

# ニュートリノ冷却優勢降着円盤と その安定性について

京都大学基礎物理学研究所

川中 宣太

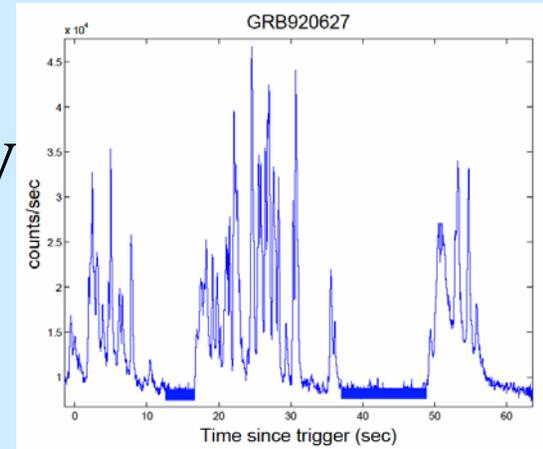
共同研究者：嶺重慎

第19回理論懇シンポジウム 2006/12/25-27

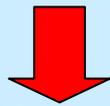
# ガンマ線バーストのファイヤーボールモデル

## GRBs

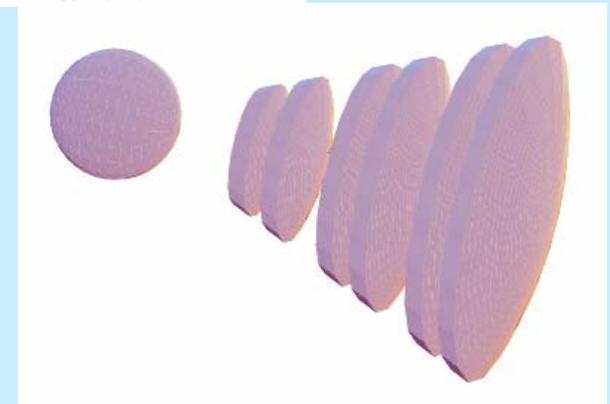
- 光子のエネルギー  $\sim 10\text{keV}-1\text{MeV}$
- 非熱的スペクトル
- ライトカーブの激しい変動
- 残光のライトカーブ中のブレイク



Piran (1999)



- 相対論的な非一様ジェット中の内部衝撃波によりガンマ線が生成される
- 高温でバリオンの少ないプラズマ(ファイヤーボール)を仮定して観測を説明



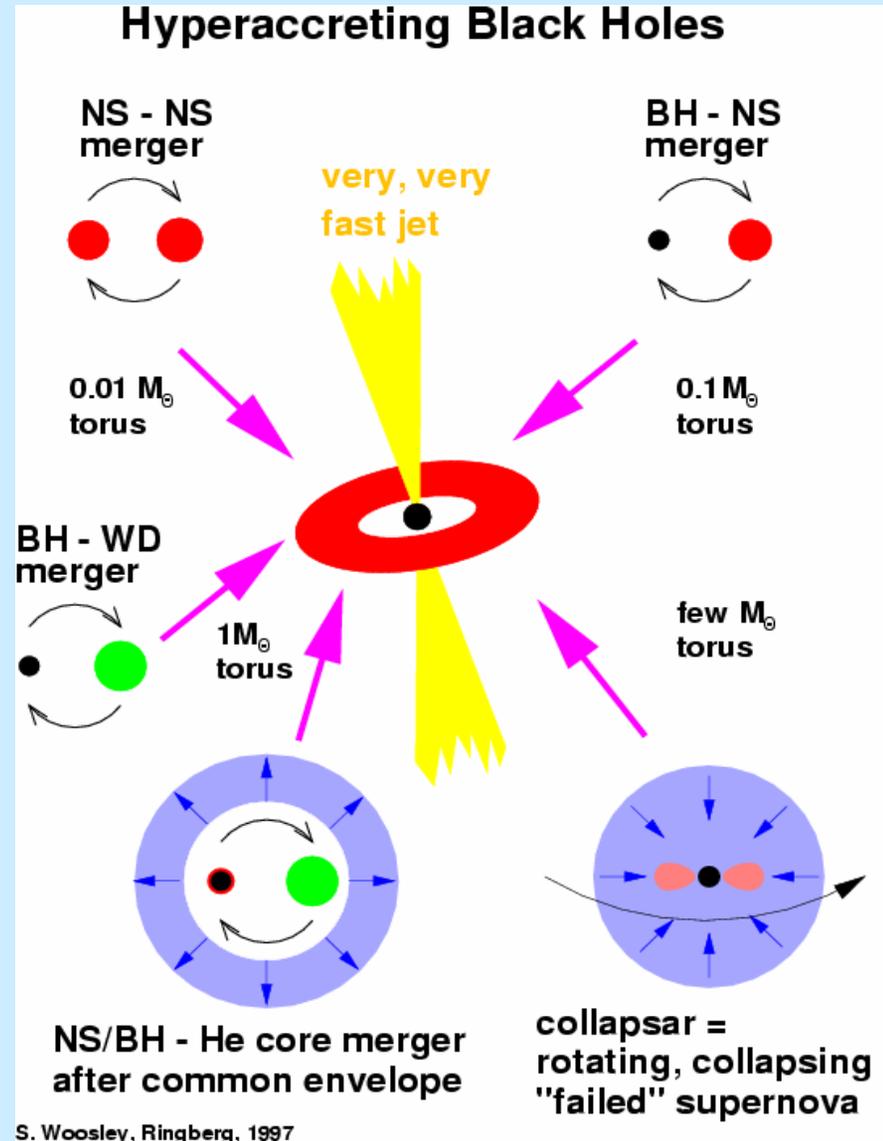
Piran (1999)

