

種族合成を用いた超新星背景ニュートリノ評価に向けた試み

東京理科大学理工学部 鈴木英之

2022.1.6 第8回超新星ニュートリノ研究会(早稲田大学)

加藤ちなみ、太田、石塚、小川、萩、本間

超新星背景ニュートリノ

過去の超新星で放出されたニュートリノが、宇宙膨張により赤方偏移しながら、宇宙空間を(ほぼ)一様に満たしているはず。

- 超新星発生率
- 個々の超新星で放出されるニュートリノのエネルギースペクトル
- 宇宙膨張則

⇒ 現在の超新星背景ニュートリノエネルギースペクトル

星によって、放出される超新星ニュートリノの量、スペクトルは異なる。
(初期)質量 M 、金属量 Z によって、コアの密度分布などが異なる。

$$\Rightarrow \frac{dN_\nu(\varepsilon'_\nu, M, Z)}{d\varepsilon'_\nu}$$

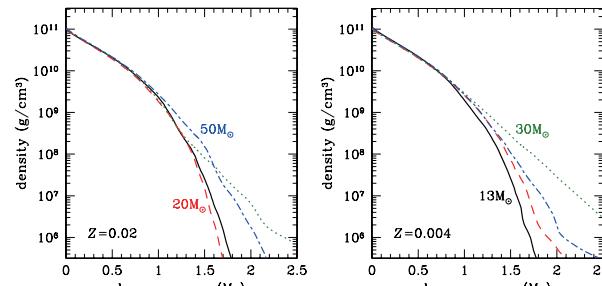


Figure 4. Density profiles at times with the central density of $10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ for progenitor models with metallicity $Z = 0.02$ (left panel) and 0.004 (right panel). In both panels, solid, dashed, dotted, and dot-dashed lines correspond to the models with initial mass $M_{\text{init}} = 13 M_\odot, 20 M_\odot, 30 M_\odot$, and $50 M_\odot$, respectively. (A color version of this figure is available in the online journal.)

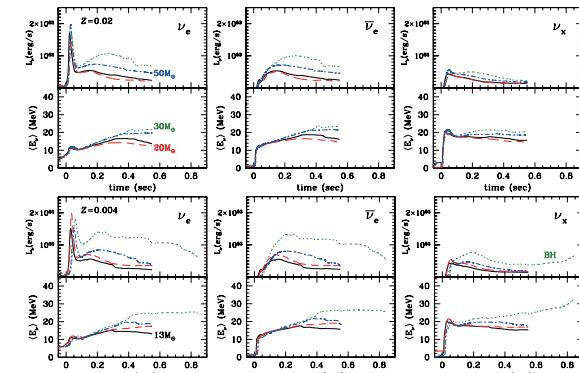


Figure 12. Illumination energy and average energies of the three neutrino species as a function of time after the bounce for 1D simulations. The panels correspond, from left to right, to ν_e , $\bar{\nu}_e$, and ν_x ($= \nu_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$). The results for the models with metallicity $Z = 0.02$ are shown in the top panels, and those for the models with $Z = 0.004$ are shown in the bottom panels. In all panels, solid, dashed, dotted, and dot-dashed lines correspond to the models with initial mass $M_{\text{init}} = 13 M_\odot, 20 M_\odot, 30 M_\odot$, and $50 M_\odot$, respectively. "BH" means a black-hole-forming model with $M_{\text{init}} = 30 M_\odot$ and $Z = 0.004$; its end point corresponds to the moment of black hole formation.

M, Z が異なる星の密度分布とニュートリノ放出 : Nakazato *et al.*, 2013

現在の超新星背景ニュートリノのエネルギースペクトル

$$\begin{aligned}
\frac{dF_\nu(\varepsilon_\nu, t_0)}{d\varepsilon_\nu} &= c \int_0^{t_0} \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \int_0^{Z_{\max}} \frac{d^2 R_{\text{CC}}(z, M, Z)}{dM dZ} dZ dM \frac{dN_\nu(\varepsilon'_\nu, M, Z)}{d\varepsilon'_\nu} \frac{d\varepsilon'_\nu}{d\varepsilon_\nu} dt \\
dt &= -\frac{dz}{(1+z)H(z)}, \quad d\varepsilon'_\nu = (1+z)d\varepsilon_\nu \\
&= c \int_0^{z_{\max}} \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \int_0^{Z_{\max}} \frac{d^2 R_{\text{CC}}(z, M, Z)}{dM dZ} \frac{dN_\nu(\varepsilon'_\nu, M, Z)}{d\varepsilon'_\nu} dZ dM \frac{dz}{H(z)} \\
H(z) &= \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda} H_0
\end{aligned}$$

SK and KamLAND results

K. Abe *et al.*, '21 and S. Abe *et al.*, '21

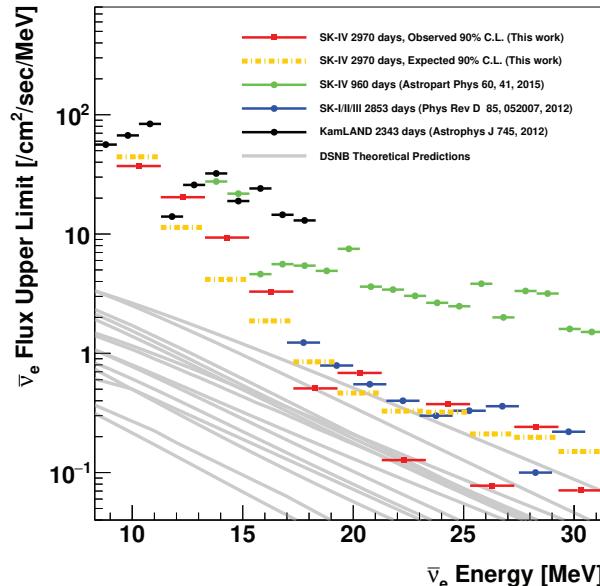


FIG. 25. The 90% C.L. expected and observed upper limits on the extraterrestrial electron antineutrino flux from the present work, in comparison with previously published results from SK [22, 23] and KamLAND [24] and DSNB theoretical predictions from Fig. 1 (in gray). The upper limit from Ref. [22] (blue) has been derived in Ref. [23].

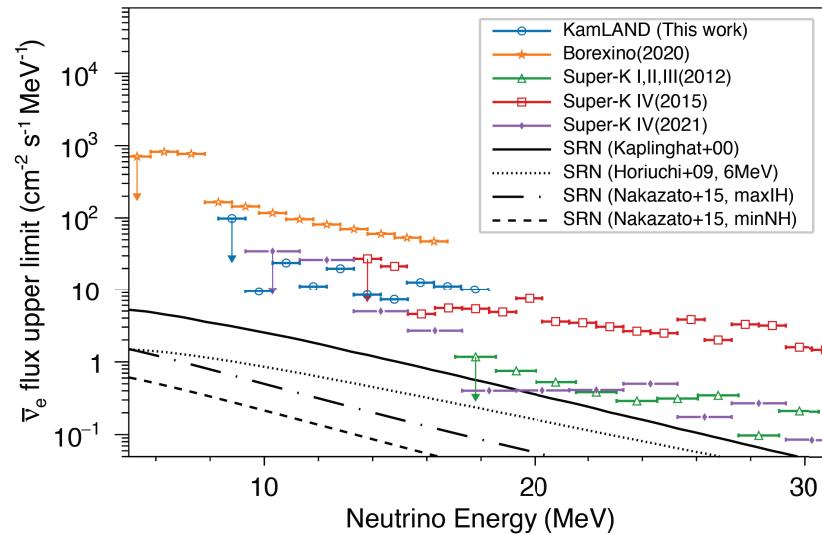


Figure 8: Model-independent upper limits on the $\bar{\nu}_e$ flux (at 90% CL). This work is compared to Borexino (Agostini *et al.*, 2021) in the case including atmospheric neutrino background, Super-K I/II/III (Bays *et al.*, 2012), Super-K IV (Zhang *et al.*, 2015), and Super-K IV (Giampaolo, 2021). The black lines show different theoretical SRN fluxes.

