

熊本大学学術リポジトリ

Kumamoto University Repository System

Title	ブラックホールまわりの移流優勢降着円盤の研究
Author(s)	松葉, 龍一
Citation	
Issue date	2004-07-22
Type	Thesis or Dissertation
URL	http://hdl.handle.net/2298/12152
Right	

学位論文

ブラックホールまわりの移流優勢降着円盤の研究

2004年5月

熊本大学総合情報基盤センター

松葉 龍一

目次

第 1 章 序	3
第 2 章 移流優勢降着円盤	9
2.1 基礎方程式	9
2.2 光学的に薄いモデル	12
2.2.1 自己相似解	12
2.2.2 数値解	13
2.2.3 安定性	16
2.3 光学的に厚いモデル	20
2.3.1 自己相似解	20
2.3.2 数値解	21
2.3.3 安定性	23
第 3 章 ニュートリノ冷却流	27
3.1 光学的に薄いモデル	27
3.2 光学的に厚いモデル	32
第 4 章 降着円盤内部における元素合成	38
4.1 Collapsar 降着円盤	38
4.1.1 円盤モデル	38
4.1.2 組成分布	40
4.1.3 質量放出	43
4.2 中規模質量ブラックホールまわりの降着円盤	47
4.2.1 円盤モデル	47
4.2.2 組成分布	47
4.2.3 降着円盤における窒素生成	51
第 5 章 今後の課題	58

第1章 序

連星系における $10M_{\odot}$ 程度のブラックホールや銀河中心に位置する $10^6\text{--}10^9M_{\odot}$ のブラックホールは強い X 線源であると考えられており、これらの X 線源の多くの性質はブラックホールまわりの降着円盤モデルでうまく説明されてきた [1]. 図 1-1 に我々の銀河中心にあるブラックホール Sgr A* のスペクトルを示す [2].

標準降着円盤モデル [3] では粘性により生じた熱はその場で放射される、つまり、局所熱平衡が仮定されている. しかし、降着率が高くなると、円盤は放射のみでは冷却されなくなり、円盤の外側から低温のガスが流入することにより冷却されるようになる. これを移流冷却という. 移流優勢降着円盤 (Advection Dominated Accretion Flow, 以後 ADAF と略す) とは円盤の冷却過程が放射ではなく移流により支配された円盤のことであり、粘性散逸されたエネルギーの大部分はエントロピーとしてガス中に貯えられ降着流と共にブラックホールに向かって輸送される [1]. 移流を引き起こす物理機構の違いから ADAF

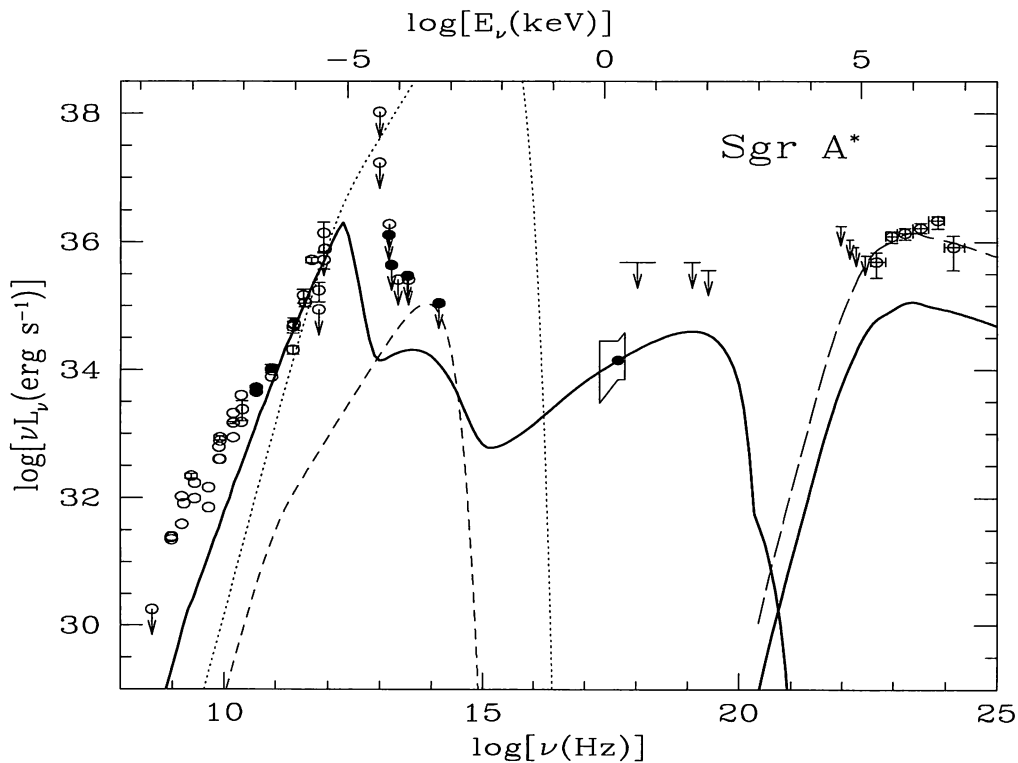


図 1-1: 我々の銀河中心にあるブラックホール Sgr A* において観測されたスペクトルと降着円盤から計算されたスペクトル [2].

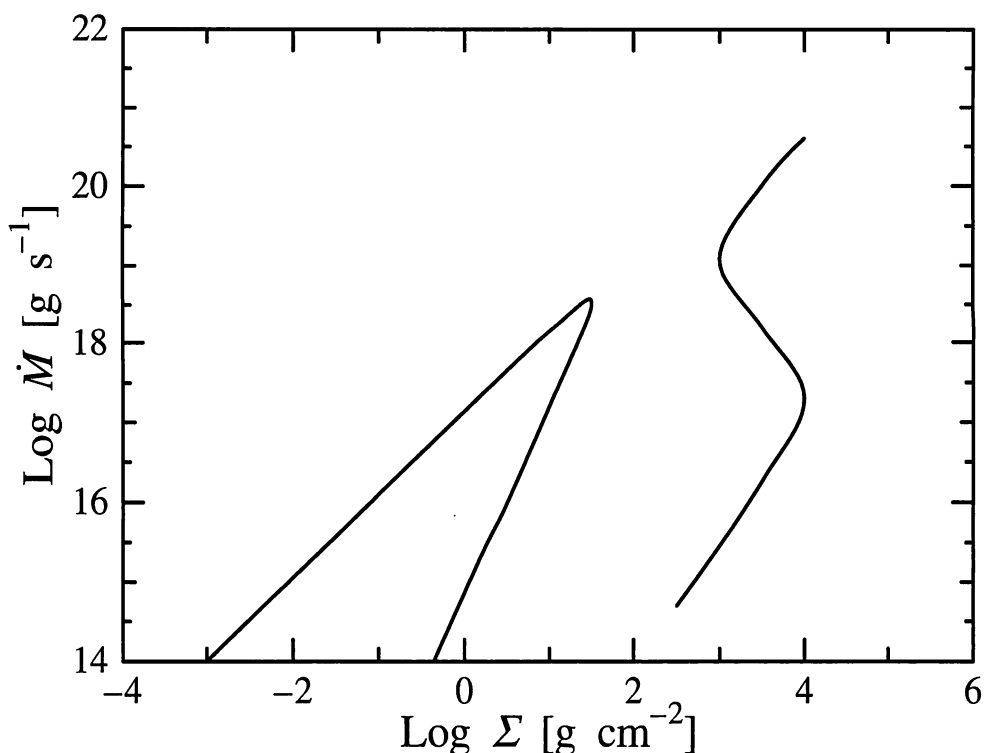


図 1-2: 降着円盤モデルの熱平衡曲線 [6].

には 2 つのタイプがある。降着率が高い場合、降着流は光学的に厚くなり、円盤内部で放射された光子は散乱吸収を繰り返す。その結果、光子は降着時間内では円盤表面まで到達できず、降着ガスに引きずられ中心ブラックホールへ落ち込む [4]。一方、降着率が低い場合、降着流のガス密度が低いために放射は起こりにくくなる。その結果、エネルギーは熱エネルギーの形でガス中に留められ中心まで移流する [5]。

図 1-2 に降着円盤モデルの熱平衡曲線を示す [6]。横軸は面密度 Σ 、縦軸は質量降着率 \dot{M} を表している。図中右側の S 字曲線が光学的に厚い円盤解であり、左側のくさび形の線が光学的に薄い円盤に対応する。S 字曲線の上部が ADAF、中間と下部が標準円盤である。同様に、くさび形線の上部は ADAF、下部は放射優勢円盤にあたる。

光学的に薄い ADAF は休止期の X 線連星や低光度銀河中心に存在し [2, 5]、光学的に厚い ADAF は γ 線バーストに付随するコンパクト天体まわり [7] や、マイクロクェーサ、Seyfert 銀河の中心などの非常に光度の高い降着ブラックホール系 [8] に存在すると考えられている。我々の銀河中心 Sgr A* は低光度銀河中心に分類されている。図 1-1 の黒丸、白丸は観測値、下矢印は観測の上限値を示しており、実線はシンクロトロン放射、制動放射 および Compton 散乱を含む光学的に薄い ADAF からのスペクトル、点線と破線は降着率の異なる場合の放射優勢円盤のスペクトル、長破線は π^0 崩壊による γ 線も考慮した ADAF のスペクトルを表している [2]。ADAF は $10^{10} - 10^{24}$ Hz にわたる広範囲の観測スペクトルをうまく再現している。

20 M_{\odot} 以上の大質量星はその進化の最終段階にコアの重力崩壊を生じ超新星爆発を起こす. 近年の観測から超新星爆発と γ 線バーストとの深い関係が示唆され [9], γ 線バーストの巨大なエネルギーを説明するために collapsar モデルが提唱された [10]. コア崩壊型超新星爆発時には星内部の圧力の欠如, 爆発により生成されたコンパクト星の強い重力および星の組成境界層における内向きの衝撃波により星を構成していたガスの fall back が生じる. この時に降着円盤により重力エネルギーが熱エネルギーへと転換され γ 線バーストを起こす. さらに, 爆発時に形成された中性子星は fall back により質量が増加しブラックホールへと進化する [11]. 通常の超新星爆発とは異なり, 外向きの衝撃波が立たない場合, コア崩壊から数秒以内にブラックホールが形成される. 赤道面上を流入したガスは降着率 $\dot{M} \geq 0.1M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ をもつ降着円盤を形成する [10]. このような非常に高い \dot{M} をもつ降着流ではニュートリノ冷却が非常に重要になる [12]. 一方, 外向きの衝撃波は生じるが, その強度が中性子星外殻のヘリウムと重イオン層を吹き飛ばすほど強くない場合, 内向き衝撃波により progenitor を構成していたガスが中性子星に降り積もる. この場合は $\dot{M} \leq 0.01M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ の降着率が予想され, \dot{M} が高い場合よりも長い時間かかってブラックホールは形成される [10].

降着円盤内部における元素合成の研究は活動銀河中心核に位置する超大質量ブラックホールまわりの幾何学的に厚い降着円盤においてはじめられ [13], その後, ブラックホール連星系における光学的に厚い ADAF 内部でも調べられた [14]. 特に, collapsar に付随するブラックホールまわりの降着円盤では, ガスは非常に高温, 高密度となり, 核反応が十分に進行して鉄, ニッケルまでのさまざまな元素が生成される [15]. これらは超新星での爆発的 element 合成にも匹敵するので, 元素合成の過程を明確にしておくことは重要な課題である [16].

非常に良く収束したガス流, すなわち, 双方向ジェットが SS 433, GRS 1915+105, M81 銀河など, 多くの降着系において観測されている [17], さらに, 2次元, 3次元シミュレーションも放射圧やニュートリノ対消滅による熱的圧力, もしくはトロイダル磁場の磁気圧により駆動されたジェットや降着円盤風によってガスが円盤外へ流出することを示している [18]. それゆえ, 降着円盤内部で生成された元素は円盤風などで放出されると考えられる [19].

スターバースト銀河 M82 の中心核領域では爆発的な星形成と重力崩壊が繰り返し起こっている [20]. 最近, 高分解能検出器を備えた X線観測衛星 *Chandra* は M82 の中心領域に $10^{2-3}M_{\odot}$ の中規模質量ブラックホールが存在することを示した [21]. さらに, アンテナ銀河や NGC2276 では中心核領域外のスターバースト領域においても中規模質量ブラックホールの存在することが示され, スターバーストと中規模質量ブラックホールは密接に関係することが明らかになった [22]. ブラックホールに供給された多量のガスは高温, 高密度な降着円盤を形成すると考えられる. そのような状況での元素合成を詳しく調べ, 降着円盤に特有の元素を指摘することは興味深い [23].

本研究の目的

ブラックホールまわりの ADAF モデルを構築し、自己相似解と数値解を用いて、光学的に薄いモデルと厚いモデルの構造を調べ、その安定性を論じる。ADAF にニュートリノ冷却を考慮に入れて拡張したニュートリノ冷却流モデルを提案し、その構造を議論する。X線連星の休止期と低状態における降着流の内部領域はニュートリノ冷却流である可能性が高いことを示唆する。さらに、collapsar に付随するブラックホールやスターバースト領域に位置する中規模質量ブラックホールのまわりでは高い質量降着率が期待できるので、核反応ネットワークを用いて円盤内部における元素合成を調べ、ジェットや降着円盤風によるガスの放出量を論じる。爆発のエネルギーが小さい超新星爆発では、鉄、コバルト、ニッケルなどの合成に降着円盤は無視できない寄与をもつことを示し、軟 X 線遷移星の伴星表面において観測されるリチウムの起源が降着円盤である可能性を示唆する。さらに、スターバースト銀河やその他の金属量が少ない銀河では、窒素、酸素、マグネシウムなどの合成に中規模質量ブラックホールまわりの ADAF が有望であることを示す。

参考文献

- [1] W. H. G. Lewin, J. Van Paradijs and E. P. J. Van den Heuvel, *X-Ray Binaries*, (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1995).
J. H. Krolik, *Active Galactic Nuclei*, (Princeton Univ. Press, New Jersey, 1999).
S. Kato, J. Fukue and S. Mineshige, *Black Hole Accretion Disks*, (Kyoto Univ. Press, Kyoto, 1998).
J. Frank, A. King and D. Raine, *Accretion Power in Astrophysics* 3rd ed., (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2002).
- [2] R. Narayan, R. Mahadevan, J. E. Grindlay, R. G. Popham and C. Gammie, *Astrophys. J.* **492** (1998), 554.
- [3] N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. Astrophys.* **24** (1973), 337.
- [4] M. A. Abramowicz, B. Czerny, J. P. Lasota and E. Szuszkiewicz, *Astrophys. J.* **332** (1988), 646.
- [5] R. Narayan, R. Mahadevan and E. Quataert, in *Theory of Black Hole Accretion Discs*, eds. M. A. Abramowicz, G. Björnsson and J. E. Pringle, (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1998), p. 148.
- [6] M. A. Abramowicz et al., *Astrophys. J.* **438** (1995), L37.
- [7] R. Popham, S. E. Woosley and C. L. Fryer, *Astrophys. J.* **518** (1999), 356.
- [8] S. Mineshige, T. Kawaguchi and M. Takeuchi, *New Astron. Rev.* **44** (2000), 435.
- [9] T. Piran, *Phys. Rep.* **314** (1999), 575.
- [10] S. E. Woosley, *Astrophys. J.* **405** (1993), 273.
A. I. MacFadyen and S. E. Woosley, *Astrophys. J.* **524** (1999), 262.
A. I. MacFadyen, S. E. Woosley and A. Heger, *Astrophys. J.* **550** (2001), 410.
- [11] S. Mineshige et al., *Astrophys. J.* **489** (1997), 227.
- [12] R. Popham, S. E. Woosley and C. L. Fryer, *Astrophys. J.* **518** (1999), 356.
R. Matsuba, K. Arai, S. Fujimoto and M. Hashimoto, *Phys. Rep. Kumamoto Univ.* **11** (2002), 171.
- [13] L. Jin, W. D. Arnett and S. K. Chakrabarti, *Astrophys. J.* **336** (1989), 572.
K. Arai, F. Hagio and M. Hashimoto, *Phys. Rep. Kumamoto Univ.* **8** (1990), 9.

- [14] K. Arai and M. Hashimoto, *Astron. Astrophys.* **302** (1995), 99.
- [15] S. Fujimoto, K. Arai, R. Matsuba, O. Koike, M. Hashimoto and S. Mineshige, *Pub. Astron. Soc. Jap.* **53** (2001), 509.
S. Fujimoto, M. Hashimoto, O. Koike, K. Arai and R. Matsuba, *Astrophys. J.* **585** (2003), 418.
- [16] R. Matsuba, K. Arai, S. Fujimoto and M. Hashimoto, *Pub. Astron. Soc. Jap.* **56** (2004), 407.
- [17] B. Margon, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **22** (1984), 507.
A. Ferrari, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **36** (1989), 539.
I. F. Mirabel and L. F. Rodríguez, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **37** (1999), 409.
- [18] I. V. Igumenshchev and M. A. Abramowicz, *Astrophys. J. Suppl.* **130** (2000), 463.
G. S. Bisnovatyi-Kogan and R. V. E. Lovelace, *New Astron. Rev.* **45** (2001), 663.
A. Hujeirat, (2003), astro-ph/0302303.
- [19] S. Fujimoto, M. Hashimoto, K. Arai and R. Matsuba, *Origin of Matter and Evolution of the Galaxies*, (World Scientific, New York, 2004), in press.
K. Arai, R. Matsuba, S. Fujimoto, O. Koike and M. Hashimoto, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* (2004), in press.
- [20] J. N. Bregman, E. Schulman and K. Tomisaka, *Astrophys. J.* **439** (1995), 155.
J. Shen and K.Y. Lo, *Astrophys. J.* **445** (1995), L99.
A. Weiß, F. Walter, N. Neininger and U. Klein, *Astron. Astrophys.* **345** (1999), L23.
- [21] S. Matsushita et al., *Astrophys. J.* **545** (2001), L107.
H. Matsumoto et al., *Astrophys. J.* **547** (2001), L25.
- [22] A. Zezas et al. *Astrophys. J. Suppl.* **142** (2002), 239.
D. S. Davis and R. F. Mushotzky, *Astrophys. J.* **604** (2004), 653.
- [23] K. Arai, R. Matsuba, S. Fujimoto, O. Koike and M. Hashimoto, *Nuc. Phys. A* **718** (2002), 572c.

第2章 移流優勢降着円盤

本章では移流優勢降着円盤 (ADAF) モデルを構築するにあたり, 基礎方程式を列記し, 自己相似解と数値解を用いて, 光学的に薄いモデルと厚いモデルの構造を調べ [1], さらにその安定性を論じる [2]. 物理量の増減に言及する場合, ガスが落下するにつれて, すなわち, 中心からの動径距離 r が減少する方向に対して議論する. なお, CGS 単位系を用いる.

2.1 基礎方程式

Schwarzschild ブラックホールまわりの定常で軸対称な円盤を α_{vis} 粘性の範囲内で考える [3]. 物理量は円柱座標 (r, ϕ, z) を用いて記述でき, その時間に関する微分と方位角方向の微分はともに 0 である. すなわち, $\partial/\partial t = \partial/\partial \phi = 0$ である. z 方向には静水圧平衡のもとでポリトロップ関係を仮定する. 物理量を赤道面での値で表し, 大きさ 1 程度の平均因子 B_i [4] をかけ, z 方向に平均化された方程式系を用いる. 円盤の自己重力はブラックホールの及ぼす重力と比較して無視できる. ブラックホールの一般相対論的な効果は $r > 10r_g$ では無視できるほど小さいので, 降着流を Navier-Stokes 方程式により記述する. ここで, $r_g = 2GM/c^2$ は重力半径, M はブラックホールの質量である. 一般相対論の力学的な側面は擬 Newton ポテンシャル [5]

$$\Psi = -\frac{GM}{R - r_g} \quad (2.1)$$

に含める. ここで, $R = (r^2 + z^2)^{1/2}$ である. この Ψ に対する Kepler 角速度 Ω_K は

$$\Omega_K^2 = -\frac{1}{r} \frac{d\Psi}{dr} = \frac{GM}{r(R - r_g)^2} \quad (2.2)$$

により与えられる.

定常性を仮定したので連続の式より

$$\dot{M} = -4\pi r B_1 \rho H v_r \quad (2.3)$$

を得る. ここで, \dot{M} は質量降着率, ρ は円盤内のガス密度, H は円盤の半分の厚みである. v_r は降着流の動径速度を表し負の量である.

Navier-Stokes 方程式の r, ϕ 成分は

$$v_r \frac{dv_r}{dr} - (\Omega^2 - \Omega_K^2)r + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = 0, \quad (2.4)$$

$$\frac{d}{dr}(r\rho v_r r^2 \Omega) = \frac{d}{dr}(r^2 \tau_{r\phi}). \quad (2.5)$$

ただし, Ω は角速度, P は圧力である. 粘性応力テンソルの $r\phi$ 成分を $\tau_{r\phi} = -\alpha_{\text{vis}}P$ とする [3]. ここで, α_{vis} は粘性パラメータと呼ばれ, $0 < \alpha_{\text{vis}} \leq 1$ の範囲にある. 内部境界 r_{in} においてトルクが 0 となる条件を採用し (2.5) を積分すると

$$\dot{M}(r^2\Omega - r_{\text{in}}^2\Omega_{\text{in}}) \quad (2.6)$$

を得る. ただし, $\Omega_{\text{in}} = \Omega_{\text{K}}(r_{\text{in}})$ である. Navier-Stokes 方程式の z 成分は静水圧平衡の仮定から

$$B_3 \frac{P}{\rho} = (\Omega_{\text{K}}H)^2 = B_3 c_s^2 \quad (2.7)$$

で与えられる.

圧力は

$$P = P_{\text{gas}} + P_{\text{rad}} \quad (2.8)$$

と書ける. $P_{\text{gas}}, P_{\text{rad}}$ はガス圧と放射圧を表し,

$$P_{\text{gas}} = \frac{k_{\text{B}}}{\mu m_{\text{H}}} \rho T, \quad (2.9)$$

$$P_{\text{rad}} = \frac{1}{3} a T^4 \quad (2.10)$$

である. k_{B} は Boltzmann 定数, m_{H} は陽子の質量, μ は平均分子量, a は放射密度定数, T は温度を表す. 圧力 P は光学的に薄い場合には $P \simeq P_{\text{gas}}$, 厚い場合には $P \simeq P_{\text{rad}}$ と近似できる.

単位面積あたりの粘性加熱率を Q_{vis}^+ , 放射冷却率を Q_{rad}^- , 移流冷却率を Q_{adv}^- とすると, エネルギーの式は

$$Q_{\text{vis}}^+ = Q_{\text{rad}}^- + Q_{\text{adv}}^- \quad (2.11)$$

となる. $Q_{\text{vis}}^+, Q_{\text{adv}}^-$ はそれぞれ以下のように書ける.

$$Q_{\text{vis}}^+ = -2\alpha_{\text{vis}} B_2 P H r \frac{d\Omega}{dr}, \quad (2.12)$$

$$Q_{\text{adv}}^- = 2B_2 P H \frac{(-v_r)}{r} \left[-\frac{4-3\beta}{\Gamma_3-1} \frac{d \ln T}{d \ln r} + (4-3\beta) \frac{d \ln \rho}{d \ln r} \right]. \quad (2.13)$$

ここで

$$\Gamma_3 = 1 + \frac{(4-3\beta)(\gamma-1)}{\beta-12(\gamma-1)(\beta-1)},$$

$\beta = P_{\text{gas}}/P$, γ は比熱比である.

Q_{rad}^- は光学的に薄い場合は制動放射により

$$Q_{\text{rad}}^- = 1.16 \times 10^{21} B_4 \left(\frac{\rho}{\mu} \right)^2 H T, \quad (2.14)$$

厚い場合は黒体放射により

$$Q_{\text{rad}}^- = B_3 \frac{2ac}{3\kappa_{\text{es}}\rho H} T^4 \quad (2.15)$$

と書ける。ここで、 κ_{es} は電子散乱による不透明度である。

(2.3), (2.6) – (2.15) に現れる平均因子 B_i は

$$B_1 = \frac{2^N N!}{(2N+1)!!}, \quad B_2 = \frac{2^{N+1}(N+1)!}{(2N+3)!!}, \quad B_3 = N+1, \quad B_4 = \frac{\pi(4N+1)!}{2^{2(N+1)}(2N+1)!!}$$

で与えられる [4]。 N はポリトロプ指数であり $P \sim \rho^{1+1/N}$ により定義される。

以後、降着率を Eddington 降着率 $\dot{M}_{\text{Edd}} = 4\pi GM/\kappa_{\text{es}}c$ で規格化し $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ と表し、動径座標を $x = r/r_g$, 中心ブラックホールの質量を $m = M/M_\odot$ と表す。降着円盤モデルは 3 つのパラメータ $m, \dot{m}, \alpha_{\text{vis}}$ で指定できる。

2.2 光学的に薄いモデル

降着率 $\dot{m} < 10^{-2}$ の場合, 円盤は光学的に薄くなる. 光学的に薄い ADAF の研究は Narayan & Yi [6] による自己相似解の発見から始まった. 自己相似解は各物理量を動径座標 r のべき乗に比例するとおき, 移流冷却のみを考慮して求めた解である [6]. 自己相似解は ADAF の構造の定性的な理解に役立ってきた. しかし, 降着流の詳細な構造は 2.1 節で記述した基礎方程式を数値的に解き, はじめて理解できる. 本節では数値解を求め, 光学的に薄いモデルの構造を調べ, 自己相似解と数値解の比較を行なうことにより, 自己相似解が有用になる領域を求める. さらに, 線形摂動解析の手法を用いて, モデルの安定性を論じる.