ではそのようなファイヤーボールを生み出す中心エンジンは何か？

# 大質量降着円盤モデル

Popham et al 1999, Kohri & Mineshige 2002, Di Matteo et al 2003

- 大質量星の重力崩壊、コンパクト天体同士の衝突合体などの現象ののちに形成される
- $\dot{M} \sim 0.01 - 10.0 M_{solar}/sec$
- $\rho \sim 10^{7-12} g/cm^3$
- $T \sim 10^{10-11} K$
- 主にニュートリノ放射によって冷却される...ニュートリノ冷却優勢降着円盤 (NDAF)



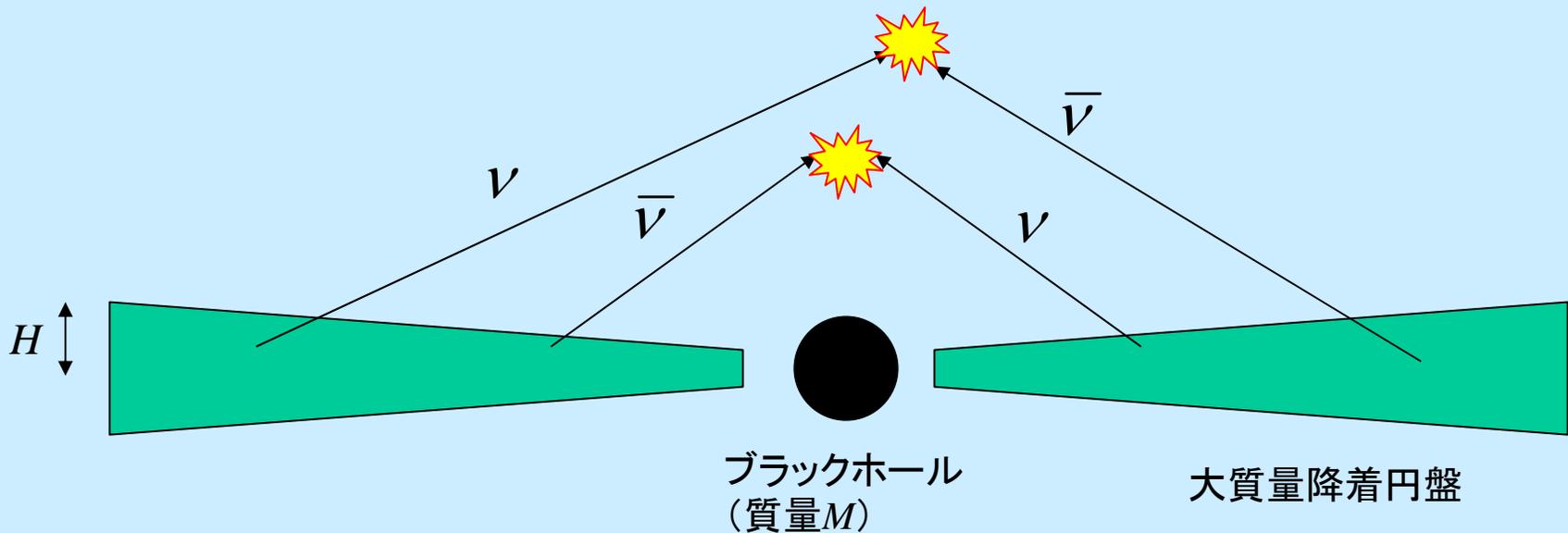
# ファイヤーボール生成

大質量円盤からのニュートリノ放射

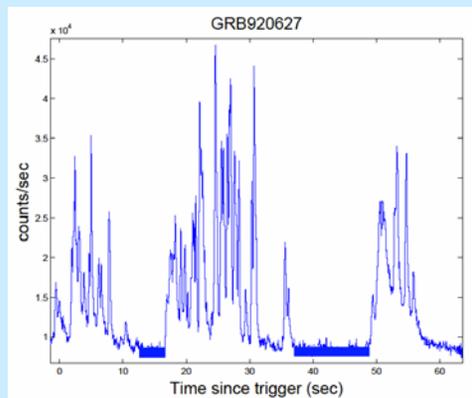
➡ 円盤上(特にバリオンが少ない領域)におけるニュートリノの対消滅

➡  $\nu_i + \bar{\nu}_i \rightarrow e^- + e^+$  の反応によるエネルギーの受け渡し

➡ 高温でバリオンの少ないプラズマ ⇒ **ガンマ線バースト!**

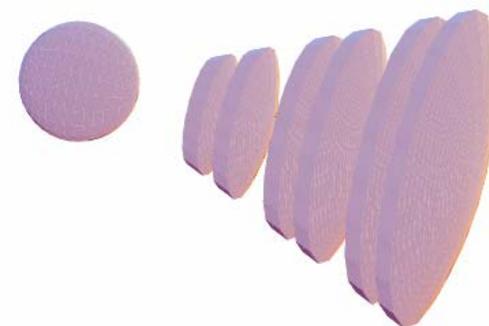


# 即時放射のライトカーブ ... 激しい時間変動

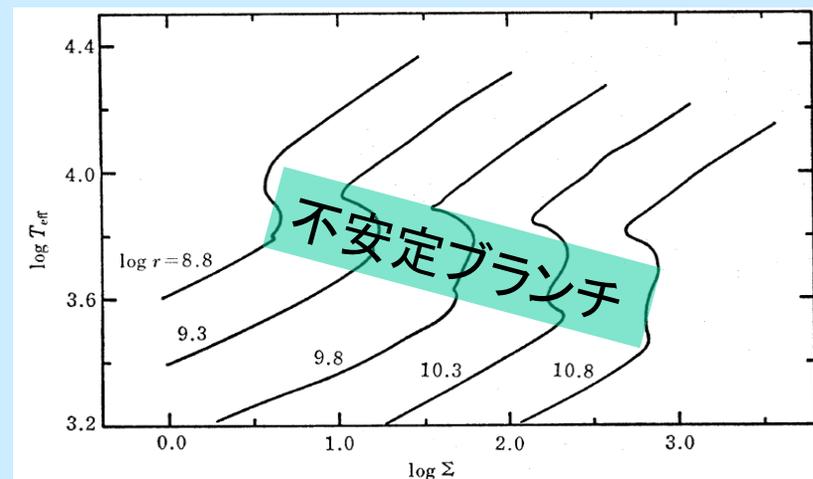


Piran 1999

これらは降着円盤の振動によって生成されたものではないだろうか？



矮新星やブラックホール連星においては、観測されている時間変動は降着円盤のsecularな、もしくは熱的な不安定性によって説明される。



Mineshige & Osaki 1984

→ NDAFでは？

**大質量降着円盤の構造を詳細に調べることが重要！**

# 先行研究

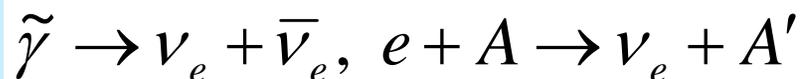
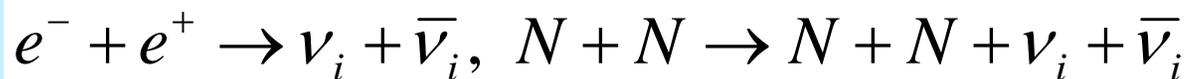
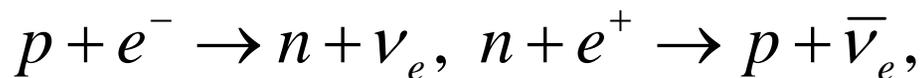
- Popham, Woosley & Fryer 1999  
Kerr時空での円盤構造をニュートリノに対して薄い近似で解く
- Narayan, Piran & Kumar 2001, Kohri & Mineshige 2002  
電子・核子の縮退を考慮
- Di Matteo, Perna & Narayan 2002, Kohri, Narayan & Piran 2005  
ニュートリノトラッピング ( $\dot{M}$  が大きいときには無視できない)を考慮
- Gu, Liu & Lu 2006  
ニュートリノに対して厚い領域からの放射を考慮
- Chen & Beloborodov 2006  
Kerr時空でニュートリノに対して厚い円盤の構造を解く

# 今回の研究の目標

- 原子核(He, Fe etc.)の存在及びその解離が円盤構造に与える影響を調べる
  - ➡ 現実的な状態方程式を採用する
- 円盤中の粒子分布、特に陽子・中性子比 (→ジェット中の粒子分布に対する示唆)
