

天体活動現象の輻射磁気流体シミュレーション

松元亮治

千葉大学大学院理学研究科

1. はじめに

天体観測技術の進展に伴い、激しい時間変動や X 線・ガンマ線放射、ジェットの噴出等を伴う活動的な天体現象が続々と発見されてきた。これらの活動現象のエネルギー源としては恒星中心での核融合反応によって解放される核エネルギー、重力を及ぼす天体に物質が落下する際に解放される重力エネルギー等に加えて、電磁場と相互作用する物質の運動に伴う磁気エネルギーの蓄積と解放が重要な役割を担っていることが知られている。例えば最も身近な天体である太陽についてはガリレオ以来 400 年にわたって黒点数の増減が観測されてきた。その結果、黒点数が 11 年周期で増減を繰り返すこと、

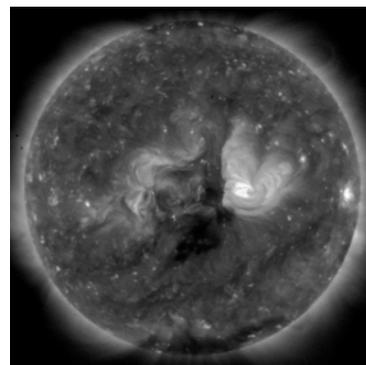


図1 「ひので」衛星で観測した太陽コロナの軟X線画像

17 世紀に発生したマウンダーミニマムのように黒点が発生しない期間があることなどがわかってきた。黒点数が増える活動期にはエネルギー解放現象であるフレアも多数発生する。これらの活動性は太陽内部の対流層内の運動によって増幅された磁場が表面に浮上することによって引き起こされていると考えられている。図1に2006年に打ち上げられた「ひので」衛星で観測された太陽コロナの軟X線画像を示す。明るい領域が表面に浮上した磁気ループによって形成された活動領域である。

磁場と相互作用する電離物質の運動に伴う磁場増幅機構はダイナモと呼ばれ、太陽や恒星のみならず、我々の銀河系のような渦状銀河の磁場を維持する機構としても重要である。渦状銀河の磁場は星間ガス雲の形成に寄与し、これらの星間ガス雲が重力収縮して形成される原始星のまわりを回転するガス円盤（原始惑星系円盤）から地球のような惑星が誕生してきた。大質量星の進化の最終段階で星の中心核が重力崩壊して発生する中心核崩壊型超新星爆発においても、磁場の重要性が注目されている。超新星爆発に伴って発生する衝撃波は星間ガス雲を圧縮して新たな星形成を誘発し、超新星爆発に伴って恒星内部で合成された元素が星間空間に飛散することにより、岩石や生命を構成する元素に富んだ星間ガスが生まれてきた。

以上のように、ビッグバンに始まる宇宙の歴史の中で、磁場と物質との相互作用は、星や惑星などの天体形成と宇宙の活動性に大きく寄与してきた。この相互作用の本質は荷電粒子と磁場の相互作用にある。この相互作用を扱う計算手法としては、荷電粒子系の運動を追跡する粒子法、位置と速度を座標とする位相空間の中で電磁場と相互作用する荷電粒子の分布関数 $f(t, \mathbf{x}, \mathbf{v})$ の時間発展を記述するブラソフ方程式を解く方法、空間各点の微少体積内で平均化した密度 ρ 、圧力 p 、速度 \mathbf{v} 、電流密度 \mathbf{j} などのマクロ量を用いて粒子系と磁場の相互作用を記述する磁気流体力学方程式を解く方法などがある。磁気流体力学では個々の粒子軌道が問題になるラーモア半径程度のスケールで発生する現象や、マクスウェル分布からはずれた粒子加速を扱うことができないが、巨大な空間スケールで発生する宇宙現象の研究で威力を発揮する。

原始惑星系円盤のように電離度が低い場合でも、磁場と相互作用する荷電粒子と中性粒子の衝突を通して円盤ガスは磁場と相互作用するため、磁気流体として扱うことが可能である。