2.2.1 自己相似解

Newton ポテンシャル $\Psi_N = -GM/r$ のもとで考える. 光学的に薄いモデルなので, $P = P_g$, すなわち, $\beta = 1$ とし, 冷却は移流のみ, つまり, $Q_{\text{vis}}^+ = Q_{\text{adv}}^-$ であると仮定すると, (2.3), (2.4), (2.6), (2.11) より自己相似解は求まる [6].

$$v_r = -\frac{1}{\sqrt{2}} B_2 c \alpha_{\text{vis}} f x^{-1/2}, \quad (2.16)$$

$$\Omega = \frac{1}{\sqrt{2}} B_3 \frac{c}{r_g} \epsilon f x^{-3/2}, \quad (2.17)$$

$$T = \frac{1}{2} B_1 B_3 c^2 \frac{\mu m_H}{k_B} \epsilon f^2 x^{-1}, \quad (2.18)$$

$$\rho = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{B_1^{3/2}} \frac{1}{B_2 B_3^{1/2}} \frac{1}{\kappa_{\text{es}} r_g} \frac{\dot{m}}{\alpha_{\text{vis}}} \frac{1}{\sqrt{\epsilon f}} x^{-3/2}. \quad (2.19)$$

ここで

$$\epsilon = \frac{5/3 - \gamma}{\gamma - 1}, \quad f = \sqrt{\frac{2}{B_2^2 \alpha_{\text{vis}}^2 + 5B_1 B_3 \epsilon + 2B_3^2 \epsilon^2}}$$

である. α_{vis} が小さく $f = 1$ とおける場合の自己相似解のパラメータ依存性を表 2.1 にまとめる.

表 2.1: 自己相似解のパラメータ依存性.

	パラメータ依存性		
v_r	α_{vis}^{-1}	\dot{m}^0	m^0
Ω	α_{vis}^0	\dot{m}^0	m^{-1}
ρ	α_{vis}^{-1}	\dot{m}^1	m^{-1}
T	α_{vis}^0	\dot{m}^0	m^0
P	α_{vis}^{-1}	\dot{m}^1	m^{-1}

2.2.2 数値解

2.1 節で導出した微分方程式を解き、光学的に薄いモデルの数値解を求める。ただし、 $m = 10$, $\mu = 0.64$, $\kappa_{\text{es}} = 0.4 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ で固定する。ポリトロップ指数 $N = 2$ を採用すると、平均因子は $B_1 = 8/15$, $B_2 = 48/35$, $B_3 = 3$, $B_4 = 9/64$ になる。 $P = P_{\text{gas}}$, $\beta = 1$ とおき、外部境界 $x_{\text{out}} = 10^4$ から内向きに数値計算を実行する。計算に用いたパラメータを表 2.2 にまとめる。

Case A - C での動径速度 $-v_r/c$ 分布を図 2-1 (a) - (c) に示す。(a) における点線、実線、破線は $\alpha_{\text{vis}} = 0.1, 0.01, 0.001$ の場合を表し、遷音速点はそれぞれ、 $x = 12.2, 3.2, 2.34$ である。つまり、 α_{vis} が小さいほどガスはよりブラックホール近傍まで降着できる。円盤外側の $x > 100$ では $|v_r|$ は α_{vis} に比例し、ガスは自由落下速度のほぼ α_{vis} 倍で降下する。 $\alpha_{\text{vis}} \leq 0.01$ の場合、降着速度は遷音速点近傍で急激に増加する。(b) は v_r が \dot{m} に依存しないことを示す。(c) の点線、実線、破線は $\gamma = 4/3, 3/2, 5/3$ の場合であり、 γ が大きいほど $|v_r|$ は大きい。 $x > 100$ では $\gamma = 4/3, 3/2$ の場合、 $v_r \sim r^{-1/2}$ で近似でき、 $5/3$ の場合には $r^{-7/10}$ で近似できる。(d) より明らかに解は x_{out} には依存しない。 $x > 500$ では自己相似解は数値解の十分に良い近似である。

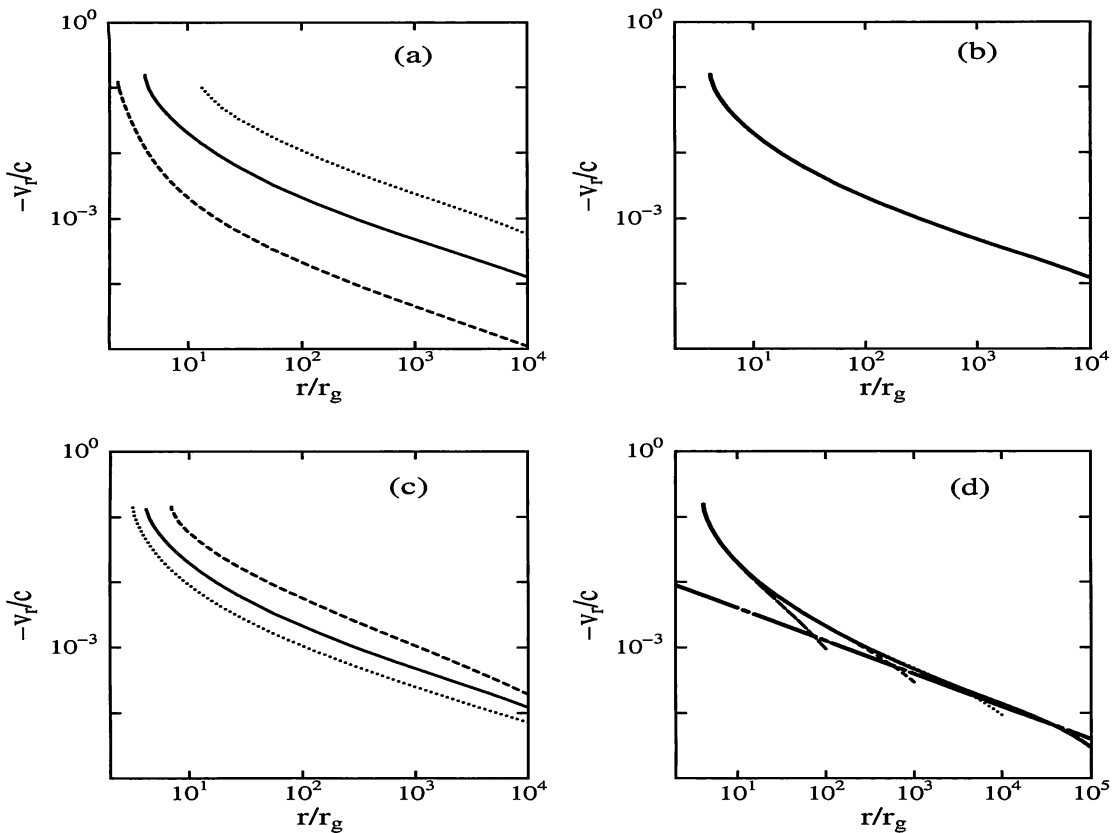


図 2-1: 動径速度 $-v_r/c$ 分布。(a) α_{vis} 依存性. 点線, 実線, 破線は $\alpha_{\text{vis}} = 0.1, 0.01, 0.001$ の場合を表す。(b) \dot{m} 依存性.(c) γ 依存性. 点線は $\gamma = 4/3$, 実線は $3/2$, 破線は $5/3$ を表す。(d) x_{out} 依存性. パラメータは $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$, $\dot{m} = 10^{-5}$, $\gamma = 3/2$ である. 鎖線は $x_{\text{out}} = 10^2$, 破線は 10^3 , 点線は 10^4 , 実線は 10^5 の場合である. 一点鎖線は自己相似解 (2.16) である。

表 2.2: 数値計算に用いたパラメータ.

	Case A	Case B	Case C
固定パラメータ	$\dot{m} = 10^{-5}, \gamma = 3/2$	$\alpha_{\text{vis}} = 0.01, \gamma = 3/2$	$\alpha_{\text{vis}} = 0.01, \dot{m} = 10^{-5}$
指定パラメータ	$\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ $\alpha_{\text{vis}} = 0.001$	$\dot{m} = 10^{-4}$ $\dot{m} = 10^{-5}$ $\dot{m} = 10^{-6}$ $\dot{m} = 10^{-7}$	$\gamma = 5/3$ $\gamma = 3/2$ $\gamma = 4/3$

図 2-2 (a), (b) に Case A, B での密度分布を表す. 図より密度 ρ は $\dot{m}\alpha_{\text{vis}}^{-1}$ に比例する. $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$, $\dot{m} = 10^{-5}$, $x = 50$ で比較した場合, 光学的に薄いモデルの密度は標準円盤の密度 ($\rho \simeq 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$) よりもずっと低く $\rho \simeq 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ である. このことから, 光学的に薄いモデルはコロナ的なガス流であると言える [7]. さらに, (2.7), (2.9) から温度はほぼ局所的ビリアル温度 $T_{\text{vir}} \simeq GMm_{\text{H}}/k_{\text{B}}r$ であることも分かる.

圧力分布を図 2-3 左図に示す. 圧力 P のパラメータ依存性は密度のそれと一致する. つまり, 温度 T は粘性パラメータ α_{vis} , 降着率 \dot{m} の両方に依存しない. $\alpha_{\text{vis}} > 0.01$ の場合, 遷音速点に向かい P は内向きに単調増加する. これはガスが粘性角運動量輸送により降着することを意味している. 一方, $\alpha_{\text{vis}} \leq 0.01$ の場合には臨界安定円軌道半径の近傍 $x \simeq 4$ において最大圧力 P_{max} になる. 最大圧力点の存在は角速度 Ω の値と密接に関係する [7].

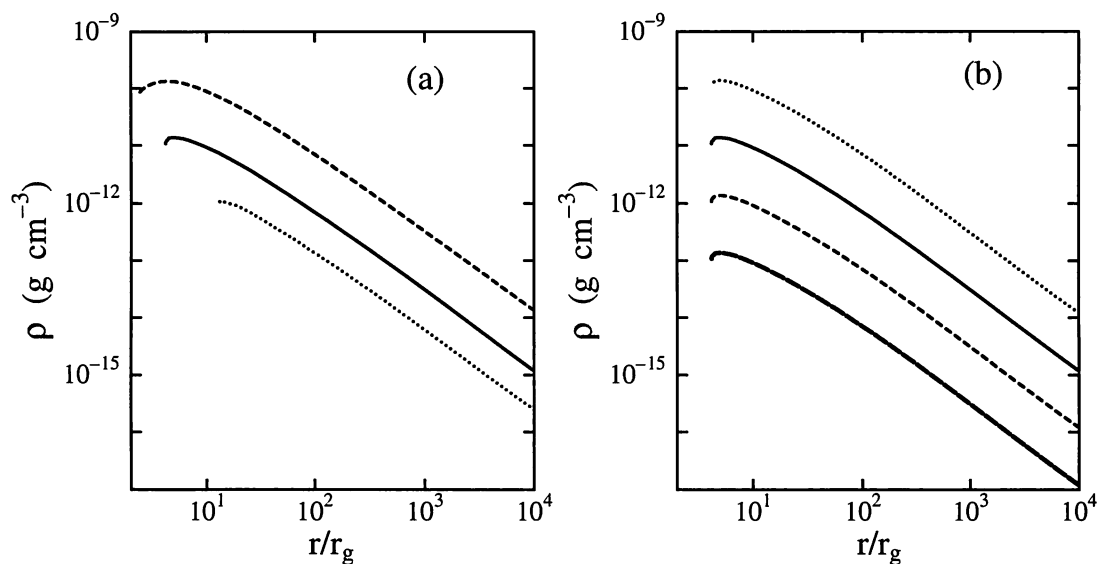


図 2-2: Case A, B での密度分布. (a) の点線, 実線, 破線は図 2-1 (a) と同様である. (b) の点線は $\dot{m} = 10^{-4}$, 実線は 10^{-5} , 破線は 10^{-6} , 鎖線は 10^{-7} の場合である.

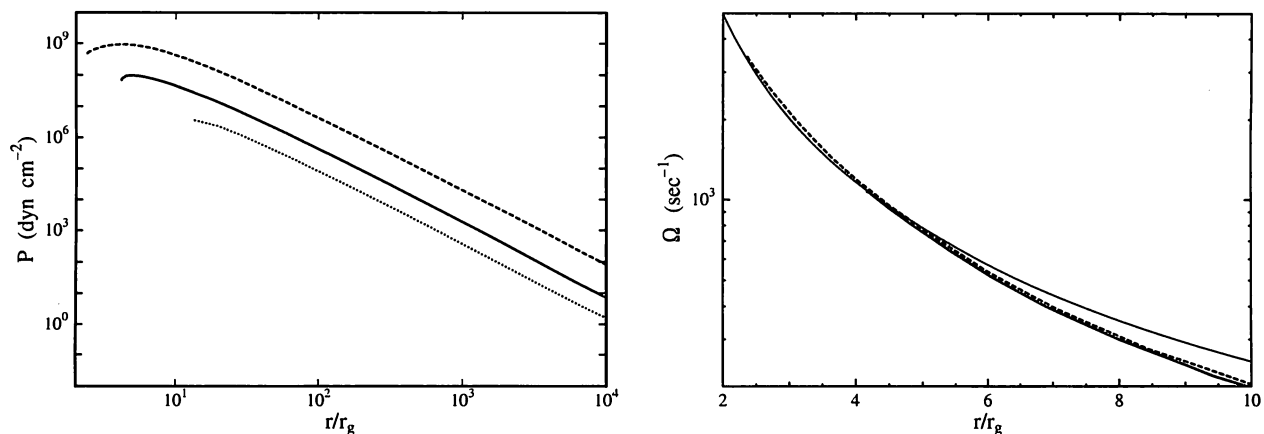


図 2-3: Case A での圧力分布 (左図) と角速度分布 (右図). 点線, 実線, 破線は図 2-1 (a) と同様である. 右図中の細い実線は Kepler 角速度 Ω_K を表す.

遷音速点近傍の Ω の分布を図 2-3 右図に示す. P_{\max} となる点付近で Ω は Kepler 値を超えている. (2.4) の左辺第 2 項はその点で符号を変える, つまり, その点より内側では圧力勾配は内向きに作用する. α_{vis} が小さい場合, 粘性は効果的に作用できず, 遷音速点近傍では圧力勾配によりガスは降着する. 粘性作用の減少と重力ポテンシャルの作用により, 発熱が減少し, そのためガスの温度が降下する. これは Newton ポテンシャルの場合には現れず, 擬 Newton ポテンシャルに特徴的な結果である. 遷音速点が $x < 3$ にあり, 圧力最大点が存在するというのは幾何学的に厚い降着円盤の特徴の 1 つである [8]. $\alpha_{\text{vis}} \leq 0.01$ の場合, ガスは動径方向も静水圧平衡に近い状態で降着しており, この点において, 光学的に薄いモデルはイオントーラスモデルと非常に類似している [9].

2.2.3 安定性

光学的に薄い ADAF の安定性は局所線形摂動解析と大域的シミュレーションを用いて調べられている [10]. そのシミュレーションによると, 円盤外縁に加えられた擾乱は内向きに内縁まで伝播し, その後, 方向を変え, 外向きに伝播する. 内向きに伝播する擾乱は熱的モードであり, 外向きに伝播する擾乱は音波モードであると解釈されている. 本節では 4 次の分散関係 [11] を数値的に解くことにより 4 つのモードを求め, 各モードに対する安定性を論じる.

分散関係

変数 v_r, Ω, T, ρ を q で表し, その Euler 変位 δq を平面波 $\delta q/q \sim \exp[i(\omega t - kr)]$ で表す. 時間に関する基礎方程式を δq に関して線形化すると, $\sigma = i(\omega - kv_r)$ についての 4 次の分散関係が求まる [11].

$$C_4 \bar{\sigma}^4 + C_3 \bar{\sigma}^3 + C_2 \bar{\sigma}^2 + C_1 \bar{\sigma} + C_0 = 0. \quad (2.20)$$

ここで, ω, k は摂動の振動数, 波数である. (2.20) では $\bar{\sigma} = \sigma/\Omega_K$ とおき, 分散関係を無次元化してある. 係数 C_i ($i = 1, \dots, 4$) は定常流の物理量 q とその勾配 $dq = d \ln q / d \ln r$ の関数として与えられる. (2.20) の 4 つの根のうち 2 つは粘性モードと熱的モード, 残り 2 つは内向き, 外向き音波モードである. 摂動の成長率が負, すなわち, $\Re e(\bar{\sigma}) < 0$ のとき降着流は安定であり, $\Re e(\bar{\sigma}) > 0$ のとき不安定である. $\Im m(\bar{\sigma}) < 0$ の摂動は円盤の内向きに伝播し, $\Im m(\bar{\sigma}) > 0$ の摂動は外向きに伝播する.

安定性解析

定常解として $m = 10, \mu = 0.64, \kappa_{\text{es}} = 0.4 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ の場合の自己相似解と数値解を採用し, 波長 $\lambda = 2\pi/k$ に対する 4 つのモードの成長率を論じる.

定常解に自己相似解を用いた場合の成長率を図 2-4, 2-5 に示す. ただし, 熱的モードと粘性モードの成長率 $|\Re e(\bar{\sigma})|$ は α_{vis} で規格化してある. 図 2-4 より, α_{vis} と λ によらず, 粘性モードと内向き音波モードは安定, 熱的モードは不安定である. 外向き音波モードは $\alpha_{\text{vis}} \leq 0.1$ ではすべての波長に対して不安定, $\alpha_{\text{vis}} = 1$ の場合では $\lambda > 10H$ の長い波長に対してのみ不安定である. 図 2-5 は, 熱的および粘性モードは γ が小さいほど安定, 音波モードは γ の値によらないことを示す. (2.13) より, γ の減少は移流冷却率 Q_{adv}^- の増加を意味するので, 移流は熱的モードと粘性モードを安定化するように働くことが分かる. 成長率 $\Re e(\bar{\sigma})$ の m, γ 依存性は定常解のそれらへの依存性と一致する.

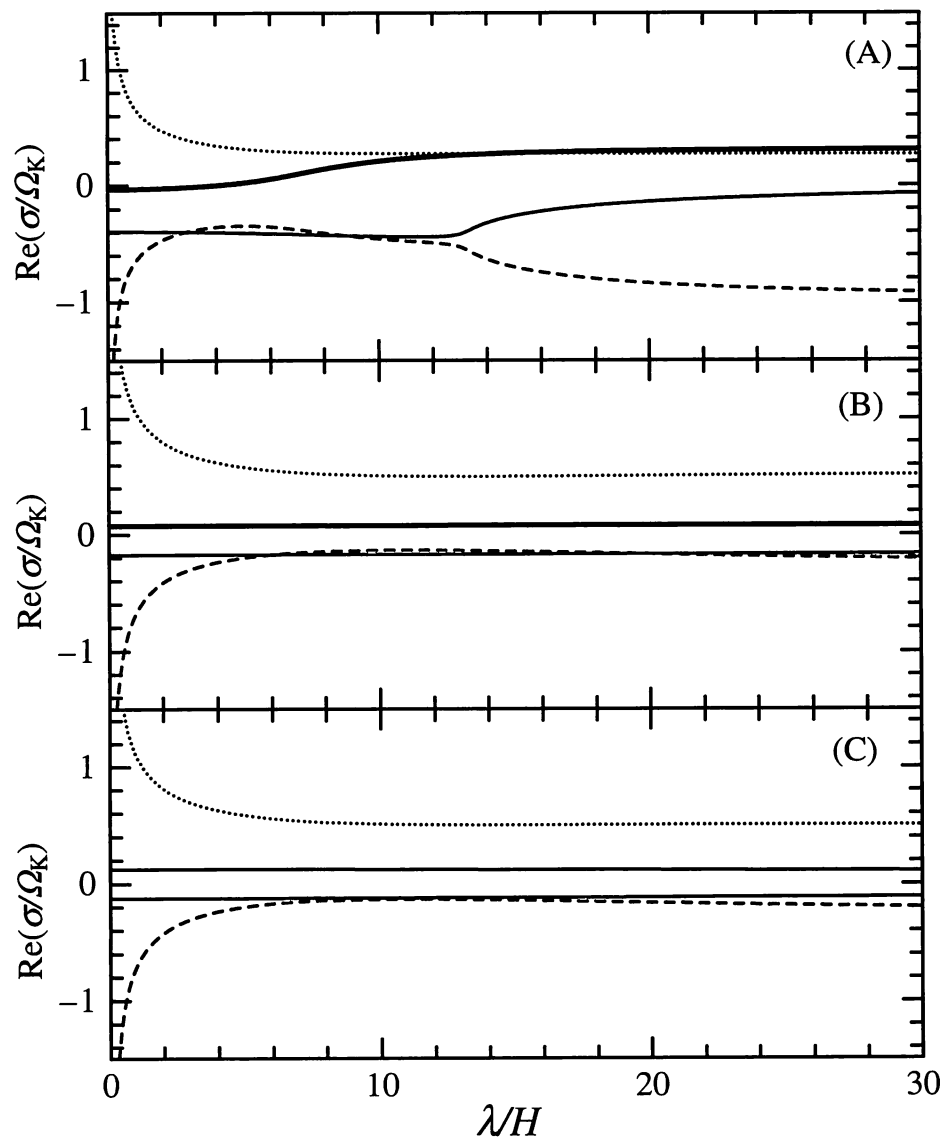


図 2-4: 成長率の α_{vis} 依存性. $\gamma = 3/2$, $\dot{m} = 10^{-5}$, (a) $\alpha_{\text{vis}} = 1.0$, (b) 0.1 , (c) 10^{-5} の場合である. 太い実線, 細い実線, 点線, 破線はそれぞれ, 外向き, 内向き音波モード, 熱的モード, 粘性モードを示す. 熱的モードと粘性モードの成長率は α_{vis} で規格化してある.

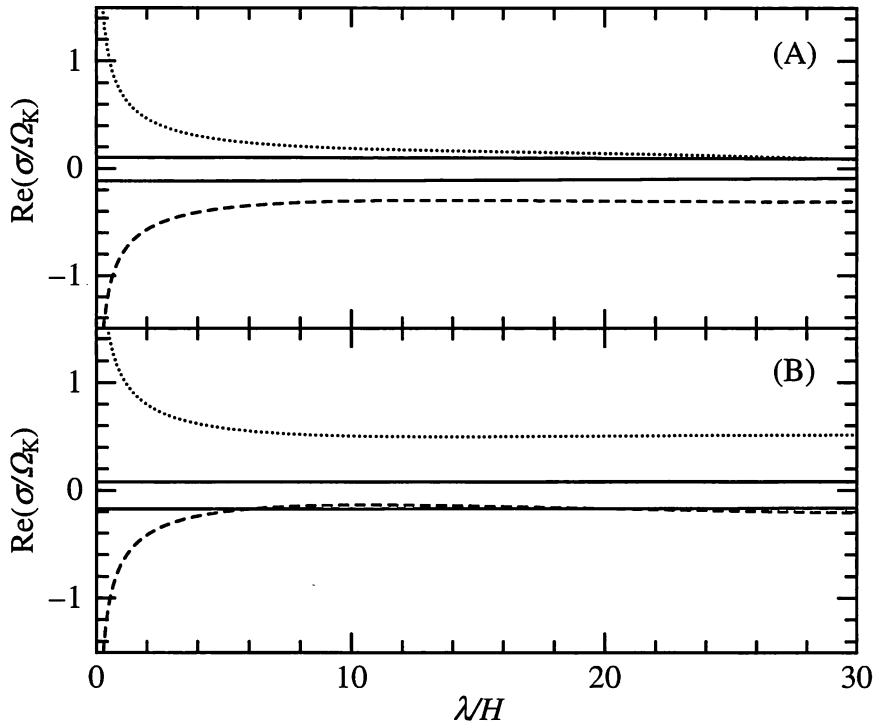


図 2-5: 成長率の γ 依存性. $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$, $m = 10^{-5}$, (a) $\gamma = 4/3$, (b) $3/2$ の場合である. 太い実線, 細い実線, 点線, 破線は図 2-4 と同じである.

図 2-6 に数値解を定常解として用いた場合の成長率を示す. 物理量の勾配が摂動に及ぼす影響を調べるために, (A) $x = 30$, (B) $x = 5$ における成長率を調べる. 図より, 粘性モードと内向き音波モードは常に安定である. 熱的モードは $x = 30$ ではすべての波長に対して不安定, $x = 5$ では $\lambda < 2H$ の摂動に対してのみ不安定になる. これは $x \simeq 20$ において面密度 $\Sigma = B_1 \rho H$ の勾配 $d \ln \Sigma / d \ln r$ が符号を変えたためである. つまり, 熱的モードは移流の増大により安定化されたのである.

図 2-7 に物理量の勾配分布を示す. $x < 10$ では dv_r は徐々に増大し, 他の物理量の勾配に影響を及ぼす. $x \simeq 8$ において z 積分された圧力 $W = B_2 P H$ の勾配の符号が変わるので, $x = 5$ では外向き音波モードも安定になっている. 遷音速点 ($x = 2.89$) 近傍では, $\lambda < 2H$ の熱的モード以外のすべてのモードが安定になる. 明らかに, 物理量の勾配の増大は擾乱を安定化させている. この点が定常解として数値解と物理量の勾配が一定である自己相似解を用いた場合とで顕著に異なる点である. 我々の解析は内向きの擾乱は熱的モード, 外向きの擾乱は音波モードであるという大域的シミュレーションの解釈を支持する.