Nakazato *et al.*, 2015:

- BH 形成イベントは超新星背景ニュートリノの高エネルギー部分に寄与し、状態方程式の影響も大きい。
- 金属量進化は、BH 形成イベントの割合を通して、高エネルギー部分に影響する。
- 過去ほど星形成率の不定性が大きいので、赤方偏移した低エネルギー部分の不定性が大きい。

A. Priya and C. Lunardini, 2017:

- Garching グループの超新星シミュレーション結果を使った評価、BH になるケースの条件を変えてみた。金属量の進化は考慮していない。

Horiuchi *et al.*, 2017:

- BH 形成と NS 形成イベントを分けるパラメーターとしての $\xi_M \propto M/R(M)$ を変化させて、SRN への影響を調べた。

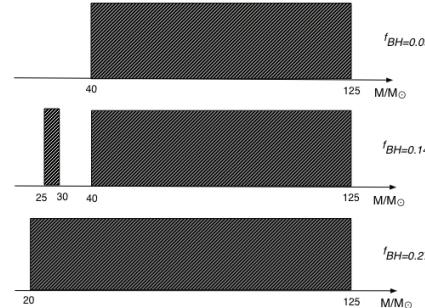


Figure 1: Different scenarios for the intervals of progenitor mass where direct black hole formation can be expected (shaded areas). The legend shows the corresponding fractions of BHFC, f_{BH} .

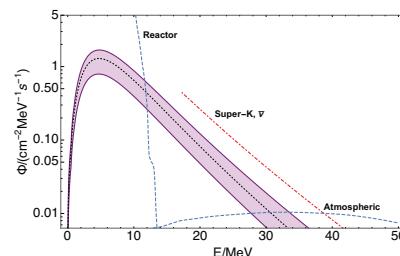


Figure 5: Summary: the Diffuse Supernova Neutrino Background (total of neutron-star-forming- and black-hole-forming- collapses), for $\bar{p} = 0.68$, with uncertainties due to astrophysical inputs and to the fraction of black hole-forming collapses (shaded area). Shown is the predicted flux for the Fiducial (dotted line), Low and High cases (solid lines), as in Table 2. Background $\bar{\nu}_e$ fluxes are shown as dashed lines: from nuclear reactors at lower energy (taken from [51]) and from the atmosphere at higher energy [52], for the Kamioka site. For comparison, we also show a signal flux (dot-dashed line, same spectrum as the Fiducial case) that would saturate the current Super-Kamiokande upper bound [6] (see text).

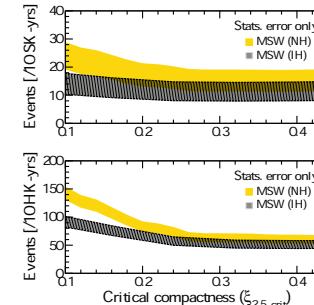


Figure 8: The same as Figure 7, but showing the predictions for MSW mixing implementation for 10 yr in SK (22.5 kton inner volume, top panel) and 10 yr in HK (374 kton inner volume, bottom panel), with each bar width reflecting the statistical square-root N error only, adopting the predictions using the WHWW02 suite of progenitors and assuming v_x shape parameter of 3.0. In all predictions, small critical compactness leads to more massive stars collapsing to black holes, thereby increasing the DSNB event rate. Apart from a simple normalization, slight differences appear between the SK and HK dependences on $\xi_{2.5, \text{cm}}$, due to the different detection threshold.

- parametrized 1D SNE simulations (with central neutrino engine) for > 200 progenitors.
- Parameters: strength of central neutrino engine, critical PNS mass for BH formation
- 連星系における質量損失は、超新星背景ニュートリノフラックスを減らすことを示した。

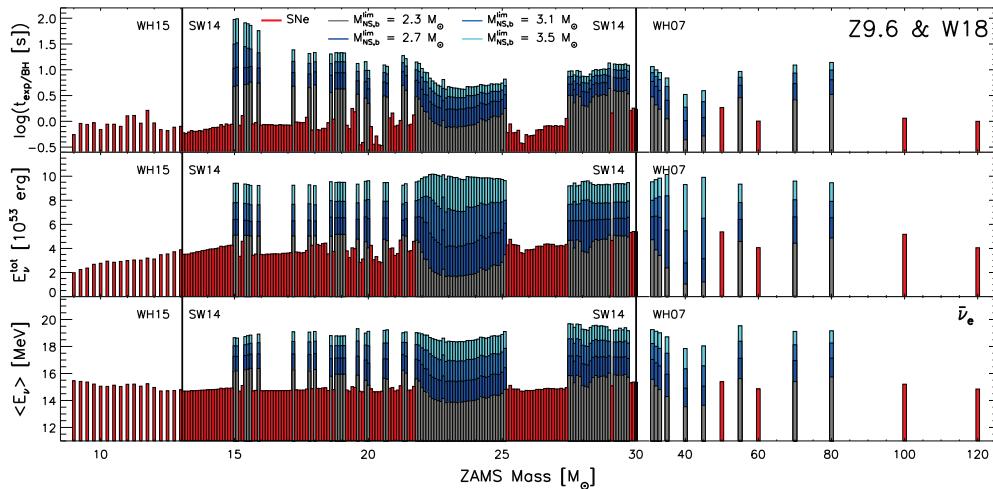


Figure 2. Landscape of SN and BH-formation cases for the combined progenitor sets of WH15, SW14, and WH07, simulated with the neutrino engine model of Z9.6 & W18. From top to bottom: time of explosion or BH formation, total energy radiated in all species of neutrinos, and mean energy of electron antineutrinos versus ZAMS mass of the progenitors. Note the logarithmic scale in the top panel. Red bars indicate successful SN explosions and fallback SNe, while the outcomes of BH-forming, failed SNe are shown for our different cases of baryonic NS mass limits in gray ($2.3 M_{\odot}$), dark blue ($2.7 M_{\odot}$), light blue ($3.1 M_{\odot}$), and cyan ($3.5 M_{\odot}$). The outcome of the ECSN by Hüdepohl *et al.* (2010) is not shown in the figure, but discussed in the main text.