2. 磁気流体から輻射磁気流体へ

磁気流体力学の基礎方程式を図2に示す。ここで、 \mathbf{g} は重力、 ε は内部エネルギー、 η は電気抵抗をあらわす (単位系は cgs 単位系)。ゆっくりとした現象を扱っている場合、マクスウェル方程式にあらわれる変位電流を無視でき、 $\mathbf{j} = c\nabla \times \mathbf{B}/4\pi$ とあらわすことができる。誘導方程式の右辺では、電場ベクトル \mathbf{E} を拡張されたオームの法則 $\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}/c + \mathbf{j}/\sigma$ を用いてあらわしている。電気伝導度 σ は η と $\eta = c^2/(4\pi\sigma)$ の関係にある。最後の式 (エネルギー式) の右辺はジュール加熱項、粘性加熱項、輻射冷却項をあらわす。高温の希薄プラズマでは平均自由行程が長く粒子間の衝突の効果が小さくなるため、電気抵抗が非常に小さくなる。このように電気抵抗が無視できる磁気流体は理想磁気流体と呼ばれる。理想磁気流体では磁気流体と共に動く任意の閉曲線で囲まれた面を貫く磁束は変化しないことを示すことができる。この性質は、磁場のプラズマへの凍結 (frozen-in) と呼ばれ、磁気流体の挙動を理解する鍵になる。この性質のため、磁気流体の運動に伴って磁場が変形し、磁場を強めることができる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0 \\ \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\nabla p + \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi} + \rho \mathbf{g} \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B}) \\ \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \varepsilon \mathbf{v}) + p \nabla \cdot \mathbf{v} &= Q_J + Q_{vis} - Q_{rad} \end{aligned}$$

図2 磁気流体の基礎方程式

我々は太陽表面活動に代表される天体活動現象の3次元磁気流体シミュレーションを世界に先駆けて実施してきた。本プロジェクトでは、我々のグループで作成してきた磁気流体シミュレーションコードを HA8000 計算機に実装してシミュレーションを実施すること、輻射と物質の相互作用をシミュレートする輻射磁気流体モジュールの並列効率を高め、大規模3次元計算に適用可能にすることを目標にしている。

天体からの輻射によって周辺物質が電離される領域や、天体からの輻射が物質によって散乱または吸収されることによって物質に働く力が重力に比べて無視できなくなる場合、輻射と物質との相互作用を考慮することが重要になってくる。球対称に放射する質量 M の天体の光度を L 、自由電子散乱 (トムソン散乱) の断面積を σ_T 、電子の個数密度を n 、重力定数を G とするとき、天体から距離 r の点で単位体積あたりに働く輻射による力 $n\sigma_T L/(4\pi cr^2)$ が重力 $nmGM/r^2$ (m はイオンの質量) に等しくなる光度 $L_{\text{edd}} = 4\pi cGM/(\sigma_T/m)$ はエディントン光度と呼ばれる。ブラックホール候補天体の光度はエディントン光度程度になる場合があり、輻射と物質の相互作用を含めた輻射磁気流体方程式を解く必要がある。

図3に流体・磁気流体シミュレーションと輻射磁気流体シミュレーションの関係と計算量を示す。輻射と物質の相互作用を扱うためには、物質中の輻射輸送を記述する輻射輸送方程式を解く必要がある。この方程式は輻射強度 $I(t, x, y, z, \nu, \theta, \phi)$ が物質からの輻射や吸収・散乱によって変化することをあらわしており、空間3次元、振動数、光線方向2次元、合計6次元の空間を扱う必要がある。このため、この空間を格子に分割して各次元方向に N 個の格子点を用いる場合、計算量は N^6 に比例する。このような6次元計算は次世代、次次世代スーパーコンピュータで挑戦すべき重要な課題であるが、本プロジェクトではその前段階として、輻射輸