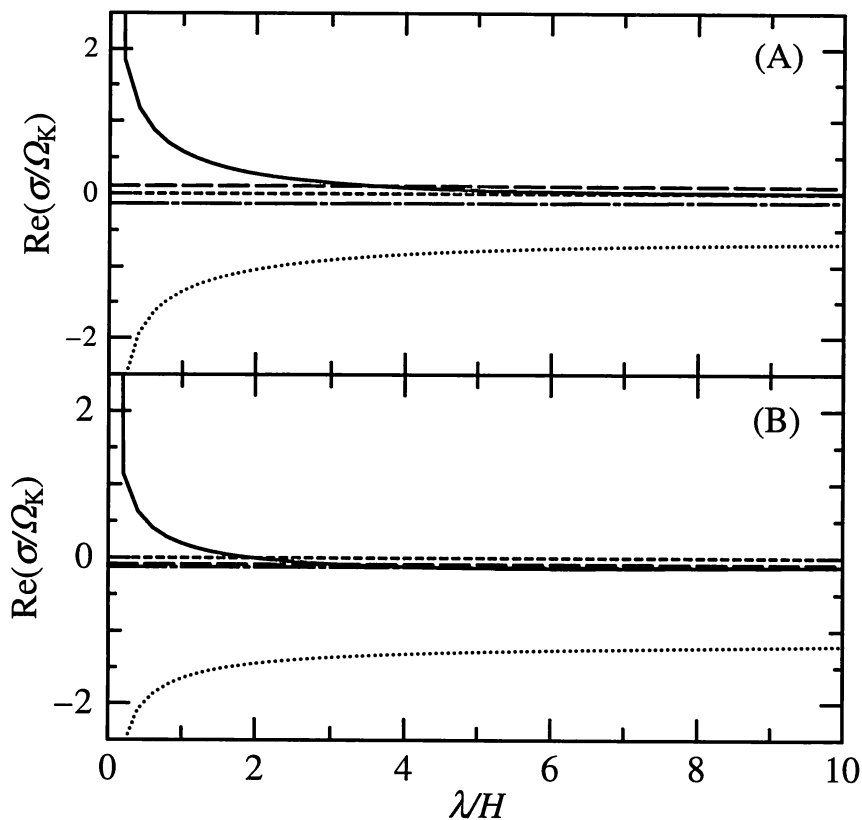


図 2-6: 成長率. 定常解は $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$, $\dot{m} = 10^{-5}$, $\gamma = 1.5$ の場合の数値解である. (A) $x = 30$, (B) $x = 5$ における成長率である. 実線と点線は熱的モードと粘性モード, 長破線と一点鎖線は外向き, 内向きの音波モードである. 短破線は $\Re(\bar{\sigma}) = 0$. 図 2-4 と同様に熱と粘性モードについては α_{vis} で規格化してある.

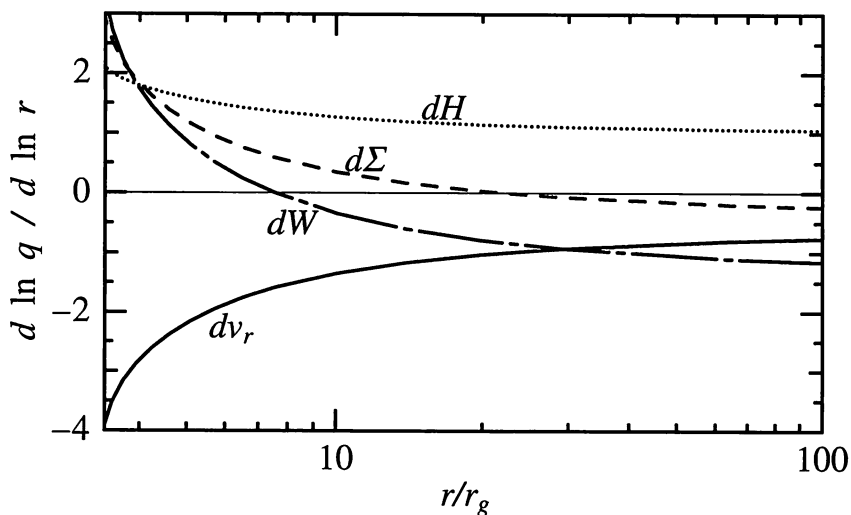


図 2-7: 物理量の動径勾配分布. 実線は動径速度勾配, 破線は面密度勾配, 点線は円盤の厚みの勾配, 一点鎖線は z 積分された圧力勾配を表す.

2.3 光学的に厚いモデル

$\dot{m} > 1$ の場合には円盤は光学的に厚くなり、冷却過程も移流に支配されるようになる。この場合の降着円盤は光学的に厚い ADAF、もしくはスリム降着円盤と呼ばれている [12].

2.3.1 自己相似解

光学的に厚いモデルにおいても自己相似解を求めることができる [13]. この場合には、圧力 P は放射圧 $P_{\text{rad}} = aT^4/3$, $\beta = 0$ である. Newton ポテンシャルのもとで, $Q_{\text{vis}}^+ = Q_{\text{adv}}^-$ として 2.2.1 節と同様の手順で自己相似解を求めると

$$v_r = -cf^{-1}x^{-1/2}, \quad (2.21)$$

$$\Omega = B_3 \frac{c}{r_g} \alpha_{\text{vis}}^{-1} f^{-1} x^{-3/2}, \quad (2.22)$$

$$T = \left(\frac{3}{2\sqrt{2}} B_2 B_3 \frac{c^2}{a\kappa_{\text{es}} r_g} \frac{\dot{m}}{\alpha_{\text{vis}}} \right)^{1/4} x^{-5/8}, \quad (2.23)$$

$$\rho = \frac{1}{2\sqrt{2}} B_1 \frac{1}{\kappa_{\text{es}} r_g} \dot{m} \alpha_{\text{vis}} f^2 x^{-3/2} \quad (2.24)$$

となる。ここで

$$f = \sqrt{1 + 7B_3^2 \frac{1}{\alpha_{\text{vis}}^2}}$$

である。 α_{vis} が小さい場合, $f = \sqrt{7} B_3 \alpha_{\text{vis}}^{-1}$ と近似でき、この場合の自己相似解のパラメータ依存性を表 2.3 にまとめる。温度 T 以外の物理量のパラメータ依存性は表 2.1 に示したものと一致する。

自己相似解を用いて、放射冷却率 (2.15) に対する移流冷却率 (2.13) の比を求めると

$$Q_{\text{adv}}^- / Q_{\text{rad}}^- = \frac{3}{2\sqrt{2}} B_1^{-3/2} B_2^{3/2} B_3^{-1/2} \frac{1}{a} f^{-1} \left(\frac{\dot{m}}{\alpha_{\text{vis}}} \right) x^{-1} \quad (2.25)$$

を得る。 $f \simeq \alpha_{\text{vis}}^{-1}$ の場合, $Q_{\text{adv}}^- / Q_{\text{rad}}^- \simeq \dot{m}$ なので、降着率が高いほど、降着円盤は移流冷却優勢であると分かる。

表 2.3: 自己相似解のパラメータ依存性.

	パラメータ依存性		
v_r	α_{vis}^1	\dot{m}^0	m^0
Ω	α_{vis}^0	\dot{m}^0	m^{-1}
ρ	α_{vis}^{-1}	\dot{m}^1	m^{-1}
T	$\alpha_{\text{vis}}^{-1/4}$	$\dot{m}^{1/4}$	$m^{-1/4}$
P	α_{vis}^{-1}	\dot{m}^1	m^{-1}

2.3.2 数値解

$m = 10$, $\mu = 0.64$, $\kappa_{\text{es}} = 0.34 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, $P = P_{\text{rad}}$, $\beta = 0$ とおき, 光学的に厚いモデルの数値解を求める. ポリトロープ指数 $N = 3$ を用いると, $B_1 = 16/35$, $B_2 = 128/315$, $B_3 = 4$ である. 表 2.4 に示すパラメータの範囲内で外部境界 $x_{\text{out}} = 10^4$ より内向きに数値計算を実行する.

表 2.4: 数値計算に用いたパラメータ.

	Case A	Case B	Case C
固定パラメータ	$\dot{m} = 10^3, m = 10$	$\alpha_{\text{vis}} = 0.01, m = 10$	$\alpha_{\text{vis}} = 0.01, \dot{m} = 10^3$
指定パラメータ	$\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ $\alpha_{\text{vis}} = 0.001$	$\dot{m} = 10^3$ $\dot{m} = 10^5$ $\dot{m} = 10^7$	$m = 10$ $m = 10^2$ $m = 10^3$

図 2-8 に動径速度分布を示す. 動径速度 v_r は α_{vis} のみに依存し \dot{m} にはよらない. $x > 100$ では自己相似解は数値解の良い近似になっている. 光学的に薄いモデルと比較すると, α_{vis} が等しい場合, $x > 10$ での $|v_r|$ は薄いモデルの値よりも 2 桁程度小さい. つまり, 光学的に厚い ADAF のガスは内部領域まで, より緩やかに降着し, 内縁近傍において急速に落下する [12].

密度分布を図 2-9 に示す. ガス密度は $\rho \sim \dot{m} \alpha_{\text{vis}}^{-1}$ をもち, $x^{-3/2}$ で内向きに増加する. $\alpha_{\text{vis}} \leq 0.01$ の場合, 内縁近傍 $x \simeq 4$ において密度は最大となる. $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$, $x = 100$ において光学的に薄いモデルとの比較を行うと, 薄いモデル ($\rho \simeq 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$) と厚いモデル ($10^{-2} \text{ g cm}^{-3}$) で密度は 10 桁異なる. 降着率はそれぞれ $\dot{m} = 10^{-5}, 10^3$ なので, 2 桁の違いが先に述べた動径速度の違いとなって現れる.

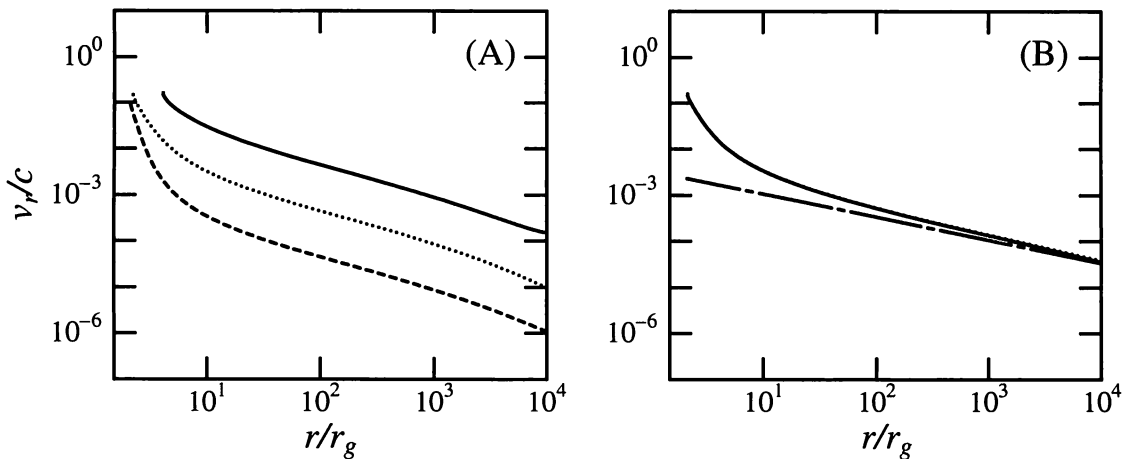


図 2-8: 動径速度分布. (A) は α_{vis} 依存性. 破線, 点線, 実線は $\alpha_{\text{vis}} = 0.001, 0.01, 0.1$ の場合である. (B) は \dot{m} 依存性. $\dot{m} = 10^7, 10^5, 10^3$ の場合を破線, 点線, 実線で示してあるが, 3 線とも重なり合っている. (B) 中の一点鎖線は自己相似解を示す.

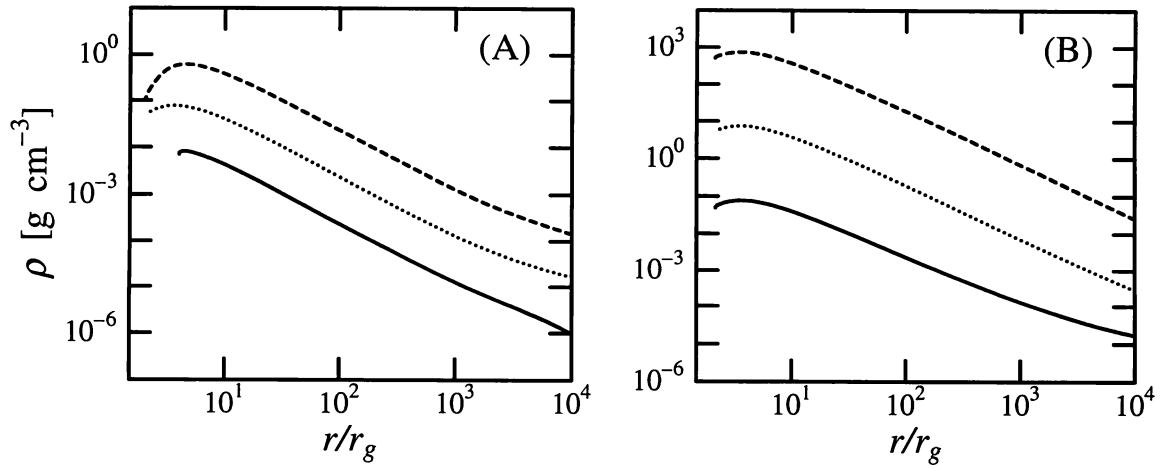


図 2-9: 密度分布. (A) α_{vis} 依存性. (B) m 依存性. 実線, 点線, 破線は 図 2-8 の場合と同様である.

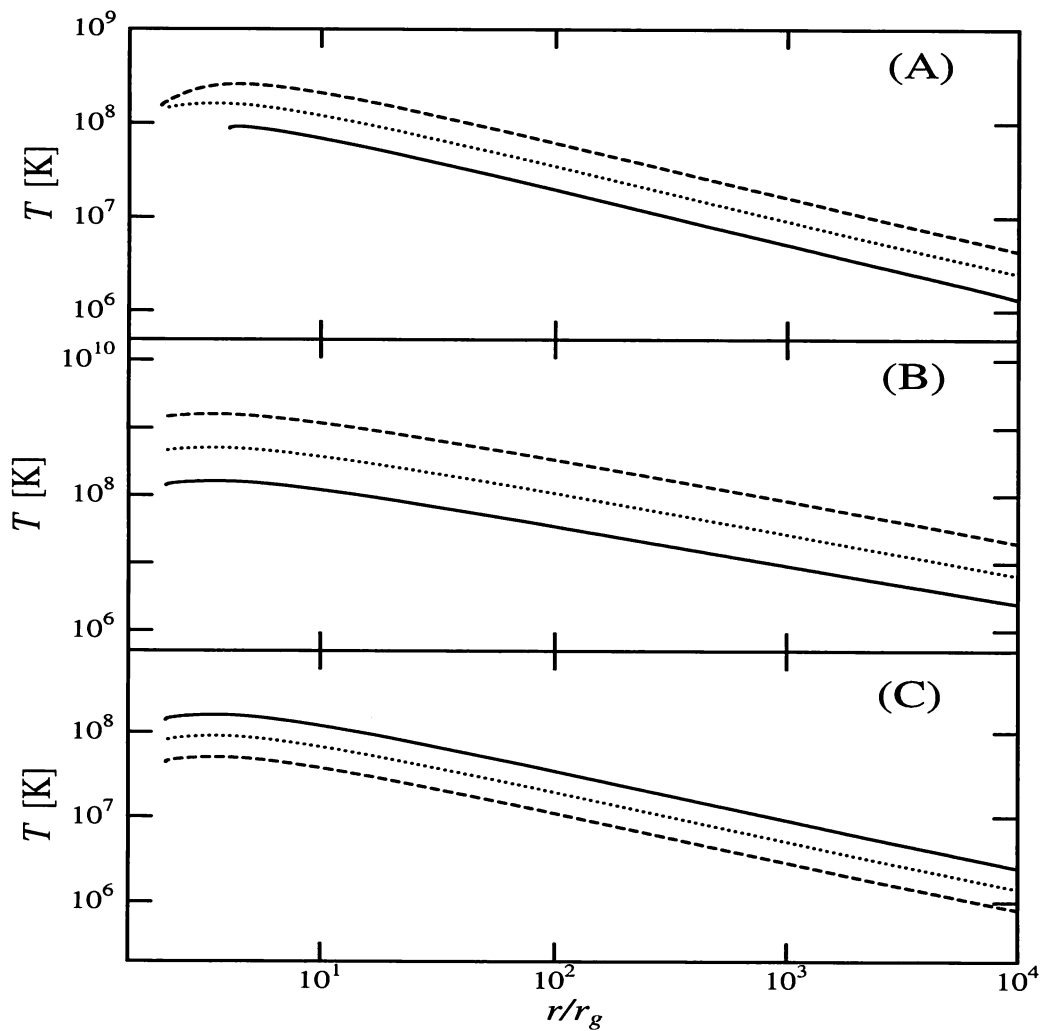


図 2-10: 温度分布. (A) α_{vis} 依存性, (B) m 依存性, 実線, 点線, 破線は 図 2-8 の場合と同様である. (C) m 依存性. 実線, 点線, 破線は $m = 10, 10^2, 10^3$ を示す.

図 2-10 に温度分布を示す. ガス温度は $x > 10$ の領域では $T \sim x^{-5/8}$ で内向きに単調に増加する. $\alpha_{\text{vis}} \leq 0.01$ の場合, $x \simeq 4$ において圧力勾配の符号が変わるので, その点で最大温度になる. 光学的に薄いモデルでは, パラメータ依存性はなく $T \sim x^{-1}$ で増加し, 内縁近傍では $T \simeq 10^{12}$ K になる. 一方, 厚いモデルでは $T \sim \dot{m}^{1/4} m^{-1/4} \alpha_{\text{vis}}^{-1/4}$ をもち, $x^{-5/8}$ で増加する. 内縁近傍における温度は $T \simeq 10^8$ K であり, 光学的に薄いモデルよりも 4 桁程度低い.

図 2-10, 2-9 に示すように, 光学的に厚い ADAF では $T > 10^7$ K, $\rho > 1 \text{ g cm}^{-3}$ であり, この温度, 密度領域は核反応が起こる領域である [14]. 4 章において, 光学的に厚い ADAF 内部における元素合成について論じる.

2.3.3 安定性

光学的に薄いモデルの場合と同様に, 厚い ADAF の安定性の議論も局所解析, 大域的シミュレーションを利用して行われてきている [10, 11]. 各モードの波長 λ に対する成長率の変化は 2.2.3 節で論じた光学的に薄いモデルの場合と定性的には等しい. ここでは, 特に興味深い音波モードについてのみ述べる. 降着率 $\dot{m} \geq 1$ の場合, 内縁近傍では内向き, 外向き音波モードは安定化される. 一方, $\dot{m} < 1$ の場合, Q_{rad}^- と Q_{adv}^- が同等に作用し ((2.25) 参照), 円盤外側では, 内向き音波モードは安定, 外向き音波モードは不安定になる. その逆に, 内側では, 内向きモードが不安定で, 外向きモードが安定になる. 音波モードは圧力勾配や移流といった降着流の力学過程に強く依存し, 物理量の動径勾配が音波モードの安定化に対して重要な働きをしている.

まとめ

本章では光学的に薄い ADAF と厚い ADAF モデルの構造を調べ、その安定性を論じた。得られた結果をまとめる。

1. 光学的に薄いモデルと厚いモデルの構造は定性的に等しく、粘性パラメータ $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ を境にその性質が異なる。

- $\alpha_{\text{vis}} \leq 0.01$ の場合

- (i) 降着ガスの角速度 Ω は遷音速点近傍において Kepler 角速度 Ω_K を越える。
- (ii) 遷音速点は最終安定円軌道半径 $3r_g$ より内側に存在する。
- (iii) 遷音速点の外部において圧力は最大になる。それゆえ、遷音速点近傍ではガスは粘性ではなく、圧力勾配により降着する。
- (iv) 構造はイオントラスに類似する。

- $\alpha_{\text{vis}} > 0.01$ の場合

- (i) 角速度は円盤外部境界から内部境界まで Kepler 角速度以下である。
- (ii) 遷音速点は最終安定円軌道半径より外側に位置する。
- (iii) 圧力最大点は存在せず、降着流のダイナミクスは完全に粘性で支配される。
- (iv) 降着流は円盤降着よりもむしろ球対称降着流に類似する。

2. 光学的に薄いモデルでは

- (i) 温度はほぼ局所的ビリアル温度になっており、 $x > 30$ では $T \sim x^{-1}$ の形をとる。内縁近傍で $T \simeq 10^{12}$ K に達する。
- (ii) 密度は $\rho \sim x^{-3/2}$ で分布し、 $\rho \leq 10^{-10}$ g cm $^{-3}$ である。つまり、コロナ的なガス流である。
- (iii) 自己相似解は $x > 500$ の領域で有用である。

3. 光学的に厚いモデルでは

- (i) 温度は $x > 10$ では $T \sim x^{-5/8}$ で分布する。内縁近傍での温度は $T = 10^7 - 10^9$ K になる。
- (ii) 内部領域を除き、 $\rho \sim x^{-3/2}$ で分布する。内縁近傍での密度は $\rho = 10^{-3} - 10^3$ g cm $^{-3}$ となる。
- (iii) 降着速度は薄いモデルのものよりも 2 桁程度遅い。
- (iv) 自己相似解は $x > 100$ の領域で有用である。

4. 温度 T 、圧力 P を除き、2つのモデルのパラメータ依存性は同じである。表 2.5 にパラメータ依存性をまとめる。

5. 安定性解析によると

- (i) 粘性モードと内向き音波モードは粘性パラメータ α_{vis} や摂動の波長によらず, 常に安定であり, 熱的モードは不安定である.
- (ii) 外向き音波モードは $\alpha_{\text{vis}} \leq 0.1$ の場合は常に不安定になるが, $\alpha_{\text{vis}} > 0.1$ の場合は短波長の擾乱に対して安定になる.
- (iii) 移流は粘性モードと熱的モードを安定化する.
- (iv) 物理量の動径勾配は擾乱を安定化させるように作用する.
- (v) 定常解において自己相似解が有用となる領域では, 数値解と自己相似解のどちらの解を定常解として採用しても, 4 つのモードの安定領域は一致し, かつその成長率も一致する. 安定性の議論からも自己相似解の有用性が確認できた.

表 2.5: ADAF のパラメータ依存性.

	光学的に薄いモデル			光学的に厚いモデル		
v_r	α_{vis}^1	\dot{m}^0	m^0	α_{vis}^1	\dot{m}^0	m^0
Ω	α_{vis}^0	\dot{m}^0	m^{-1}	α_{vis}^0	\dot{m}^0	m^{-1}
ρ	α_{vis}^{-1}	\dot{m}^1	m^{-1}	α_{vis}^{-1}	\dot{m}^1	m^{-1}
T	α_{vis}^0	\dot{m}^0	m^0	$\alpha_{\text{vis}}^{-1/4}$	$\dot{m}^{1/4}$	$m^{-1/4}$
P	α_{vis}^{-1}	\dot{m}^1	m^{-1}	α_{vis}^{-1}	\dot{m}^1	m^{-1}

参考文献

- [1] R. Matsuba, S. Ikeda, Y. Ohta, S. Fujimoto and K. Arai, Phys. Rep. Kumamoto Univ. **10** (1998), 125.
R. Matsuba, S. Fujimoto, Y. Obata and K. Arai, Phys. Rep. Kumamoto Univ. **11** (2000), 65.
- [2] S. Fujimoto, R. Matsuba, Y. Ohta and K. Arai, Phys. Rep. Kumamoto Univ. **10** (1998), 135.
- [3] S. Kato, J. Fukue and S. Mineshige, *Black Hole Accretion Disks*, (Kyoto Univ. Press, Kyoto, 1998).
- [4] R. Hoshi, Prog. Theor. Phys. **58** (1977), 1191.
- [5] B. Paczyński and P. J. Wiita, Astron. Astrophys. **88** (1980), 23.
- [6] R. Narayan and I. Yi, Astrophys. J. **428** (1994), L13; Astrophys. J. **452** (1995), 710.
- [7] R. Narayan, S. Kato and F. Honma, Astrophys. J. **476** (1997), 49.
X. Chen, M. A. Abramowicz and J. P. Lasota, Astrophys. J. **476** (1997), 61.
- [8] K. Arai, F. Hagio and M. Hashimoto, Phys. Rep. Kumamoto Univ. **8** (1990), 9.
- [9] M. J. Rees, E. S. Phinney, M. C. Begelman and R. D. Blandford, Nature **295** (1982), 17.
- [10] X. B. Wu and Q. B. Li, Astrophys. J. **469** (1996), 776.
T. Manmoto et al., Astrophys. J. **464** (1996), L135.
- [11] S. Fujimoto and K. Arai, Astron. Astrophys. **330** (1998), 1190.
- [12] M. A. Abramowicz, B. Czerny, J. P. Lasota and E. Szuszkiewicz, Astrophys. J. **332** (1988), 646.
F. Honma, S. Kato, R. Matsumoto and M. A. Abramowicz, Pub. Astron. Soc. Jap. **43** (1991), 509.
- [13] J. M. Wang and Y. Y. Zhou, Astrophys. J. **516** (1999), 420.
- [14] K. Arai and M. Hashimoto, Astron. Astrophys. **302** (1995), 99.
K. Arai, M. Hashimoto and S. Fujimoto, in *Physics of Accretion Disks*, eds. S. Kato, S. Inagaki, S. Mineshige and J. Fukue, (Gordon & Breach, Amsterdam, 1998), p. 69.

第3章 ニュートリノ冷却流

本章では移流冷却優勢円盤 (ADAF) モデルにニュートリノ冷却を考慮に入れ, ニュートリノ冷却が優勢となる降着流 (Neutrino Cooled Flow, 以後 NCF と略す) のモデルを構築する [1]. 光学的に薄いモデルと厚いモデルそれぞれについて, その構造を議論する.

3.1 光学的に薄いモデル

2.2 節で示したように, 光学的に薄い ADAF におけるガスはブラックホール近傍で $T \simeq 10^{12}$ K の高温になる. 対生成された陽電子はすぐに周囲の豊富な電子と結合, 消滅しニュートリノ対が生成される. 電子・陽電子対消滅過程の冷却率は T^9 に比例するので [2], 高温, 低密度領域では, もっとも優勢なニュートリノ生成過程になる.

