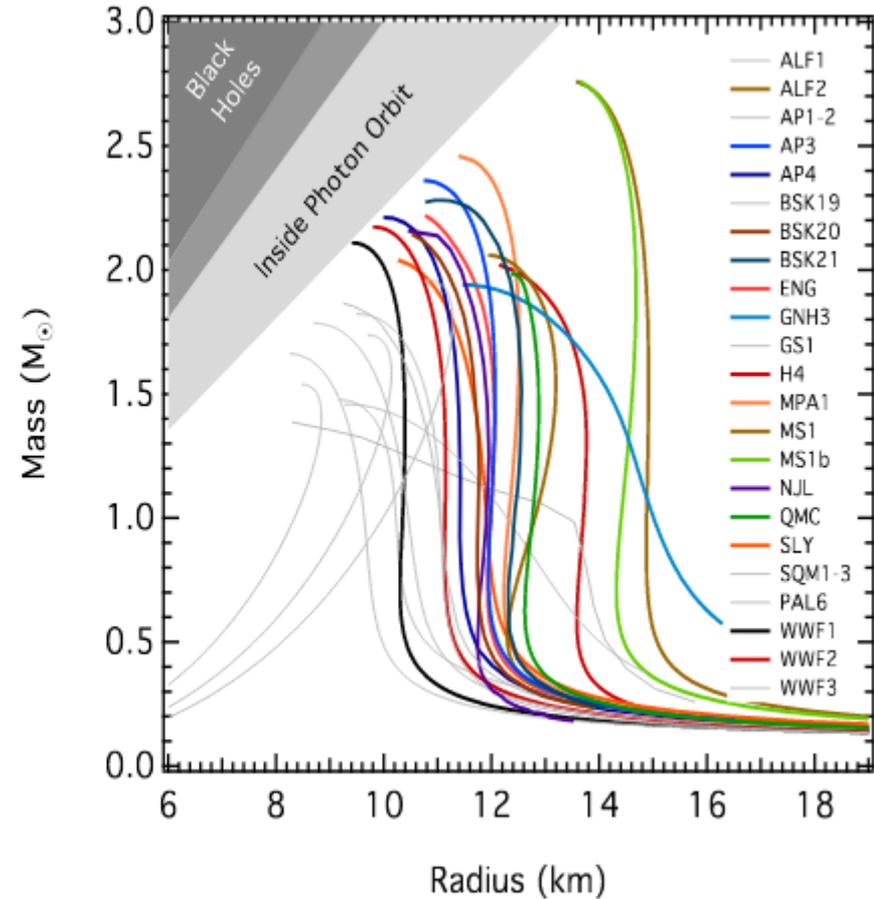
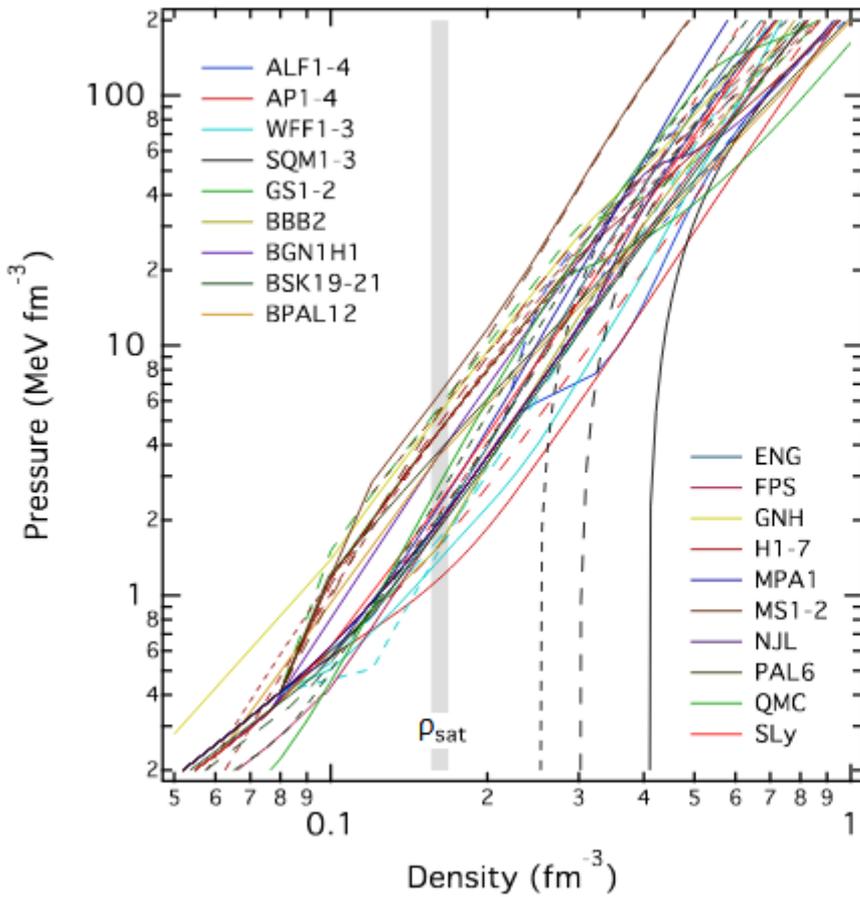
→ 広い意味で「状態方程式」と呼ぶ

- たとえば、ゼロ温度の場合: $p = n^2 \frac{\partial w}{\partial n}$
- 反応が平衡にあれば、組成も含む。

- 圧力が分かると、星の内部構造が分かる。

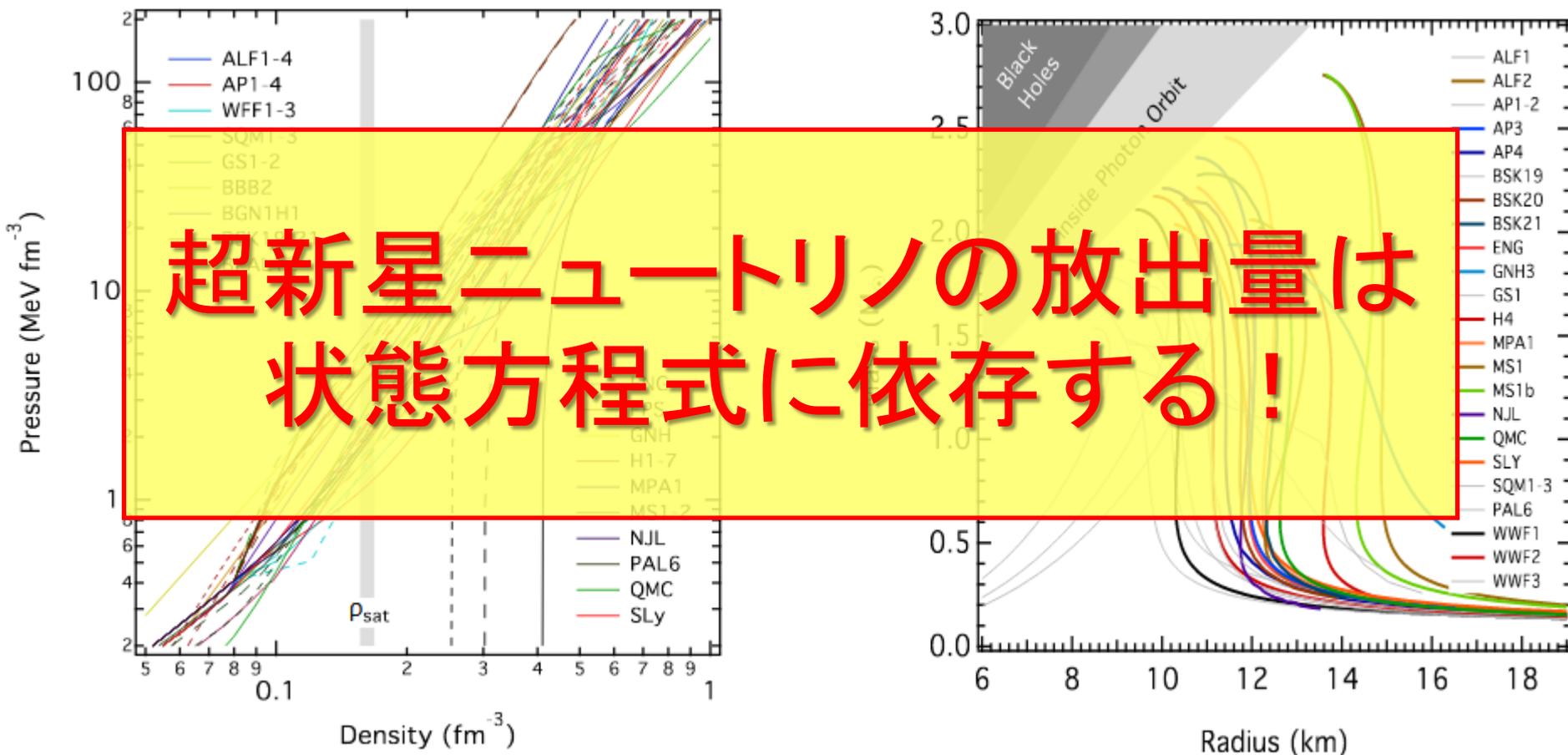


核物質の状態方程式を決めると 中性子星の質量—半径関係が求まる



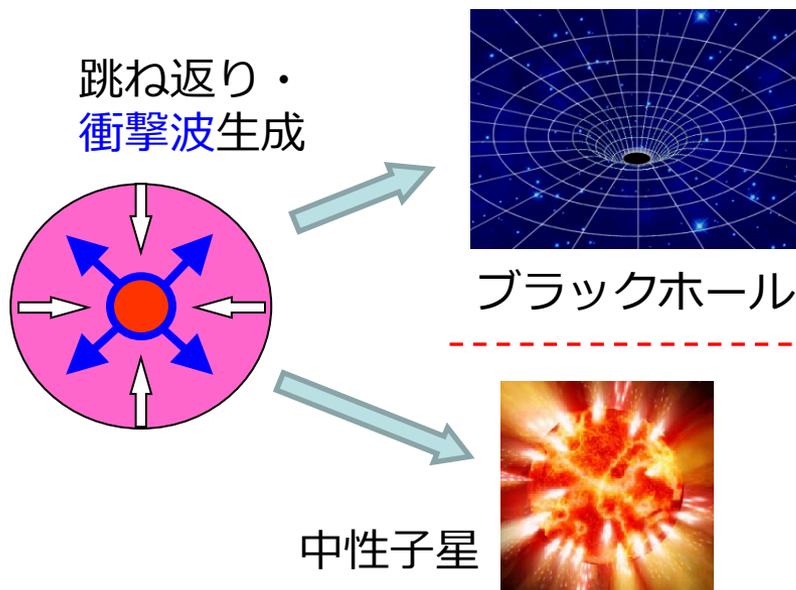
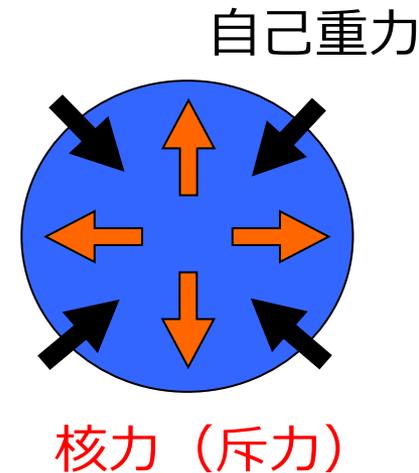
Özel & Freire, ARAA **54** (2016)

核物質の状態方程式を決めると 中性子星の質量—半径関係が求まる

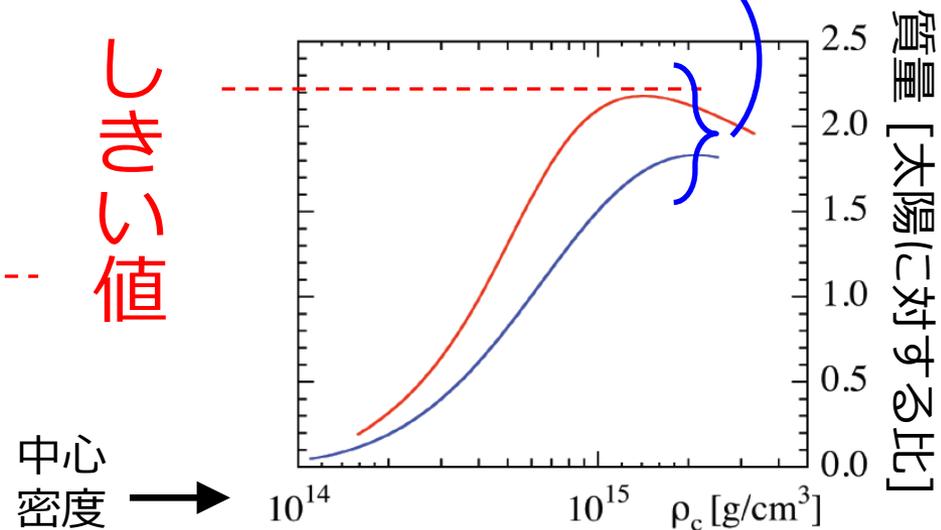


中性子星 or ブラックホール

- 中性子星では核力と自己重力が
つりあって平衡形状にある。
- 核力で支えられる質量には上限が
ある。
- 上限を超えるとブラックホールになる。



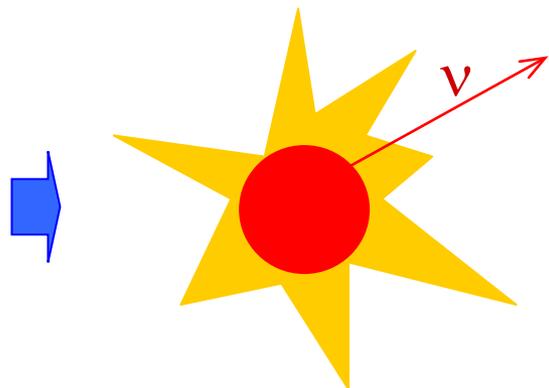
高密度物理の不定性



ひっそりと死んでゆく星

- 爆発に失敗した星 = Failed supernovae
 - その場合も重力崩壊ののち一旦、バウンス
 - 追って降着してくる物質に押しつぶされる形でブラックホールを形成する。
- この間、1秒程度ニュートリノを放出する。