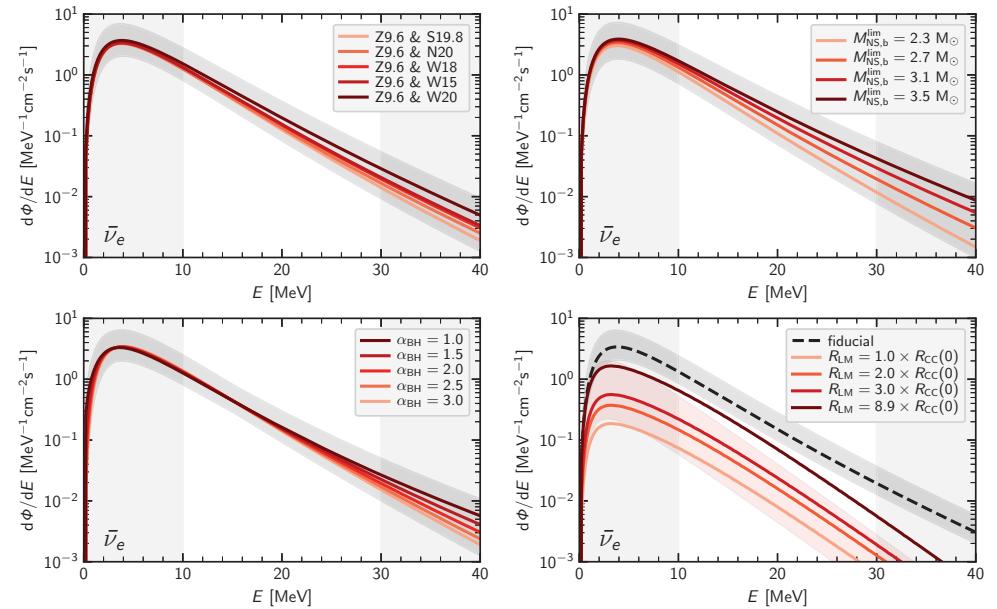


Figure 5. Parameter dependence of the DSNB flux spectrum, $d\Phi/dE$, for the case of electron antineutrinos. In the different panels the engine models (upper left panel), the NS mass limit for BH formation (upper right panel), and the instantaneous spectral-shape parameter, α_{BH} , of the time-dependent neutrino emission from BH-formation events (lower left panel) are varied, while keeping all other parameters at their reference values (Z9.6 & W18; $M_{NS,b}^{lim} = 2.7 M_{\odot}$; best-fit α , i.e. $\alpha = 3.5$ for SNe with $M_{NS,b} \leq 1.6 M_{\odot}$, $\alpha = 3.0$ for those with $M_{NS,b} > 1.6 M_{\odot}$, and $\alpha_{BH} = 2.0$ for failed SNe; see Section 4). In the lower right panel, the additional contribution from low-mass (LM) NS-forming events is shown for different constant rate densities R_{LM} . For comparison, the pale red band marks the LM flux for an evolving rate instead (see main text for details). Our fiducial model with $R_{LM} = 0$ is plotted as dashed line. In each panel, a gray shaded band indicates the uncertainty arising from the cosmic core-collapse rate (corresponding to the $\pm 1\sigma$ upper and lower limits to the SFH of Mathews *et al.* 2014). As in Figure 3, vertical bands frame the approximate detection window.

- 種族計算による CO コアの情報と放出される超新星ニュートリノを関連付ける必要がある。
→ 1D,2D simulations for 20progenitors, compactness $\xi_M \propto M/R(M)$
- 軽い星の合体で重力崩壊する星が増える効果と、重い星の合体で重力崩壊する星が減る効果はほぼ相殺するが、連星系の合体時に軌道角運動量が自転角運動量になり、物質混合によるコア質量の増加することで、超新星背景ニュートリノが増える。

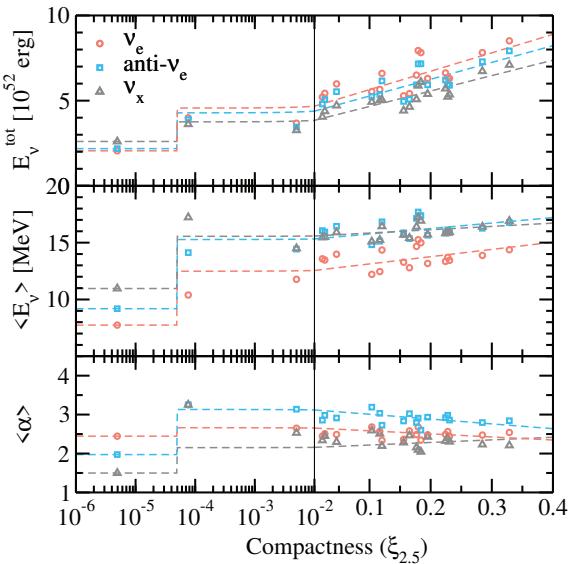


FIG. 5. Time-integrated neutrino spectral parameters: total neutrino energetic (top panel), mean energy (middle panel), and pinching parameter (bottom panel), shown separately for ν_e (red circles), $\bar{\nu}_e$ (blue squares), and ν_x (gray triangles). These are based on the 2D simulations of S16 augmented by simulations of a $9.6M_\odot$ star and a $8.8M_\odot$ ONeMg star. Note the axis change between the left and right, in logarithmic and linear, respectively. The dashed lines indicate our phenomenological fits through the simulations.

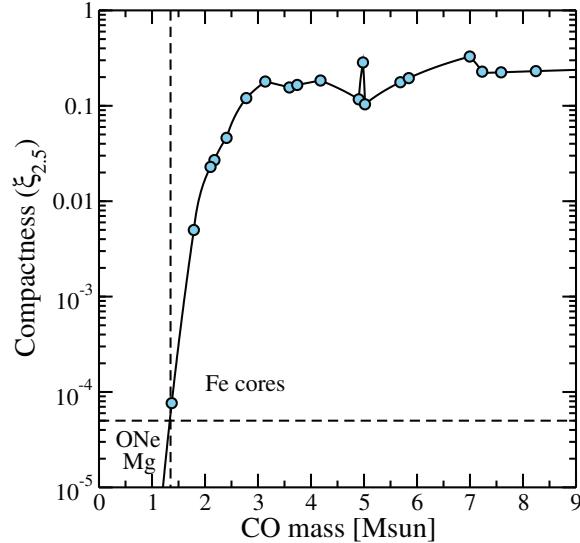


FIG. 6. The core compactness (defined by $M = 2.5M_\odot$) at moment of core-collapse, as a function of the CO core mass. The dashed lines separate the ONeMg regime and the Fe core regime in both compactness and CO mass planes.

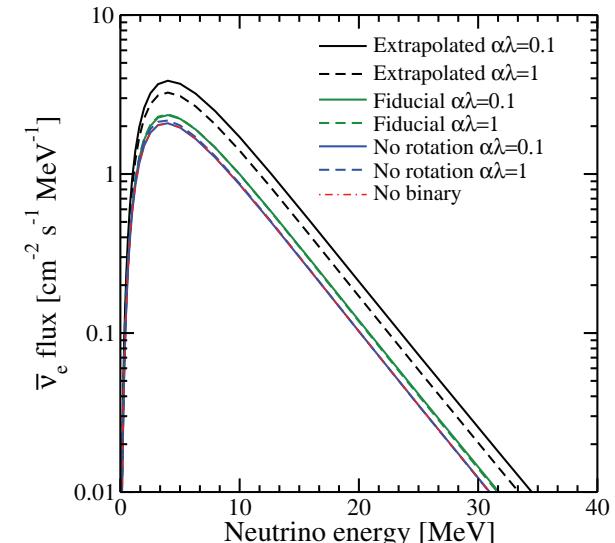


FIG. 7. The predicted DSNB flux of $\bar{\nu}_e$ for NH, for 6 different binary population synthesis models, compared with a single stellar evolution model. The binary population synthesis models include different treatments for the post-merger rapidly rotating stars and different CE modeling. We find that the minimal estimate, which neglects post-merger rotation effects (blue solid and dashed), yields a DSNB flux indistinguishable from a single stellar evolution model (red dot-dashed), while our fiducial scheme (green solid and dashed) and the extrapolated scheme (black solid and dashed) yield higher DSNB fluxes.