光学的に薄いモデルにおけるニュートリノ冷却率を次式で与える.

$$\begin{aligned} Q_{\nu}^{-} &= 2Hq_{\text{pr}}(1 - e^{-\tau}), \\ \tau &= \frac{16\pi}{3}n_{\pm}r_e^2H. \end{aligned} \quad (3.1)$$

ここで, q_{pr} は単位体積あたりの対消滅ニュートリノ冷却率, r_e は古典電子半径, $n_{\pm} = \dot{n}_{\pm}r/|v_r|$ は単位時間あたりの対生成率が \dot{n}_{\pm} であるときに降着時間 $r/|v_r|$ の内に生成される電子・陽電子対の数密度を表す. \dot{n}_{\pm} は

$$\dot{n}_{\pm} = cr_e^2n_e^2 \times \begin{cases} 2 \times 10^{-4}\theta^{3/2}e^{-2/\theta}(1 + 0.015\theta) & (\theta \ll 1) \\ 1.32\alpha_f^2(\ln \theta)^3(1 + 0.058/\theta)^{-1} & (\theta \gg 1) \end{cases}$$

により与えられる [3]. ここで, α_f は微細構造定数, $n_e = \rho/m_H$ は電子の数密度, $\theta = T/6.0 \times 10^9$ である. $\theta \simeq 1$ の場合は上式を内挿して \dot{n}_{\pm} を求める. 光学的に薄い場合には密度が低いため, (3.1) に希釈因子 $1 - \exp(-\tau)$ をかけた [4]. ニュートリノ冷却率 Q_{ν}^{-} を考慮したモデルのエネルギーの式は

$$Q_{\text{vis}}^{+} = Q_{\text{adv}}^{-} + Q_{\text{rad}}^{-} + Q_{\nu}^{-} \quad (3.2)$$

と書ける.

円盤モデルのパラメータは $m = 10$, $\dot{m} = 10^{-5}$, $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ とし, $\mu = 0.64$, $\kappa_{\text{es}} = 0.34 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, $\gamma = 1.5$ を用いる.

まず, 2.2.1 節で求めた自己相似解を用いて, ニュートリノ冷却の大きさを概算する. (2.18), (2.19) より, 温度 T と密度 ρ は

$$T = 4.79 \times 10^{10} x^{-1}, \quad (3.3)$$

$$\rho = 8.28 \times 10^{-11} x^{-3/2} \quad (3.4)$$

なので, (3.1) は

$$Q_{\nu}^{-} = 9 \times 10^{22} H\tau\theta^9 e^{-2/\theta} \quad (3.5)$$

と近似される.

図 3-1 に (2.13) の Q_{adv}^{-} , (2.14) の Q_{rad}^{-} , (3.5) の Q_{ν}^{-} を示す. $x \leq 10^3$ では Q_{ν}^{-} が優勢となるので, Q_{ν}^{-} を考慮した場合, 円盤内部の物理状態は ADAF とかなり異なることが予想される. そこで, $P = P_g$, $\beta = 1$, エネルギーの式が (3.2) の場合の降着円盤の方程式を数値的に解き, 降着流の構造を調べる. 簡単化のために平均因子 B_i をすべて 1 とし, 数値計算を $x_{\text{out}} = 10^4$ から内向きに実行する.

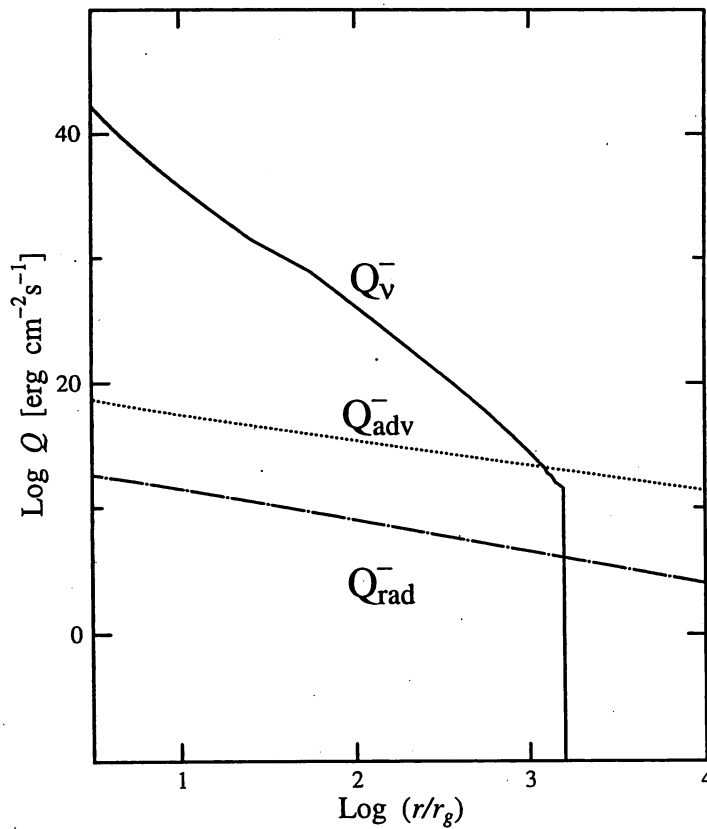


図 3-1: エネルギーの式 (3.2) における各冷却項の寄与. パラメータは $m = 10$, $\dot{m} = 10^{-5}$, $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$, 自己相似解 (3.3), (3.4) を用いた. 実線, 点線, 一点鎖線は Q_{ν}^{-} , Q_{adv}^{-} , Q_{rad}^{-} を示す.

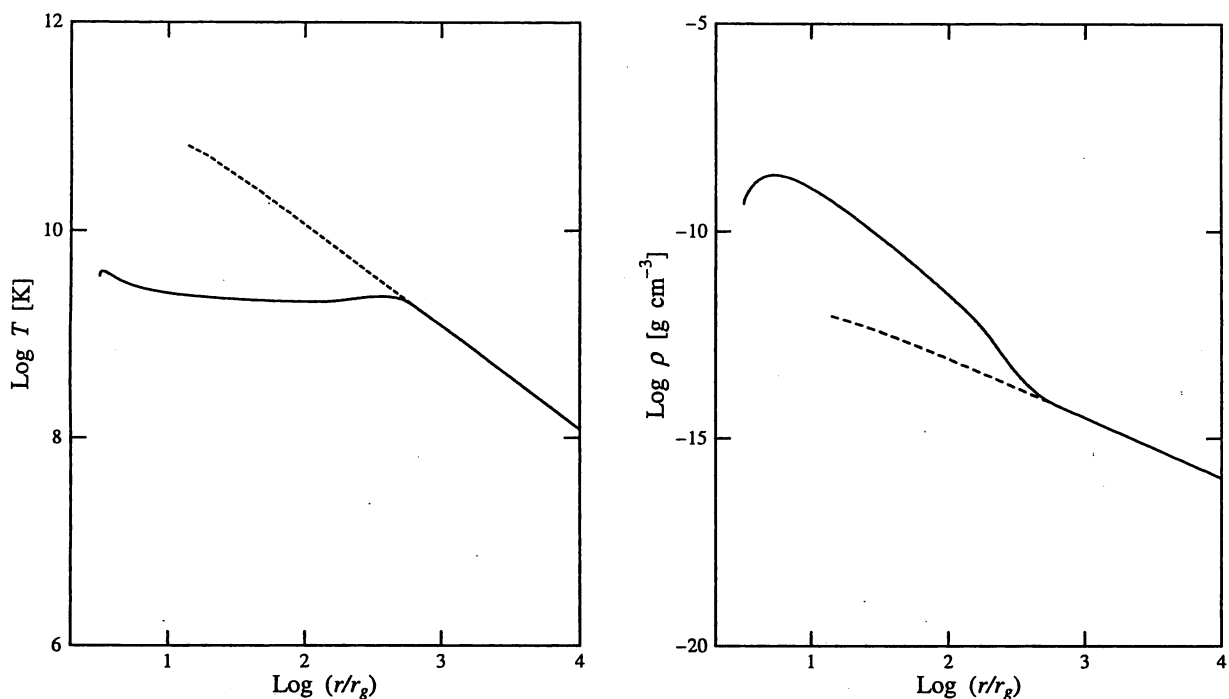


図 3-2: 温度分布 (左図) と密度分布 (右図). パラメータは $m = 10$, $\dot{m} = 10^{-5}$, $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ である. 実線は Q_{ν}^- を含んだ NCF を示し, 破線は 従来の ADAF を示す. $10 \leq x \leq 300$ の領域はほぼ等温になる. 内縁近傍に密度最大点が存在する.

図 3-2 左図に温度分布を示す. Q_{ν}^- を含むニュートリノ冷却優勢流 (NCF) を実線で, 従来の ADAF を破線で示す. $T \leq 10^9$ K の円盤外側 ($x > 10^3$) では ADAF であるが, 中間領域 ($10 \leq x \leq 300$) では NCF となり, $T \simeq 10^9$ K が維持される. 内部境界 x_{in} は ADAF では $x_{\text{in}} = 10.2$ (2.2.2 参照) であったが, NCF では $x_{\text{in}} = 3.15$ となる.

図 3-2 右図に密度分布を表す. NCF では $10 \leq x \leq 100$ の領域で $\rho \sim x^{-5/2}$ の形をとる. これは温度と圧力の分布が $T \sim x^0$, $P \sim x^{-5/2}$ となるためである. 圧力は (2.4) の第 2 項と 3 項の釣り合いから決まるので, $x \simeq 5$ において密度が最大になる理由は, $\alpha_{\text{vis}} \leq 0.01$ をもつ ADAF の場合と同様に, その点で降着ガスの角速度が Kepler 値を越え, 圧力勾配がその符号を変えるためである (2.2.2 節参照). これは降着機構の変化を意味しており, $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ の ADAF は内縁まで粘性により降着すると考えられていたが, NCF では $x \leq 5$ の領域で圧力勾配によりガスは落下する.

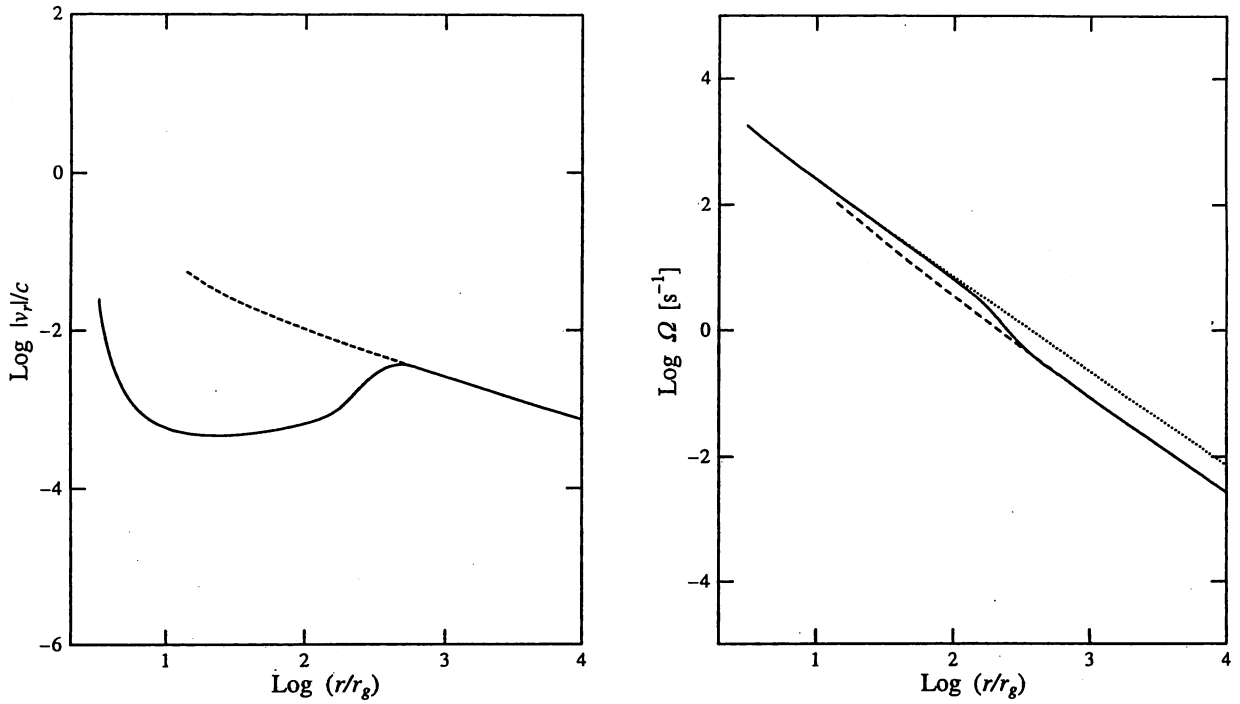


図 3-3: 動径速度分布 (左図) と角速度分布 (右図). 実線, 破線は図 3-2 と同様である. 右図の点線は Kepler 角速度を表す. 中間領域では $\Omega \simeq \Omega_K$, 内縁近傍では $\Omega > \Omega_K$ になる.

動径速度分布を図 3-3 左図に示す. 外側では, ADAF の場合と同様に $v_r \sim r^{-1/2}$ で速度は増加する [5] が, NCF である中間領域では $v_r \sim r^{1/2}$ となる. $x \leq 10$ の内部領域では, 遷音速条件のために $|v_r|$ は急激に増加し音速に達する. 内部境界 x_{in} は ADAF の場合と比較して, より内側に位置する. この理由は中間領域における降着速度の停滞 $|v_r| \ll r\Omega_K$ のためである.

図 3-3 右図に角速度分布を示す. ガスの角速度は $x \simeq 300$ において $|v_r| \ll r\Omega_K$ になるために, Kepler 角速度以下 ($\Omega < \Omega_K$) からほぼ Kepler 角速度 ($\Omega \simeq \Omega_K$) になり, $x \simeq 5$ において Kepler 角速度を超える ($\Omega > \Omega_K$). ニュートリノ冷却優勢な領域の角速度が $\Omega \simeq \Omega_K$ になることは 3.2 節で述べる光学的に厚いモデルにおいても見いだされており, NCF 固有の特徴である [6].

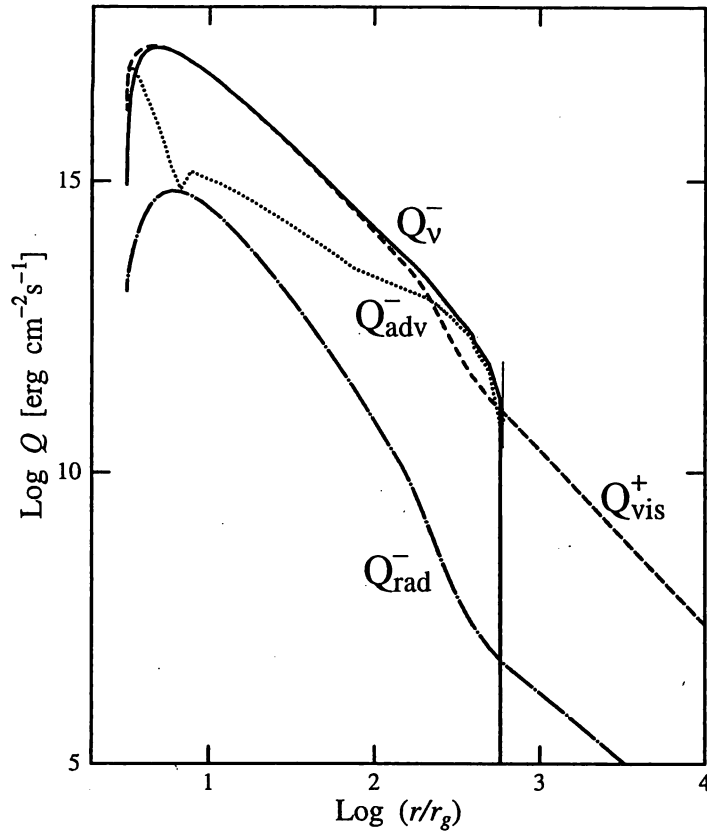


図 3-4: エネルギーの式 (3.2) の各項の寄与. 細い鉛直線に挟まれた領域 $6.17 \leq x \leq 567$ では, 移流は加熱機構として作用する.

エネルギーの式 (3.2) の各項の動径分布を図 3-4 に示す. 円盤外側では $Q_{\text{vis}}^+ = Q_{\text{adv}}^-$, 中間領域では $Q_{\text{vis}}^+ \simeq Q_{\text{v}}^-$ である. 鉛直線で区切られた領域 $6.17 \leq x \leq 567$ では, 移流は冷却ではなく加熱として作用している. ADAF では (2.13) のカッコ内は $1/2$ になるが, NCF 領域では $-5/2$ と符号を変える. その原因は $d \ln T / d \ln r \simeq 0$ および $d \ln \rho / d \ln r \simeq -5/2$ となるからである. $x \leq 5$ の内縁近傍では再度, 移流冷却優勢となる. このような低密度系では放射冷却はほとんど寄与しない.

パラメータ \dot{m} , α_{vis} 依存性について調べる. $\dot{m} = 10^{-7} - 10^{-3}$ および $\alpha_{\text{vis}} = 10^{-3} - 0.5$ の場合, $T \sim \dot{m}^0 \alpha_{\text{vis}}^0$, $v_r \sim \dot{m}^0 \alpha_{\text{vis}}^1$ となり, NCF のパラメータ依存性は ADAF のものと一致する. したがって, $\alpha_{\text{vis}} < 0.5$, もしくは $\dot{m} < 10^{-4}$ の場合には, $Q_{\text{v}}^- > |Q_{\text{adv}}^-|$ の領域, すなわち, NCF が存在し, 降着流は ADAF とかなり異なる構造になる. しかし, $\dot{m} < 10^{-7}$ の場合には \dot{m}_{\pm} が非常に小さいために $Q_{\text{v}}^- \ll Q_{\text{adv}}^-$ となり, 降着流は完全に ADAF になる.

3.2 光学的に厚いモデル

降着率が Eddington 降着率を遙かに超える $\dot{m} \geq 10^{14}$ の場合, 円盤内部のガスは $T > 10^9$ K, $\rho > 10^8$ g cm⁻³ になることが予想される. そのような状況ではニュートリノ冷却過程として, 電子・陽電子対消滅に加えて, 光ニュートリノ過程, プラズマニュートリノ, ニュートリノ制動放射, 電子・陽電子捕獲が考えられる [2], それら全てを含めたニュートリノ冷却率を Q_{ν}^{-} とする. この場合は密度が高いため, Q_{ν}^{-} は (3.1) で希釈因子を除いた形となる. さらに, ⁴He の光分解による冷却率は [6]

$$Q_{\text{phd}}^{-} = 10^{19} \rho (-v_r) H(dX_{\alpha}/dr). \quad (3.6)$$

ここで, X_{α} は ⁴He の質量組成比であり

$$X_{\alpha} = 34.8 \left(\frac{\rho}{10^{10}} \right)^{-3/4} \left(\frac{T}{10^{11}} \right)^{9/8} \exp \left[-\frac{6.1 \times 10^{10}}{T} \right]$$

により与えられる. したがって, 光学的に厚いモデルのエネルギーの式は

$$Q_{\text{vis}}^{+} = Q_{\text{adv}}^{-} + Q_{\text{rad}}^{-} + Q_{\nu}^{-} + Q_{\text{phd}}^{-} \quad (3.7)$$

と書ける.

高密度の状況では電子の縮退圧 P_d も考慮して, 全圧力 (2.8) を次のように書き換える.

$$P = P_g + P_r + P_d. \quad (3.8)$$

ここで, P_d は

$$P_d = \begin{cases} \frac{8\pi}{3h^3} (2m_e k_B T)^{3/2} F_{3/2}(\zeta) & \text{(非相対論的な場合)} \\ \frac{8\pi}{3h^3 c^3} (k_B T)^4 F_3(\zeta). & \text{(相対論的な場合)} \end{cases} \quad (3.9)$$

$F_{\nu}(\zeta)$ は Fermi-Dirac 積分であり,

$$F_{\nu}(\zeta) = \int_0^{\infty} \frac{E^{\nu}}{1 + e^{E/k_B T - \zeta}} dE$$

により与えられる [7]. $\zeta = \mu_e/k_B T$ であり, h , E , m_e , μ_e はそれぞれ, Planck 定数, 電子の力学的エネルギー, 静止質量, 化学ポテンシャルである. $T > 10^9$ K では, 相対論的な電子・陽電子対消滅による放射圧 P_r への寄与を考慮する必要があるため, $P_r = A_{\text{rad}} a T^4$ と書き換える. ここで, a は放射密度定数, 係数 A_{rad} は非相対論的な場合 $A_{\text{rad}} = 1/3$, 相対論的な場合 $11/12$ となる. ただし, 縮退圧 P_d の項には電子・陽電子対生成により生成される陽電子の寄与は含めない [6].

光学的に厚い ADAF の自己相似解 (2.3.1 節) を用いて概算すると, $Q_{\nu}^{-}/Q_{\text{adv}}^{-} > 1$ となる条件は

$$m^{-2} \dot{m}^{3/2} \alpha_{\text{vis}}^{-5/2} x^{-5/4} > 10^{-2}$$

と書ける.

パラメータは $m = 3$ と固定し, $\alpha_{\text{vis}} = 0.1 - 0.01$, $\dot{m} = 10^{10} - 10^{16}$ の範囲について, モデルの構造を調べる. $\mu = 0.64$, $\kappa_{\text{es}} = 0.34 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ とおき, 平均因子 B_i をすべて 1 とし, $x_{\text{out}} = 10^3$ から内向きに数値計算を実行する. なお, $\dot{m} = 10^{16}$ は $\dot{M} = 2M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ に相当する.

降着率が $10^{14} \leq \dot{m} \leq 10^{16}$ の場合, $10 \leq x \leq 100$ の領域に NCF が存在し, それより小さい場合, 降着流全領域で ADAF となる. 以下では, $\dot{m} = 10^{16}$, $\alpha_{\text{vis}} = 0.1 - 0.01$ の場合をおもに議論する.

図 3-5 にエネルギーの式 (3.7) の各項の分布を示す. $x > 80$ の領域は ADAF であり, $x < 70$ の領域は電子・陽電子捕獲過程が優勢な NCF である. $70 \leq x \leq 80$ では Q_{phd}^- が Q_{adv}^- や Q_{ν}^- と同程度となる. (3.6) より $Q_{\text{phd}}^- \sim v_r$ なので, $|v_r|$ が大きい, すなわち, α_{vis} が大きいほど Q_{phd}^- は大きくなる. 実際, $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ の場合は $x \simeq 80$ において Q_{phd}^- が一時的に冷却を支配し, Q_{adv}^- は負となり移流加熱として作用する.

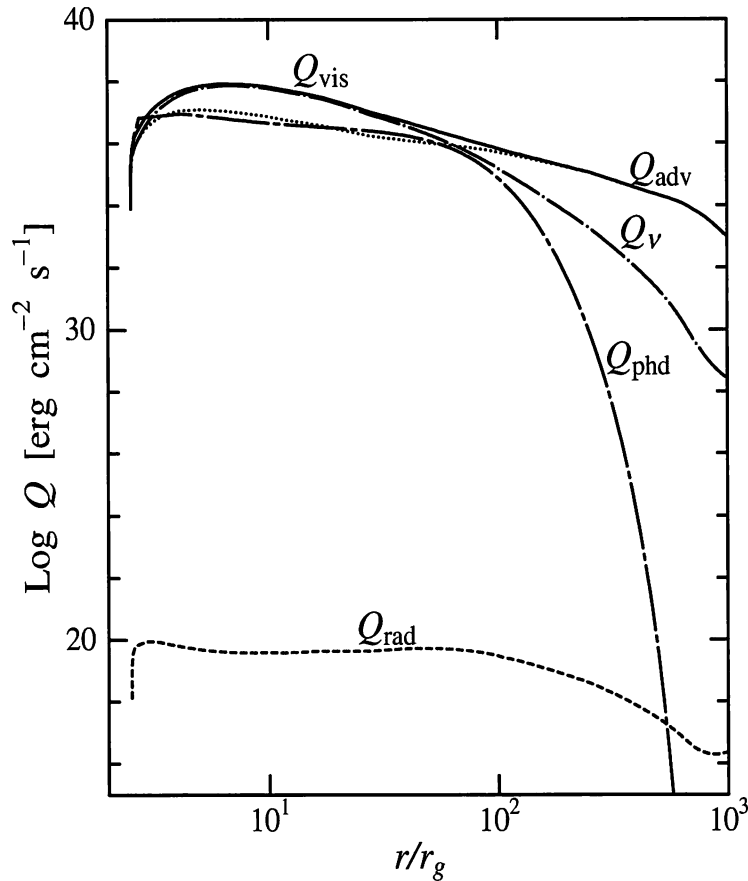


図 3-5: エネルギーの式 (3.7) の各項の寄与. $m = 3$, $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$, $\dot{m} = 10^{16}$ の場合である. 実線は Q_{vis}^+ , 点線は Q_{adv}^- , 破線は Q_{rad}^- , 一点破線は Q_{ν}^- , 長一点鎖線は Q_{phd}^- を表す.