  - ➡ ニュートリノトラッピングを考慮しながらレプトン保存の方程式を解く
- 円盤不安定が存在するか調べる (→ ジェットの比一様性の起源)
  - ➡  $T-\Sigma$ ,  $M-\Sigma$  平面上に熱平衡曲線をプロット

# モデル

- $M_{\text{BH}}=3.0M_{\text{sun}}$ , 質量降着率  $\sim 0.01-10M_{\text{sun}}/\text{s}$
- Paczynski-Wiitaポテンシャル  $\Psi = -GM/(r-r_g)$
- シア粘性:  $T_{r\phi} = -\alpha p$  ( $\alpha=0.1$ ) (Shakura & Sunyaev 1973)
- レプトン保存の方程式をニュートリノトラッピングを考慮して解く
- 原子核の解離 (He, Fe etc.): 現実的な状態方程式のテーブル (Lattimer & Swesty 1991)を用いる
- ニュートリノ輸送: Two stream approximation (Di Matteo, Perna & Narayan 2002) ← ニュートリノトラッピングを近似的に表せる
- 今回考慮に入れるニュートリノプロセス:



# Two Stream Approximation

Di Matteo et al. (2003)

$$Q_{\nu_i}^- = 2 \cdot \frac{(c/4)u_{\nu_i,0}}{(3/4) [\tau_{E,\nu_i}/2 + 1/\sqrt{3} + 1/(3\tau_{E,a,\nu_i})]},$$

エネルギーフラックス

$$u_{\nu_i} = \frac{u_{\nu_i,0} (3\tau_{E,\nu_i} + 2\sqrt{3})}{3\tau_{E,\nu_i} + 2\sqrt{3} + 2/\tau_{E,a,\nu_i}},$$

エネルギー密度

$$F_{n,\nu_i} = \frac{(c/4)n_{\nu_i,0}}{(3/4) [\tau_{n,\nu_i}/2 + 1/(3\tau_{n,a,\nu_i})]},$$

ナンバーフラックス

$$n_{\nu_i} = \frac{n_{\nu_i,0} (3\tau_{n,\nu_i} + 2\sqrt{3})}{3\tau_{n,\nu_i} + 2\sqrt{3} + 2/\tau_{n,a,\nu_i}},$$

数密度

where

$$u_{\nu_i,0} = \frac{k_B^4 T^4}{2\pi^2 \hbar^3 c^3} F_3(\mu_{\nu_i}/k_B T),$$

$$n_{\nu_i,0} = \frac{k_B^3 T^3}{2\pi^2 \hbar^3 c^3} F_2(\mu_{\nu_i}/k_B T),$$

$$F_m(\eta) = \int_0^\infty dx \frac{x^m}{e^{x-\eta} + 1},$$

- 薄い極限 ( $\tau \ll 1$ )  $\rightarrow$  free streaming
- 厚い極限 ( $\tau \gg 1$ )  $\rightarrow$  拡散近似