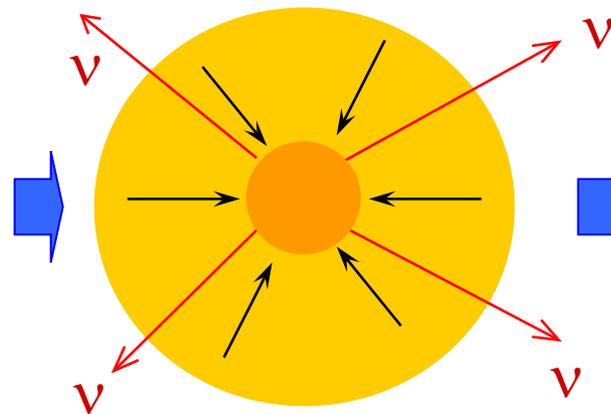
大質量星



重力崩壊

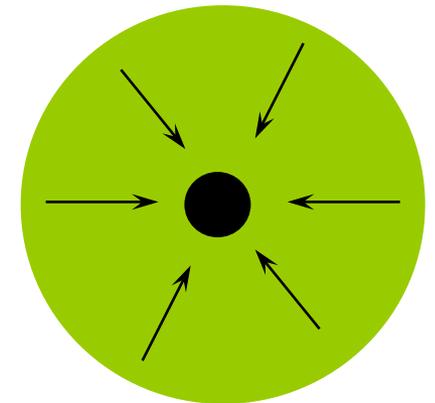
バウンス

原始中性子星



質量降着

ブラックホール



超新星ニュートリノと状態方程式

- 中性子星が残される場合

→ 総放出エネルギー $E \sim \frac{GM_{\text{NS}}^2}{R_{\text{NS}}}$

- 質量が大きいほど総エネルギーが大きい
- 半径が小さいほど総エネルギーが大きい

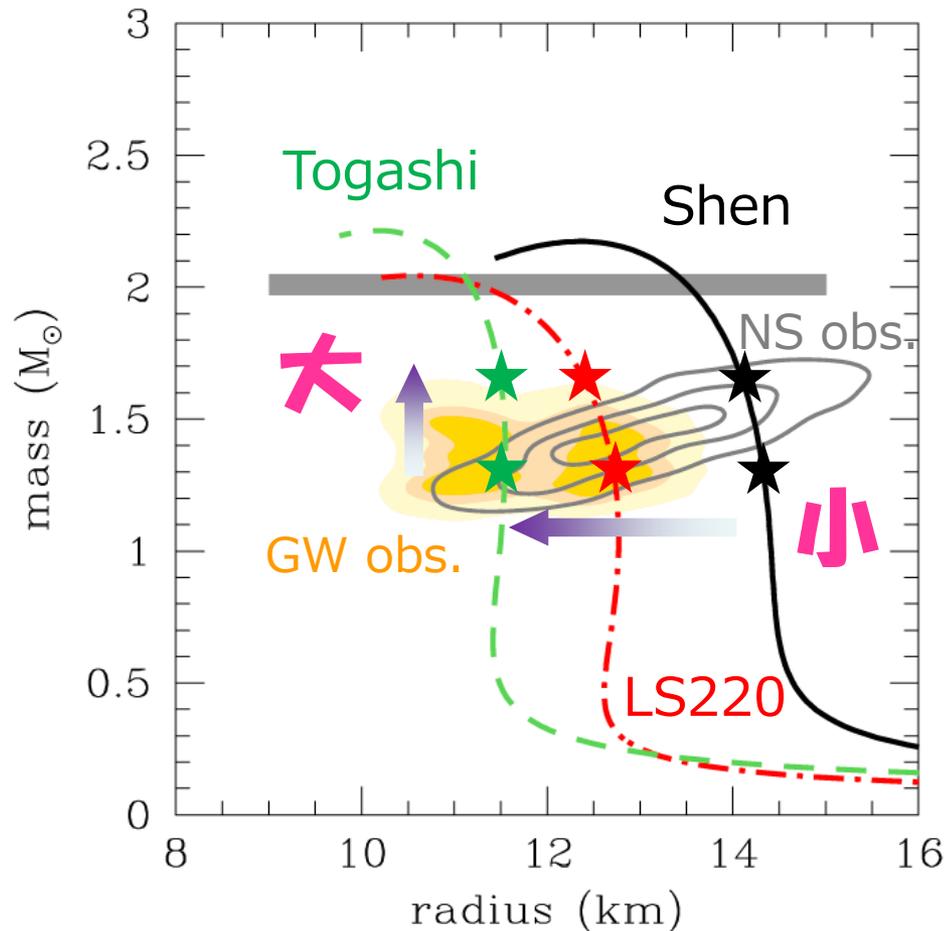
- ブラックホールが残される場合

→ 最大質量を超えるまで質量降着が続く

- 最大質量が大きいほど総エネルギーが大きい

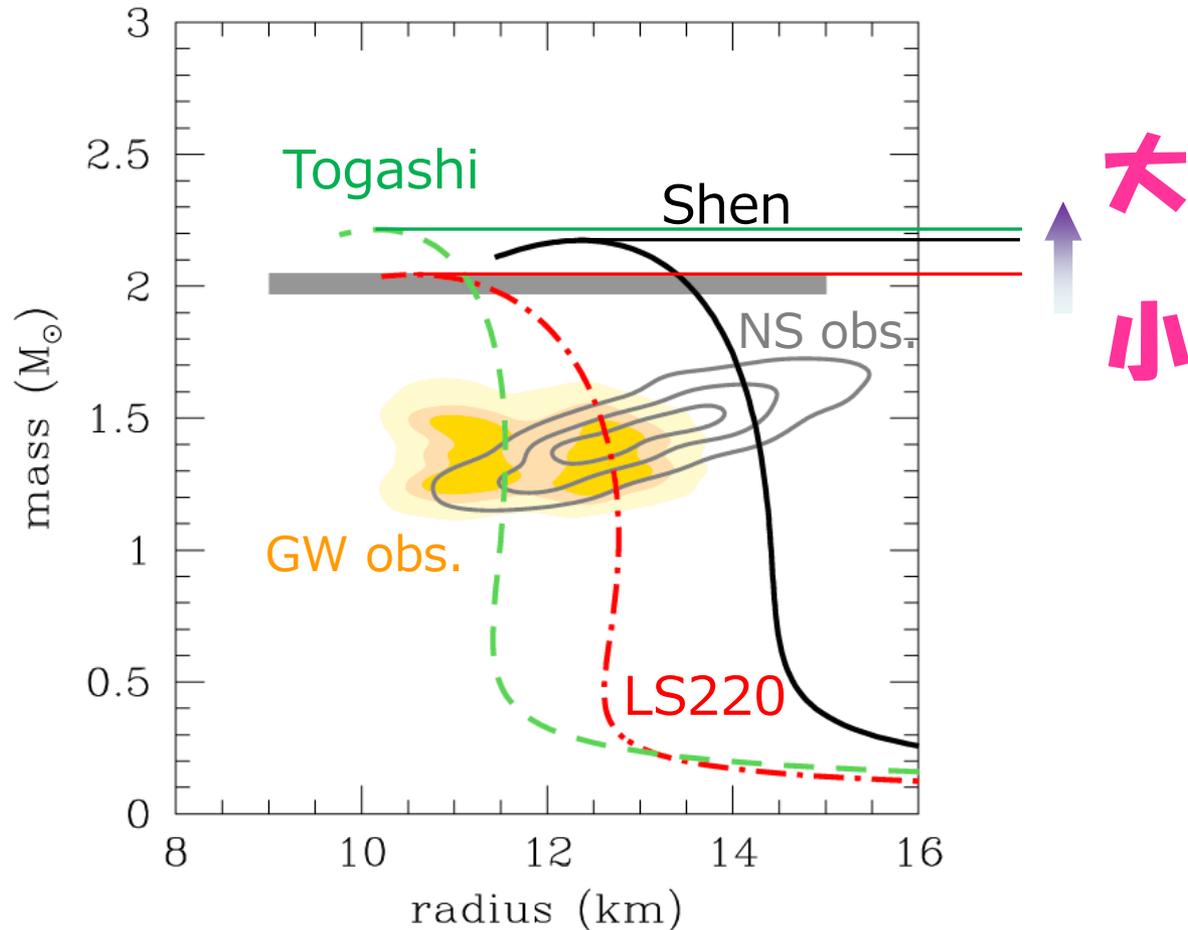
例題 (1)

- 中性子星が残される場合、超新星ニュートリノの総放出エネルギーが大きいのは？



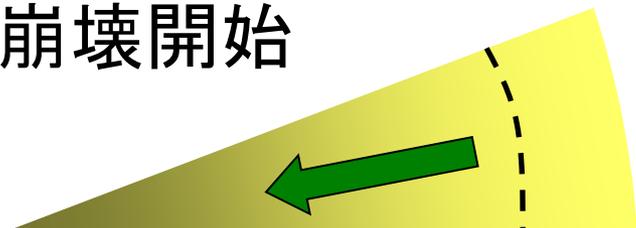
例題 (2)

- ブラックホールが残される場合、超新星ニュートリノの総放出エネルギーが大きいのは？

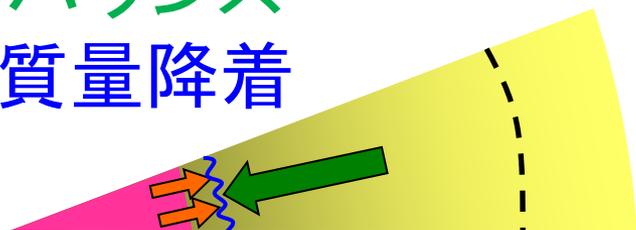


超新星ニュートリノの時間変化

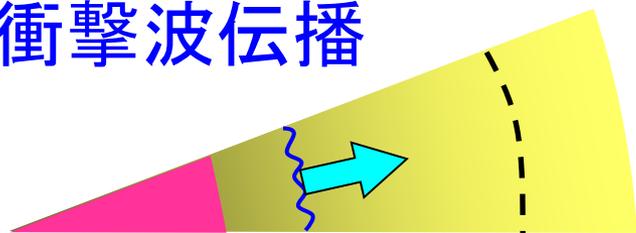
崩壊開始



バウンス
質量降着



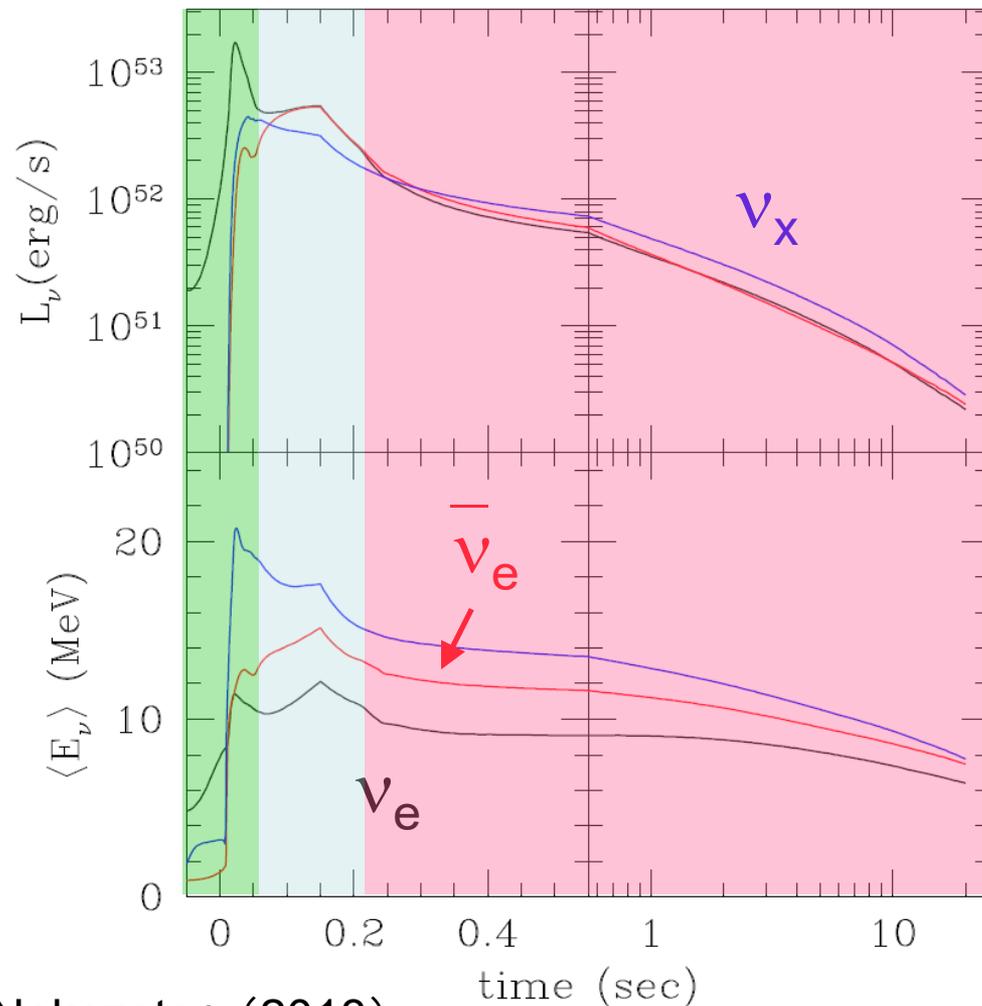
衝撃波伝播



原始中性子星



① ② ③

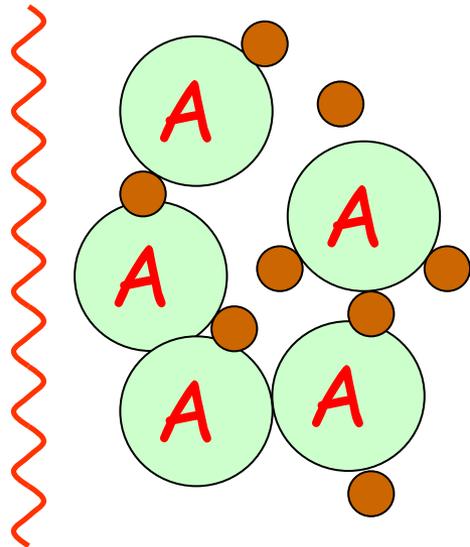


Nakazato+ (2013)