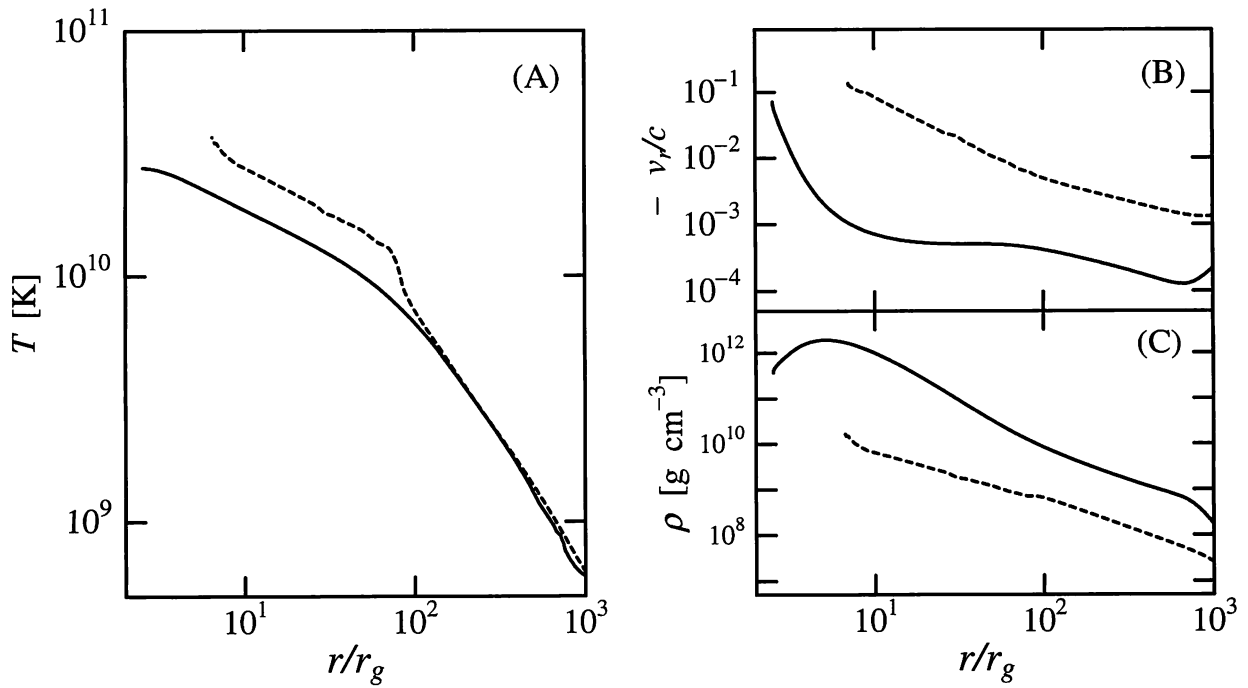


図 3-6: (A) 温度分布, (B) 動径速度分布, (C) 密度分布. 実線は $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$, 破線は $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ の場合を示す.

図 3-6 (A) に温度, (B) に動径速度, (C) に密度の動径分布をそれぞれ示す. 図 (A) より Q_{ν}^{-} と Q_{phd}^{-} の効きは始める $x \simeq 80$ において温度分布は ADAF と異なってくるのがわかる. ほぼ等温となった光学的に薄いモデルとは異なり, ニュートリノ冷却が優勢となる $5 \leq x \leq 70$ の領域でも温度は $T \sim x^{-0.4}$ で増加し続ける. 温度のパラメータ依存性は $T \sim \dot{m}^0 \alpha_{\text{vis}}^{-1/2}$ である.

動径速度は $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ の場合は全領域で内向きに単調増加するが, $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ の場合には Q_{ν}^{-} が優勢となる中間領域 $10 \leq x \leq 70$ においてほぼ一定となる. $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ の場合, 密度は一定の傾きで内縁近傍まで増加するが, $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ の場合には $x \simeq 4$ で最大値をとる. 光学的に厚いモデルでは $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ の場合, ガスは内縁まで粘性により降着し, $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ の場合, 内縁近傍ではガスは圧力勾配により降着することが分かる. この点も光学的に薄いモデルとは異なる点である. NCF における密度分布は $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ の場合 $\rho \sim x^{-1}$, $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ の場合 $\rho \sim x^{-2}$ である. α_{vis} が小さい場合に傾きがより急になる理由は中間領域で $|v_r|$ がほぼ一定に保たれるためである. $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ の場合に内縁近傍において ρ がわずかに増加するのは, 降着流が NCF から ADAF に移るためである. 密度のパラメータ依存性は ADAF と同じである.

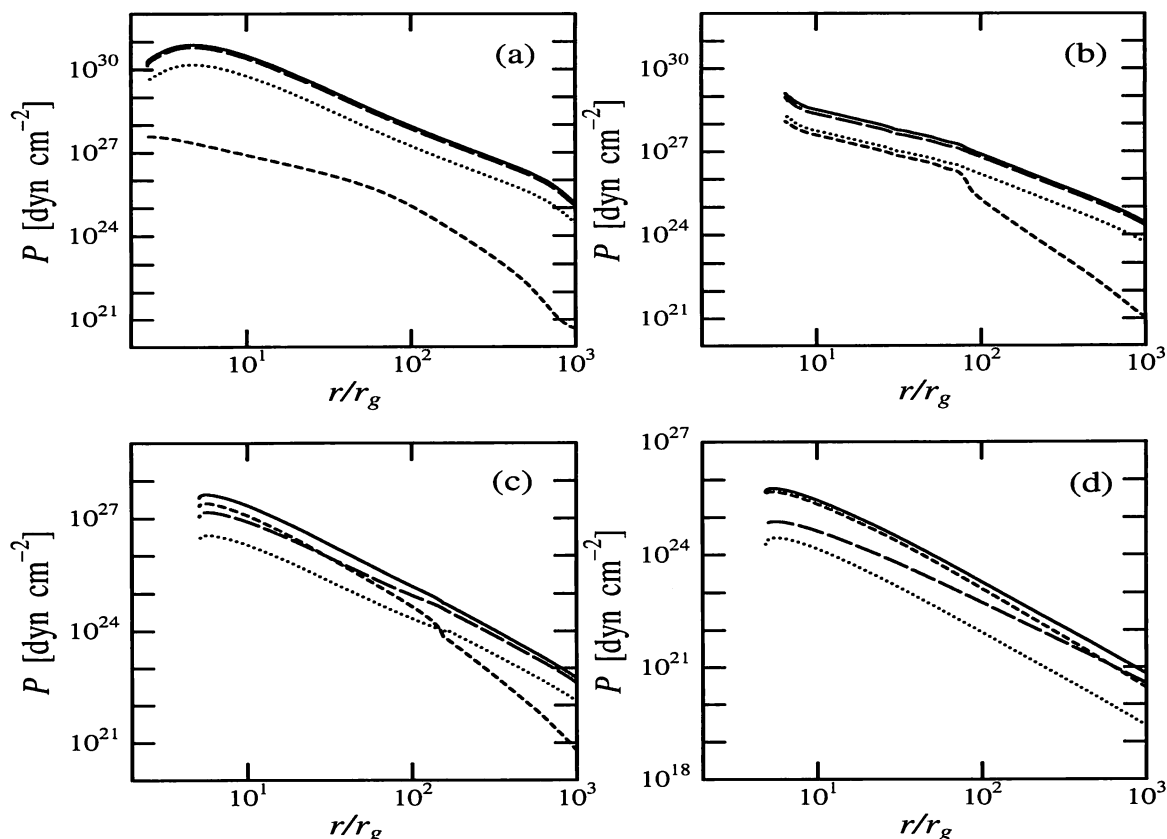


図 3-7: 圧力分布. (a), (b) は共に $\dot{m} = 10^{16}$ で, $\alpha_{\text{vis}} = 0.01, 0.1$ の場合をそれぞれ示し, (c), (d) は共に $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ で, $\dot{m} = 10^{14}, 10^{12}$ の場合をそれぞれ示す. 実線は全圧力 P , 長破線はガス圧 P_g , 破線は放射圧 P_r , 点線は縮退圧 P_d を表す.

図 3-7 に圧力分布を示す. (a), (b) は NCF が常にガス圧優勢であることを示す. (a) - (d) から \dot{m} の違いにより, 優勢となる圧力の異なることが分かる. すなわち, 1) $\dot{m} \geq 10^{14}$ の場合には降着流は常にガス圧優勢であり, 2) $\dot{m} = 10^{12} - 10^{14}$ の場合には降着率の減少にともない, 降着流の外部領域から徐々に, 放射圧 P_r が優勢となる, 3) $\dot{m} < 10^{12}$ の場合, 降着流は P_r により支えられる, つまり, この場合は放射圧優勢な光学的に厚い ADAF である. さらに, $\rho > 10^7 \text{ g cm}^{-3}$ であるにもかかわらず, 縮退圧 P_d の寄与は無視できるほど小さいことも分かる.

Popham, Woosley & Fryer [6] は $\dot{m} \simeq 10^{14} - 10^{17}$ における降着流のモデルを構築している. 我々のモデルと彼らのモデルを比較すると, 降着流の物理量の分布は定性的には一致し, 定量的には 2, 3 倍程度の差があるにすぎない. ただ, $\dot{m} > 10^{15}$ の場合に内縁近傍で優勢な圧力が我々のモデルでは P_g , 彼らのモデルでは P_r となる. これはその領域において, 彼らのモデルが約 3 倍高温のためである.

まとめ

降着率が $10^{-7} < \dot{m} < 10^{-3}$, もしくは $10^{14} \leq \dot{m} \leq 10^{16}$ の場合, 降着ガスの温度が十分に高くなり, ニュートリノ放射が可能になる. 本章では ADAF モデルを NCF モデルへ拡張し, 光学的に薄いモデルと厚いモデル, それぞれの構造を調べた. 得られた結果をまとめる.

1. ニュートリノ冷却流は常にガス圧優勢な降着流である.
2. 降着ガスの角速度 Ω は ADAF の場合よりも Kepler 角速度に近い.
3. 光学的に薄いモデルでは
 - (i) $10^{-7} < \dot{m} < 10^{-3}$ の場合, $10 \leq x \leq 300$ の領域が NCF となる.
 - (a) ガスは $T \simeq 10^9$ K の等温になる.
 - (b) 動径速度 v_r はほぼ一定となる.
 - (c) 密度 ρ は $x^{-3/2}$ ではなく $x^{-5/2}$ の分布をもつ.
 - (ii) 内縁近傍において角速度は Kepler 値を超え, その結果, 最大圧力点が現れる.
4. 光学的に厚いモデルでは
 - (i) $10^{14} \leq \dot{m} \leq 10^{16}$ の場合, $10 \leq x \leq 100$ の領域に NCF が存在する.
 - (a) 温度は $T \sim x^{-1}$ ではなく $x^{-2/5}$ の分布をもつ.
 - (b) $\alpha_{\text{vis}} \leq 0.01$ の場合には動径速度はほぼ一定になる.
 - (c) 密度分布は $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ の場合, $\rho \sim x^{-1}$, $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ の場合, $\rho \sim x^{-2}$ になる.
 - (ii) 内縁近傍においてガス降着を支配しているのは $\alpha_{\text{vis}} \leq 0.01$ の場合は圧力勾配, $\alpha_{\text{vis}} > 0.01$ の場合は粘性である.
 - (iii) $\dot{m} < 10^{14}$ の場合, 降着流は全領域で ADAF になる.
5. 光学的に厚いモデルの温度 T と圧力 P を除き, NCF のパラメータ依存性は ADAF のものと同じである. 両モデルのパラメータ依存性を表 3.1 にまとめる.

表 3.1: ニュートリノ冷却流のパラメータ依存性.

	光学的に薄い場合			光学的に厚い場合		
v_r	α_{vis}^1	\dot{m}^0	m^0	α_{vis}^1	\dot{m}^0	m^0
Ω	α_{vis}^0	\dot{m}^0	m^{-1}	α_{vis}^0	\dot{m}^0	m^{-1}
ρ	α_{vis}^{-1}	\dot{m}^1	m^{-1}	α_{vis}^{-1}	\dot{m}^1	m^{-1}
T	α_{vis}^0	\dot{m}^0	m^0	$\alpha_{\text{vis}}^{-1/2}$	\dot{m}^0	$m^{-1/4}$
P	α_{vis}^{-1}	\dot{m}^1	m^{-1}	$\alpha_{\text{vis}}^{-3/2}$	\dot{m}^1	m^{-1}

参考文献

- [1] R. Matsuba, K. Arai, S. Fujimoto and M. Hashimoto, Phys. Rep. Kumamoto Univ. **11** (2002), 171.
- [2] N. Itoh, H. Hayashi, A. Nishikawa and Y. Kohyama, Astrophys. J. Suppl. **102** (1996), 411.
K. Kohri and S. Mineshige, Astrophys. J. **577** (2002), 311.
- [3] T. White and A. P. Lightman, Astrophys. J. **340** (1989), 1024.
- [4] R. Svensson, Astrophys. J. **258** (1982), 335; Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **209** (1984), 175.
A. A. Esin, Astrophys. J. **517** (1999), 381.
- [5] R. Matsuba, S. Ikeda, Y. Ohta, S. Fujimoto and K. Arai, Phys. Rep. Kumamoto Univ. **10** (1998), 125.
- [6] R. Popham, S. E. Woosley and C. L. Fryer, Astrophys. J. **518** (1999), 356.
- [7] R. Kippenhahn and A. Weigert, *Stellar Structure and Evolution* (Berlin: Springer, 1994).

第4章 降着円盤内部における元素合成

本章では陽子, 中性子から ^{94}Kr までの 463 核種を含めた核反応ネットワークを用いて, ブラックホールまわりの降着円盤内部における元素合成を調べ, ジェットや降着円盤風による元素の放出量を計算する. 円盤モデルとして, collapsar に付随する場合には 3.2 節で述べた光学的に厚い移流優勢降着円盤 (ADAF) を採用し [1], スターバースト銀河の中心核領域に位置する中規模質量ブラックホールの場合には 2.3.1 節で述べた自己相似 ADAF を採用して [2], 降着するガスの組成を論じる.

4.1 Collapsar 降着円盤

4.1.1 円盤モデル

MacFadyen, Woosley & Heger [3] の 2 次元シミュレーションによると, collapsar に付随した fall back において, 最初の $10 - 10^3$ s では, 降着率は $10^{-4} - 10^{-2} M_{\odot} \text{s}^{-1}$ の間でほぼ一定に保たれ, その後 $\dot{M}(t) \sim t^{-5/3}$ で減少する. この減少は Chevalier [4] による解析的な概算と一致している. 本節ではこのシミュレーション結果に従い, 降着率 \dot{M} を

$$\dot{M}(t) = \begin{cases} \dot{M}_0 & 0 \leq t \leq t_0 \\ \dot{M}_0(t/t_0)^{-5/3} & t_0 < t \end{cases} \quad (4.1)$$

と考える. (4.1) から 時刻 t における中心天体の質量は

$$M(t) = M_{\text{ini}} + \int_0^t \dot{M}(t) dt \quad (4.2)$$

と書ける. ここで, M_{ini} は中性子星の初期の質量である.

collapsar の progenitor として $20M_{\odot}$ 主系列星のヘリウムコアに相当する $6M_{\odot}$ ヘリウム星を仮定する. このヘリウム星は $1.4M_{\odot}$ 鉄コアを持ち, 超新星爆発時に $1.4M_{\odot}$ の中性子星を形成する [5]. 爆発で放出されたガスの一部は fall back により中性子星に落下するので, 時刻 t における外部境界 x_{out} での化学組成は progenitor の質量 M の層における組成とみなすことができる. つまり, 降着するガスに豊富に含まれる元素はケイ素, 酸素, ヘリウムの順に変化する. 図 4-1 左図に $6M_{\odot}$ ヘリウム星の組成分布を示す.

$t = 0$ から 10^5 s までの時間において, $x_{\text{out}} = 10^3$ から内部境界 x_{in} まで, 内向きに円盤内部での元素合成の計算を実行する. 内部境界は $M(t)$ と $\dot{M}(t)$ の両方に依存し, $x_{\text{in}} = 2 - 5$ の範囲にある. $x > 10^3$, もしくは $t > 10^5$ s においては, ガスの温度が低くなるため核反応は実質的に起こらない.

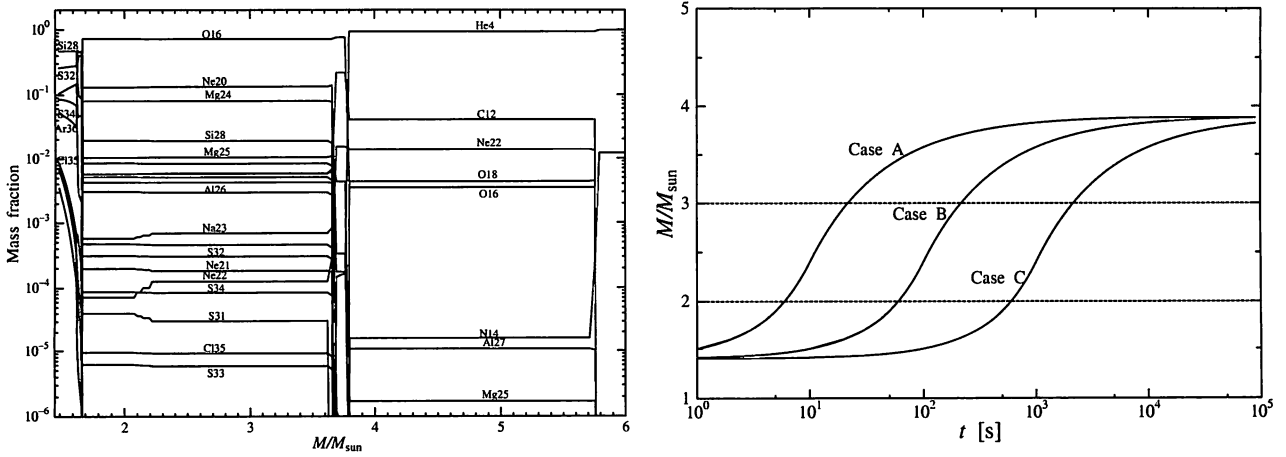


図 4-1: 左図: $6M_{\odot}$ ヘリウム星の組成分布 [5]. 右図: 中心天体質量の時間分布. 破線に挟まれた質量域に中性子星の質量上限値は存在する.

表 4.1 に計算で用いたパラメータを示す. \dot{M}_0 と t_0 の値は完全に任意ではなく, 文献 [3] によるシミュレーションの結果と合致するように, 爆発の力学的エネルギー $E_{\text{kin}} = 10^{50} - 10^{51}$ erg となる $\dot{M}_0 = 10^{-2} - 10^{-3} M_{\odot} \text{ s}^{-1}$ と $t_0 = 10^2 - 10^3$ s の組み合わせを選ぶ. 本節では降着率を $\dot{m}_s = \dot{M}/(1M_{\odot} \text{ s}^{-1})$ と無次元化する. 中心天体の質量は (4.2) から計算でき, 図 4-1 右図に示すように, $m = 1.4$ から始まり $t = 10^5$ s において約 3.9 まで増加する. この結果から x_{out} における化学組成が妥当であることが確認できる. 中心天体は中性子星の質量上限値を超え, ブラックホールへ進化する.

降着円盤モデルは 3.2 節に記述した光学的に厚い ADAF である. いくつかの時刻における Case B の温度, 密度分布を図 4-2 (a), (b) に示す. 縮退圧の寄与は小さく, ニュートリノ冷却もあまり効いていない. それゆえ, collapsar において形成される降着円盤はガス圧もしくは放射圧で支えられた光学的に厚い ADAF である.

我々のモデルは条件

$$|v_r/\sqrt{\partial P/\partial \rho}| \ll 1, \quad (4.3)$$

$$|(\nabla(r\rho v_r)/r)/(\partial \rho/\partial t)| \gg 1 \quad (4.4)$$

を満足している. (4.3) は円盤の物理量が増変するタイムスケールが降着率 $\dot{M}(t)$ が変化するタイムスケールよりもずっと短いことを示し, (4.4) は $\dot{M}(t)$ の連続的な変化に対し定常流が保持されることを示す. したがって, 2.3.3 節で述べたように, この円盤モデルは熱的, 粘性的, そして重力的に安定である.

表 4.1: 計算に用いたパラメータ

	Case A	Case B	Case C	Case D
α_{vis}	0.1	0.1	0.1	0.01
$\dot{M}_0 (M_{\odot} \text{ s}^{-1})$	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}	10^{-2}
t_0 (s)	10	10^2	10^3	10^2

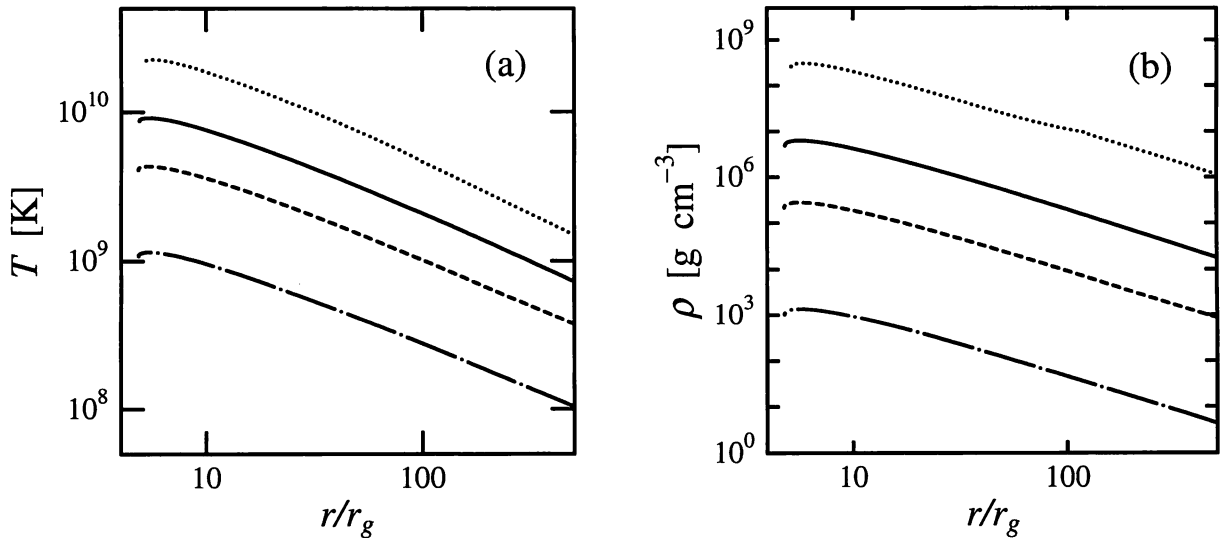


図 4-2: Case B での (a) 温度, (b) 密度. 点線, 実線, 破線, 一点鎖線はそれぞれ, $t = 60, 600, 3.6 \times 10^3, 10^5$ s における分布を表す.

Popham, Woosley & Fryer [6] は $\dot{m}_s = 0.01 - 10$ をもつ降着円盤モデルを構築している. 3.2 節で述べたように, 我々のモデルは彼らのモデルと良い一致を示すので, 文献 [3] のシミュレーションの結果をも十分に再現する.

4.1.2 組成分布

前節で示した ρ, T およびドリフト時間 $t_{\text{dr}} = r/|v_r|$ と 463 核種を含んだ核反応ネットワーク [7] を用いて, 円盤内部における化学組成の進化を求める.

図 4-3 に Case B, $t = 600$ s における質量組成比の分布を示す. この時の降着率は $\dot{m}_s = 5.0 \times 10^{-4}$, 中心天体の質量は $m = 3.44$ である. progenitor の酸素を豊富に含む層が外部境界から降着し, 元素合成は $x \leq 100$ において進行する. $40 \leq x \leq 60$ の領域で ^{16}O が ^4He に光分解し, その ^4He を素材として $20 \leq x \leq 50$ において ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar , ^{40}Ca のような α 元素が生成される. その後, 一連の (α, p) 反応と (p, γ) 反応が進行し, 鉄, コバルト, ニッケルなどの鉄グループ元素が生成される. $x \simeq 20$ におけるそれらの質量組成比は $X(^{54}\text{Fe}) \simeq 0.3$, $X(^{55}\text{Fe}) \simeq 0.07$, $X(^{56}\text{Ni}) \simeq 0.02$ である. $x \leq 10$ では $T \geq 9 \times 10^9$ K に達し, すべての重元素は光分解により ^4He , 陽子, 中性子となる.

時間の経過とともに \dot{m}_s , したがって, T と ρ は減少するが, $t \leq 10^4$ s では fall back するガスの外部境界での組成は多量の酸素を含むので, 組成分布は図 4-3 と同様である. ただ, それぞれの元素が生成される位置が円盤の内側へ移動する点で異なる.