# 基礎方程式

質量保存

$$-2\pi r \Sigma v_r = \dot{M},$$

$$\Sigma = 2\rho H : \text{面密度}$$

角運動量保存

$$-r^3 \nu \Sigma \frac{d\Omega}{dr} = \frac{\dot{M}}{2\pi} (l(r) - l(r_{\text{in}})),$$

$$\text{ずり粘性係数 } \nu : \quad \rho \nu r \frac{d\Omega}{dr} = -\alpha p,$$

エネルギー保存

$$\frac{\Sigma}{m_p} v_r \left( \frac{de}{dr} - \frac{p}{\rho^2} \frac{d\rho}{dr} \right) = Q^+ - Q^-,$$

$$Q^+ = \nu \Sigma \left( r \frac{d\Omega}{dr} \right)^2 : \text{粘性加熱}$$

$$Q^- = 2 \sum_i F_{\nu_i} : \text{ニュートリノ冷却}$$

レプトン保存

$$\frac{\Sigma}{m_p} v_r \frac{dY_l}{dr} = F_{n, \bar{\nu}_e} - F_{n, \nu_e},$$

$$Y_l = Y_e + Y_{\nu_e} : \text{レプトンフラクション}$$

$$F_{n, \nu_e}, F_{n, \bar{\nu}_e} : \text{ニュートリノナンバーフラックス}$$

z方向の静水圧平衡

$$\frac{p}{\rho} = \Omega^2 H^2,$$

Paczynski-Wiitaポテンシャル

$$\Psi_{\text{PN}} = \frac{GM}{r - r_g}.$$

• エネルギー ( $e$ ) と圧力 ( $p$ ): 状態方程式のテーブルからとる

• 上の値にニュートリノのエネルギーと圧力を加える必要がある

# 結果1: $\dot{M} = 0.01, 0.03, 0.05, 0.08M_{\text{sun}} \text{ sec}^{-1}$

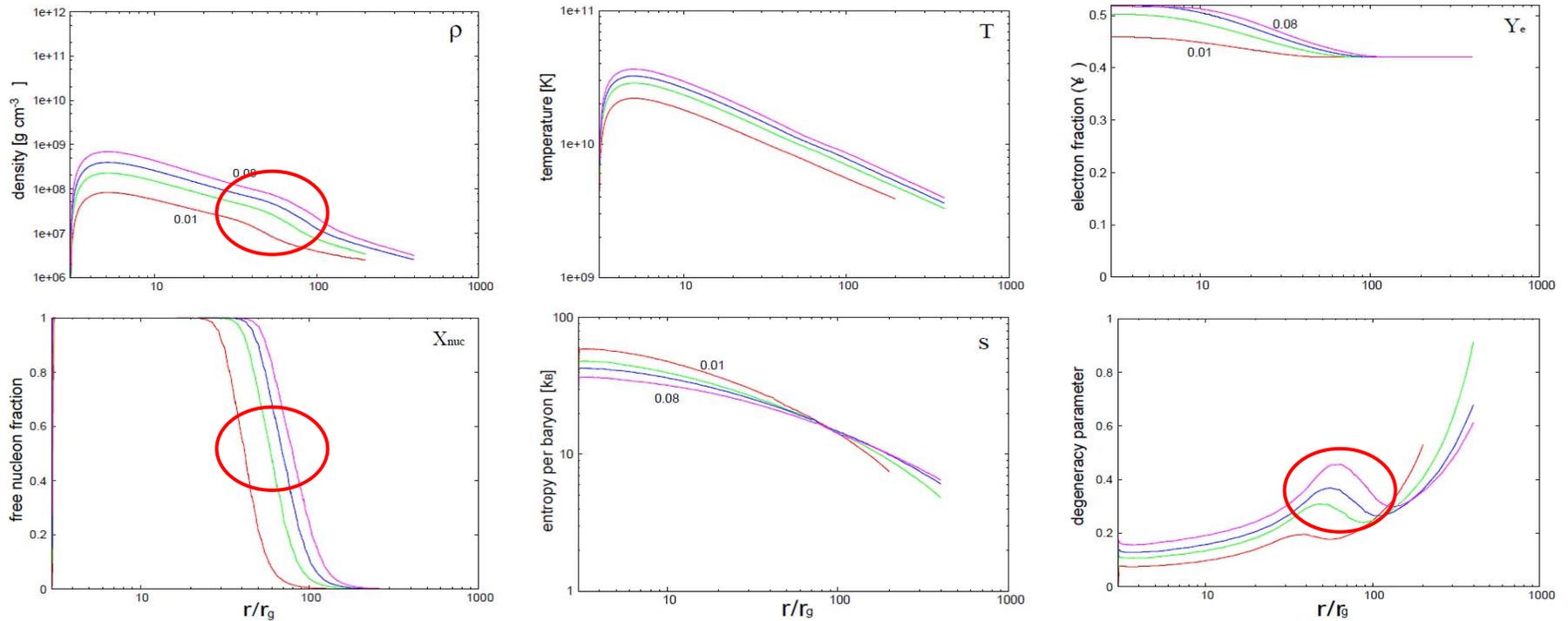


Fig. 1.— Profiles of density (upper-left), temperature (upper-middle), electron fraction (upper-right), free nucleon fraction (lower-left), entropy per baryon (lower-middle), and electron degeneracy parameter (lower-right) for the accretion flow with  $\dot{M} = 0.01$  (red), 0.03 (green), 0.05 (blue), and  $0.08M_{\odot} \text{ sec}^{-1}$  (purple).