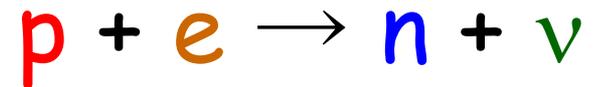
① 中性子化バースト

- 衝撃波が原子核を破壊する。
- 陽子による電子捕獲により ν_e が放出される。
→ deleptonization

Shock



● : electron



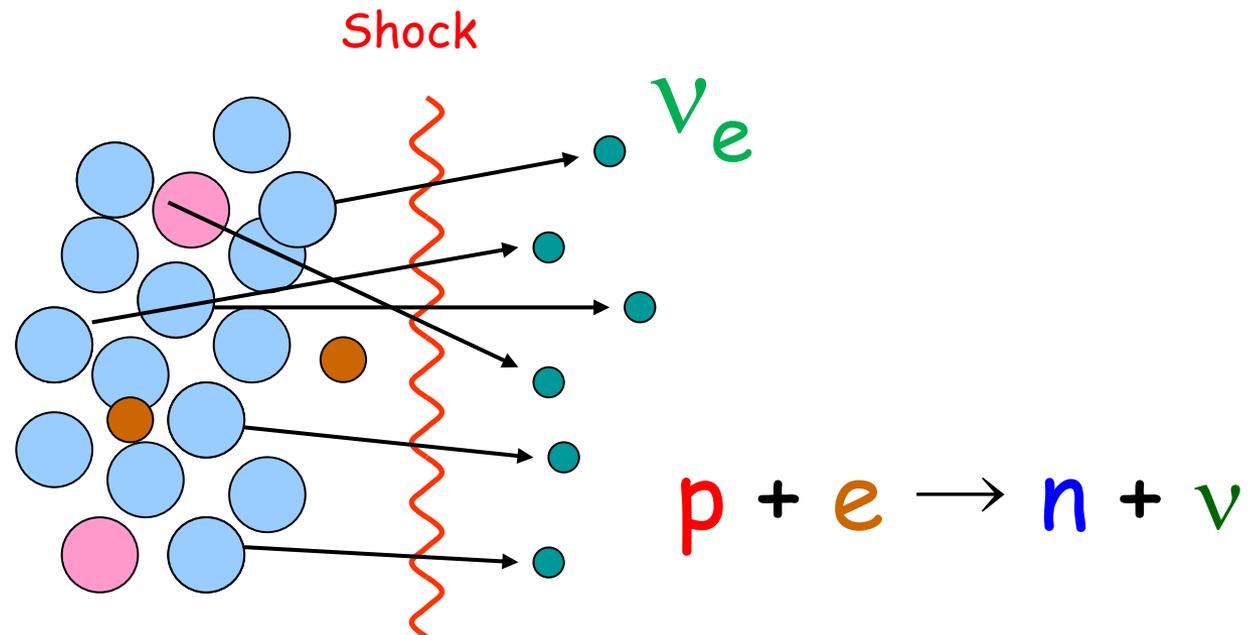
① 中性子化バースト

- 衝撃波が原子核を破壊する。
- 陽子による電子捕獲により ν_e が放出される。
→ deleptonization

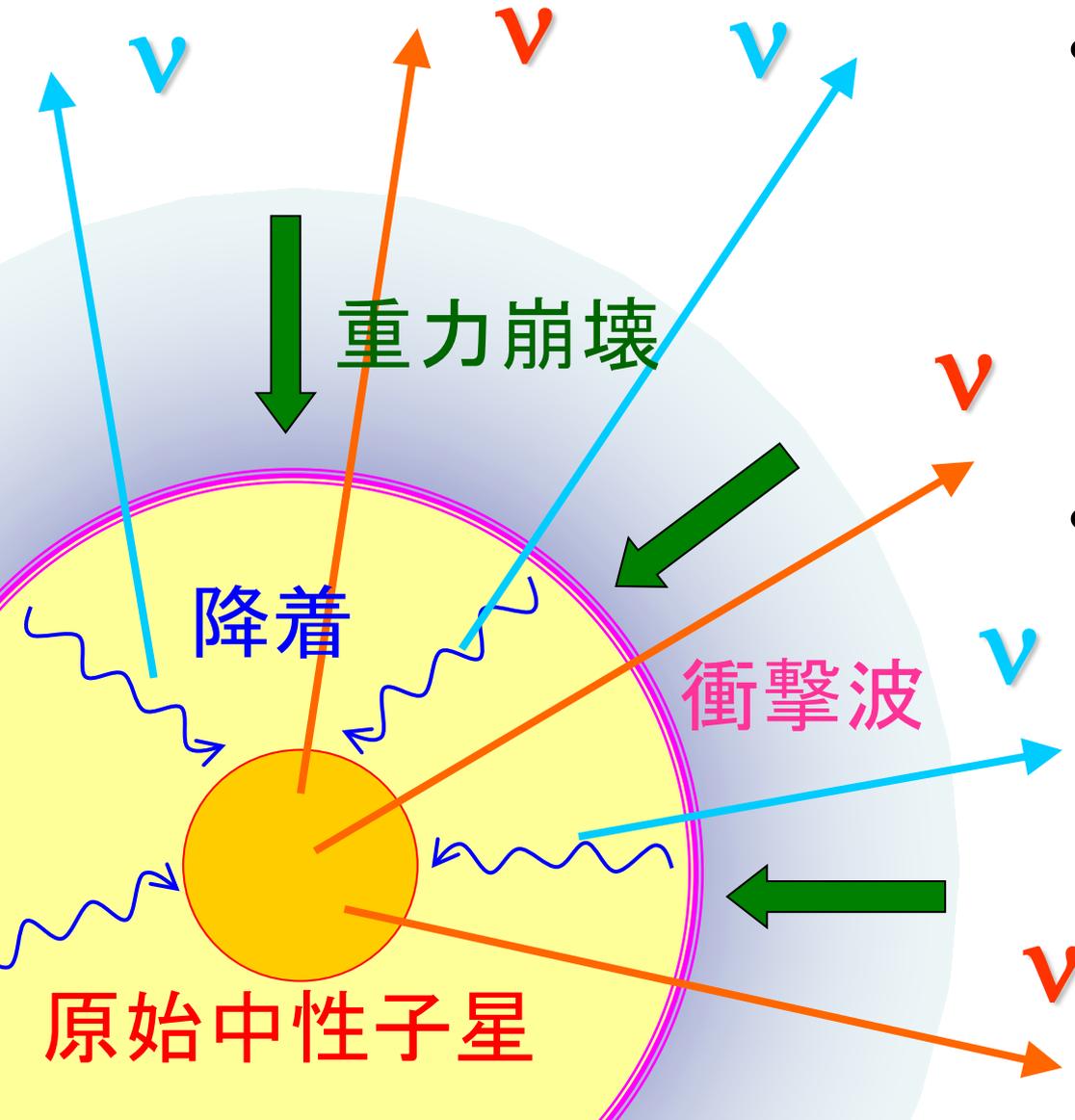
● : neutron

● : proton

● : electron

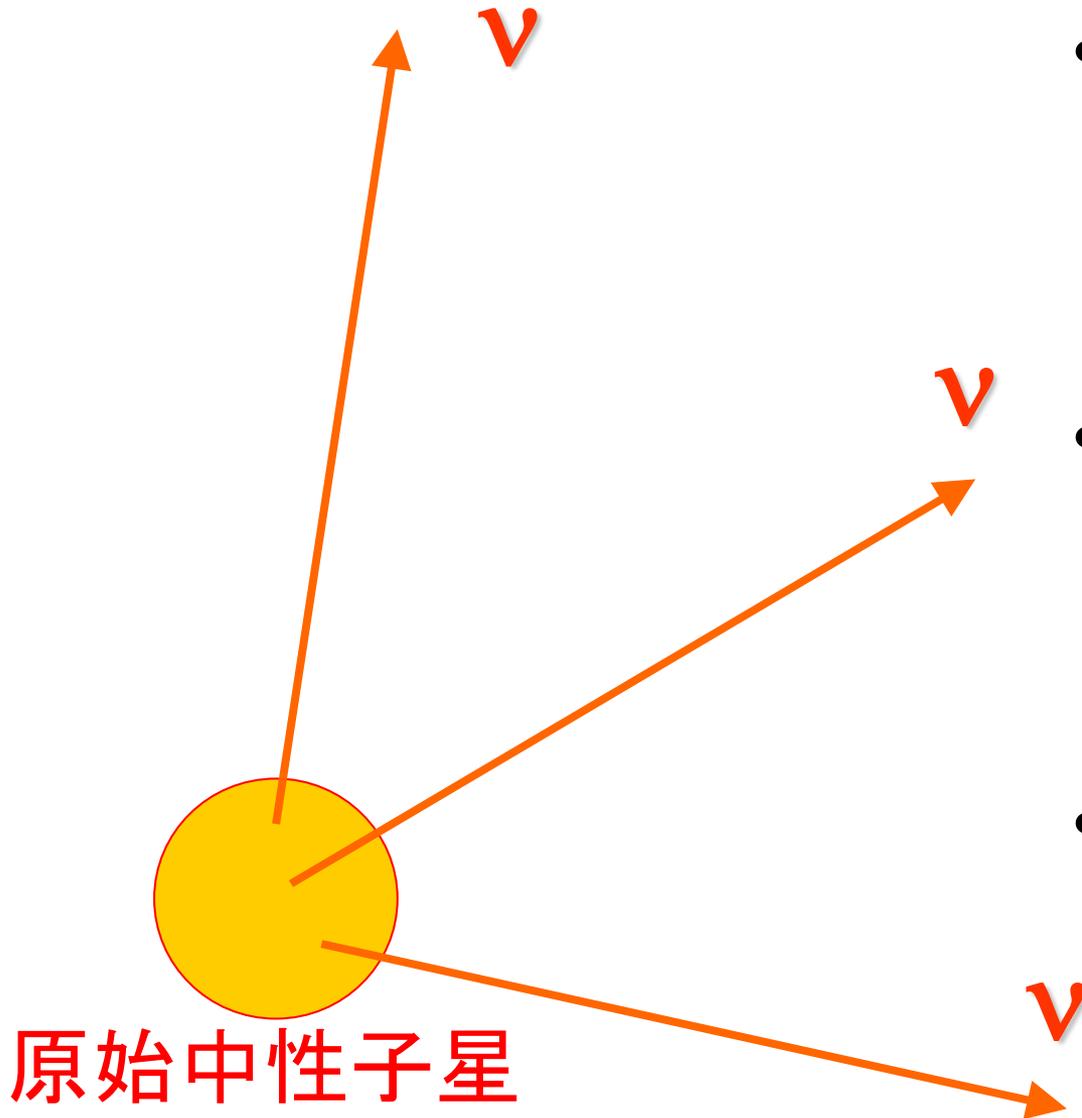


② 降着フェーズ



- 降着物質が解放する重力エネルギーにより、原始中性子星が加熱される。
- 熱的なプロセスにより、すべてのフレイバーのニュートリノが放射される。

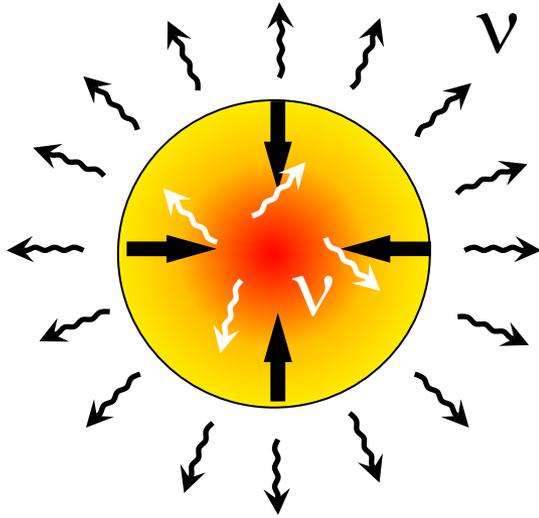
③ 冷却フェーズ



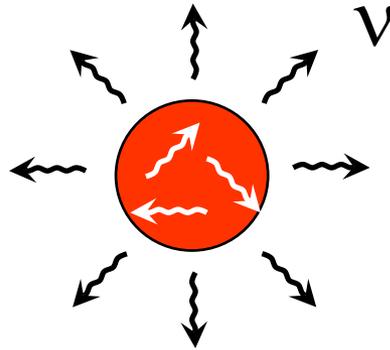
- 衝撃波が復活して外側に伝播すると、物質降着がやむ。
- それにより、原始中性子星の加熱も止まる。
- ニュートリノ放出量や平均エネルギーが下がる。

原始中性子星冷却の概略図

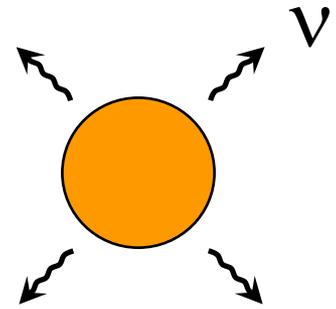
③-1 contraction



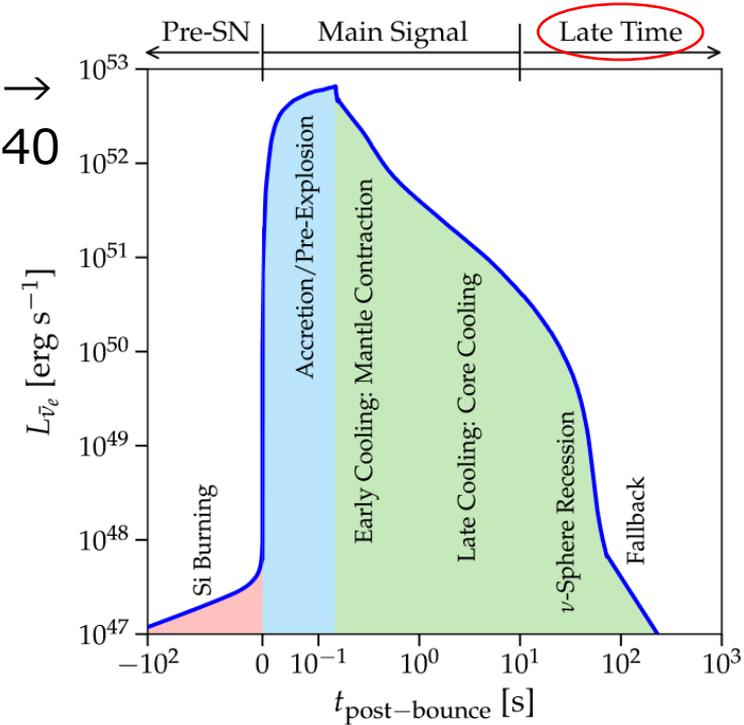
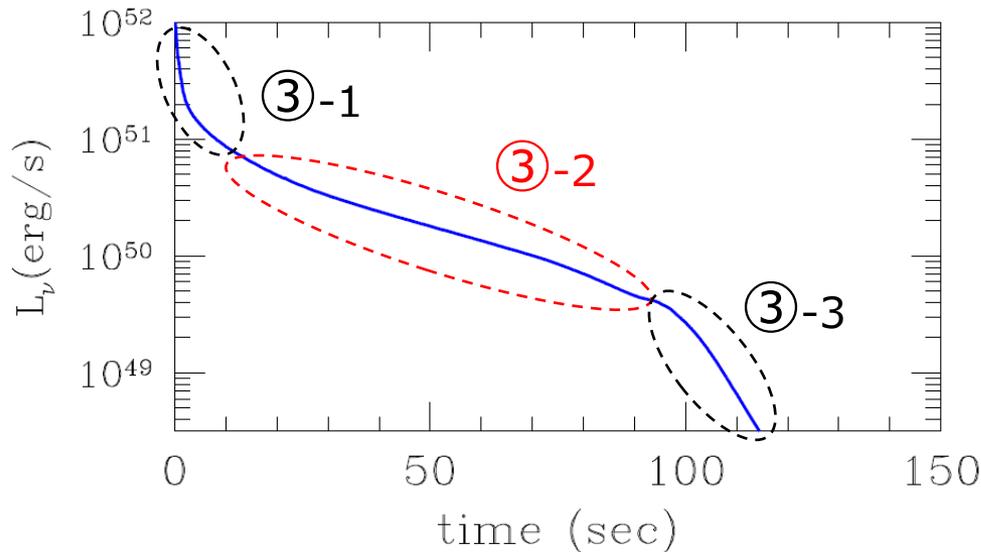
③-2 shallow decay