Case B の $t = 1.44 \times 10^4$ s, $\dot{m}_s = 2.5 \times 10^{-6}$, $m = 3.84$ における組成分布を図 4-4 に示す. 外部境界におけるガスの組成は progenitor のヘリウムを豊富に含む層のものである. $T \simeq 5 \times 10^8$ K, $\rho \simeq 10^4$ g cm $^{-3}$ となる $x \simeq 150$ から元素合成は有効に始まる. ガスが降着するにつれて α 捕獲により ^{16}O か

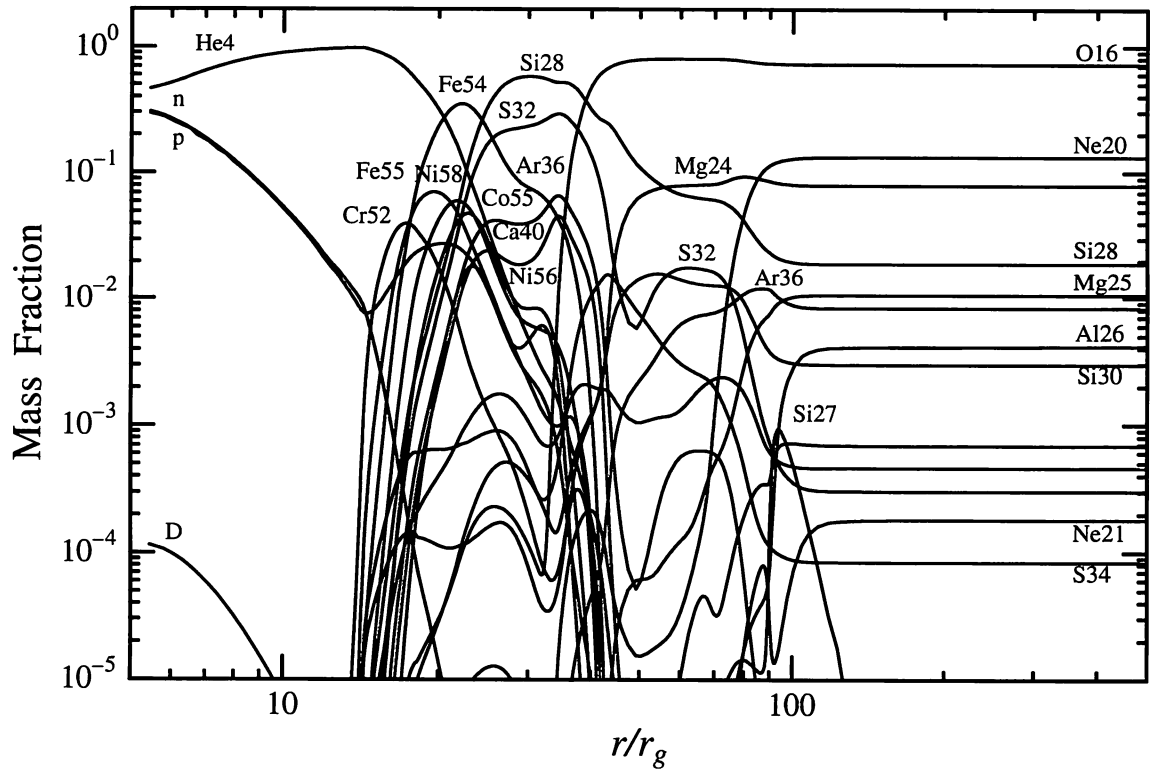


図 4-3: Case B, $t = 600$ s における組成分布. 外部境界から酸素を豊富に含むガスが降着する. 多量の ^{54}Fe と $^{56,58}\text{Ni}$ が $x = 20 - 40$ において生成される.

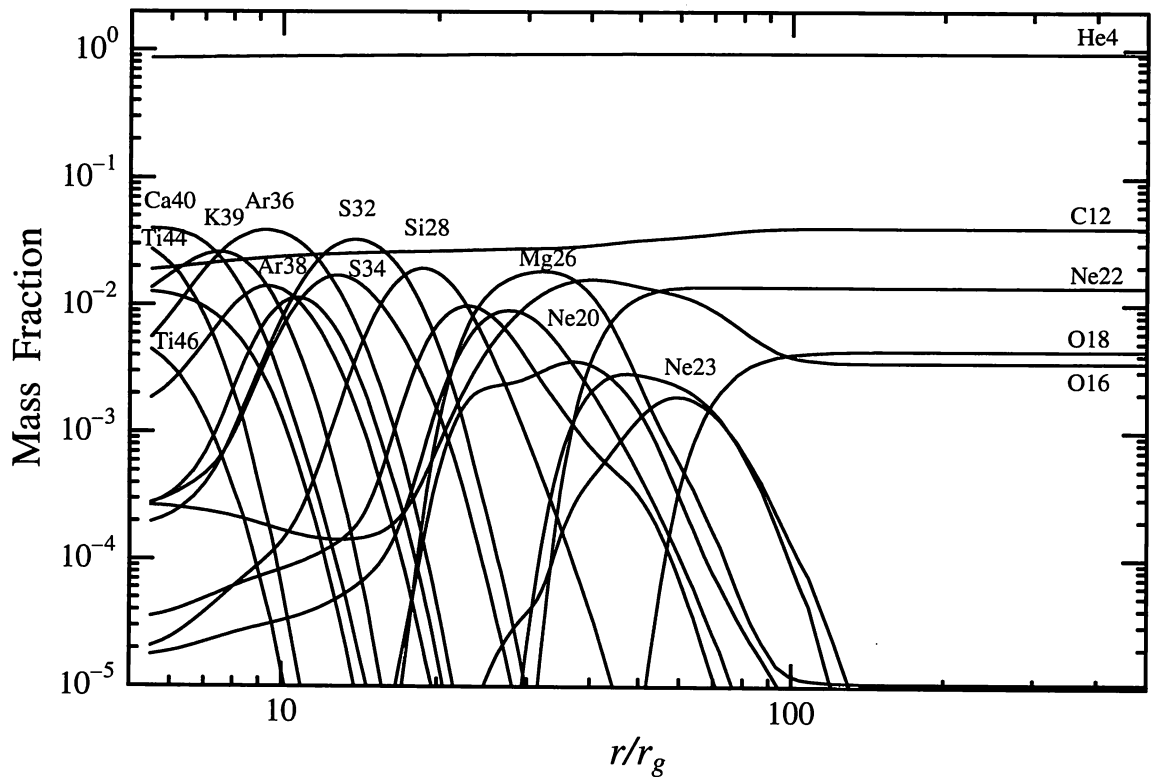


図 4-4: Case B, $t = 1.44 \times 10^4$ s における組成分布. ヘリウムを豊富に含むガスが外部境界から降着する. $x \leq 7$ において相当量の ^{44}Ti が生成される.

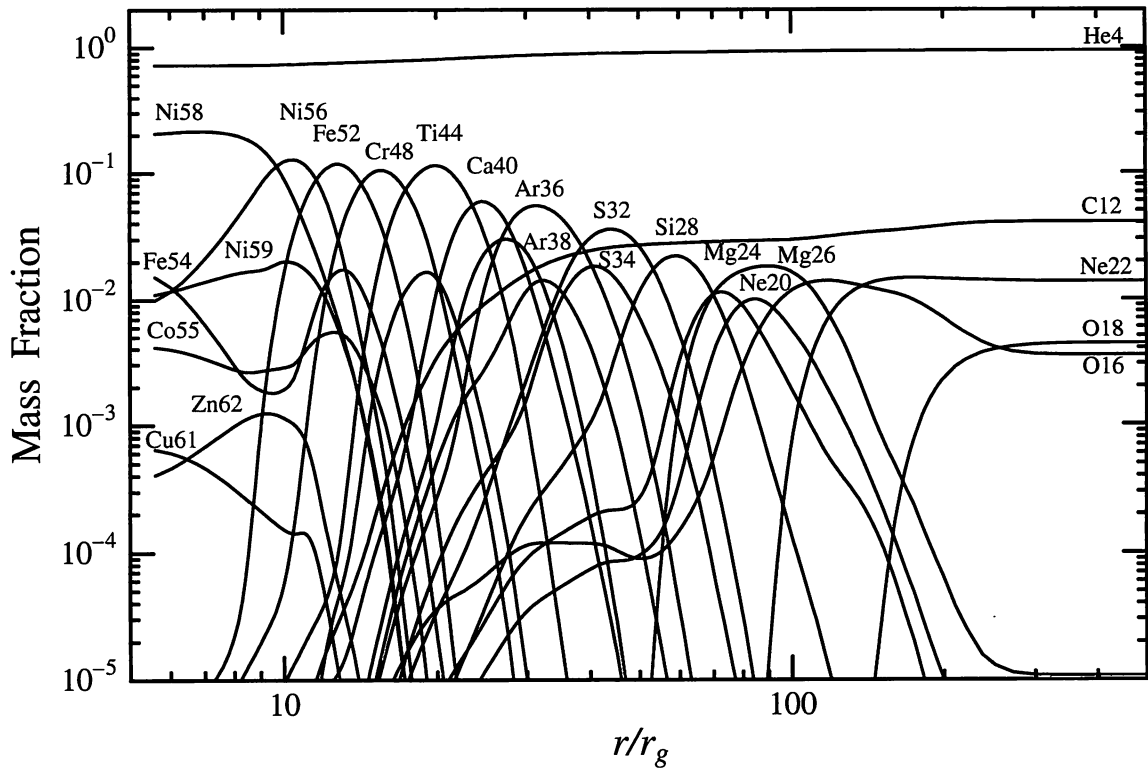


図 4-5: Case A, $t = 1.8 \times 10^3$ s における組成分布.

ら ^{48}Cr までの α 元素が次々と生成される. ^{32}S までの元素合成では (α, γ) 反応が主であり, ^{36}Ar 以上では (α, p) 反応が支配的である. 内部境界付近において $X(^{40}\text{Ca}) \simeq 0.04$, $X(^{44}\text{Ti}) \simeq 0.03$ となる.

Case A では降着の初期段階 ($t \simeq 100$ s) からヘリウムが豊富に含まれているので, 降着にともない α 元素が次々と生成される. 図 4-5 に $t = 1.8 \times 10^3$ s, $\dot{m}_s = 1.7 \times 10^{-5}$, $m = 3.85$ における組成分布を示す. $x \leq 10$ では鉄, ニッケル, 銅, 亜鉛などの元素が相当量生成され, $X(^{58}\text{Ni}) \simeq 0.2$, $X(^{62}\text{Zn}) \simeq 2 \times 10^{-3}$ となる. さらに, $X(^{55, 57, 60}\text{Co}) \simeq (1 - 3) \times 10^{-4}$ のコバルトも生成される. これは十分に高い降着率をもった降着円盤での元素合成に特徴的なことであり, 超新星における爆発的元素合成では実現されない [5].

爆発的元素合成と円盤内元素合成では異なる物理状況において元素合成が進むことは興味深い. 例えば, Case A, $t \simeq 10$ s における温度 T と密度 ρ は爆発的元素合成の場合と同程度であるが, $t > 10$ s の物理状況は T が同じならば ρ はより低く, 降着ガスのドリフト時間 t_{dr} はより短くなる. このことが爆発的元素合成と比較して円盤内元素合成においてより多くのチタンを生成するのに役立っている.

図 4-3 から分かるように, 重水素 D が円盤内縁近傍において生成される. x_{out} からケイ素と酸素を豊富に含むガスが降着する Case C の $t \leq 300$ s において重水素生成は顕著となる. 円盤の内縁近傍において鉄グループ元素は光分解し ^4He へ, そして最終的には陽子と中性子へ分解する. この陽子と中性子から D や Li が合成される. $x \leq 5$ での重水素の質量組成比は $X(\text{D}) \simeq 10^{-4}$ であり, 宇宙組成の値 [8] よりも 10 倍も大きい. さらに, 微量ではあるが無視できないほどのリチウムも $^{11}\text{B}(\gamma, \alpha)^7\text{Li}$ 反応と ^7Li 崩壊により生成され, $X(^7\text{Li}) \simeq 10^{-9} - 10^{-10}$, 同位体比 $^6\text{Li}/^7\text{Li} = 0.3 - 3$ が得られる. 従来,

γ 線バーストと関係するリチウム、ベリリウム、ホウ素などの軽元素はガス放出中における核破碎反応によるものと考えられてきた [9]。しかし、降着円盤においても十分な量の軽元素が生成されることが示された。

4.1.3 質量放出

降着円盤があると考えられている多くの天体にはジェットが存在する [10]。数値シミュレーションも熱的、もしくは磁氣的に駆動されたジェットや円盤風により降着ガスが円盤外に放出されることを示している [11]。

降着円盤から放出される各元素の量を計算する。内部境界 r_{in} から半径 r_{ej} までの領域の物質が放出されるとすると、放出ガスにおける i 番目の核子の平均の質量組成比は

$$\bar{X}_i(t) = \frac{4\pi}{M_{\text{ej}}(t)} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{ej}}} X_i(r, t) \rho(r, t) H(r, t) r dr \quad (4.5)$$

となる。ここで $M_{\text{ej}}(t)$ は r_{in} から r_{ej} までの円盤の質量である。ガスの放出効率を η とすると、時間 dt では $dM(t) = \eta \dot{M}(t) dt$ の質量が円盤から放出される。したがって、降着開始から時刻 t の間に放出される i 番目の核子の全質量は

$$M_i(t) = \int_0^t \eta \dot{M}(t) \bar{X}_i(t) dt \quad (4.6)$$

と求まる [12]。

η と r_{ej} はパラメータであるが、効率 $\eta = 0.001 - 0.01$ は多くの降着系において採用されており [13]、 $r_{\text{ej}} \leq 100 r_g$ の領域から降着ガスはおもに放出されることが観測的にも数値的にも示されている [14]。そこで、 $\eta = 0.01$ 、 $r_{\text{ej}} = 50 r_g$ を採用する。

図 4-6 に Case B において円盤から放出される重元素量の時間分布、すなわち (4.6) の被積分関数を示す。 x_{out} から酸素、もしくはケイ素を豊富に含んだガスが降着する $t \leq 10^3$ s の時期は鉄とニッケルが放出ガスの大部分を占める。一方、ヘリウムを豊富に含むガスが降着する $t \simeq 10^4$ s の時期にはチタンを含むガスが放出される。表 4.2 に円盤から放出される放射性元素といくつかの安定元素の量を示す。 $t = 0 - 10^5$ s 間に円盤から放出される全質量は Case A - D において $(8 - 20) \times 10^{-3} M_{\odot}$ である。なお、(4.2) において円盤風による質量損失は無視できるほど小さいことが確かめられる。

表 4.2 より $^{56}, ^{58}\text{Ni}$ の量は Case A, B, C において同程度であるが、鉄とコバルトは Case A では Case B, C と比較して少ないことが分かる。これは Case A では、より重い元素、たとえば亜鉛が鉄やコバルトを経由して生成されるためである。Case A では他の場合よりも ^{44}Ti が目立って多く放出される。これは降着ガスに多量のヘリウムが含まれているために、 α 捕獲が進行し、 ^{44}Ti が多く生成されるためである。

r_{ej} を $50 r_g$ より小さくとした場合、鉄、コバルト、ニッケルなどの重元素の放出量は r_{ej} の減少とともに減少する。それらの元素がおもに $20 < x \leq 100$ の領域において生成されているからである。逆

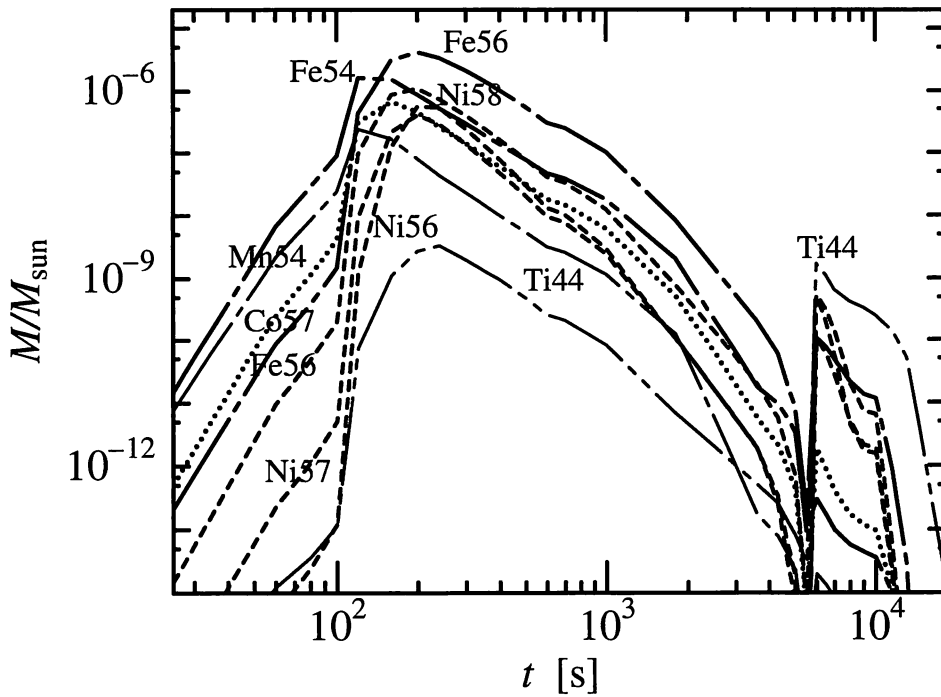


図 4-6: Case B において円盤から放出される重元素量の時間分布, すなわち, (4.6) の被積分関数.

に, r_{ej} を $100 r_g$ よりも大きくとった場合には重元素の放出量はあまり変化しないが, より軽い元素, たとえば, 酸素, ケイ素, イオウの放出量は増加する.

超新星の爆発的元素合成によって progenitor からのガスの組成が変化した場合, それが円盤内部での元素合成に及ぼす影響について考える. $6M_{\odot}$ ヘリウム星が爆発した場合, $M < 2M_{\odot}$ のケイ素を豊富に含む層において爆発的元素合成が起こり, ^{56}Ni と ^4He が生成される. その組成比は $X(^{56}\text{Ni}) \simeq 0.83$, $X(^4\text{He}) \simeq 0.17$ になる [5]. このガスを落下させると, Case B では $100 \leq x \leq 150$ の領域で, ^4He から ^{28}Si や ^{32}S などの α 元素が次々と生成され, $x \simeq 100$ では ^{56}Ni が光分解し, ^4He と陽子, 中性子となる. その結果, $r_{ej} = 100 r_g$ の場合にはニッケルを豊富に含むガスが流入するために ^{56}Ni の放出質量は表 4.2 の値と比べて 4 倍程度増加する. progenitor の酸素を多く含む層の爆発的燃焼後の組成はケイ素を多く含む層の場合と同じである. したがって, 降着円盤から放出される重元素の量は流入するガスが爆発的元素合成を受けているかどうかには強く依存しない.

近年, 非常に爆発のエネルギーの大きい超新星に加えて, 光度が低く爆発のエネルギーも小さい超新星, 例えば, SN 1997D, 1998br, 1999eu などにおいてもブラックホール形成が行われると考えられるようになってきた [15]. SN 1997D の場合, 爆発の力学的エネルギーは $E_{\text{kin}} = 10^{50} - 10^{51}$ erg であり, 光度曲線から要求される ^{56}Ni の量は約 $10^{-3}M_{\odot}$ である [16]. これらの値は通常の超新星と比較して, エネルギーで約 1/10, ^{56}Ni の量でも 1/10 である. 爆発のエネルギーが低いために多量のガスが重力的に束縛され, 十分に長い期間にわたり中心天体に降り積もることができる. 文献 [3] のシミュレーションは $E_{\text{kin}} = 10^{50} - 10^{51}$ erg には $\dot{M}_0 = 10^{-2} - 10^{-3} M_{\odot} \text{ s}^{-1}$, $t_0 = 10^2 - 10^3$ s が対応することを示す. 表 4.2 より, Case A - D の場合に放出される ^{56}Ni の量は $M(^{56}\text{Ni}) = (1 - 6) \times 10^{-4}M_{\odot}$ であり, SN

表 4.2: 降着円盤から放出される重元素量. ただし, M_{\odot} の単位である.

Elements	Case A	Case B	Case C	Case D
^{44}Ti	3.2E-05	4.0E-06	1.6E-06	2.8E-05
^{49}V	2.0E-06	4.7E-06	6.3E-06	3.2E-06
^{51}Cr	8.4E-06	2.3E-05	3.5E-05	1.6E-05
^{54}Mn	9.6E-06	2.5E-05	3.0E-05	1.5E-05
^{55}Mn	1.2E-05	2.5E-05	2.5E-05	1.4E-05
^{54}Fe	4.8E-04	9.4E-04	1.9E-03	9.6E-04
^{55}Fe	7.3E-05	1.9E-04	3.1E-04	1.5E-04
^{55}Co	9.1E-05	1.6E-04	3.3E-04	3.5E-04
^{56}Co	2.4E-05	5.7E-05	1.0E-04	7.1E-05
^{57}Co	3.7E-05	9.6E-05	1.5E-04	8.4E-05
^{58}Co	4.6E-06	1.3E-05	1.6E-05	9.0E-06
^{60}Co	4.5E-07	8.2E-07	6.7E-07	5.4E-07
^{56}Ni	1.6E-04	8.8E-05	1.8E-04	5.8E-04
^{57}Ni	4.8E-05	6.0E-05	1.1E-04	1.6E-04
^{58}Ni	1.8E-04	1.9E-04	3.5E-04	3.1E-04

1997D の値よりも 2 – 10 倍程度小さい.

放射性元素の β 崩壊と電子捕獲を考慮に入れ, 円盤から放出される安定元素の最終的な質量を計算する. 例として, $^{55}\text{Co} \rightarrow ^{55}\text{Fe} \rightarrow ^{55}\text{Mn}$ を考えると, Case B では, $M(^{55}\text{Mn}) = 4.5 \times 10^{-4} M_{\odot}$ を得る. この値は $6M_{\odot}$ ヘリウム星がエネルギーの小さい超新星爆発を起こした時の爆発的元素合成において生成される量 $(3 - 10) \times 10^{-4} M_{\odot}$ [17] と同程度である. それゆえ, 降着円盤における元素合成は爆発エネルギーの小さい超新星爆発時の重元素生成において無視できない寄与をもつ.

数 10 から数 100 年間隔に 1 – 10 keV の軟 X 線光度が 1 – 2 桁大きくなるアウトバースト現象を起こす天体は軟 X 線遷移星 (SXTs) と呼ばれており, 中性子星もしくはブラックホールを主星, K, M 型の晩期型星を伴星とする連星系である. 分光観測から 6 つの SXTs の伴星表面にリチウムが微量ながら存在することが発見された [18]. 表 4.3 にブラックホールを主星とする SXTs における Li/H の観測結果をまとめる.

表 4.3: ブラックホール SXTs における Li/H 観測値 [18].

天体	伴星	$\log(\text{Li}/\text{H})$
A0620-00	K4 V	-9.9 ± 0.4
GROJ0422+32	M2 V	< -10.0
GS2000+25	K5 V	-9.8 ± 0.5
V404 Cyg	K0 IV	-9.3 ± 0.4
Nova Muscae 1991	K4 V	-9.0 ± 0.5

このリチウム観測が非常に特異で興味深い点はまず第一に、リチウムは星内部の核反応によっては生成されない点にある。観測されるリチウムは宇宙初期の元素合成、もしくは元素の宇宙線による核破砕反応で生成されたのものである。さらに、晩期型星表面における元素の核破砕反応により生成されたリチウムは対流、拡散のために 10^3 年程度で完全に枯渇すると考えられている [19]。SXTs においてリチウムが観測される事実はそれらの系にはリチウム生成の何らかの仕組みが存在するか、もしくはそれらの系の伴星ではリチウム枯渇が抑制されているかを暗示している。磁気流体シミュレーションは磁場が鉛直方向から十分に傾斜している場合には磁気遠心力によるガスの流出が生じ、質量放出率は磁場の強度と傾斜角度により変化することを示す [20]。磁場の赤道面に対する半開口角が $\leq 70^\circ$ でかつ適切な強度である場合、質量放出は生じ $40 - 50^\circ$ のときに最大となる。我々の想定する降着円盤風はここで示したものと類似したものである。それゆえ、連星系の場合には、比較的大きい開口角のために、円盤内部で生成されたリチウムやその他の元素は降着円盤風により伴星表面に運ばれると考えられる。Collapsar 降着円盤から降着円盤風により外部に放出されるリチウムの量は $\log(^7\text{Li}/\text{H}) \simeq -(8 - 10)$, $^6\text{Li}/^7\text{Li} \simeq 1$ であり、この値はまさに SXTs において観測されたリチウム量の範囲内にある。SXTs におけるリチウムは早期型大質量星と晩期型星からなる連星系がコンパクト星と晩期型星の連星系に進化する段階で円盤内元素合成により生成され、円盤から放出され伴星表面に張り付いたものであると考える。さらに、リチウムは SXTs のみ観測されており、主星が白色矮星である激変星においては観測されていないという事実も SXTs と collapsar, 降着円盤とのつながりを強く示唆するものであると考える。

4.2 中規模質量ブラックホールまわりの降着円盤

4.2.1 円盤モデル

スターバースト銀河の中心核に位置する中規模質量ブラックホールまわりの降着円盤内における元素合成を調べるに際して、2.3.1 節で述べた光学的に厚い自己相似 ADAF モデルを採用すると

$$\rho = 7.49 \times 10^{-1} \left(\frac{\dot{m}}{10^5} \right) \left(\frac{m}{10^2} \right)^{-1} x^{-3/2}, \quad (4.7)$$

$$T = 1.39 \times 10^8 \left[\left(\frac{\dot{m}}{10^5} \right) \left(\frac{m}{10^2} \right)^{-1} \left(\frac{\alpha_{\text{vis}}}{0.01} \right)^{-1} \right]^{1/4} x^{-5/8}, \quad (4.8)$$

$$t_{\text{dr}} = 2.35 \times 10^{-1} \left(\frac{m}{10^2} \right) \left(\frac{\alpha_{\text{vis}}}{0.01} \right)^{-1} x^{3/2} \quad (4.9)$$

と書ける. パラメータの範囲 $m = 50 - 10^6$, $\dot{m} = 10^3 - 10^8$, $\alpha_{\text{vis}} = 0.01 - 0.1$ において元素合成を調べる.

スターバースト銀河は我々の銀河よりも化学的な進化が遅く, ヘリウム以上の元素の存在量 (以後, 金属量と呼ぶ) Z は太陽の金属量 Z_{\odot} [8] と比較して, 少なくとも 1 桁は小さいと考えられている [21]. ここで, 円盤の外部境界における金属量 Z_{ini} を酸素よりも軽い元素は $Z_{\text{ini}}(\leq \text{O}) = 0.1Z_{\odot}$, 酸素よりも重い元素は $Z_{\text{ini}}(> \text{O}) = 0.01Z_{\odot}$ であると仮定する. 核反応ネットワークは前節と同じ文献 [7] を用いる.