... 原子核の解離による実効的な冷却

# 結果 2: $\dot{M} = 0.1, 0.3, 0.5, 0.8M_{\text{sun}} \text{ sec}^{-1}$

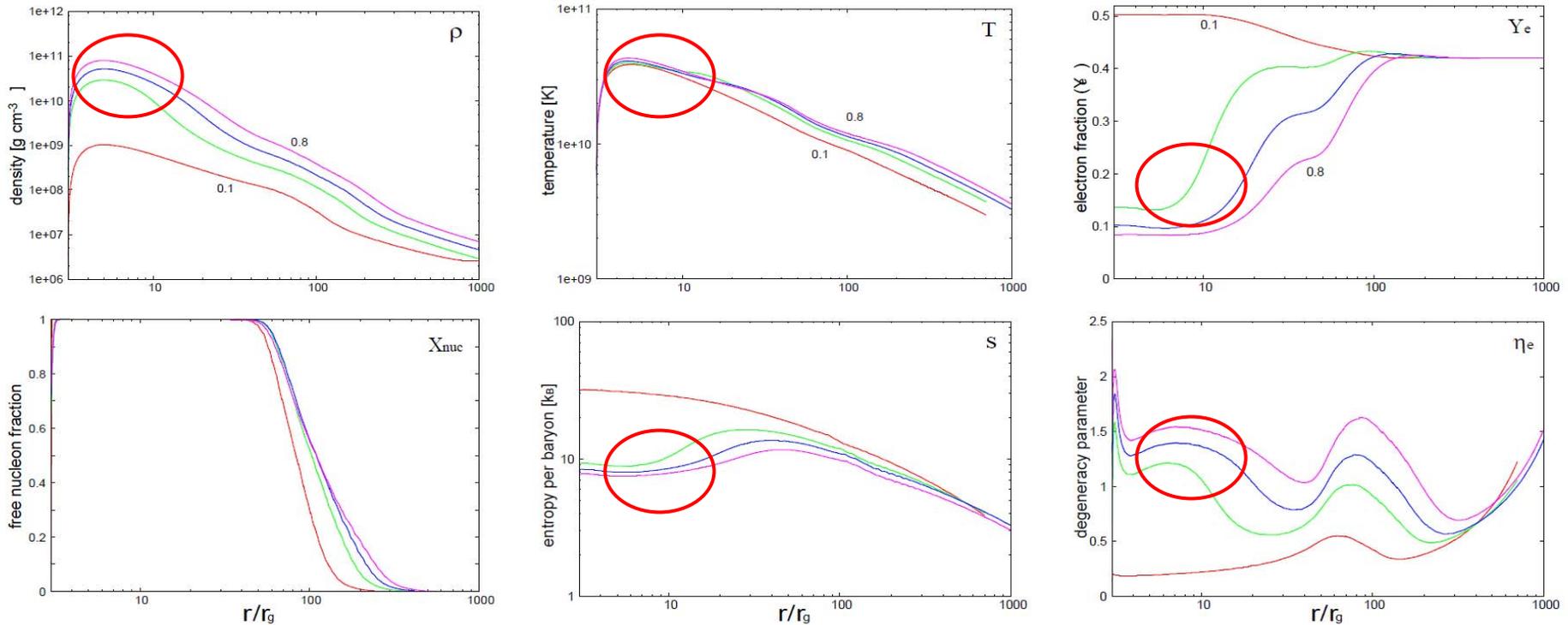


Fig. 2.— Same as Fig 1., but for the accretion flow with  $\dot{M} = 0.1$  (red), 0.3 (green), 0.5 (blue), and  $0.8M_{\odot} \text{ sec}^{-1}$  (purple).

○ ... ニュートリノ放射が働き始め、円盤が効率よく冷却、中性子化される

# 結果 3: $\dot{M} = 1.0, 3.0, 5.0, 8.0, 10.0 M_{\text{sun}} \text{ sec}^{-1}$

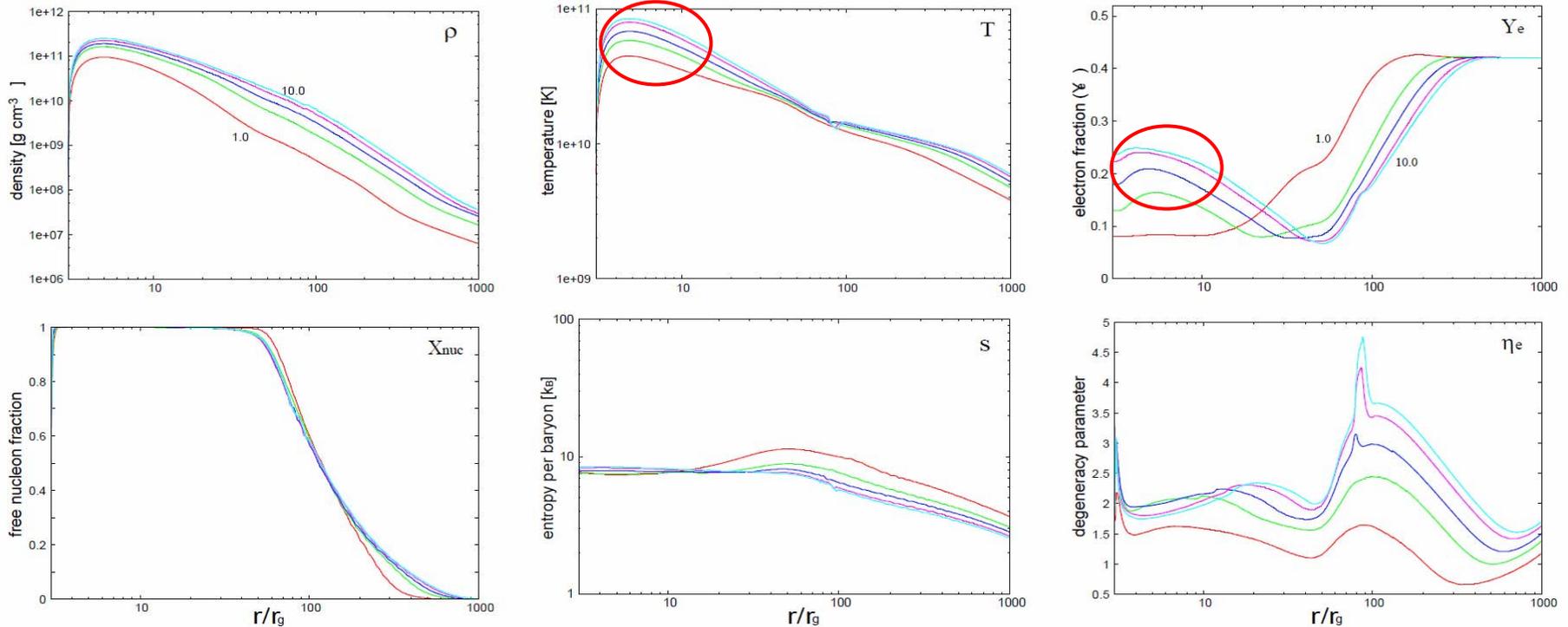


Fig. 3.— Same as Fig 1, but for the accretion flow with  $\dot{M} = 1.0$  (red), 3.0 (green), 5.0 (blue), 8.0 (purple), and  $10.0 M_{\odot} \text{ sec}^{-1}$  (cyan).