種族合成計算: Population synthesis のおおまかな流れ

単独星: 0歳主系列星 (ZAMS) の質量 M_{ZAMS} 、金属量 Z 、年齢 t の関数として、質量 M 、半径 R 、光度 L 、He コアの質量 M_{He} 、半径 R_{He} 、CO コアの質量 M_{CO} 、半径 R_{CO} を評価する計算式

← 質量損失を考慮した進化計算結果などを fitting/interpolation

重い星は CO コアができた後、(宇宙史的には) すぐに重力崩壊するので、鉄コアの形成までは扱わるのが普通

連星系: 初期質量 (M_1, M_2)、金属量 (Z)、星間距離 (a)、離心率 (e)

$\Rightarrow M_i(t), R_i(t), L_i(t), M_{\text{He},i}(t), R_{\text{He},i}(t), M_{\text{CO},i}(t), R_{\text{CO},i}(t), a(t), e(t)$

- 途中、各星の核燃焼などを考慮した進化計算は行わず、単独星の種族合成計算などを利用する。
- 質量交換や合体により単独星と質量が異なるときは、様々なモデル化で評価
 - L はコアの質量、半径は外層の質量に依存
 - 燃焼段階の寿命に対する相対的な経過時間を使って、違う年齢の単独星モデルにマッピング
- Roche lobe overflow による安定的な質量交換か、共通外層 (Common Envelope) フェイズを経て、近接連星になるか合体 (merge) するか
Roche lobe 半径と星の半径、質量変化に伴うそれぞれの半径の変化率などを比較して分岐。共通外層の中でコアが軌道運動のどれだけのエネルギーを失う (外層に与える) かをパラメーターで与え、共通外層相終了時の a, M_i, R_i を評価、 $a < R_1 + R_2$ なら合体するとみなす。

さまざまな単独星、連星の集合体としての銀河を考える。

典型的な分布としては

- 初期質量分布 Initial Mass Function (IMF):
 M や M_1 の分布は Salpeter 型 $M^\alpha (\alpha = -2.35)$
- 連星の初期質量比 $q \equiv M_2/M_1$ は 0.1-1.0 で flat (一様分布)
- 連星間の初期距離 a は $a_{\min} - a_{\max}$ で log flat
- 連星軌道の初期離心率 e は thermal 分布 (確率 $\propto e$)

など

星形成率 SFR、金属量 Z の時間変化も考慮して、現在までを計算する。

連星の割合、IMF なども Z に依存するかもしれない。位置依存性もあり得るが、第一段階では考慮しない。

超新星背景ニュートリノへの応用

- $M_{\text{He}}, R_{\text{He}}, M_{\text{CO}}, R_{\text{CO}}$ などから、超新星ニュートリノの放出量を評価したい Horiuchi らは、恒星進化計算による M_{CO} と $\xi_{2.5}$ の関係と、1D,2D の超新星爆発シミュレーションによる $\xi_{2.5}$ と超新星ニュートリノの対応関係を利用。今回、別の手法として、コアの重力崩壊の Müller による一次元モデル化の利用を検討中。

$M_{\text{He}}, R_{\text{He}}, M_{\text{CO}}, R_{\text{CO}}$ などの情報から、超新星ニュートリノの情報 ($E_\nu = \int L_\nu dt, \langle \varepsilon_\nu \rangle$ 、できれば $\frac{dN_\nu(\varepsilon_\nu)}{d\varepsilon_\nu}$) を得る手法が必要。

- そもそも種族合成計算コードの中には、 $M_{\text{CO}}, R_{\text{CO}}$ を計算しないものもある。

検討中の別のアプローチ：重い星の重力崩壊の Müller 方式一次元モデル化

重力崩壊開始時の星の構造データ $\Rightarrow E_{\text{exp}}, E_{\nu}, M_{\text{remnant}}, M_{\text{Ni}}, \dots$

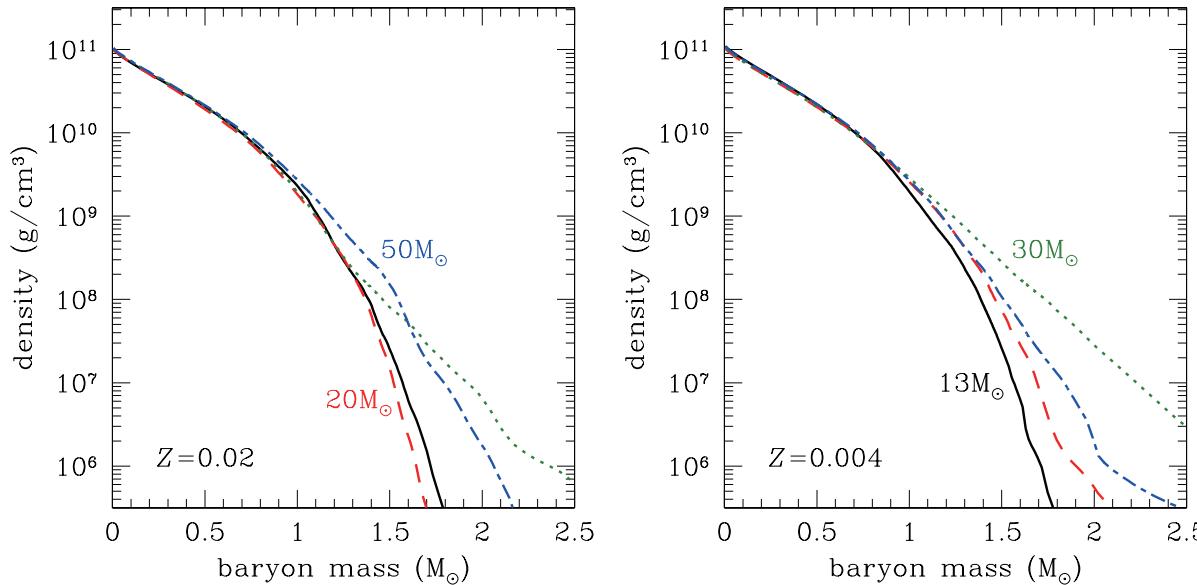


Figure 4. Density profiles at times with the central density of $10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ for progenitor models with metallicity $Z = 0.02$ (left panel) and 0.004 (right panel). In both panels, solid, dashed, dotted, and dot-dashed lines correspond to the models with initial mass $M_{\text{init}} = 13 M_{\odot}, 20 M_{\odot}, 30 M_{\odot}$, and $50 M_{\odot}$, respectively.

(A color version of this figure is available in the online journal.)

Nakazato+’13

構造データ $\rho(M), r(M)$ から種々の量を評価する流れ

$$\text{平均密度 } \bar{\rho} = \frac{3M}{4\pi r^3}, \text{ 落下時間 } t = \sqrt{\frac{\pi}{4G\bar{\rho}}}$$

中心 ($M = 0$) から外にデータを見ていくことが、時間 $t(M)$ 発展に対応している。

$$\text{質量降着率 } \dot{M}(t) = \frac{2M}{t} \frac{\rho}{\bar{\rho} - \rho}$$

$$\text{ゲイン半径 } r_g = \sqrt[3]{r_1^3 \left(\frac{\dot{M}}{1 M_{\odot} \text{s}^{-1}} \right) \left(\frac{M}{1 M_{\odot}} \right)^{-3} + r_0^3}$$

$$\text{質量降着に伴うニュートリノ光度 } L_{\text{acc}} = \zeta \frac{GM\dot{M}}{r_g}$$

$$\text{原始中性子星の結合エネルギー } E_{\text{bind}} = 0.084 M_{\odot} c^2 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^2$$

$$\text{原始中性子星からの拡散してくるニュートリノ光度 } L_{\text{diff}} = \frac{0.3}{\tau_{\text{cool}}} E_{\text{bind}} e^{-t/\tau_{\text{cool}}}$$

$$\text{重力赤方偏移 } \alpha = \sqrt{1 - \frac{2GM}{r_{\text{PNS}}c^2}}, \quad r_{\text{PNS}} = \frac{5}{7}r_g$$

$$\text{停滯している衝撃波半径 } r_{\text{sh}} = k_{\text{sh}} L_{\nu}^{4/9} M^{5/9} r_g^{16/9} \dot{M}^{-2/3} \alpha^{4/3}$$

$$\text{ゲイン領域移流時間 } \tau_{\text{adv}} = k_{\text{adv}} r_{\text{sh}}^{3/2} M^{-1/2} \ln \frac{r_{\text{sh}}}{r_g}$$

$$\text{吹き飛ぶのに受けとるべきエネルギー } e_g = \frac{3}{4} \epsilon_{\text{diss}} + \frac{GM}{4 \max(r_{\text{sh}}, r_g)}$$

$$\text{吹き飛ぶのに必要なニュートリノ加熱時間 } \tau_{\text{heat}} = k_{\text{heat}} e_g r_g^2 L_{\nu}^{-1} \alpha^{-3} M^{-2}$$