③-3 volume cooling

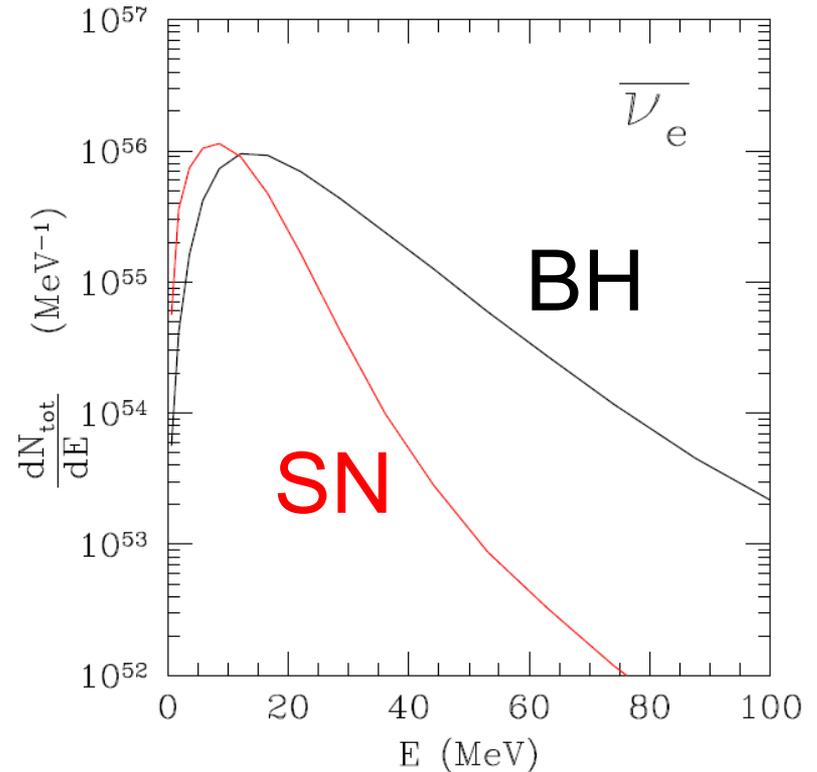
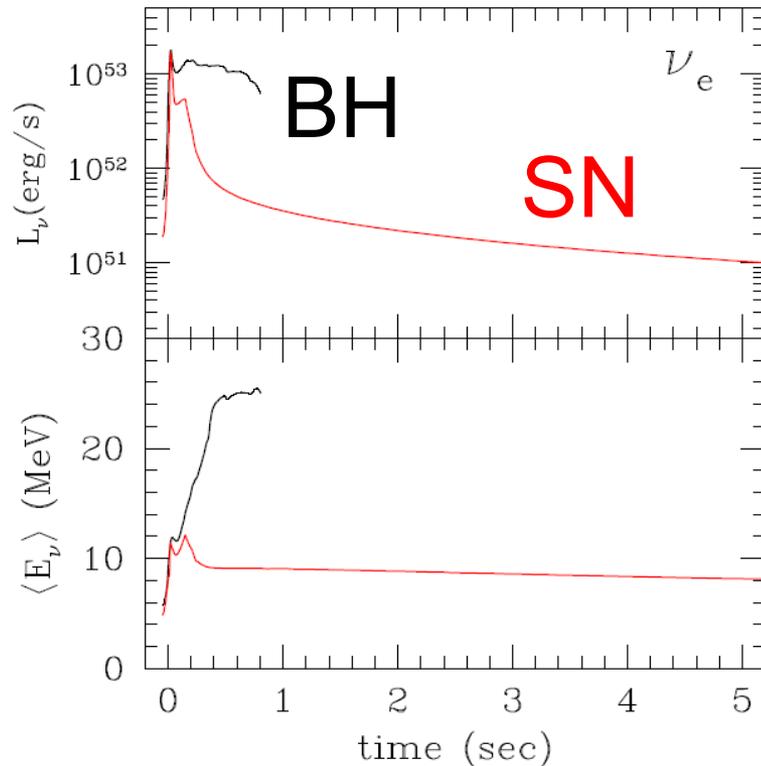


Li et al.
arXiv:2008.04340



ブラックホール形成からのニュートリノ

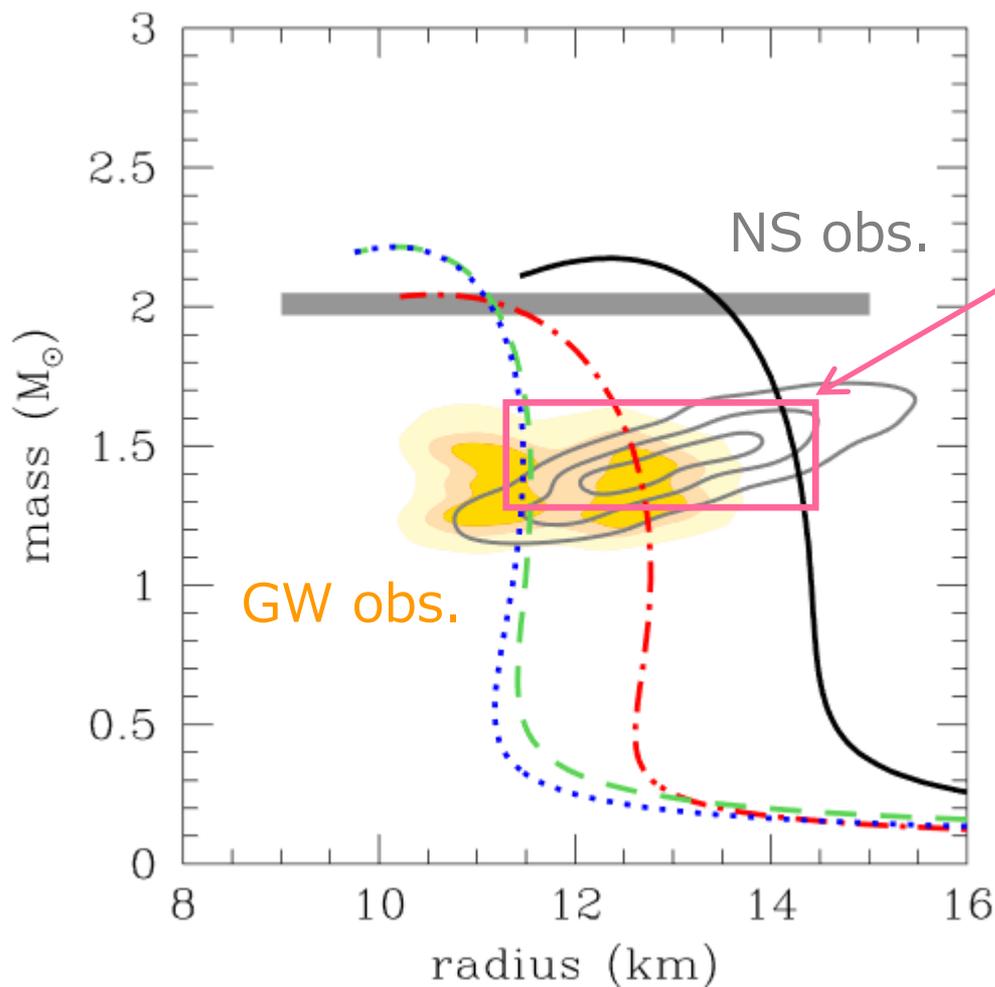
- 最大質量を超えるまで、コアの加熱が続く。
→ 通常の超新星よりも高エネルギーのニュートリノを放出



超新星($13M_\odot$)と重いブラックホール形成($30M_\odot$)からのニュートリノ放出

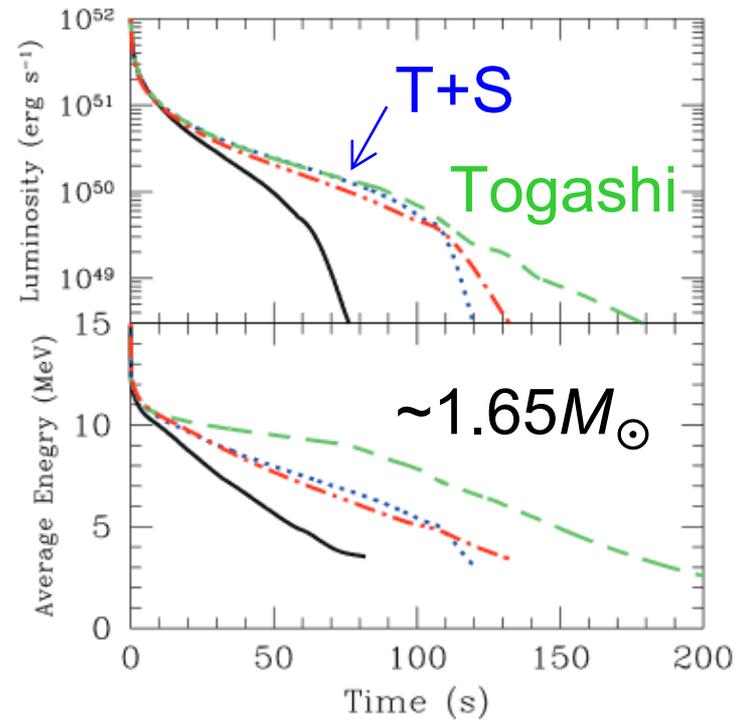
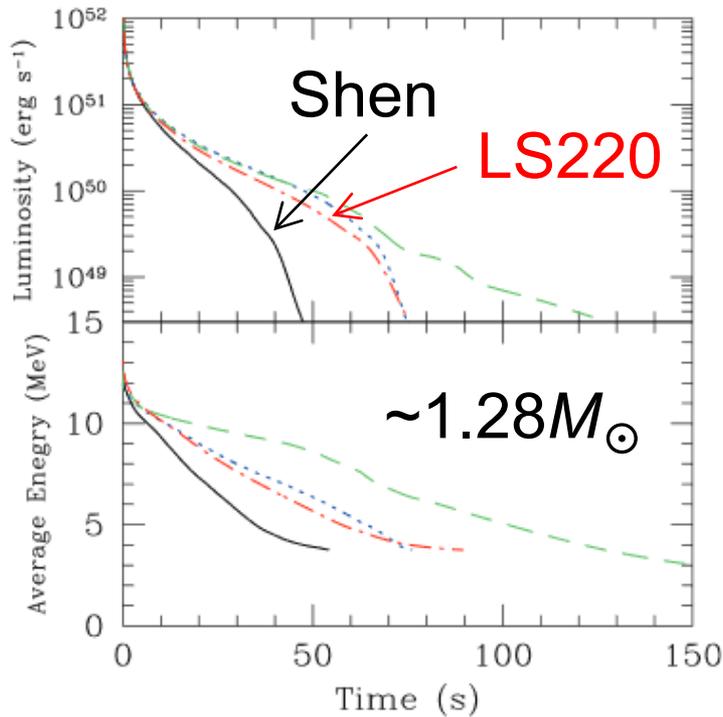
原始中性子星冷却の数値計算

- ニュートリノ拡散近似による星の進化計算。



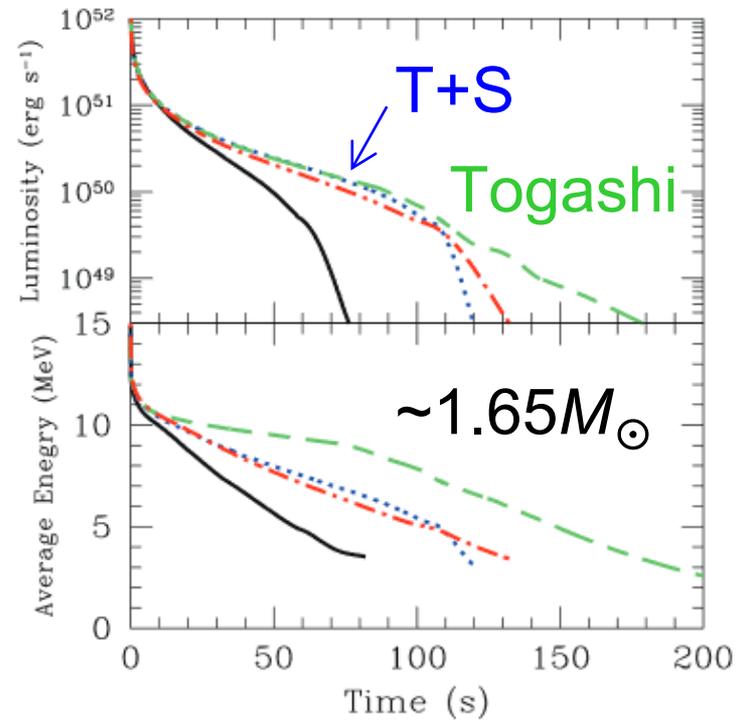
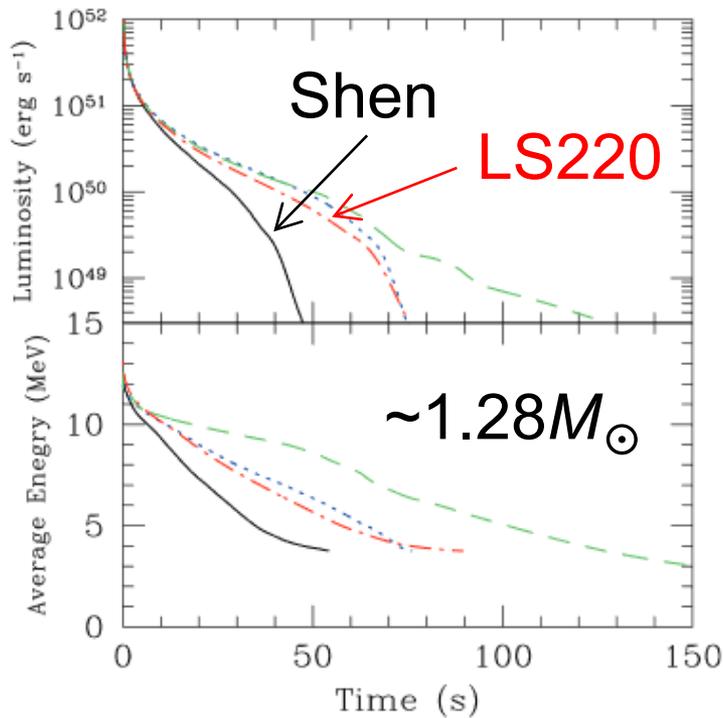
- 重力質量:
1.28-1.65 M_{\odot}
- 状態方程式:
 - Shen EOS
 - LS220 EOS
 - Togashi EOS
 - T+S EOS高密度: Togashi
低密度: Shen