4.2.2 組成分布

まず, パラメータを $m = 100$, $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ に固定する. 外部境界での水素とヘリウムはそれぞれ, $X = 0.7232$ と $Y = 0.2752$ である. $\dot{m} = 10^7$ の場合, 内縁近傍 $x \simeq 6$ において水素は $^{25}\text{Al}(\text{p}, \gamma)^{26}\text{Si}$ 反応により 0.0018 だけ減少する. 一方, ヘリウムは $\dot{m} = 10^{6-7}$ の場合, $x = 20 - 80$ において (α, γ) 反応が進行することにより 0.0014 減少し, $\dot{m} = 5 \times 10^7$ の場合には, $x \simeq 10$ において $^{60}\text{Zn}(\gamma, \alpha)^{56}\text{Ni}$ および $^{58}\text{Cu}(\text{p}, \alpha)^{56}\text{Ni}$ 反応により 0.0005 だけ増加する. $\dot{m} \simeq 10^5$ の場合には, 水素とヘリウムの両方もほとんど変化しない. したがって, 水素とヘリウムの変化量は小さいことが分かる.

図 4-7 に $\dot{m} = 5 \times 10^5$ の場合の組成分布を示す. $x \leq 10$ の領域でようやく温度, 密度が高くなる. 高温 CNO サイクルにより ^{15}O が作られるところでガスは円盤内縁に達する.

図 4-8 に示す $\dot{m} = 10^7$ の場合には, 円盤の中間領域 $10 \leq x \leq 80$ において ^{14}O , ^{15}O が著しく生成される. この領域の温度と密度は $T = (2.5 - 5) \times 10^8$ K, $\rho = 20 - 150$ g cm $^{-3}$ であり, 高温 CNO サイクル, 特に, ^{16}O から ^{14}O , ^{15}O への反応が優勢である [22]. 超新星や X 線新星, 古典新星のような高温 CNO サイクルが起こる他の天体と比較して, 降着円盤では密度が 5 桁低く, ドリフト時間が 3 桁長い点は注目に値する. ガスの降着にともない一連の (p, γ) 反応が進行し, $x < 10$ において ^{22}Mg , ^{26}Si , ^{30}S , ^{40}Ca が多量に生成され, 円盤の内縁近傍 $x \simeq 4$ では $^{43,44}\text{Ti}$, ^{52}Fe , ^{56}Ni が生成される. 降着率が高い $\dot{m} > 5 \times 10^7$ の場合, 円盤内縁近傍では ^{56}Ni がおもに生成される. $\dot{m} \geq 10^8$ の場合には, ^{56}Ni は内縁近傍において光分解し, ^{32}S , ^{28}Si などの元素が生成される.

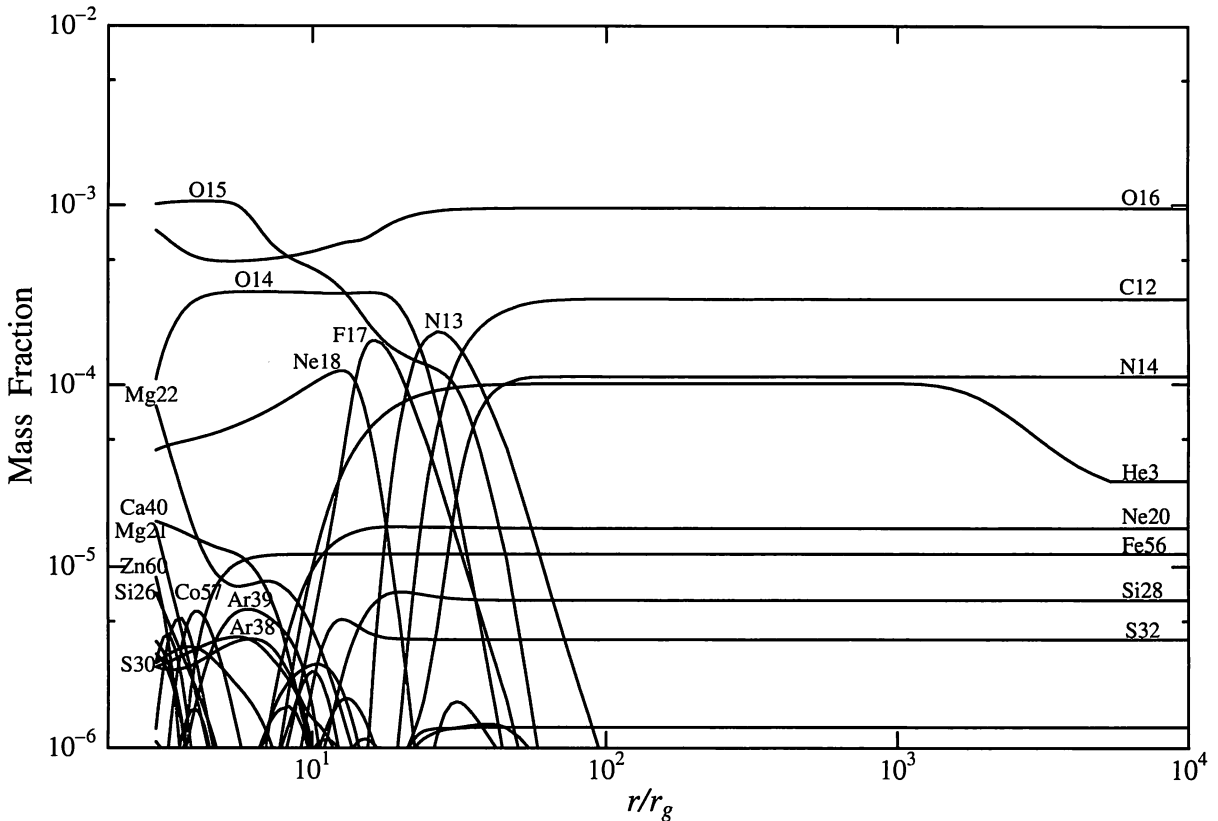


図 4-7: 降着円盤内の組成分布. パラメータは $\dot{m} = 5 \times 10^5$, $m = 100$, $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ である.

元素合成のパラメータ依存性を調べる. 核反応は密度よりも温度に敏感なので, おもに温度について考える. ガスの温度は $T \sim \dot{m}^{1/4}$ の依存性をもつ (表 2.3 参照). 図 4-7, 4-8 が示すように, 高温 CNO サイクルの起こる領域は $\dot{m} = 5 \times 10^5$ では $x \simeq 5$, $\dot{m} = 10^7$ では $10 \leq x \leq 80$ と外側に移動する. 一方, $T \sim \alpha_{\text{vis}}^{-1/4}$ であるから, $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ の場合は $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ の場合と比較して温度は約 1/2 低い. さらに, $t_{\text{dr}} \sim \alpha_{\text{vis}}^{-1}$ なので, t_{dr} も 1 桁小さくなる. つまり, α_{vis} が大きい場合には核反応は起こりにくくなる. 図 4-9 に $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ の組成分布を示す. 高温 CNO サイクルは $x \leq 30$ の領域において起こる.

ブラックホールの質量 m への依存性は $T \sim m^{-1/4}$, $\rho \sim m^{-1}$, $t_{\text{dr}} \sim m$ であるから, $m = 10^3$ の場合を $m = 100$ の場合と比較すると, T は約 2 倍, ρ は 1 桁小さくなるが, t_{dr} は 1 桁大きくなる. 図 4-10 に $m = 10^3$ の組成分布を示す. 内縁近傍において, より長い反応時間を必要とする元素 ^{59}Cu , ^{60}Zn , ^{72}Kr が生成される. しかし, $m \geq 10^6$ の場合には, ガスの温度が低くなりすぎるために, 核反応は実質的に進行しない.

$0.01 < Z_{\text{ini}}/Z_{\odot} < 1$ の範囲で, 外部境界における金属量を変化させた場合, 生成元素の量は外部境界での ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O の組成, つまり, $Z_{\text{ini}}(\leq 0)$ に比例する. 図 4-11 に $Z_{\text{ini}}(\leq 0) = 0.02Z_{\odot}$ の場合の組成分布を示す. 図 4-8 と比較すると, 生成された各元素の量は約 1/5 になっている. 一方, 外部境界での重元素の量, $Z_{\text{ini}}(> 0)$ にはほとんど依存しない. $Z_{\text{ini}}(> 0) = 0.1Z_{\odot}$ とした場合, 円盤中間領域における ^{40}Ca , ^{44}Ti と最内部における ^{60}Zn , ^{64}Ge の質量組成比が 2, 3 倍程度増加するだけである.

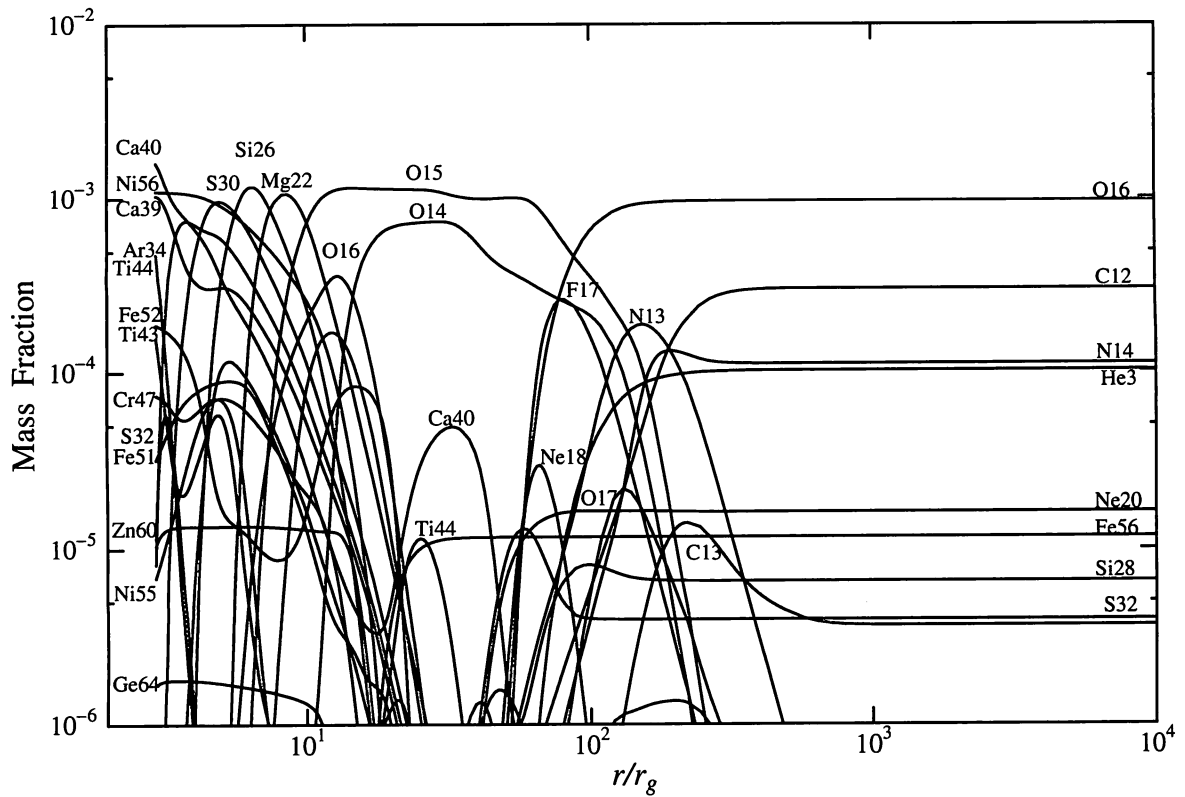


図 4-8: 降着円盤内の組成分布. パラメータは $\dot{m} = 10^7$, $m = 100$, $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ である. 円盤の中間領域 $10 \leq x \leq 80$ において, 高温 CNO サイクルにより多量の ^{14}O , ^{15}O が生成される.

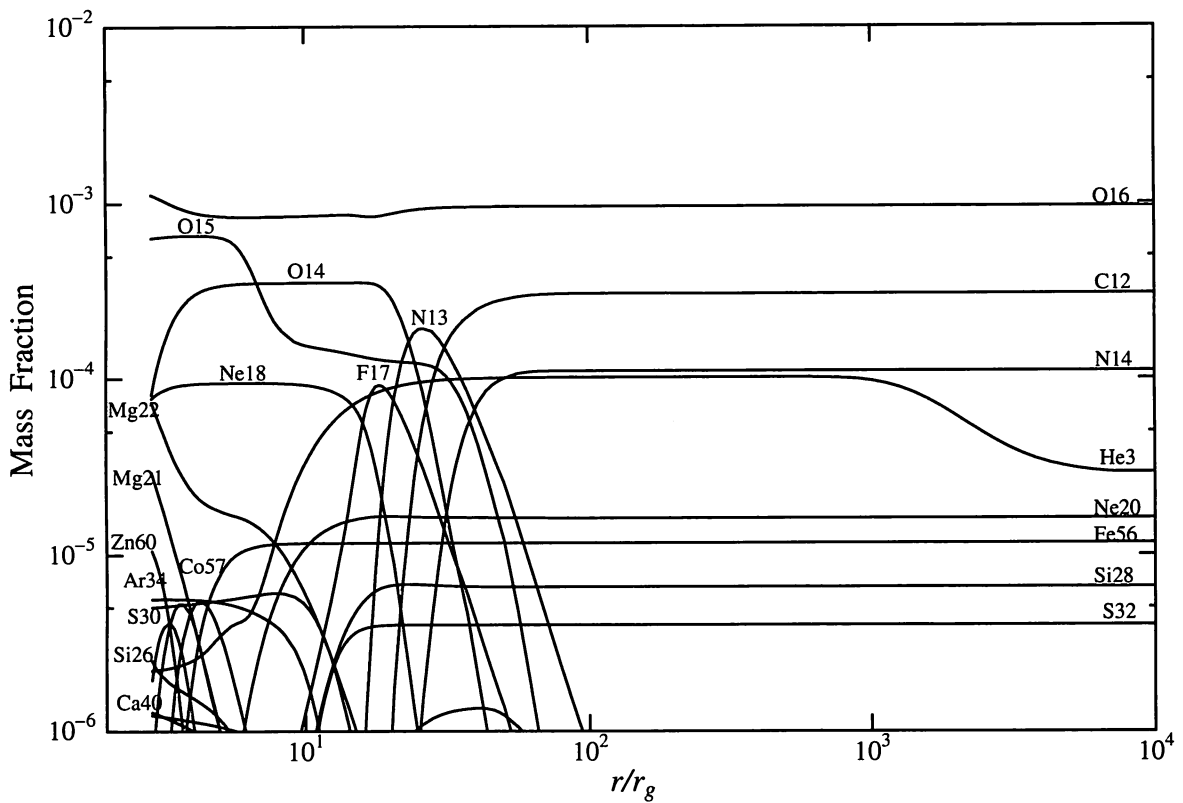


図 4-9: $\alpha_{\text{vis}} = 0.1$ の場合の組成分布. 他のパラメータは図 4-8 と同じである. 高温 CNO サイクルに点火する位置が $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ の場合よりも内側に移動する.

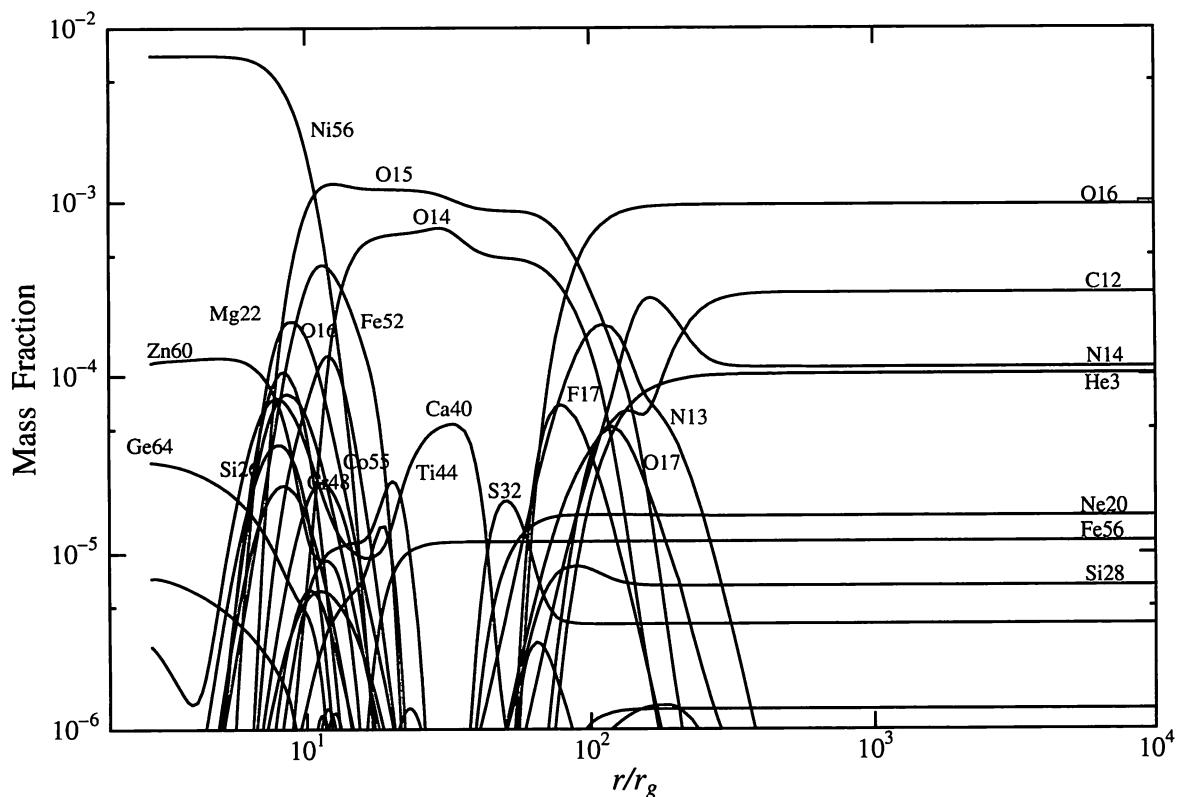


図 4-10: $m = 10^3$ の場合の組成分布. 他のパラメータは $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$, $\dot{m} = 5 \times 10^7$ である. 内縁近傍では ^{59}Cu , ^{60}Zn , ^{72}Kr の反応時間の長い元素が生成される.

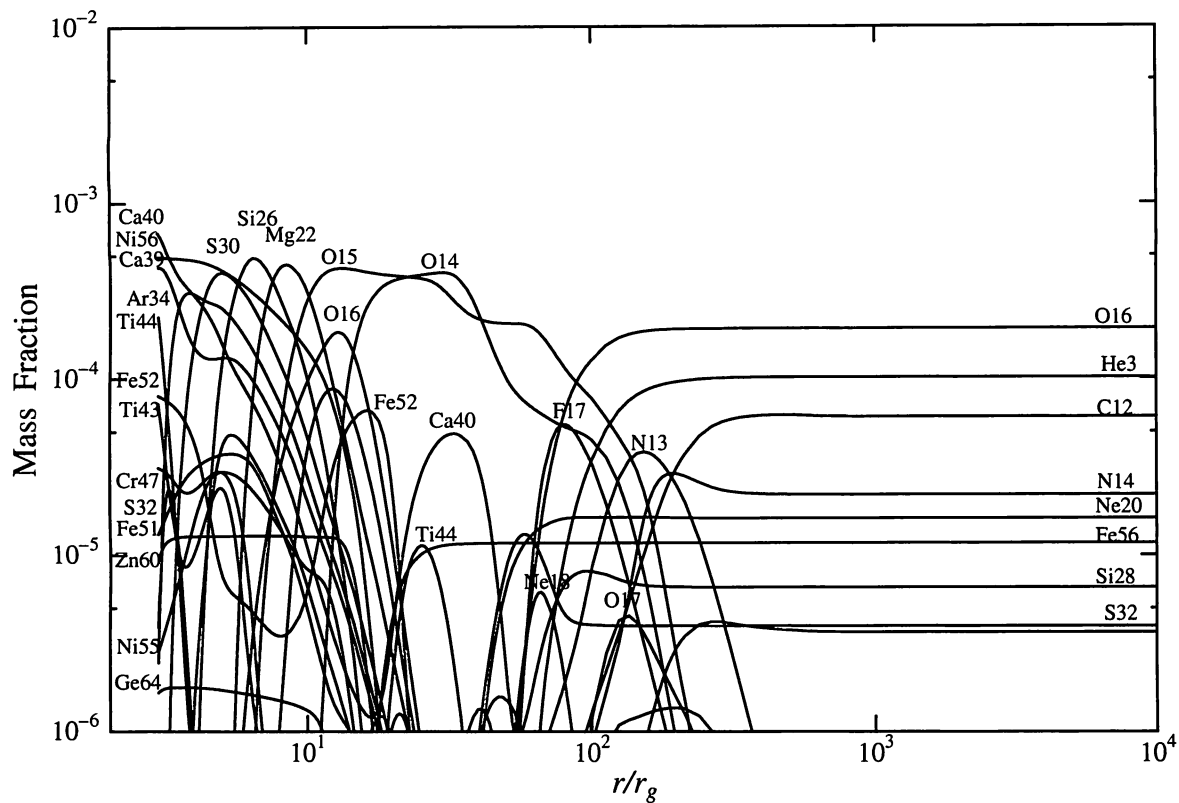


図 4-11: 外部境界における金属量 Z_{ini} が $0.02Z_{\odot}$ である場合の組成分布. パラメータは図 4-8 と同じである.

4.2.3 降着円盤における窒素生成

金属量が低い状況においても、本節で考えているような活発な星形成と関係する降着円盤内では十分な量の窒素生成が可能である。なぜなら、円盤内で高温 CNO サイクルにより ^{14}O , ^{15}O が合成され、それらは最終的に ^{14}N , ^{15}N へと β 崩壊するからである。それゆえ、金属量の低い銀河において観測される窒素は星からの寄与に加えて、降着円盤からのものも存在すると考えられる。

金属量の低い銀河において観測された窒素と酸素の数密度の比 N/O と比較するために、円盤内部から放出される酸素と窒素の量を計算する。ガスは外部にジェットや降着円盤風により放出されるので、 $x \leq 500$ のガスが放出されるものとする。

粘性パラメータ $\alpha_{\text{vis}} = 0.01$ の場合での $\text{N/O} - \text{O/H}$ 関係を図 4-12 に示す。降着率 \dot{m} の増加にともない N/O は増加し O/H は減少する。これは \dot{m} の増加により温度が高くなり、 ^{16}O が窒素や重元素に転換して少なくなったためである。金属量の低い銀河において観測された O/H は $-5 < \log(\text{O/H}) < -3$ の範囲にあり [23]、図 4-12 の横軸はこの範囲内にある。一方、 $\log(\text{N/O})$ の観測値は -1.2 と -1.8 の間にある [23, 24]。図中の細い実線は観測値の上限と下限を示す。 $\dot{m} \simeq 10^5$ の場合が観測された N/O と良く一致する。

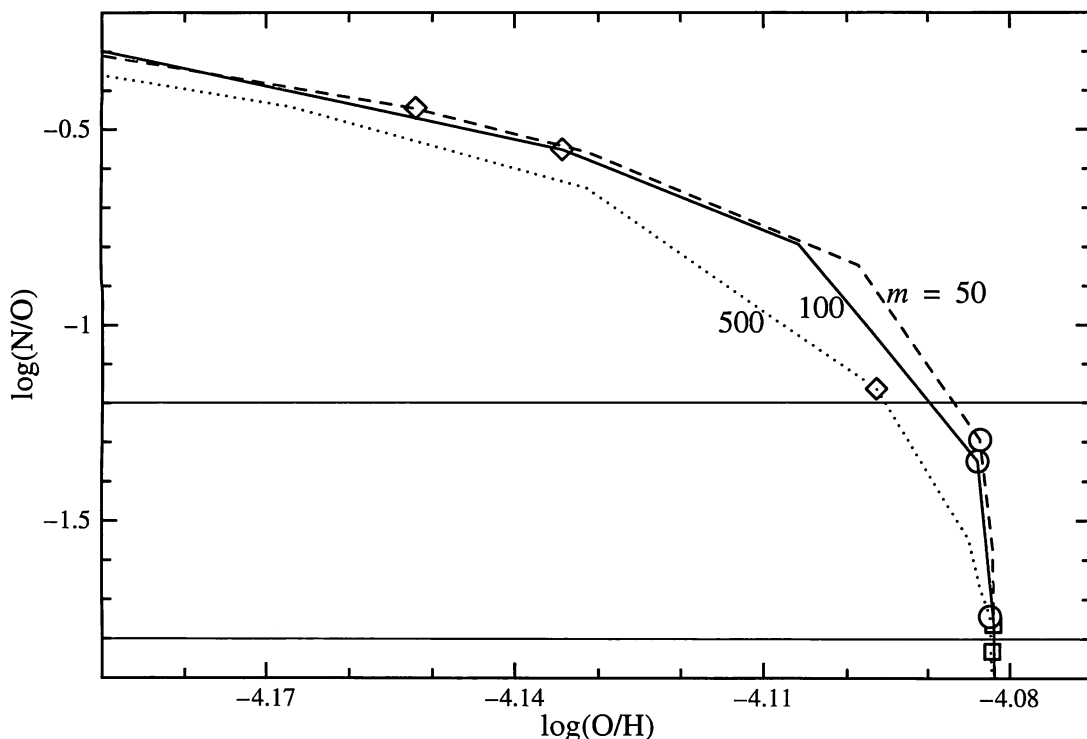


図 4-12: O/H に対する N/O の比。破線、実線、点線はそれぞれ、 $\dot{m} = 50, 100, 500$ の場合を示す。四角、丸、菱形で $\dot{m} = 10^4, 10^5, 10^6$ の場合を表す。細い水平線は金属量の低い銀河における観測値の上限と下限 $\log(\text{N/O}) = -1.2, -1.8$ を示している。

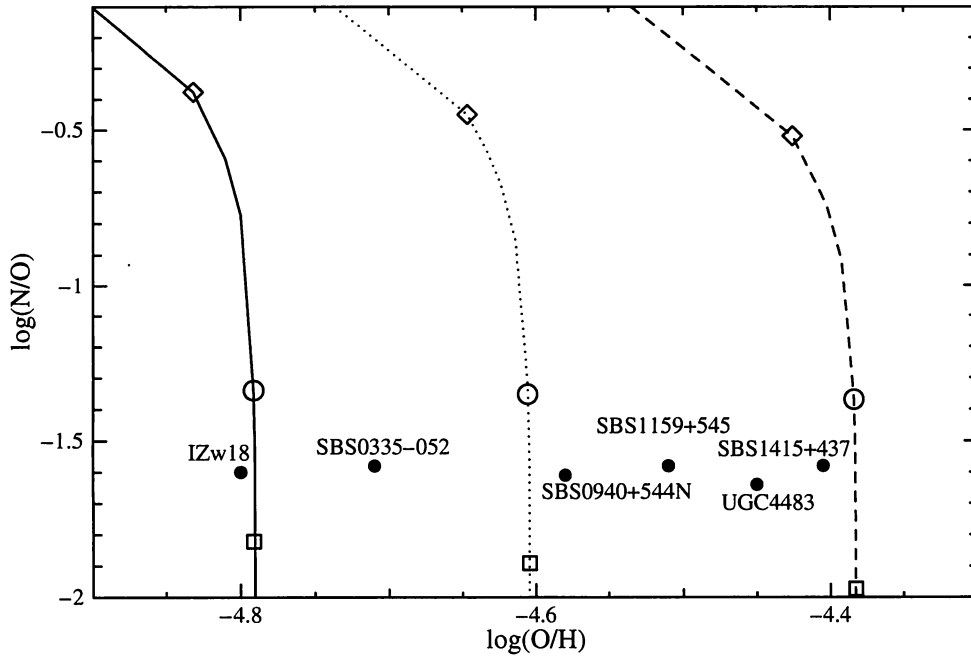


図 4-13: $m = 100$ の場合の $N/O - O/H$ 関係. 破線, 点線, 実線は $Z_{\text{ini}}/Z_{\odot} = 1/20, 1/30, 1/50$ の場合を示す. 四角, 丸, 菱形は図 4-12 の m と同様である. 観測値を黒丸で表した.