$\tau_{\text{adv}} > \tau_{\text{heat}}$ になつたら、衝撃波が復活したとみなす。

$$\text{復活後の衝撃波速度 } v_{\text{sh}} = 0.794 \left(\frac{E_{\text{imm}}}{M - M_{\text{ini}}} \right)^{1/2} \left(\frac{M - M_{\text{ini}}}{\rho r^3} \right)^{0.19}$$

衝撃波のエネルギー E_{imm} は L_{ν} によるニュートリノ加熱量と、各殻の重力結合エネルギーと核燃焼で出てくるエネルギーを積分して求める。その際、多次元効果として落下していく物質と外向きに向かう物質の割合をパラメーターで指定する。

衝撃波の速度から温度を見積り、核燃焼で酸素ができるか、ケイ素ができるか、ニッケルが出来るかをきめて、放出される核エネルギーを評価する。

Müller らによる親星の密度構造から重力崩壊後の振る舞いを評価する球対称モデル

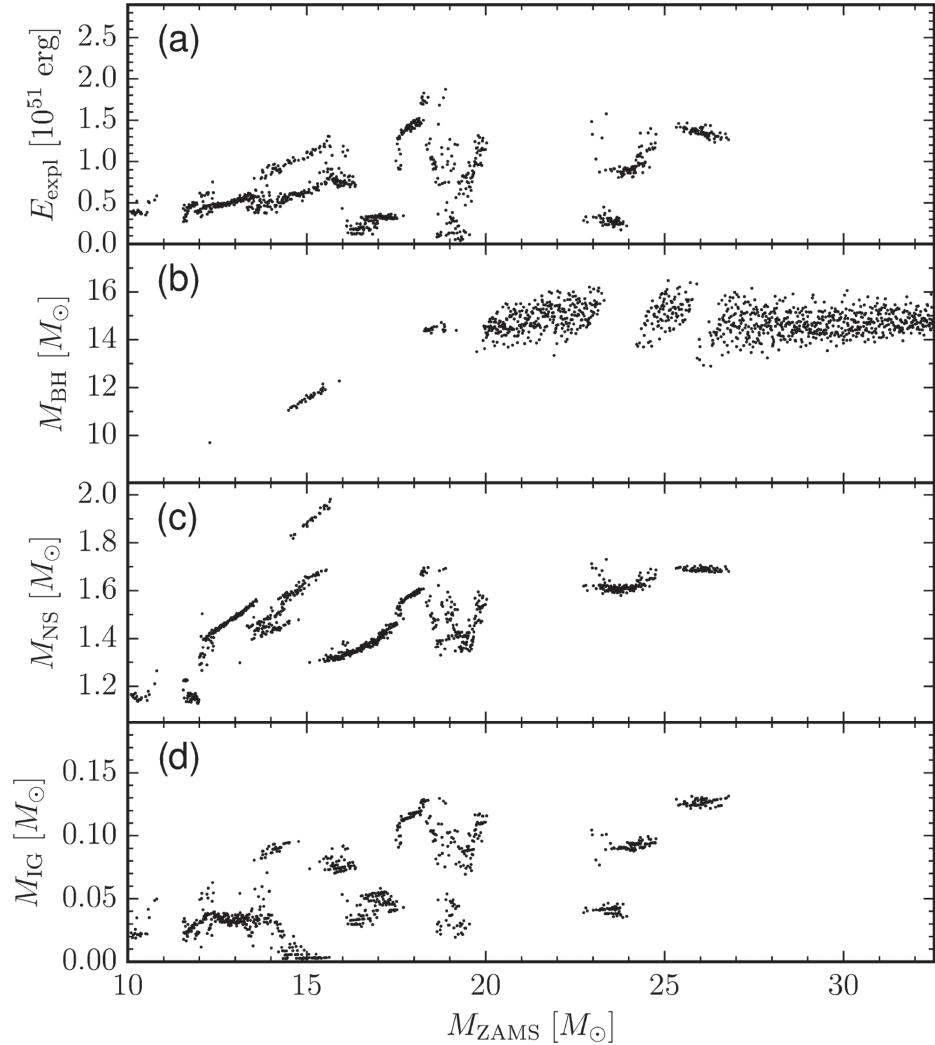


Figure 2. Explosion energy (E_{expl} , panel a), gravitational remnant masses for black holes (M_{BH} , panel b), neutron stars (M_{NS} , panel c), and the iron-group mass (M_{IG} , panel d) as a function of ZAMS mass for the standard case. Note that there is a gap in our set of progenitors around $11 M_{\odot}$; missing data points in this region are not indicative of black hole formation.

$$\xi_M \equiv \frac{M/M_{\odot}}{r(M)/1000 \text{ km}}$$

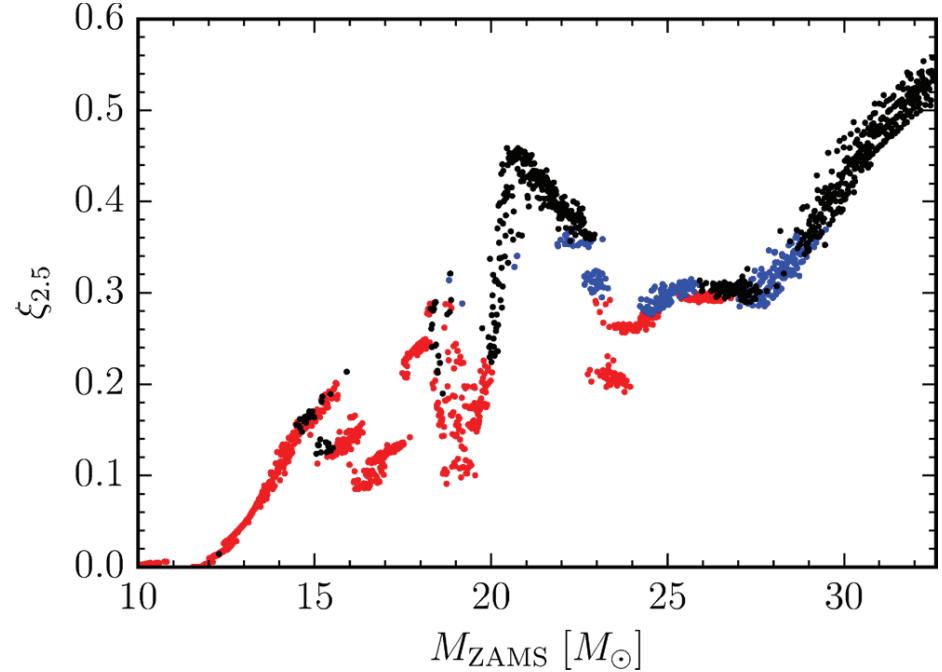
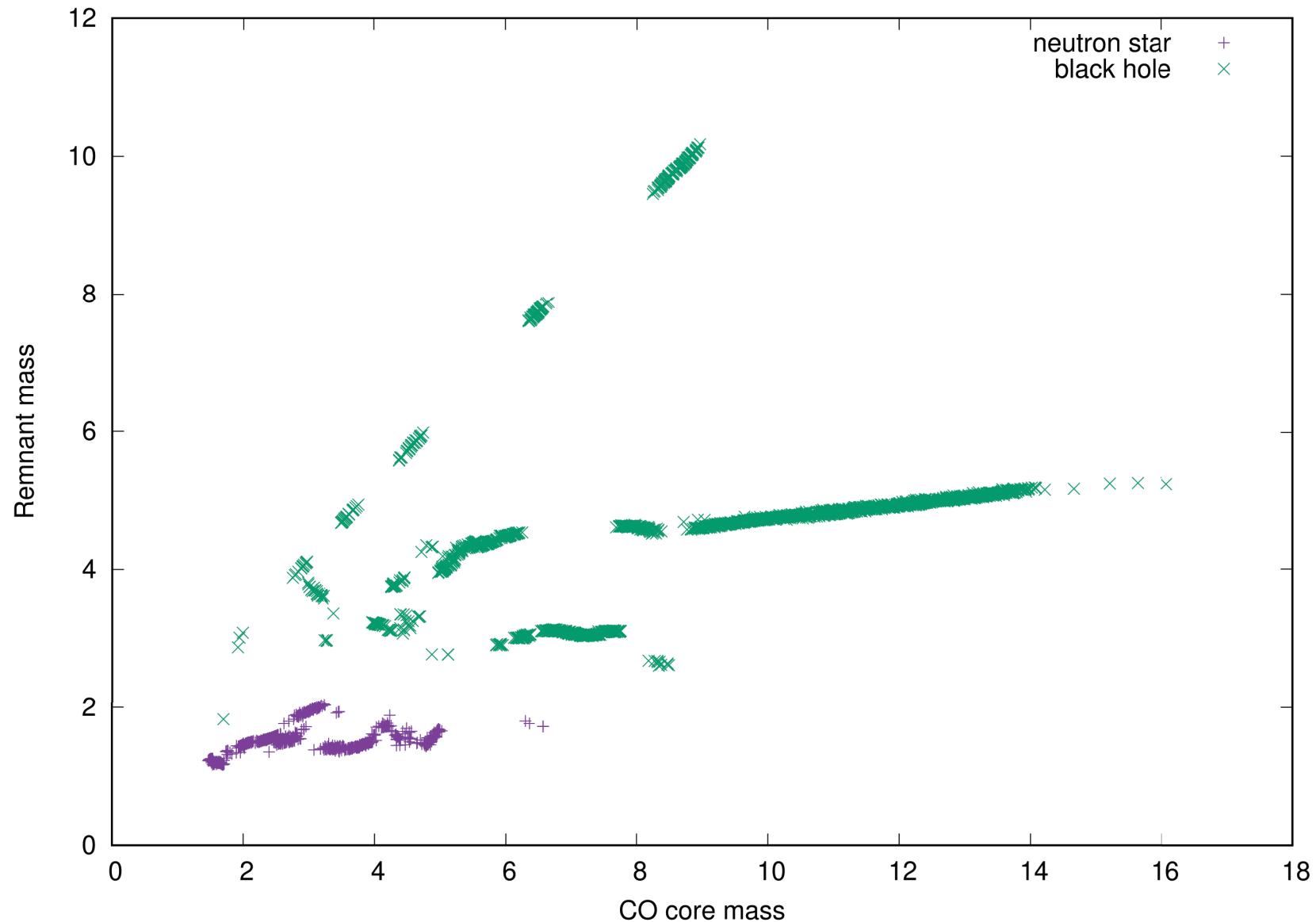