ニュートリノ光度・平均エネルギー



- 質量が大きいほど、また、半径が小さいほど、ニュートリノ放出のタイムスケールが長い。
- Togashi EOS は平均エネルギーが高い。
→ 低密度領域の組成の違いにより温度が高い。

ニュートリノ光度・平均エネルギー



- 質量が大きいほど、また、半径が小さいほど、ニュートリノ放出のタイムスケールが長い。
- Togashi EOS は平均エネルギーが高い。
→ 低密度領域の組成の違いにより温度が高い。

原始中性子星冷却時間の理論(1)

- Kelvin-Helmholtz timescale

$$\begin{array}{l} \text{冷却時間} \\ \text{スケール} \end{array} \rightarrow \tau_{\text{KH}} = \frac{|E_g|}{L_*} \quad \begin{array}{l} \leftarrow \text{重力エネルギー} \\ \leftarrow \text{光度} \end{array}$$

- 中性子星の質量 m , 半径 r として、以下を仮定。

1. 光度は表面積に比例する: $L_* \propto r^2$
2. 一般相対論による時間遅れ
3. $|E_g| \rightarrow E_b$ (中性子星の重力束縛エネルギー)

$$\tau_{\text{cool}} \propto \frac{E_b}{r^2 \sqrt{1 - 2Gm/rc^2}}$$

原始中性子星冷却時間の理論(2)

- 中性子星の束縛エネルギーに関する経験式

Lattimer & Prakash, ApJ **550** (2001)

$$\frac{E_b}{mc^2} = \frac{0.6 \times Gm/rc^2}{1 - 0.5 \times Gm/rc^2}$$

✓ c.f. ニュートン力学で一様密度の場合: $|E_g| = \frac{3Gm^2}{5r}$

- よって、

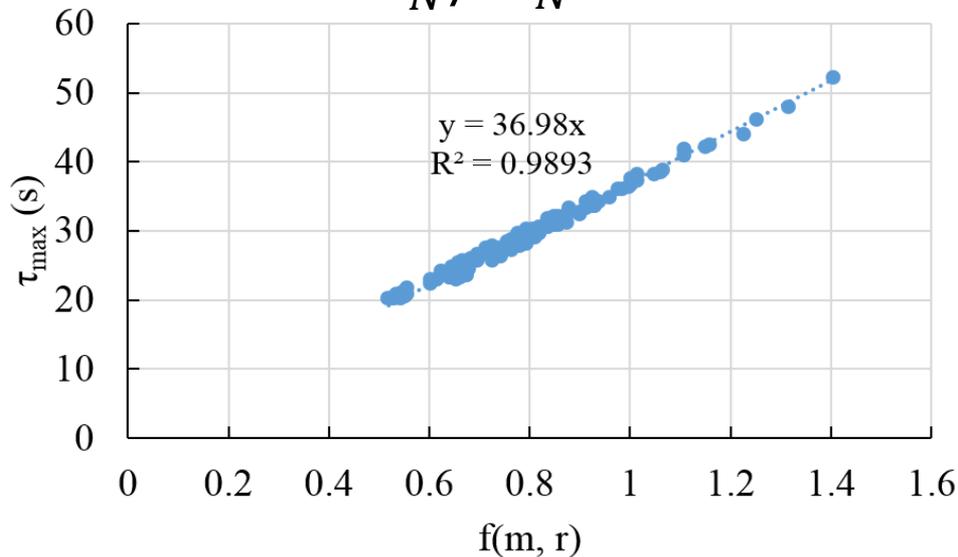
$$\tau_{\text{cool}} \propto \frac{m^2}{r^3 \left(1 - 0.5 \times Gm/rc^2\right) \sqrt{1 - 2Gm/rc^2}}$$

理論とシミュレーションの比較

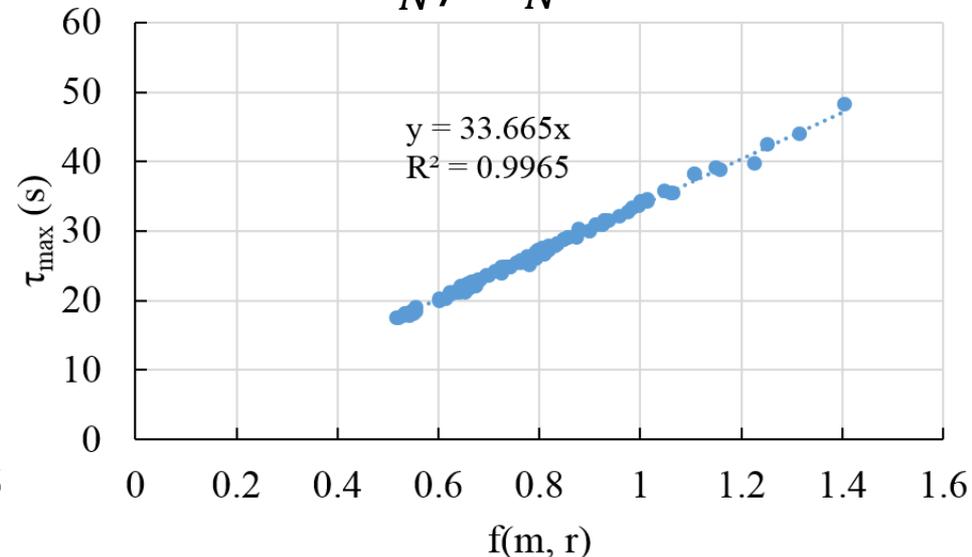
$$\tau_{\text{cool}} = \tau^* \underbrace{\left(\frac{m}{1.4M_{\odot}}\right)^2 \left(\frac{r}{10 \text{ km}}\right)^{-3}}_{f(m, r)} \frac{1}{(1-0.5\beta)\sqrt{1-2\beta}}, \quad \beta = \frac{Gm}{rc^2}$$

- ✓ シミュレーション結果は理論と良く一致する。
- ✓ $33.7 \text{ s} \leq \tau^* \leq 37.0 \text{ s}$ (effective mass の不定性)

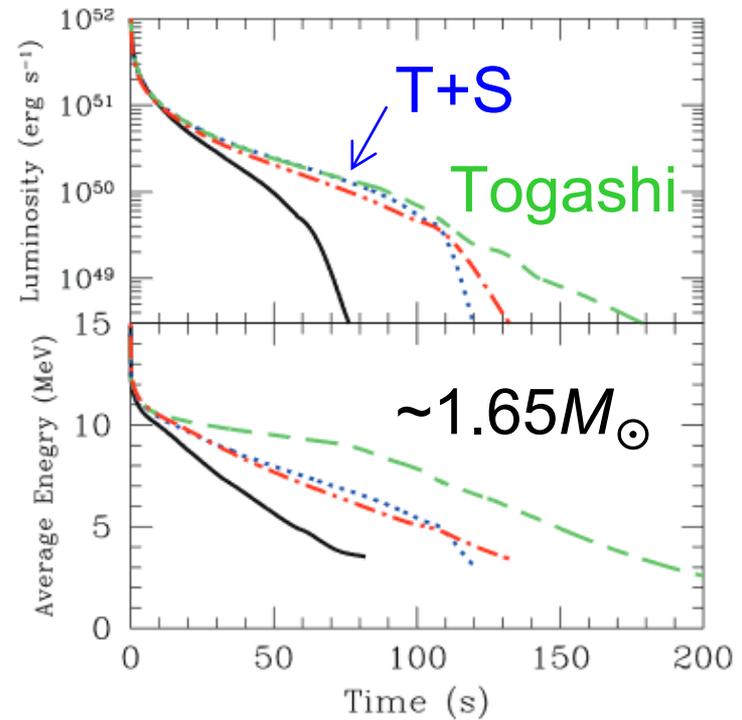
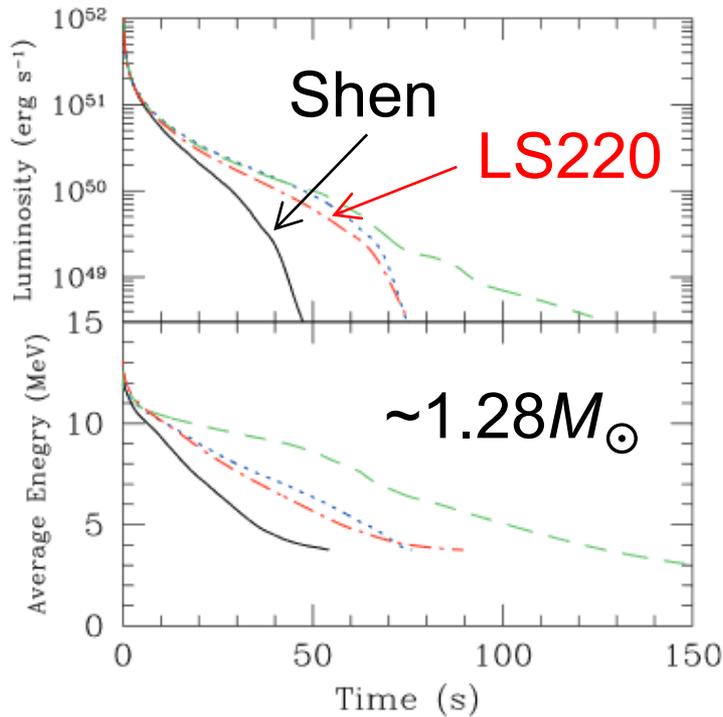
$$M_N^*/M_N = 1$$



$$M_N^*/M_N = 0.5$$



ニュートリノ光度・平均エネルギー

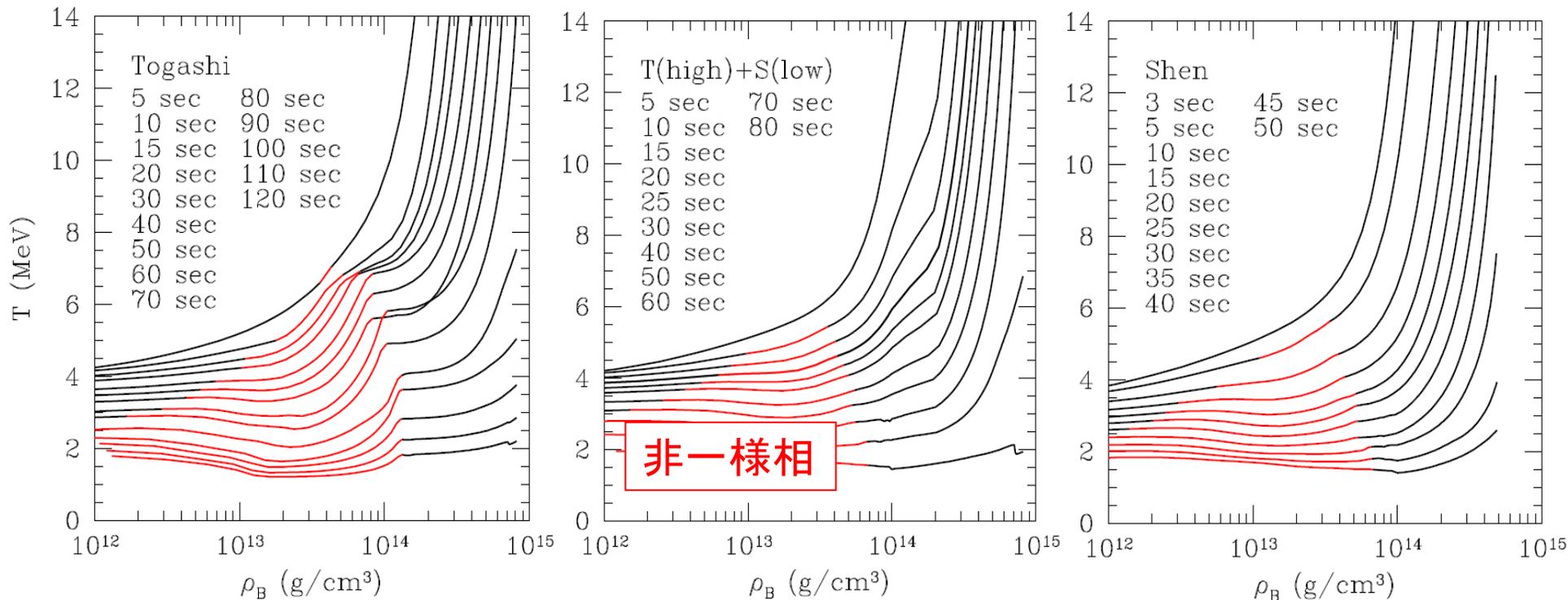


- 質量が大きいほど、また、半径が小さいほど、ニュートリノ放出のタイムスケールが長い。
- Togashi EOS は平均エネルギーが高い。
→ 低密度領域の組成の違いにより温度が高い。