... ニュートリノが降着流中にトラップされ、冷却や中性子化が抑えられる

## 結果 4: NDAFが効率的に冷却される領域について

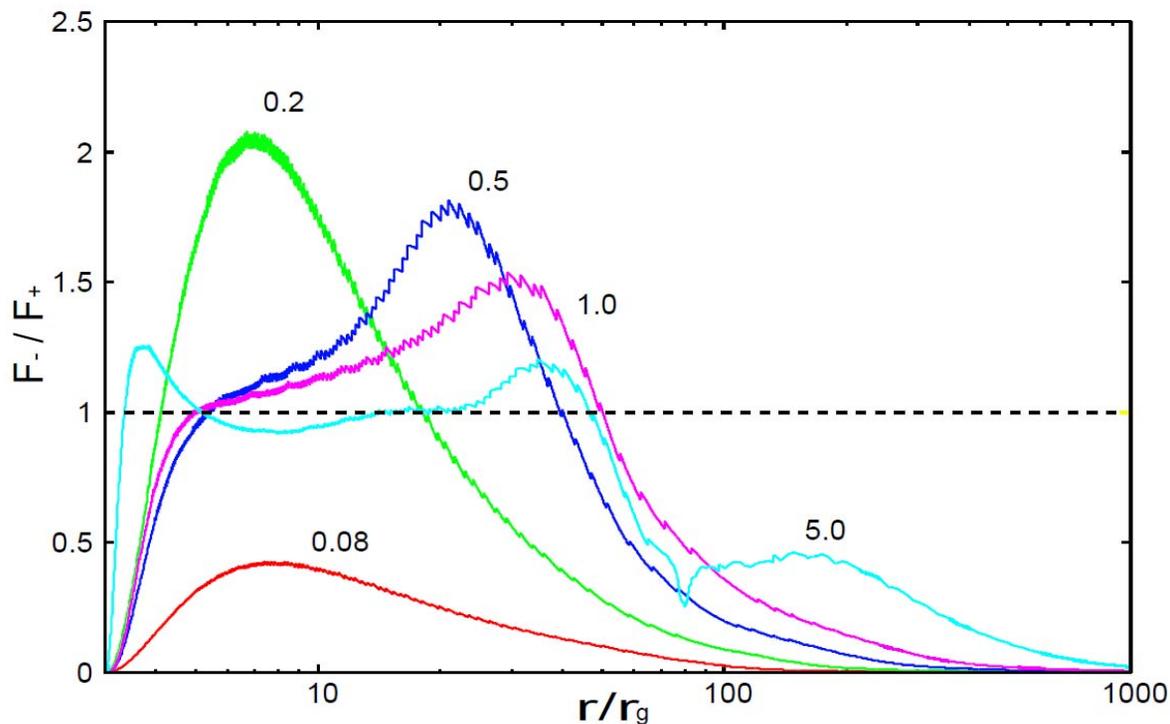
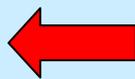


Fig. 4.— The ratios of neutrino cooling flux ( $F_-$ ) to viscous heating rate per unit disk surface area ( $F_+$ ) in NDAF with mass accretion rates of  $0.08$  (red),  $0.2$  (green),  $0.5$  (blue),  $1.0$  (purple), and  $5.0 M_\odot \text{ sec}^{-1}$  (cyan).

$F_- / F_+ > 1$  となりうる



温度が $\sim \text{MeV}$ 以下だと粘性加熱により降着流中に与えられたエネルギーは放射されることなく内側に運ばれ、充分高温になったところでニュートリノの形で放射される