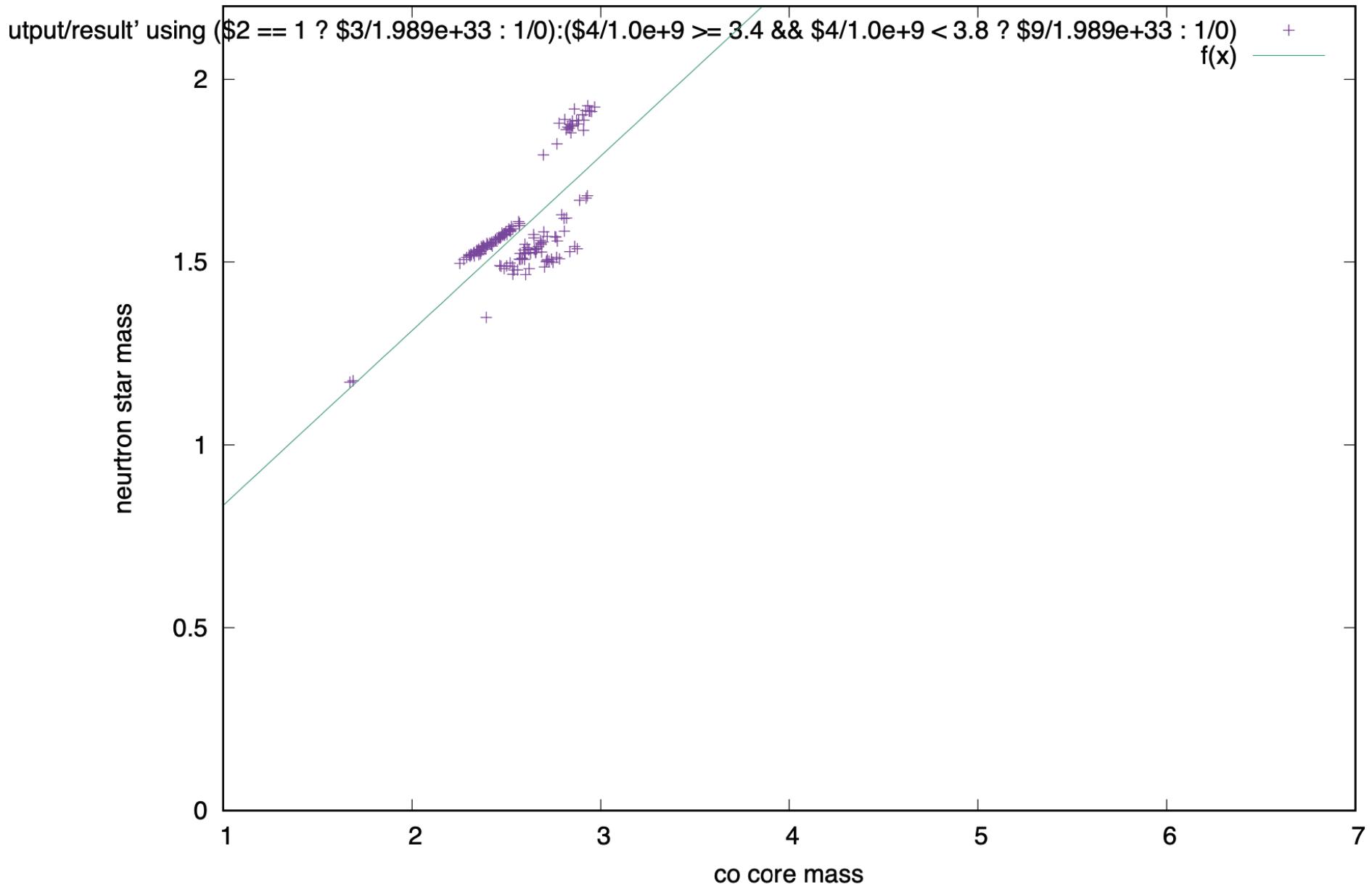
Figure 6. Compactness parameters $\xi_{2.5}$ for exploding (red) and non-exploding (black) models as a function of ZAMS mass. Blue dots denote models where shock revival is initiated, but the explosion eventually fails because the diagnostic energy becomes negative as the shock propagates out or the neutron star mass exceeds the maximum neutron star mass due to ongoing accretion in the explosion phase.