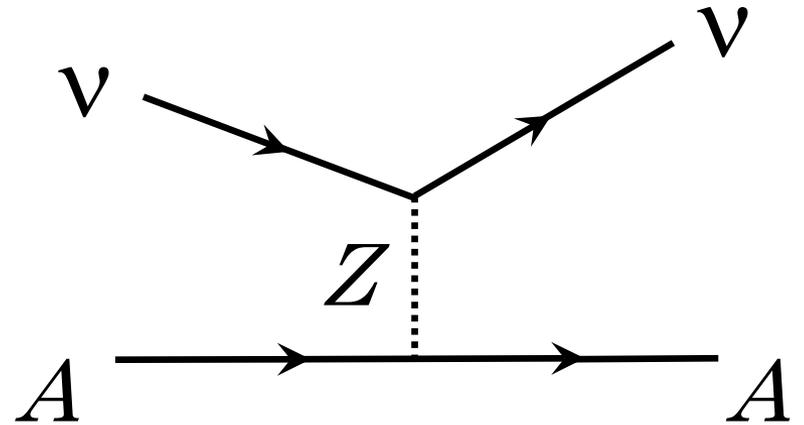
相図における非一様相の分布

- Togashi EOS では高温・高密度領域まで非一様相が広がっている。

→ 非一様相にひっかかると冷却が遅くなり、表面付近も高温のままキープされる。



非一様相で起こったこと



- コヒーレント弾性散乱

→ 原子核サイズがニュートリノ波長より十分、小さいと散乱波が干渉して断面積が上がる。

$$\sigma \sim \frac{G_F E_\nu^2}{4\pi} [N - (1 - 4 \sin^2 \theta_W)Z]^2$$

neutron rich & $1 - 4 \sin^2 \theta_W \sim 0$

$$\Rightarrow \sigma \propto A^2$$

散乱波が干渉するということ

- 散乱によりニュートリノの波数が $\vec{k} \rightarrow \vec{k}'$ となり、原子核の状態は不変とする。
→ 原子核を核子のポテンシャルの和で表す。

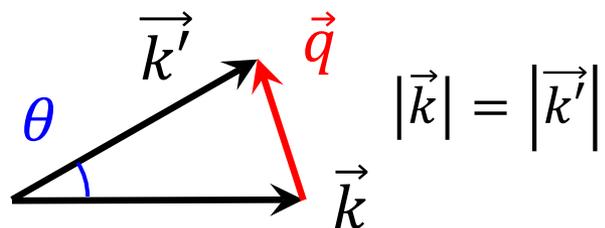
$$V(\vec{r}) = \sum_{i=1}^A v \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$$

- Fermi の黄金律: $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left| \langle \vec{k}' | V(\vec{r}) | \vec{k} \rangle \right|^2$
- ニュートリノの波動関数を平面波とすると

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left| \int \sum_{i=1}^A v e^{-i\vec{k}' \cdot \vec{r}} \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} d\vec{r}^3 \right|^2$$

続・散乱波が干渉するということ

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left| \sum_{i=1}^A v e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_i} \right|^2 = v^2 \sum_{i,j} e^{i\vec{q} \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j)}$$



$$= v^2 A + v^2 \sum_{i \neq j} e^{i\vec{q} \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j)}$$

↑ 核子1個分 ↑ 干渉項

- ニュートリノの波長: $120 \left(\frac{10 \text{ MeV}}{E_\nu} \right) \text{ fm}$

- 原子核の半径: $5.6 \left(\frac{A}{100} \right)^{1/3} \text{ fm}$

$$\rightarrow |\vec{r}_i - \vec{r}_j| \ll 1/|\vec{q}| \rightarrow e^{i\vec{q} \cdot (\vec{r}_i - \vec{r}_j)} \sim 1$$

$$\rightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega} \propto v^2 A + v^2 \frac{A(A-1)}{2} \propto A^2$$

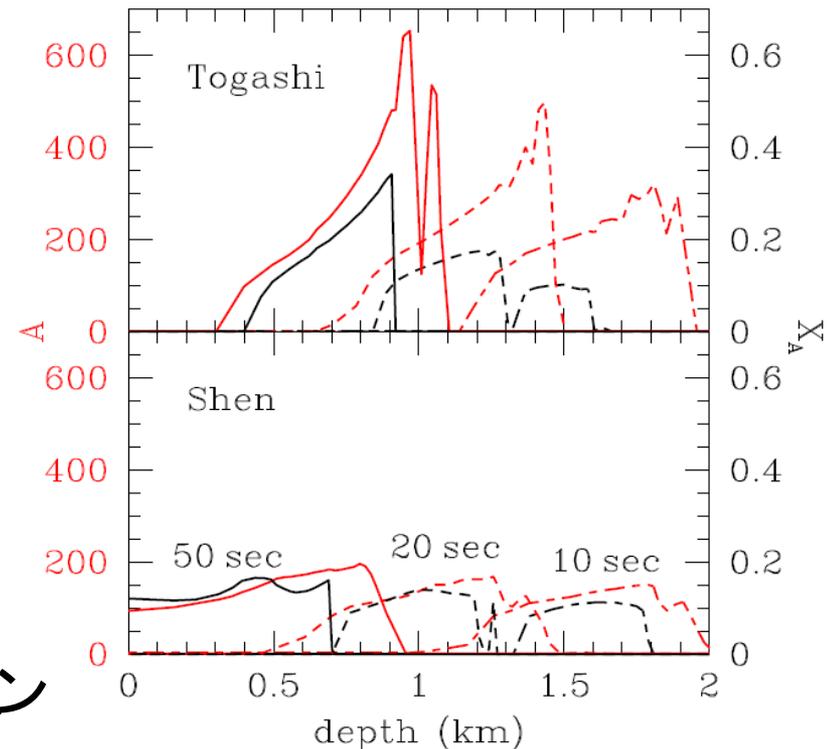
表面付近の原子核の大きさ

- Togashi EOS は非一様相が大きいだけでなく、原子核の質量数が大きい。
→ 原子核によるニュートリノ散乱のため、原始中性子星の冷却過程に影響が現れたと考えられる。

- 原子核による「保温効果」

$$\begin{cases} \sigma \propto A^2 \\ 1/\lambda \propto X_A \cdot A \end{cases}$$

A ; 原子核の質量数
 X_A ; 原子核フラクシオン

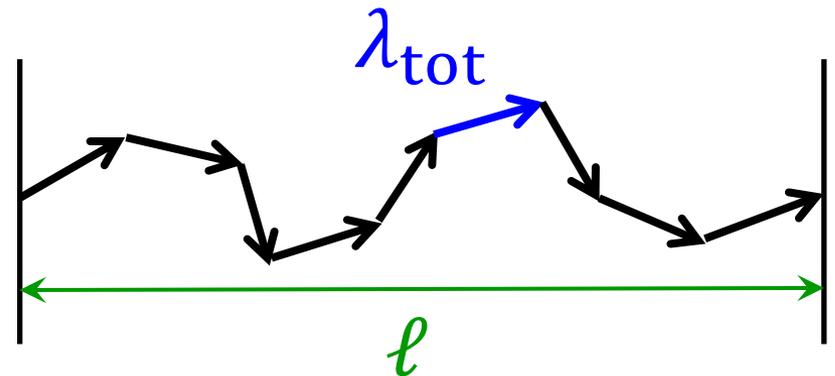


Neutrino Energy Sphere (1)

- エネルギー交換しないニュートリノ原子核散乱により、なぜ熱化が enhance されたか？
 - 全反応考慮したニュートリノ平均自由行程: λ_{tot}
 - エネルギー交換する反応のみの平均自由行程: λ_{th}
 - ニュートリノがエネルギー交換反応を1回起こすまでに進む距離: ℓ
 - その間に起こる全反応回数: N

$$\ell = \sqrt{N} \lambda_{\text{tot}}$$

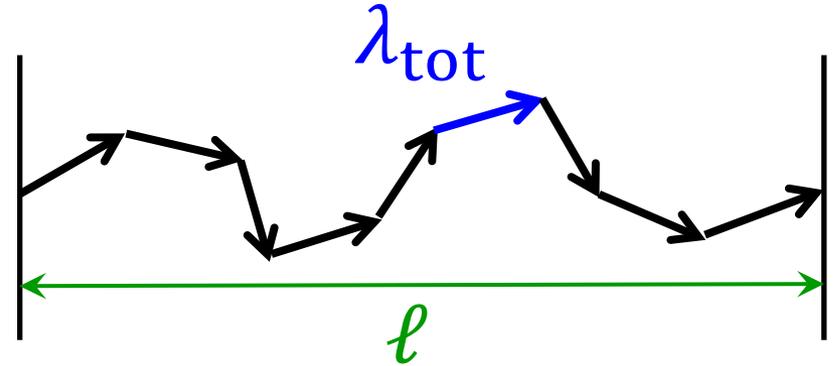
(ランダムウォーク)



Neutrino Energy Sphere (2)

$$\ell = \sqrt{N} \lambda_{\text{tot}}$$

(ランダムウォーク)



- 実際のニュートリノが移動した行程: $N \lambda_{\text{tot}}$
→ エネルギー交換する平均自由行程 λ_{th} に対応

$$N = \frac{\lambda_{\text{th}}}{\lambda_{\text{tot}}} \quad \Rightarrow \quad \ell = \sqrt{\lambda_{\text{th}} \lambda_{\text{tot}}}$$

- 熱平衡が切れる半径: R_{th}

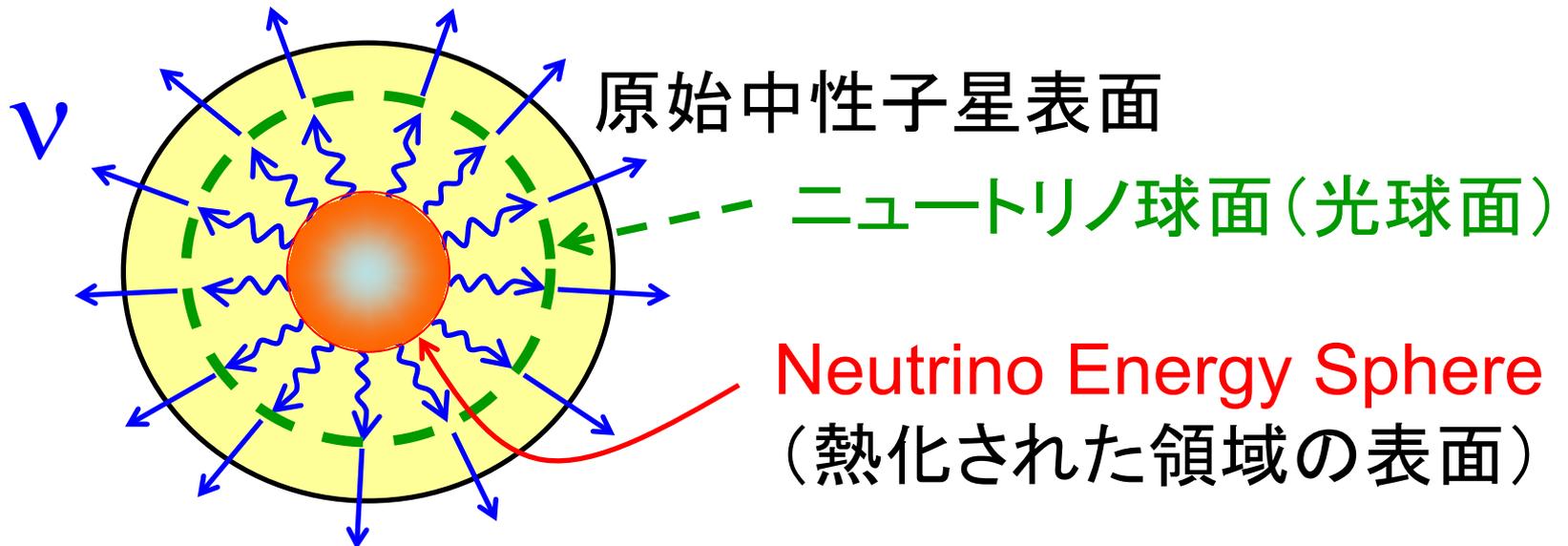
$$\int_{R_{\text{th}}}^{R_s} \frac{dr}{\ell} = \frac{2}{3} \quad \Rightarrow \quad \int_{R_{\text{th}}}^{R_s} \frac{dr}{\sqrt{\lambda_{\text{th}} \lambda_{\text{tot}}}} = \frac{2}{3}$$

Neutrino Energy Sphere (3)

- 熱平衡が切れる半径: R_{th}

$$\int_{R_{th}}^{R_s} \frac{dr}{\sqrt{\lambda_{th}\lambda_{tot}}} = \frac{2}{3}$$

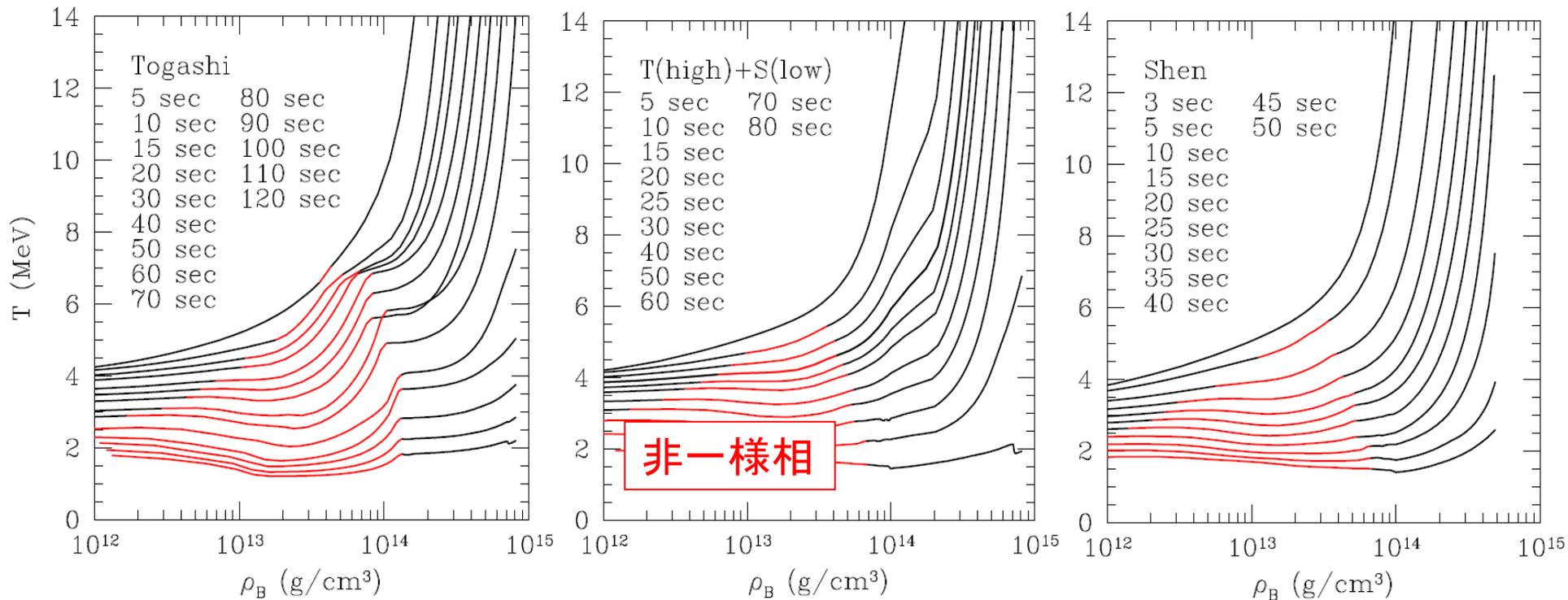
→ ニュートリノ原子核散乱により λ_{tot} が小さくなれば、熱平衡が切れる位置は、より外側に移動する。