スターバースト銀河において観測された N/O は通常の渦状銀河において観測された値よりも 2 程度大きい [24]. いくつかのモデルは提案されてきているが, その窒素の起源はまだ明確にされていない [23]. スターバースト領域には中規模質量ブラックホールと高降着率をもつ降着円盤は普遍的に存在するので, この窒素過剰は降着円盤によるものと考えられる.

$m = 100$ において, 異なる Z_{ini} に対して求めた $N/O - O/H$ 関係を図 4-13 に示す. 図の黒丸は金属量の低い銀河における観測値を示しており, それらの値は $\log(O/H) \leq -4.4, \log(N/O) = -1.6 \pm 0.02$ である. 表 4.4 に図示した金属量の低い銀河における酸素組成をまとめる. 図 4-12 において O/H をわずかに左側にシフトさせると観測値に合わせることができる. このシフトは Z_{ini} の値で調節でき, 図 4-13 はその結果である. $m \simeq 5 \times 10^4$ および $1/50 \leq Z_{\text{ini}}/Z_{\odot} \leq 1/20$ の場合が観測値と合致する. したがって, 降着円盤が金属量の低い銀河における窒素生成を担っている可能性は高い.

一般に, 窒素は $2 - 8M_{\odot}$ の星において生成されると考えられているが, 金属量の低い銀河の年齢はその星が生成した窒素を空間に放出するために必要な時間 ($> 10^{8-9}$ yr) より短い. それゆえ, Izotov & Thuan [29] は寿命の短い大質量星において窒素が生成されると主張した. 酸素と窒素の生成時期の時間差は N/O の観測値をばらつかせるので, 金属度の低い銀河における N/O 値のばらつきの極端に小さいことが彼らの根拠である. 降着ガスのドリフト時間 t_{dr} は数年のオーダーなので, 降着円盤における窒素, 酸素生成ではまったく時間差を生じない. したがって, 酸素と窒素の生成と関係する時間差を問題にするのであれば, 大質量星よりも降着円盤の方が好ましい状況にあると言える. 4.2.2 節で示した

表 4.4: 低金属度の銀河において観測される酸素組成

Object	$Z(O)/Z(O)_{\odot}$	Ref.
IZw 18	1/50	[25]
SBS 0335-052	1/41	[26]
SBS 0940+544N	1/35	[27]
SBS 1159+545	1/29	[27]
UGC 4483	1/15 – 1/20	[28]
SBS 1415+437	1/15 – 1/20	[28]

ように、十分なガスの供給が可能であるならば、降着円盤内では酸素、窒素以外にも様々な元素が生成される。それゆえ、金属量の低い銀河の化学進化に関して降着円盤は非常に重要な役割を果たすと考えられる。

太陽と銀河中心における窒素の同位体の数密度比はそれぞれ $^{14}\text{N}/^{15}\text{N} \simeq 270, 400$ である [30]。近年、LMC や M82 などの系外銀河の HII 領域における $^{14}\text{N}/^{15}\text{N}$ の観測が可能になり、窒素同位体の研究も進んできている。LMC, M82, IC342 の星形成領域において観測された HC^{15}N , HC^{14}N の強度比から $^{14}\text{N}/^{15}\text{N} \simeq 100$ がその下限であると考えられている [30]。しかし、窒素同位体 ^{15}N の生成がどのような天体と関係するのかはまだ明確に分かっていない。 ^{15}N は星内部の水素燃焼段階で消失するので、爆発的要素合成が起こる新星や II 型超新星がその候補である。降着円盤内では同位体比が $^{14}\text{N}/^{15}\text{N} \simeq 0.6$ と小さいことに問題は残るが、多量の ^{15}N を生成できるので、中規模質量ブラックホールまわりの降着円盤は有望な源であると言える。

図 4-14 に O/H に対する C/O, Ar/O, Si/O, S/O を示す。文献 [29] より、金属量の低い銀河における観測値は $-0.7 < \log(\text{C/O}), -2.5 < \log(\text{Ar/O}) < -2, -1.8 < \log(\text{Si/O}) < -1.3, -1.7 < \log(\text{S/O}) < -1.4$ である。図 4-12 と同様に水平実線は観測値の上限と下限を示す。ただし、C/O については下限のみを示している。C/O は降着率が $10^4 \leq \dot{m} < 10^8$ の場合で観測値の範囲を満たし、Si/O, S/O, Ar/O は $\dot{m} \geq 10^6$ の場合に観測値の範囲を満たす。しかし、 $\dot{m} \geq 3 \times 10^7$ の場合、Ar/O は観測値の範囲を超える。

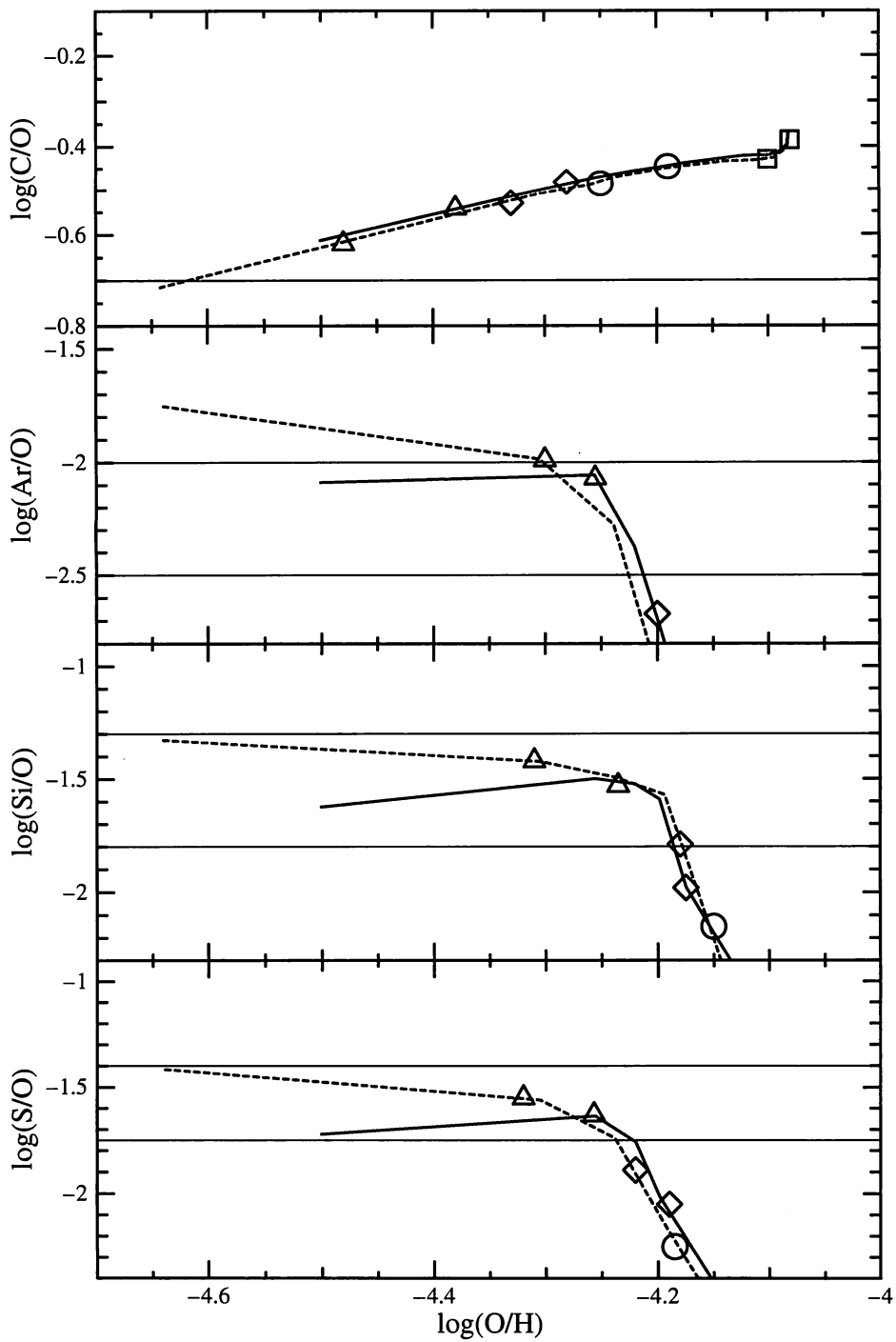


図 4-14: O/H に対する C/O, Ar/O, Si/O, S/O 比. 破線, 実線は $m = 50, 100$ の場合を表す. 四角, 円, 菱形印はそれぞれ図 4-12 の場合と同じ \dot{m} を指す. 三角は $\dot{m} = 10^7$ を表す. 水平線は観測値の上限を示している.

まとめ

本章では光学的に厚い ADAF モデルを用いて, collapsar に付随する降着円盤と中規模質量ブラックホールまわりの降着円盤内部における元素合成を調べた. 得られた結果をまとめる.

1. collapsar に付随する降着円盤については

(i) 外部境界 x_{out} から酸素を豊富に含むガスが落下する場合

(a) $x \simeq 50 - 100$ の領域で, ^{16}O の光分解により生じた ^4He をもとに ^{28}Si から ^{40}Ca までの α 元素が (α, γ) 反応により次々と生成される.

(b) 円盤内部領域では (α, p) 反応と (p, γ) 反応により Fe グループの元素が合成される.

(c) 円盤外部に放出される ^{54}Fe や $^{56, 58}\text{Ni}$ の量は $10^{-5} - 10^{-3} M_{\odot}$ である.

(ii) ヘリウムを豊富に含むガスが降着する場合

(a) 円盤中間領域において, ^{28}Si , ^{32}S などの α 元素が次々と生成される.

(b) 円盤内部領域では, (α, γ) 反応と (α, p) 反応により鉄やニッケルに加えて, 相当量のチタンも生成される.

(c) ^{44}Ti の放出量は $10^{-6} - 10^{-5} M_{\odot}$ になる.

(iii) 重元素は $x = 20 - 100$ において生成されるので, その放出量は放出半径が $r_{\text{ej}} > 50 r_g$ である限り, r_{ej} には強く依存しない.

(iv) 超新星の爆発的元素合成に匹敵する量の重元素を生成する.

2. 中規模質量ブラックホールまわりの降着円盤については

(i) 降着率が $\dot{m} > 10^3$ の場合に円盤内元素合成は起こり, 高温 CNO サイクルを通じて ^{14}O と ^{15}O が多量に生成される.

(ii) 円盤内部領域において, $\dot{m} > 10^6$ の場合に (p, γ) 反応から ^{22}Mg , ^{26}Si , ^{30}S , ^{40}Ca が生成され, $\dot{m} > 5 \times 10^7$ の場合には多量の ^{56}Ni が生成される.

(iii) 円盤内元素合成により生成される元素の量は x_{out} における ^{12}C , ^{14}N および ^{16}O の量に比例する.

(iv) ^{14}N と ^{15}N に β 崩壊する ^{14}O と ^{15}O が多量に生成されるので, 金属量が低い銀河における窒素の一部は降着円盤がその起源であり, スターバースト銀河における窒素過剰は降着円盤に起因すると考える.

(v) 降着円盤は宇宙における ^{15}N 生成の有望な場所の一つである.

参考文献

- [1] R. Matsuba, K. Arai, S. Fujimoto and M. Hashimoto, *Pub. Astron. Soc. Jap.* **56** (2004), 407.
K. Arai, R. Matsuba, S. Fujimoto and M. Hashimoto, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* (2004), in press.
- [2] K. Arai, R. Matsuba, S. Fujimoto, O. Koike and M. Hashimoto, *Nuc. Phys. A* **718** (2002), 572c.
- [3] A. I. MacFadyen, S. E. Woosley and A. Heger, *Astrophys. J.* **550** (2001), 410.
- [4] R. A. Chevalier, *Astrophys. J.* **459** (1996), 322.
- [5] M. Hashimoto, *Prog. Theor. Phys.* **94** (1995), 663.
- [6] R. Popham, S. E. Woosley and C. L. Fryer, *Astrophys. J.* **518** (1999), 356.
- [7] O. Koike, M. Hashimoto, K. Arai and S. Wanjo, *Astron. Astrophys.* **342** (1999), 464.
- [8] E. Anders and N. Grevesse, *Geochim. Cosmochim. Acta* **53** (1989), 197.
- [9] J. Pruet, S. Gulles and G. M. Fuller, *Astrophys. J.* **580** (2002), 368.
- [10] A. Ferrari, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **36** (1998), 539.
M. Livio, *Phys. Repts.* **311** (1999), 225.
- [11] I. V. Igumenshchev and M. A. Abramowicz, *Astrophys. J. Suppl.* **130** (2000), 463.
R. Krasnopolsky, Z. Y. Li and R. D. Blandford, *Astrophys. J.* **595** (2003), 631.
D. Proga, A. I. MacFadyen, P. J. Armitage and M. C. Begelman, *Astrophys. J.* **599** (2003), L5.
- [12] S. Fujimoto, K. Arai, R. Matsuba, O. Koike, M. Hashimoto and S. Mineshige, *Pub. Astron. Soc. Jap.* **53** (2001), 509.
S. Fujimoto, M. Hashimoto, O. Koike, K. Arai and R. Matsuba, *Astrophys. J.* **585** (2003), 418.
S. Fujimoto, M. Hashimoto, K. Arai and R. Matsuba, *Origin of Matter and Evolution of the Galaxies*, (World Scientific, New York, 2004), in press.
- [13] D. Proga, J. M. Stone and J. E. Drew, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **295** (1998), 595.
A. I. MacFadyen and S. E. Woosley, *Astrophys. J.* **524** (1999), 262.
N. J. Shaviv, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **326** (2001), 126.
- [14] W. Junor, J. A. Biretta and M. Livio, *Nature* **401** (1999), 891.
F. Casse and R. Keppens, *Astrophys. J.* **581** (2002), 988.

- [15] K. Nomoto et al., (2003), astro-ph/0308136.
- [16] M. Turatto et al., *Astrophys. J.* **498** (2001), L129.
L. Zampieri, S. L. Shapiro and M. Colpi, *Astrophys. J.* **502** (1998), L149. A. Pastorello et al., (2003), astro-ph/0309264.
- [17] T. Nakamura et al., *Astrophys. J.* **555** (2001), 880.
M. Limongi and A. Chieffi, *Astrophys. J.* **592** (2003), 404.
- [18] E. L. Martín et al., *New Astron.* **1** (1996), 197.
E. T. Harlaftis, K. Horne and A. V. Fillipenko, *Pub. Astron. Soc. Pac.* **108** (1996), 762.
- [19] Y. Li and R. Narayan, *Astrophys. J.* **486** (1997), 363.
N. Guessoum and D. Kazanas, *Astrophys. J.* **512** (1999), 332.
- [20] G. S. Bisnovatyi-Kogan and R. V. E. Lovelace, *New Astron. Rev.* **45** (2001), 663
G. I. Ogilvie and M. Livio, *Astrophys. J.* **553** (2001), 1580.
N. Vlahakis and A. Königl, *Astrophys. J.* **596** (2003), 1080.
- [21] G. A. Shields, (2001), astro-ph/0104237.
Y. Izotov and T. Thuan, *Astrophys. J.* **600** (2004), 200.
- [22] W. Bauer and C. Gelbke, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **42** (1992), 77.
- [23] D. R. Garnett, *Astrophys. J.* **363** (1990), 142.
L. S. Pilyugin, *Astron. Astrophys.* **260** (1992), 58.
- [24] R. Coziol, R. E. Carlos Reyes, S. Considère et al., *Astron. Astrophys.* **345** (1999), 733.
- [25] D. Kunth, F. Matteucci and G. Marconi, *Astron. Astrophys.* **297** (1995), 634.
- [26] Y. Izotov, V. A. Lipovetsky, N. G. Guseva et al., *Nature* **343** (1990), 238.
- [27] Y. Izotov, V. A. Lipovetsky, N. G. Guseva et al., *Astron. Astrophys.* **247** (1991), 303.
- [28] T. Thuan, Y. Izotov and V. A. Lipovetsky, *Astrophys. J.* **445** (1995), 108.
- [29] Y. Izotov and T. Thuan, *Astrophys. J.* **511** (1999), 639.
- [30] F. Matteucci and F. D'Antona, *Astron. Astrophys.* **247** (1991), L37.
Y. N. Chin, et al., *Astrophys. J.* **512** (1999), L143

第5章 今後の課題

本研究ではブラックホールまわりの移流優勢降着円盤 (ADAF) モデルを構築し、自己相似解と数値解を用いて、光学的に薄いモデルと厚いモデルの構造を調べ、その安定性を論じてきた。ADAF モデルにニュートリノ冷却を考慮に加えて拡張したニュートリノ冷却流 (NCF) モデルの構造も議論し、さらに、陽子、中性子から ^{94}Kr までの 463 核種を含めた核反応ネットワークを用いて、collapsar に付随するブラックホールおよびスターバースト銀河の中心核領域に位置する中規模質量ブラックホールまわりにおける光学的に厚い ADAF 内部での元素合成を調べ、ジェットや降着円盤風による各元素の放出量の計算も行なった。爆発のエネルギーが小さい超新星爆発での重元素生成に関して、円盤元素合成は爆発的元素合成と同程度に貢献し、スターバースト銀河において観測される窒素過多は中規模質量ブラックホールまわりの ADAF が関係している可能性があることも示した。本章では今後、着手すべき課題を述べる。

光学的に薄い ADAF は Sgr A* のような光度の低い銀河中心や休止期にある連星系から観測されるスペクトルをうまく説明している [1]。しかし、本研究で調べてきたように、ニュートリノ冷却を考慮した場合には降着流の構造が変化し、降着流の内部領域は NCF になる。NCF の温度と密度は ADAF のものと比較して数桁異なるので、放射強度とスペクトルを再計算する価値は高い。ADAF の場合と同様に、シンクロトロン放射、制動放射、Compton 散乱を含む NCF モデルを構築し、光子スペクトルを求め、光度の低い銀河中心や休止期のブラックホール連星系の観測スペクトルと比較することは今後の課題の一つである。

2次元シミュレーションから粘性パラメータ α_{vis} の値により、降着流は対流優勢流 ($\alpha_{\text{vis}} \leq 0.03$)、大規模環流 ($\alpha_{\text{vis}} \simeq 0.1$)、純粋な流入 ($\alpha_{\text{vis}} \simeq 0.3$)、双極流 ($\alpha_{\text{vis}} \simeq 1$) の 4 タイプ に分類されることが示されている [2]。本研究では $\alpha_{\text{vis}} \leq 0.1$ を採用し、円盤内部での元素合成を調べてきた。そのシミュレーションに従うと、4.1 節の Case A–C は大規模環流の場合に相当し、Case D は対流優勢流の場合に相当する。円盤内部領域においては対流運動やそれが発展した大規模環流が現れ、それらが円盤内で生成された元素を外部空間へ放出する役目を担っていると考えられる。それゆえ、対流優勢流モデルにおける元素合成を調べる必要がある。

爆発のエネルギーが小さい超新星における爆発的元素合成では、通常の超新星爆発よりも放射性元素の生成量はずっと少なく、一方、この場合には高い降着率が長い期間続くと予想されることから、円盤内元素合成がその系での放射性元素の生成においてかなり大きな貢献をもつと考えられる [3]。爆発エネルギーの小さい超新星における円盤内元素合成を今後も調べていくことには非常に価値がある。

軟 X 線遷移星 (SXTs) の伴星表面において観測されるリチウムは降着円盤起源であると予想される。シミュレーションを行い、降着円盤風による SXTs の伴星へのリチウムその他の元素の輸送を調べ、SXTs における円盤内元素合成の役割を明確にしていくことは今後の課題である。

金属量が低い状況においてさえも、高い降着率を持つ場合には円盤内部ではマグネシウムやイオウなどの重元素は生成され、ジェットや降着円盤風により円盤外部に放出される。IZw 18 や SBS 0335-052 のような極度に金属量が低い銀河では降着円盤は様々な重元素生成の役割を担っており、それらの銀河の化学進化に貢献している可能性があると考えられる [4]。

近年、宇宙の進化を調べる大規模なシミュレーションが可能になってきた [5]。そのシミュレーションから、最初の星形成が行われていた時期の星の質量は $100 M_{\odot}$ 以上になることが分かってきた。さらに、 $100 M_{\odot}$ 以上の星が重力崩壊した場合に形成される降着円盤の構造についても 1-3 次元モデルを用いて調べられてきており [6]、降着流は対流運動により支配されていることが示されている。本研究でも調べてきたように、十分に高温、高密度な状況では降着ガスは移流ではなくニュートリノにより冷却される。対流優勢な NCF では本研究で調べてきた同程度の温度で、かつ密度が数桁上の物理状況が予想できる。そのような状況では本研究で計算した以上の重元素が生成され、まわりの空間に放出されるものと考えられる。赤方変位 z が 2 以上の銀河の観測から、その時期における窒素や酸素、鉄などの金属量は太陽組成の数倍であることも示されており [7]、それらの元素生成は降着円盤に起因するのではないかと予想される。本研究の継続課題の一つとして、対流優勢 NCF における元素合成を調べ、宇宙の化学進化へ与える影響についての議論があげられる。

参考文献

- [1] R. Narayan, R. Mahadevan, J. E. Grindlay, R. G. Popham and C. Gammie, *Astrophys. J.* **492** (1998), 554.
- [2] I. V. Igmenshchev and M. A. Abramowicz, *Astrophys. J. Suppl.* **130** (2000), 463.
- [3] S. Fujimoto, M. Hashimoto, K. Arai and R. Matsuba, *Origin of Matter and Evolution of the Galaxies*, (World Scientific, New York, 2004) in press.
K. Arai, R. Matsuba, S. Fujimoto and M. Hashimoto, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* (2004), in press.
R. Matsuba, K. Arai, S. Fujimoto and M. Hashimoto, *Pub. Astron. Soc. Jap.* **56** (2004), 407.
- [4] K. Arai, R. Matsuba, S. Fujimoto, O. Koike and M. Hashimoto, *Nucl. Phys. A* **718** (2002), 572c.
- [5] V. Bromm, P. S. Coppi and R. B. Larson, *Astrophys. J.* **527** (1999), L5.
T. Abel, G. L. Bryan and M. L. Norman, *Astrophys. J.* **540** (2000), 39.
V. Bromm and R. B. Larson, (2004), astro-ph/0311019.
- [6] C. L. Fryer, S. E. Woosley and A. Heger, *Astrophys. J.* **550** (2001), 372.
D. Proga, A. I. MacFadyen, P. J. Armitage and M. C. Begelman, *Astrophys. J.* **599** (2003), L5.
C. L. Fryer and M. S. Warren, *Astrophys. J.* **631** 391.
- [7] M. Pettini, S. L. Ellison, J. Bergeron and O. Petitjean, *Astron. Astrophys.* **391** (2002), 21.
M. Dietrich et al., *Astrophys. J.* **589** (2003), 722.
K. Nagamine, V. Springel and L. Hernquist, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **348** (2004), 421.

謝辞

学位取得申請にあたり、快く主査を引き受けてくださった熊本大学理学部 安仁屋 勝教授、博士論文作成にあたり、有益な助言をくださった理学部 光永 正治教授、木村 弘信教授、元吉 明夫教授、矢嶋 哲助教授に感謝いたします。

前総合情報基盤センター長 秋山 秀典教授をはじめ、現センター長 宇佐川 毅教授、ネット・コミュニケーション研究部門 杉谷 賢一教授、武蔵 泰雄助教授ならびに、総合情報基盤センター 全教職員の皆さま、博士論文作成の時間を与えていただきましたことを心より感謝いたします。

修士課程に入学以来、研究上では多くの有益な示唆とご指導を、研究を離れては様々な知見を与えてくださった理学部 荒井 賢三教授、九州大学 橋本 正章教授、熊本電波高専 藤本 信一郎助教授に心よりの感謝とお礼を申し上げます。

最後に、長年にわたり私を暖かく見守ってくれた母と妹、そして他界した父、私を支えてくれた多くの方々に感謝の意を表します。