赤:爆発して中性子星が残るケースと、青、黒:ブラックホールになるケースが $\xi_{2.5}$ で判別できることを再現

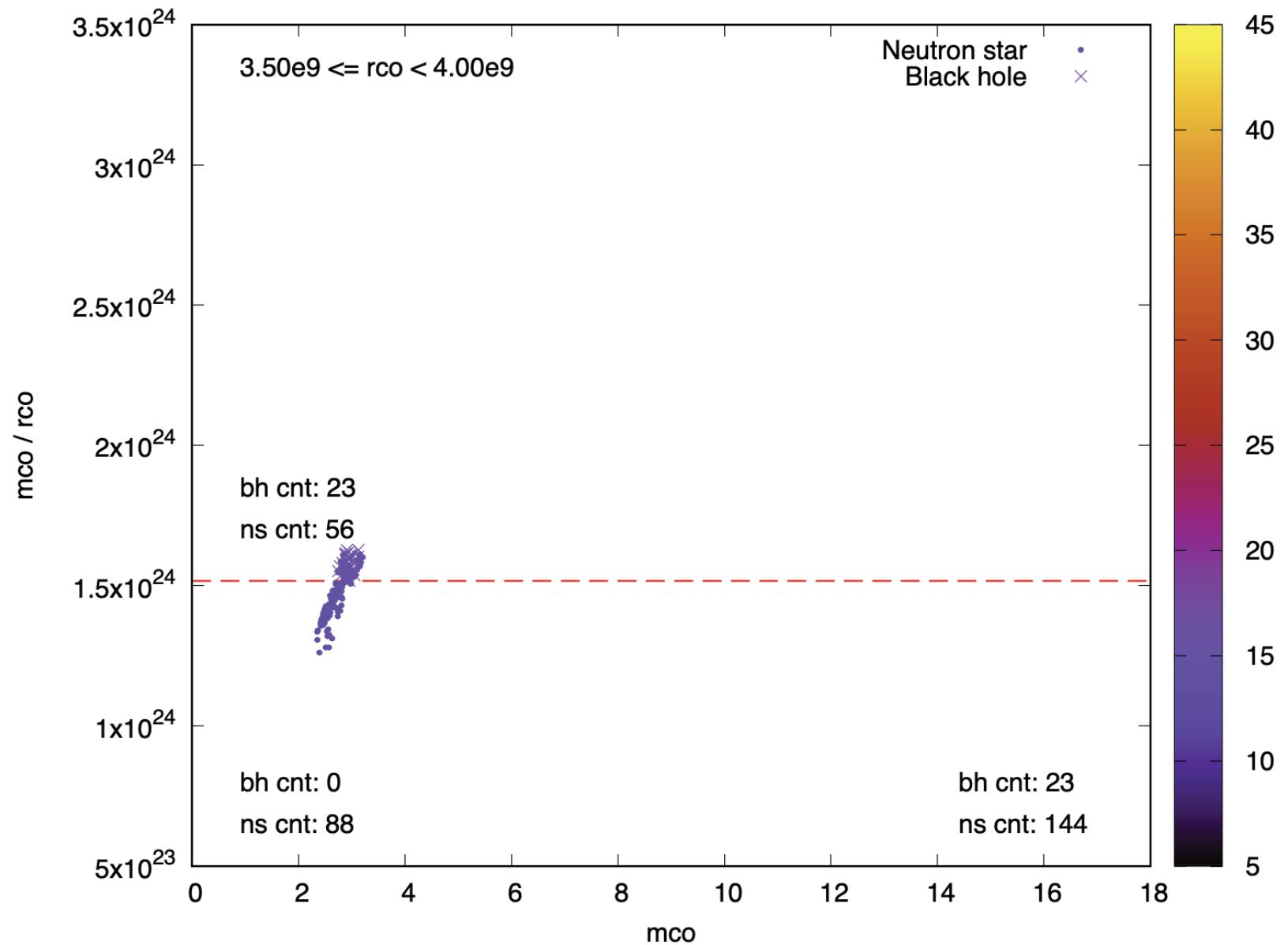
計算例 (Preliminary): Ohta, Kato, Suzuki, 2021



Mueller, Heger, Liptai, Cameron (2016) <https://2sn.org/DATA/MHLC16/presn/> による親星の構造データに Müller モデルを適用した結果 (CO コア質量と Remnant の質量)
 M_{BH} の評価方法の改良も必要