そもそも・・・

- Togashi EOS では高温・高密度領域まで非一様相が広がっている。

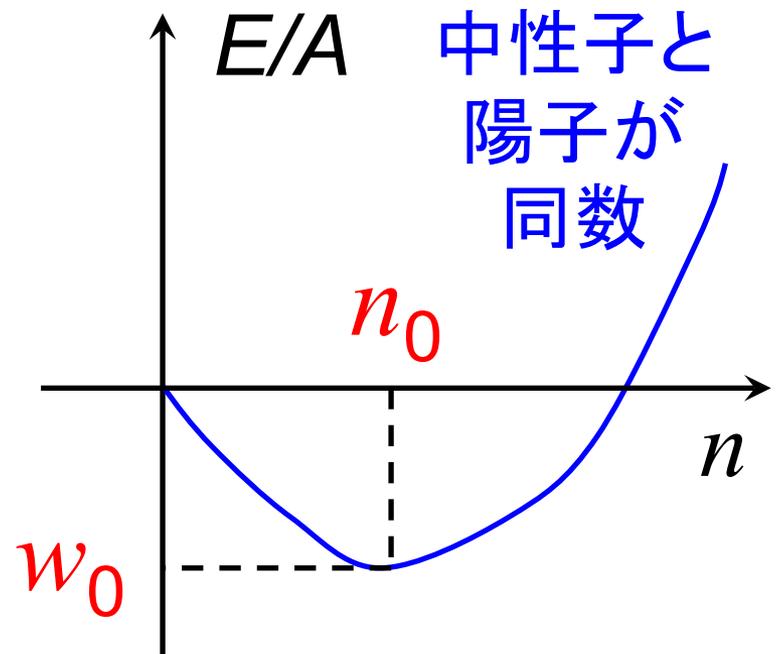
→ なぜ、Togashi EOS は非一様になりやすいのか？



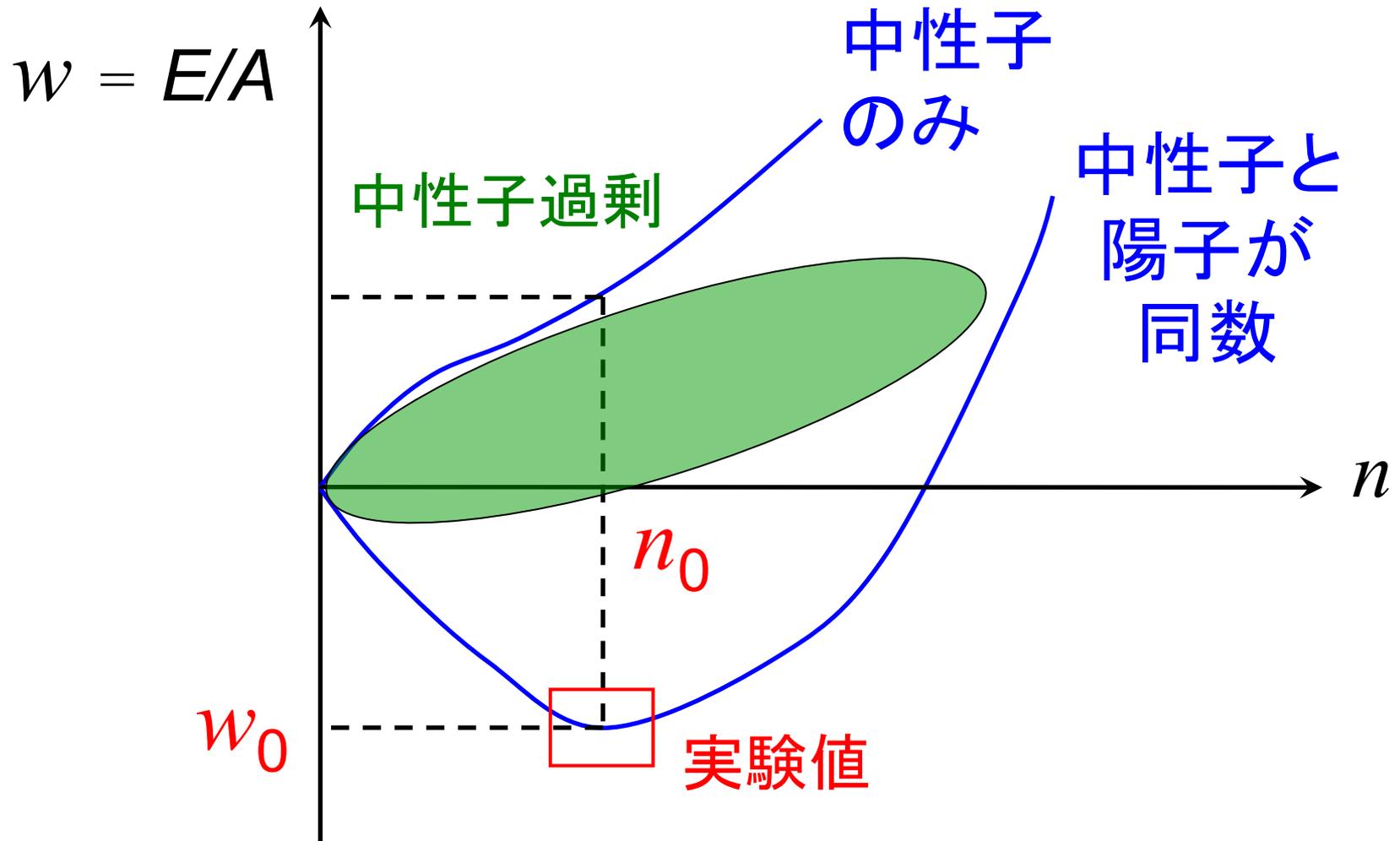
原子核物理学のおさらい

- 結合エネルギーの飽和性
 - 1核子あたりの結合エネルギーは核種によらず、ほぼ一定
- 密度の飽和性
 - 1核子の占める体積は核種によらず、ほぼ一定
- 対称エネルギー
 - 中性子と陽子が同数の核種が安定(クーロンエネルギーは除く)

一様核物質では

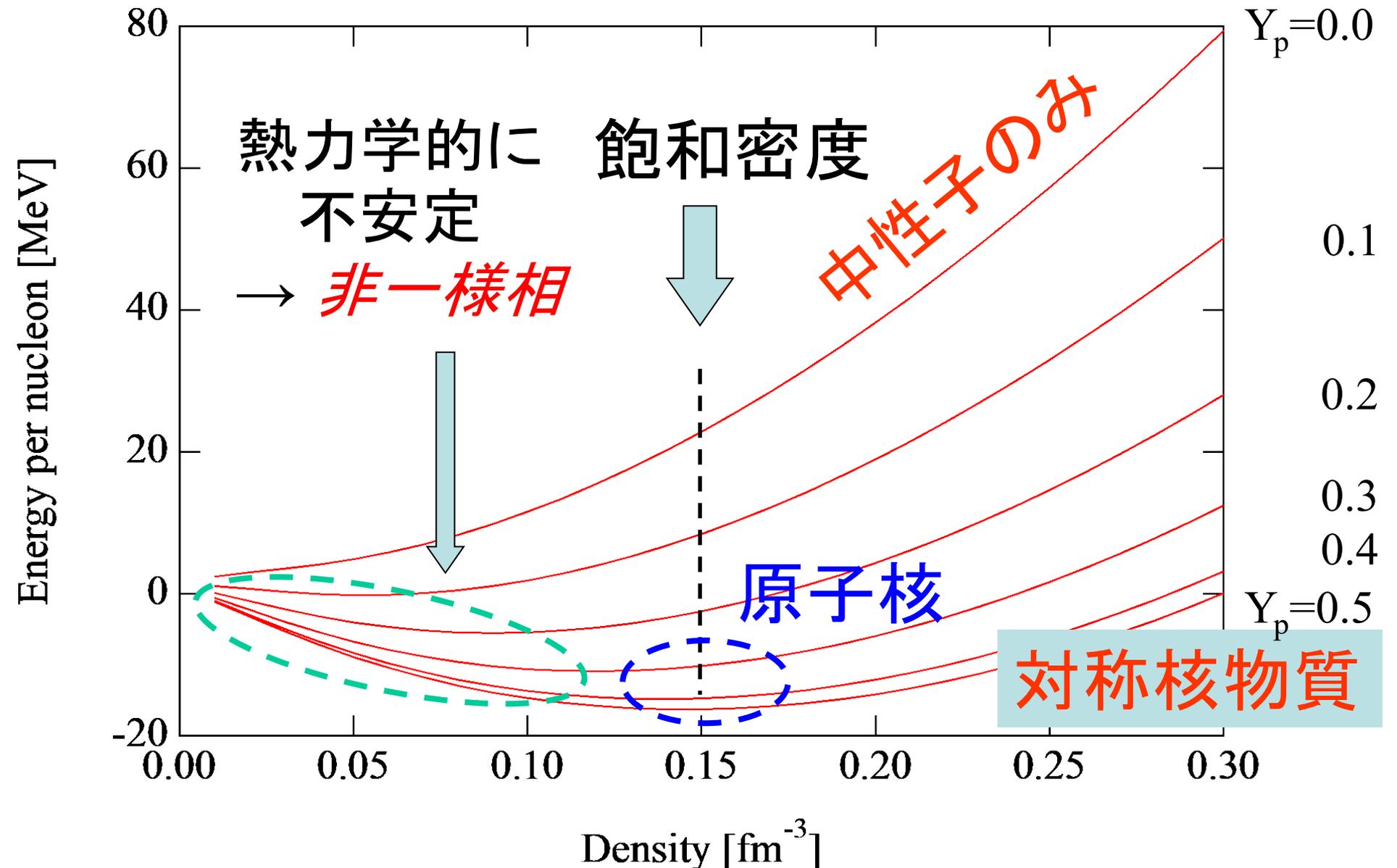


核密度付近での物質のエネルギー



- 高密度天体内部では、**中性子過剰**になる。

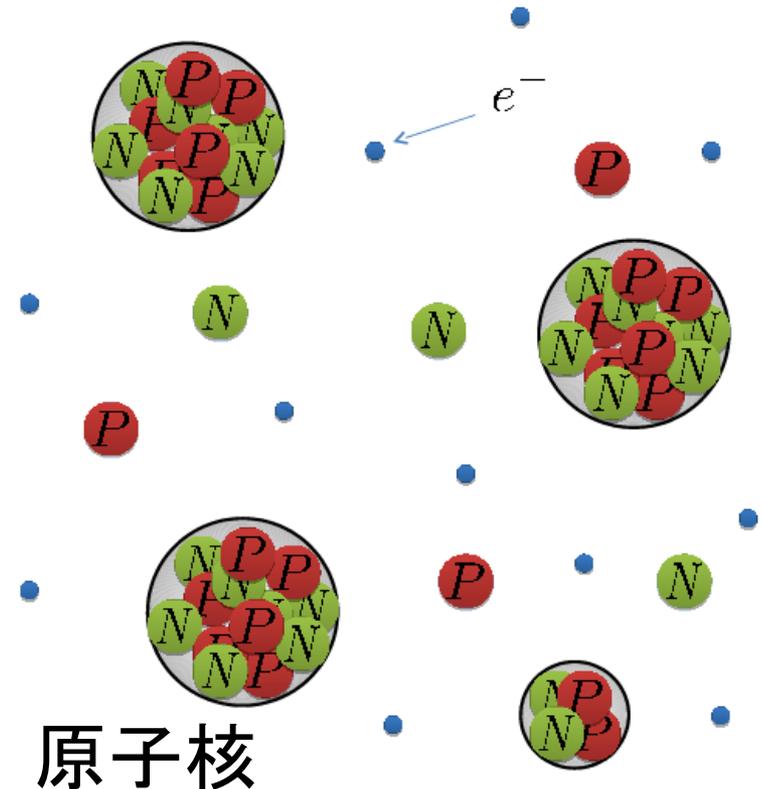
低密度領域では...