# Result 5: NDAF中の構成粒子分布

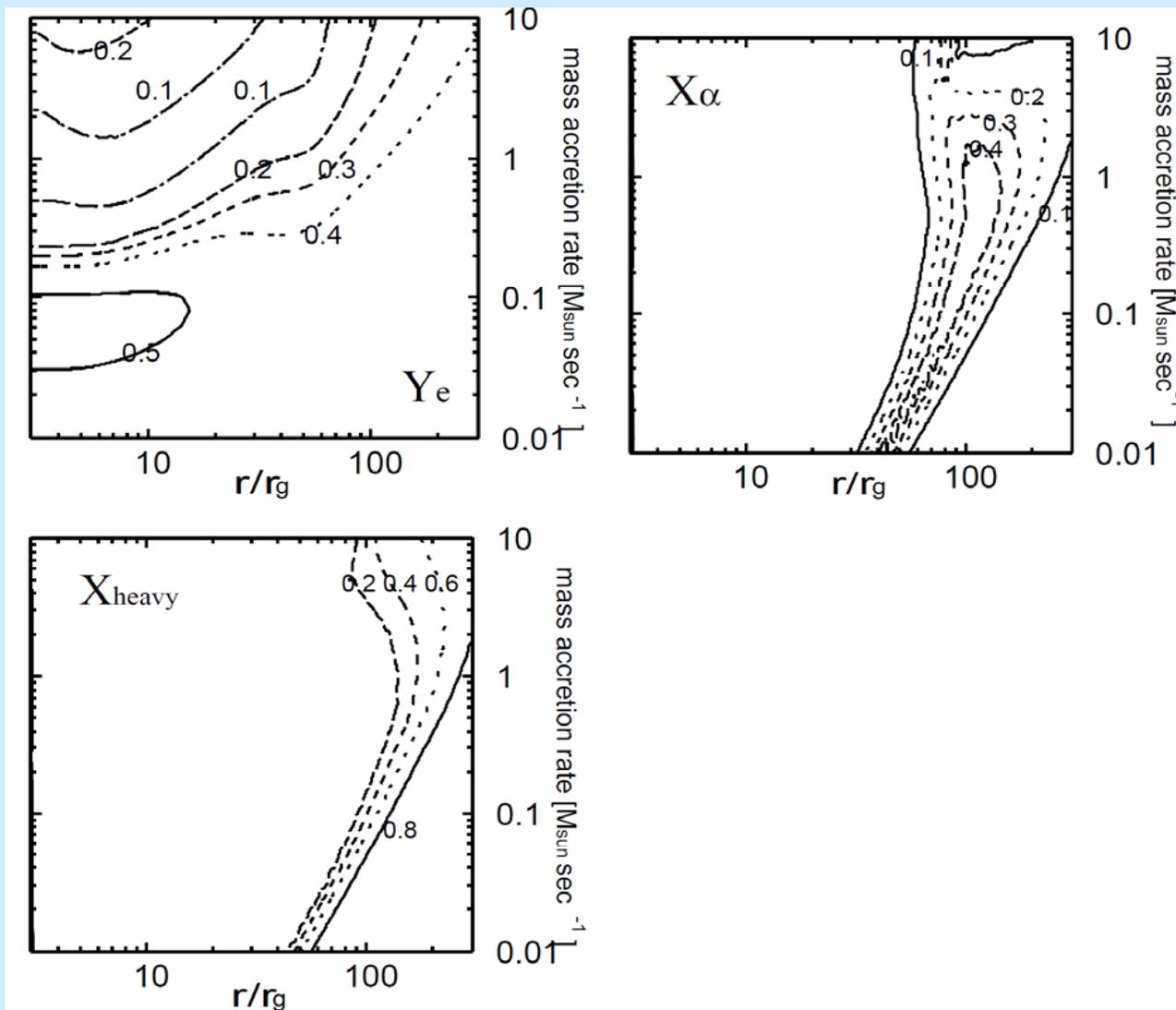


Fig. 6.— Contours of electron fraction (*left-top*),  $\alpha$ -particle fraction (*right-top*), and heavy nucleus fraction (*left-bottom*) on  $(r, \dot{M})$  plane.

## Result 6: 高い質量降着率の円盤のニュートリノに対する厚み

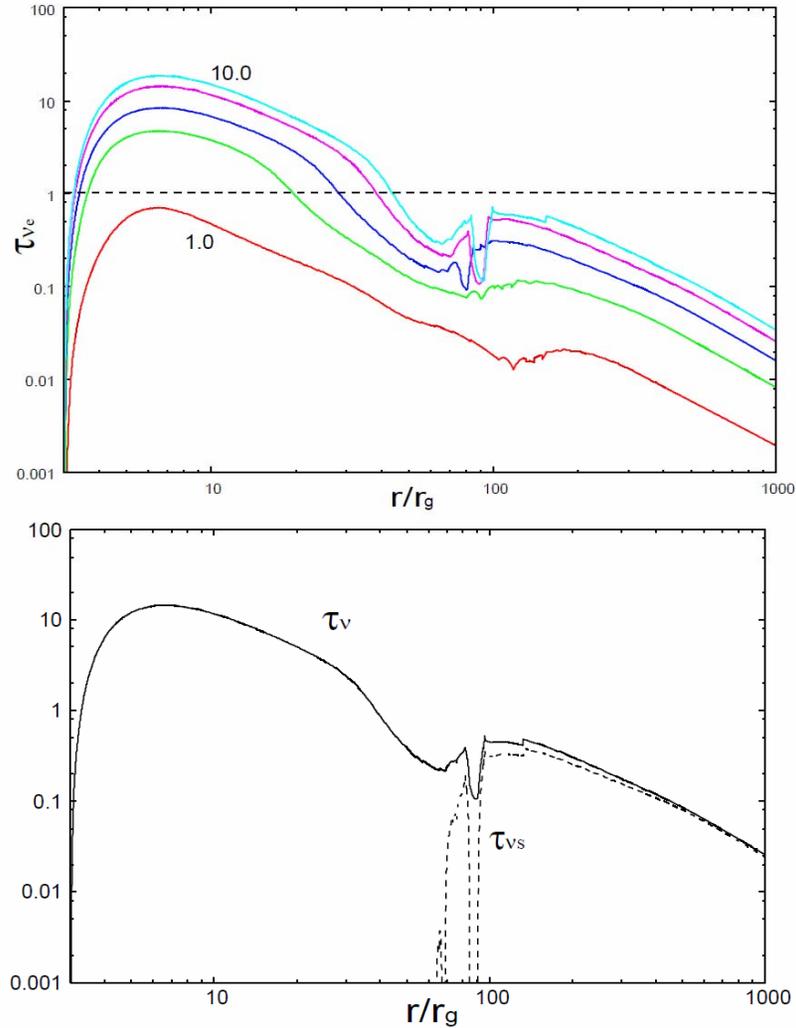
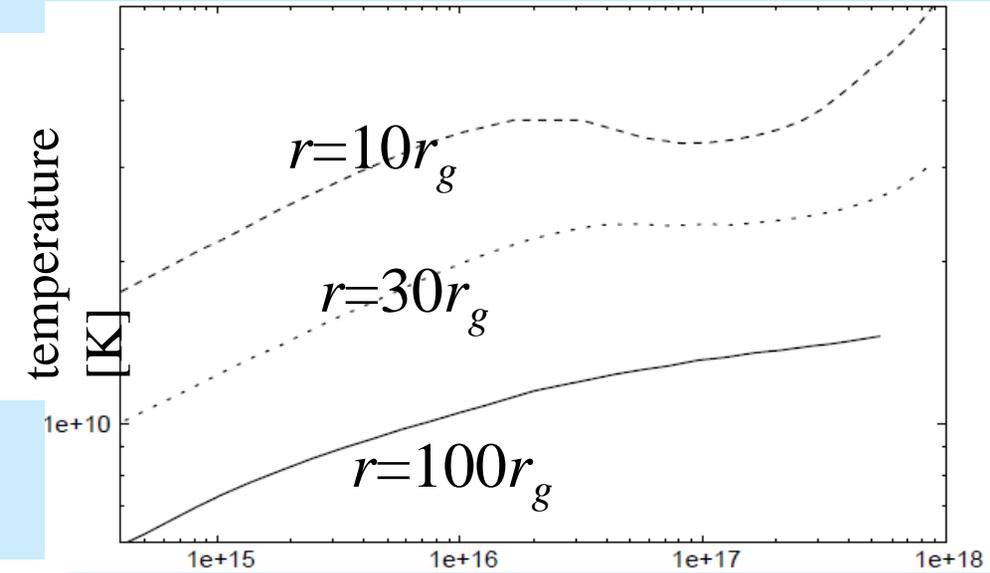