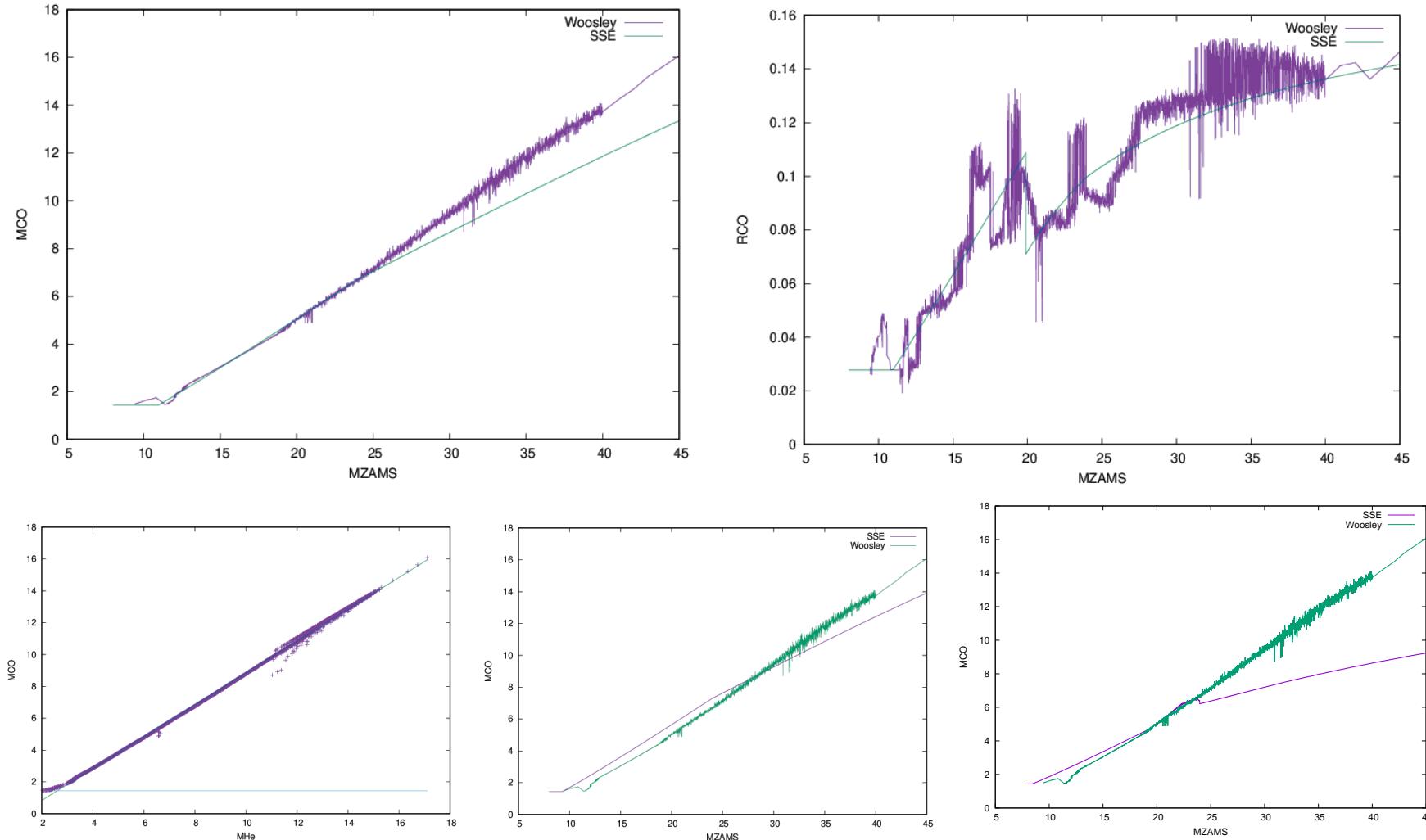


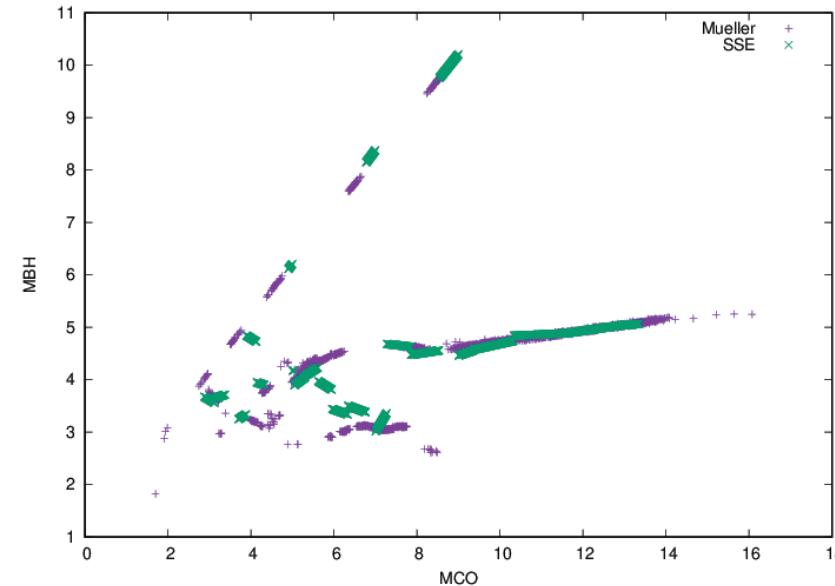
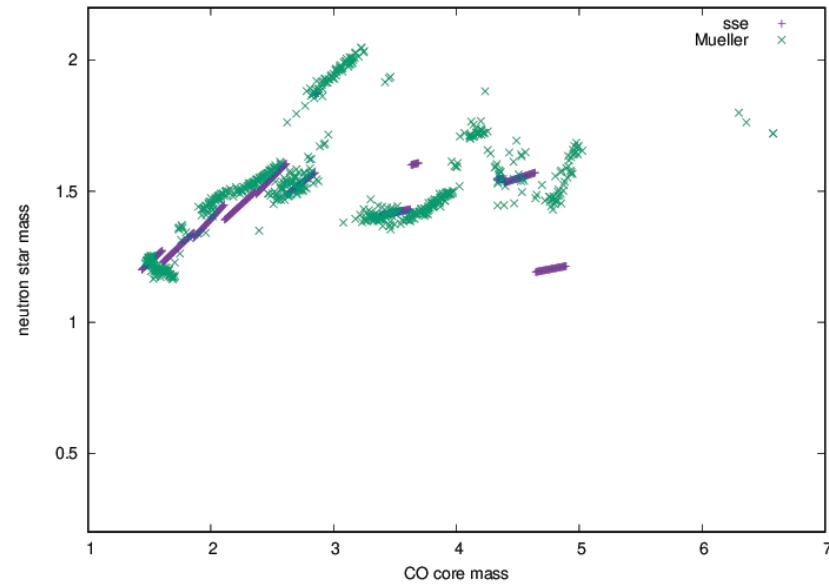
CO コア質量と (Müller モデルで求めた) 中性子星質量の関係は、CO コアの半径にも依存する。図は、 $3.4 \cdot 10^9 \text{ cm} < R_{\text{CO}} < 3.8 \cdot 10^9 \text{ cm}$ の場合。



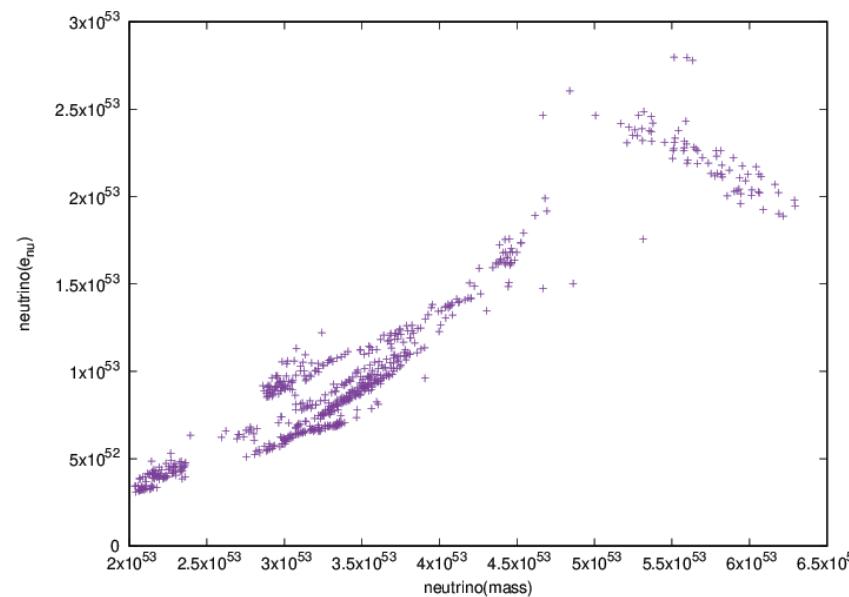
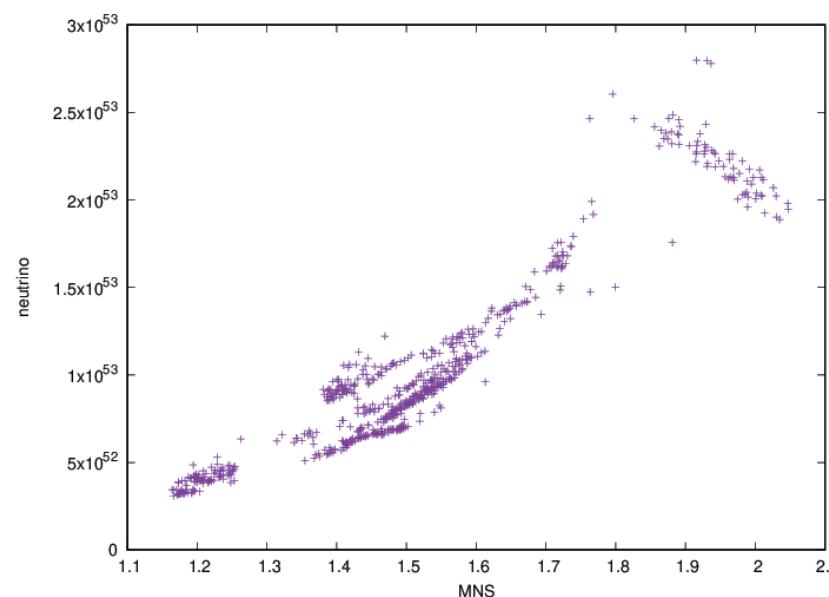
R_{CO} ごとに見ると、 $\xi_{\text{CO}} \propto M_{\text{CO}} / R_{\text{CO}}$ によって、(Müller モデルで求めた)Remnant が中性子星かブラックホールかが、ある程度は区別できそう。(カラー・マップは親星の質量を表す。)

種族合成 (今回は SSE) コードは、 M_{CO} , R_{CO} を計算しないケースがあるので、そのような場合は本格的な進化計算結果 (MHL'C'16) の $M_{\text{He}} - M_{\text{CO}}$ 関係と $M_{\text{CO}} - R_{\text{CO}}$ 関係を参考に、SSE コードに M_{CO} , R_{CO} 計算を組み込むなど、いろいろな手法を検討中





MHLC の親星モデルに Müller モデルを適用した場合の $M_{\text{CO}}-M_{\text{remnant}}$ 関係を、SSE コードによる $M_{\text{CO}}, R_{\text{CO}}$ の情報から再現する試み



Müller モデルによって計算した $\int L(\nu_e + \bar{\nu}_e) dt - M_{\text{NS}}, E_{\text{binding}}: 1.8 M_{\odot}$ くらいまでは使えそう。

種族合成計算を用いた超新星背景ニュートリノの評価

- 計算量が少なくて済むので、さまざまなモデル(質量損失、連星系での質量交換など)で計算することが容易
- 観測データや、本格的な恒星進化計算・爆発シミュレーションなどでパラメーターを較正することが可能
- 種族合成計算コードが扱う物理量から、超新星ニュートリノの放出量、重元素放出量、Remnant の質量などを評価する手法の開発が必須

超新星背景ニュートリノの評価には、微細な親星依存性ではなく、平均量の評価が重要