非一様相：原子核の混合

- 低温・低密度領域では、原子核が存在する。
→ 核子の数密度分布が、非一様になる。
→ **非一様相**
- 超新星物質は、原子核、中性子、陽子、電子から構成される。

Figure by Y. Takehara



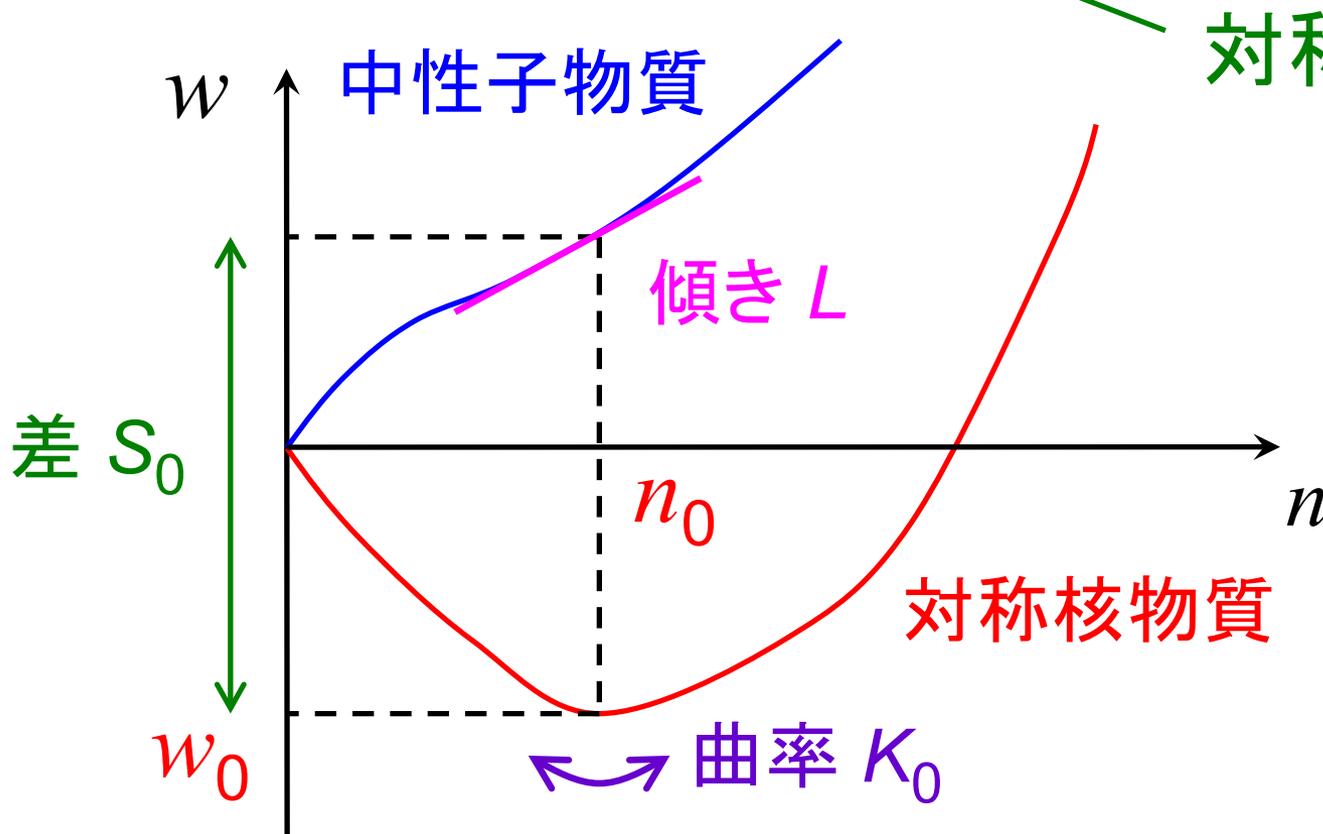
注) 自由な中性子、陽子は中性子星クラストの場合の、中性子ドリップに対応。

状態方程式パラメータ

$$w(n_b, Y_p) = w_0 + \frac{K_0}{18n_0^2}(n_b - n_0)^2 + S(n_b)(1 - 2\underline{Y_p})^2 + \dots$$

proton fraction

$$S(n_b) = S_0 + \frac{L}{3n_0}(n_b - n_0) + \dots$$



対称エネルギー

∥

中性子物質と
対称核物質の
エネルギー差

状態方程式どうしの比較

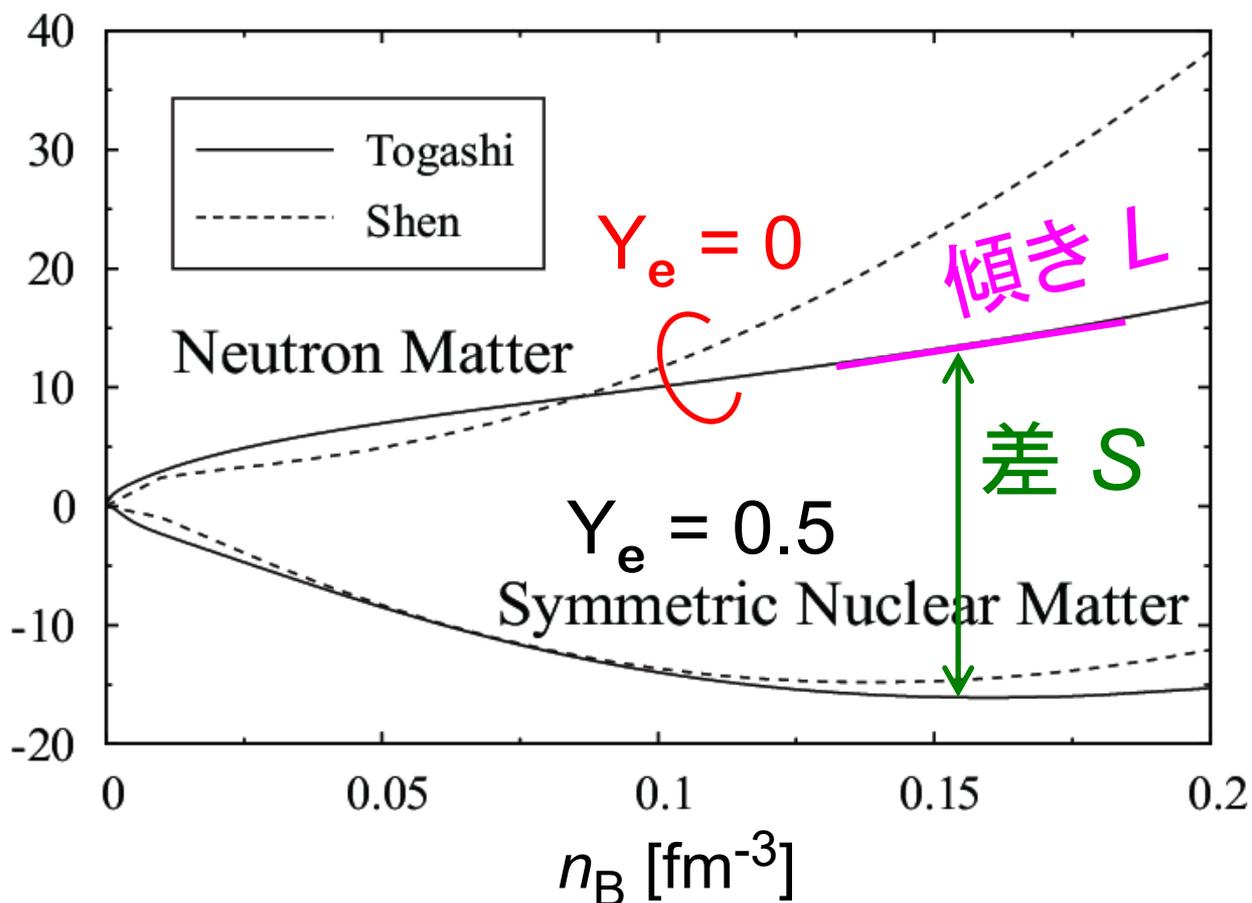
EOS	Togashi	LS220	Shen
K [MeV]	245	220	281
S_0 [MeV]	30.0	28.6	36.9
L [MeV]	35	73.8	111
ρ_0 [10^{14} g/cm ³]	2.66	2.57	2.41
w_0 [MeV]	16.1	16.0	16.3

- Togashi は Symmetry gradient, L , が小さい。
→ sub-nuclear での対称エネルギーが大きい。

一様核物質のエネルギー

- 中性子過剰な場合に差がみられる。

E/A [MeV]



Togashi EOS

$$S_0 = 30 \text{ MeV}$$

$$L = 35 \text{ MeV}$$

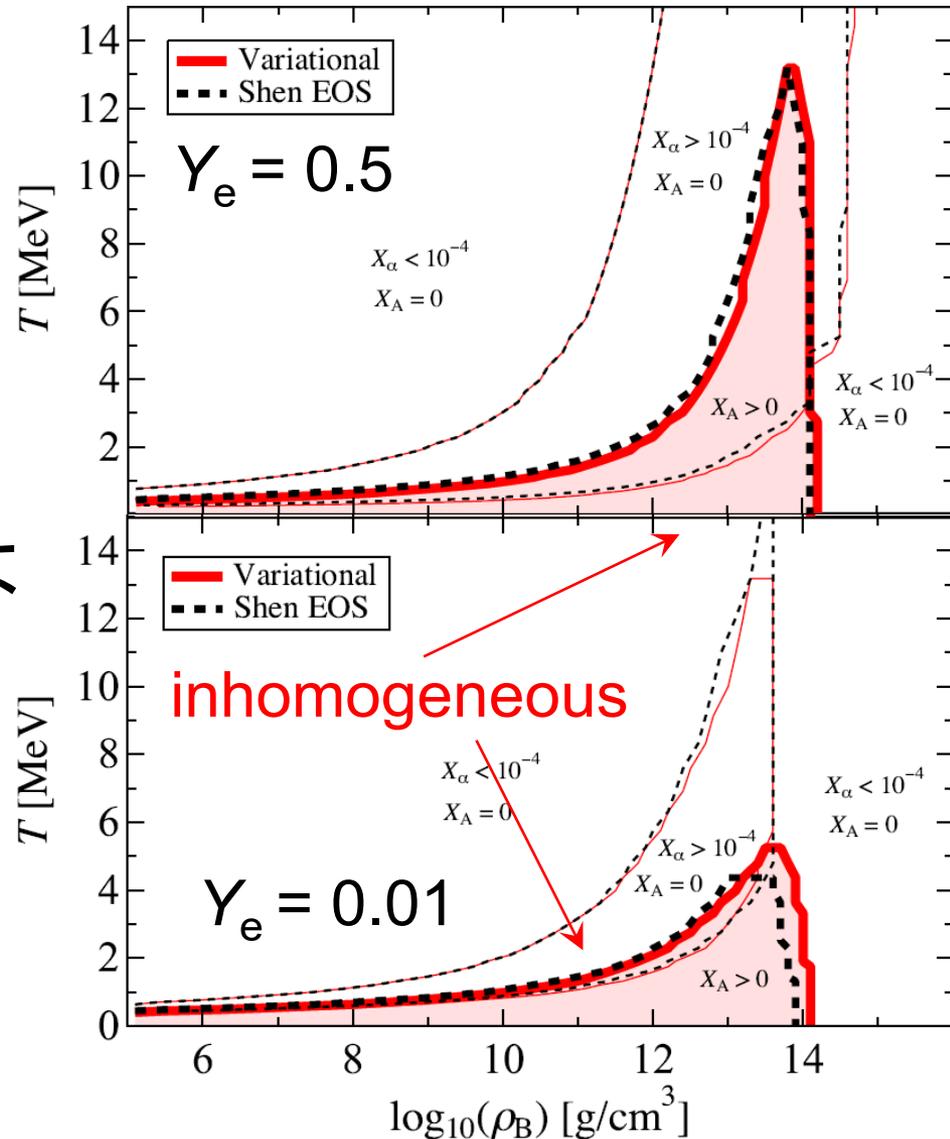
Shen EOS

$$S_0 = 37 \text{ MeV}$$

$$L = 111 \text{ MeV}$$

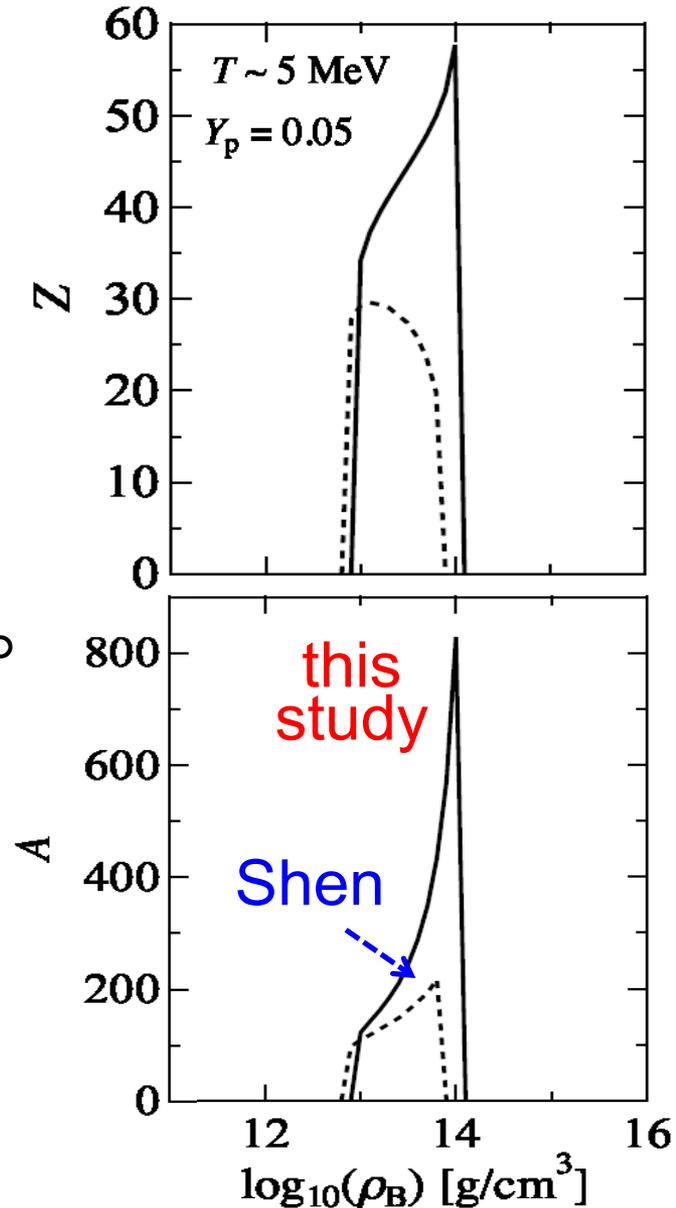
有限温度核物質の相図

- subnuclear density で 温度が数 MeV 以下の領域で、非一様相が現れる。
- 電子フラクションが低いほど、転移密度・温度は低くなる。
- 非一様領域の大きさは核物質の性質の違いも反映される。



質量数・陽子数の比較

- Shen EOS と比べて、原子核が高密度まで分布する。
→ 低密度領域で、今回の EOS は中性子過剰物質のエネルギーが高い (L の値が小さい) ため、一様物質に転移しにくい。
- Shen EOS と比べて、質量数・陽子数が大きい。
→ これも L の値が小さいことに対応。(Oyamatsu & Iida 2007)



まとめ (1)

- ニュートリノの総エネルギーが大きくなるのは、
(中性子星の場合)
 - 質量が大きい場合・半径が小さい場合
- (ブラックホールの場合)
 - 中性子星の最大質量が大きい場合
- ニュートリノの平均エネルギーが高くなるのは、
 - ブラックホールが残る場合

まとめ (2)

- 冷却時間スケール(③-2)が長くなるのは、
→ 質量が大きい場合・半径が小さい場合
- ニュートリノの平均エネルギーが高くなるのは、
→ 状態方程式の L の値が小さい場合