Fig. 5.— Upper panel: The radial profiles of the optical depth with respect to electron neutrinos in NDAF with mass accretion rates of 1.0 (red), 3.0 (green), 5.0 (blue), 8.0 (purple), and  $10.0 M_{\odot} \text{ sec}^{-1}$  (cyan). Lower panel: The radial profiles of the optical depth (solid) and the scattering optical depth by heavy nuclei (dashed) with respect to electron neutrinos.

質量降着率が非常に高い状況では、円盤はニュートリノに対してさえも厚くなる。

特に外側 ( $r > \text{several } 10r_g$ ) では、原子核による散乱のopacityが効く。

# Result 7: secular安定性、熱的安定性



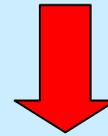
0.01-10.0  $M_{\text{sun}} \text{ s}^{-1}$  の円盤について、熱平行曲線を

• 面密度 – 温度平面

と

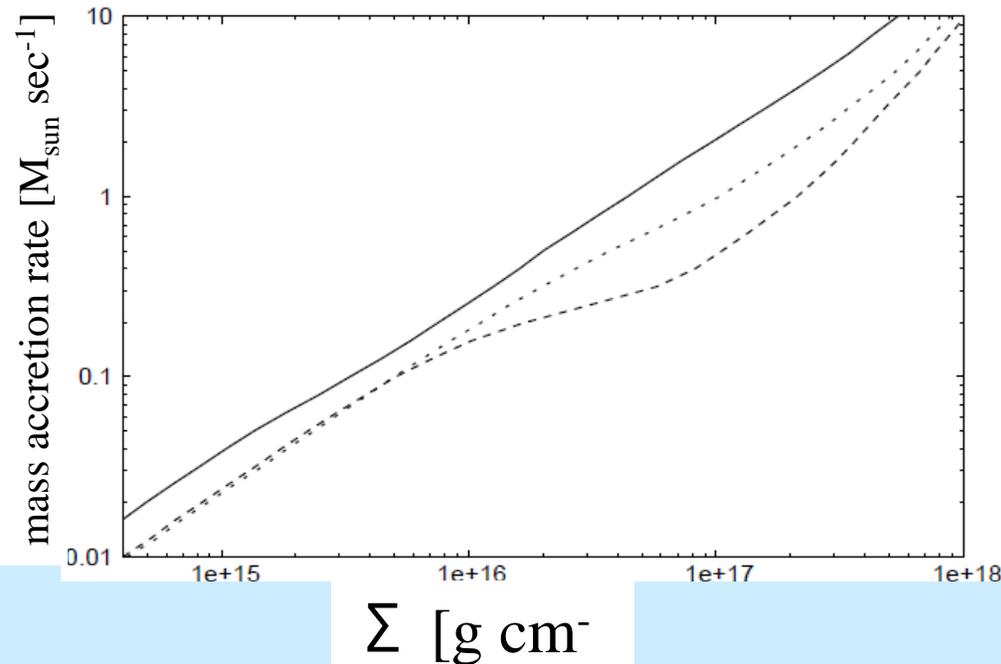
• 面密度 – 質量降着率平面

の上にプロット



不安定ブランチは確認できず

NDAFはsecularにも熱的にも安定である



$\Sigma$  [g cm<sup>-2</sup>]

# 結論・まとめ

- ガンマ線バーストの中心エンジンとして有力視されている、大質量でニュートリノ冷却が優勢となる降着円盤の構造と安定性を、現実的な状態方程式・レプトン数保存・ニュートリノトラッピングを考慮に入れて調べた。
- 原子核の解離・ニュートリノ放射 ( $\dot{M} \approx 0.2 - 1.0 M_{\text{sun}} \text{ s}^{-1}$  で有効) による冷却は円盤中の密度・温度プロファイルを局所的に変化させる。特にニュートリノ放射は主として  $e + p \rightarrow n + \nu_e$  の反応が起こり、円盤内部は  $Y_e \sim 0.1$  まで一気に中性子化する。
- 質量降着率が非常に大きい ( $\dot{M} \geq 3.0 M_{\text{sun}} \text{ s}^{-1}$ ) 場合においては、降着流はニュートリノに対しても厚くなり、それによって冷却効率は落ち、円盤内の中性子化も止まる。
- 円盤内の構成粒子が原子核から自由核子に変わる半径、冷却過程が移流からニュートリノに変わる半径、ニュートリノトラッピングが起こる半径における円盤の熱的不安定性、secular不安定性は見当たらなかった。

# 今後の研究

- ニュートリノ対消滅でファイヤーボールを作る可能性について (Di Matteo et al. 2003では否定的な結論)  
... 円盤上空のコロナ(=高温で希薄な電子・陽電子プラズマ)によるニュートリノの逆コンプトン散乱で、ニュートリノのスペクトルがハードになりうる  
→ **ジェット加熱効率が上がる?** (Kawabata, Mineshige & NK 2007, in prep).
- NDAF中の磁気回転不安定性  
... 詳しくは左のポスター(政田P25)を参照。