送方程式を角度方向に積分したモーメント式を用いたシミュレーションコードを実装して各種天体現象に適用することを目指す。

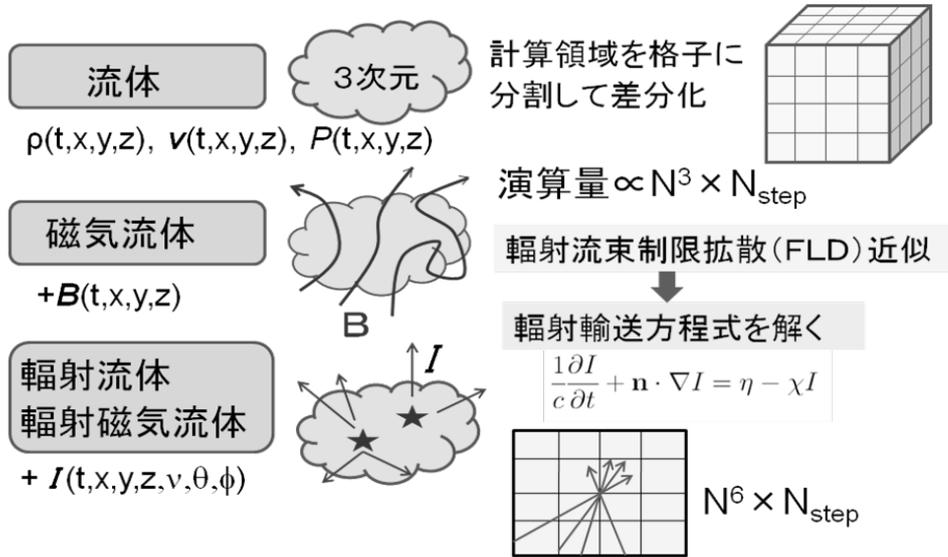


図3 流体・磁気流体シミュレーションと輻射磁気流体シミュレーションの計算量

輻射磁気流体の基礎方程式を図4に示す。運動方程式には吸収または散乱によって磁気流体に働く力 $(\kappa + \sigma) \mathbf{F}_0 / c$ が加わる。ここで、 κ は吸収の不透明度、 σ は散乱の不透明度である。磁気流体のエネルギー式には輻射を吸収することによって流体が加熱される効果と輻射によって磁気流体が冷却される効果が加わる。ここで、 $E_0 = \int I d\Omega / c$ ($d\Omega$ は微小立体角) は輻射エネルギー密度、 $\mathbf{F}_0 = \int I \boldsymbol{\ell} d\Omega$ ($\boldsymbol{\ell}$ は光線方向の単位ベクトル) は輻射流束、 $\mathbf{P}_0 = \int I \boldsymbol{\ell} \boldsymbol{\ell} d\Omega / c$ は輻射によるストレステンソルを与える。 $E_0, \mathbf{F}_0, \mathbf{P}_0$ はそれぞれ輻射強度の0次, 1次, 2次のモーメントになっている。

輻射磁気流体の3次元計算で使用されるようになってきた輻射流束制限拡散 (Flux Limited Diffusion : FLD) 近似では、0次のモーメントのみを採用し \mathbf{F}_0 は ∇E_0 に比例すると仮定して、光学的に薄い極限と厚い極限で正しい輻射流束を与えるように、比例定数を近似する。本研究ではFLD近似に基づく輻射磁気流体コードを実装・最適化することに加えて、1次のモーメント式を解いて輻射流束の時間発展を追跡する M_1 スキームを実装することも目指す。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0 \\ \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} &= -\nabla p + \frac{(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{4\pi} + \rho \mathbf{g} + \frac{\kappa + \sigma}{c} \mathbf{F}_0 \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B} - \eta \nabla \times \mathbf{B}) \\ \frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \varepsilon \mathbf{v}) + p \nabla \cdot \mathbf{v} &= Q_J + Q_{\text{vis}} - 4\pi \kappa B + c \kappa E_0 \\ \frac{\partial E_0}{\partial t} + \nabla \cdot (E_0 \mathbf{v}) &= -\nabla \cdot \mathbf{F}_0 + 4\pi \kappa B - c \kappa E_0 - \nabla \mathbf{v} : \mathbf{P}_0 \end{aligned}$$

図4 輻射磁気流体の基礎方程式

以下では、重力を及ぼす天体に回転物質が落下する際に形成される回転円盤 (降着円盤) の3次元磁気流体シミュレーション結果、特に円盤ダイナモと準周期振動に関する計算結果を紹介する。その後、我々のグループで作成・公開してきた宇宙磁気流体シミュレータを紹介し、このシミュレータの磁気流体エンジン部分を改訂して HA8000 計算機に実装して実施したテスト計算結果を報告する。また、輻射磁気流体モジュール実装の進捗状況についても述べる。

3. 降着円盤の大局的3次元磁気流体シミュレーション

重力を及ぼす天体に物質が回転しながら落下する際に形成される回転円盤（降着円盤）は、X線連星、活動銀河中心核、星形成領域等で観測される激しい時間変動やジェット噴出などの活動性の起源になっていると考えられている。図5にハッブル宇宙望遠鏡によって観測された形成されつつある星（原始星）周辺の画像とその模式図を示す。黒いシルエットとして浮かび上がっているのが原始星のまわりを回転する原始星円盤である。この円盤の回転軸方向上下に数百 km/s の速度で細く絞られた電離ガスのジェットが噴出している。原始星では太陽表面の磁気爆発現象である太陽フレアの十万倍以上のエネルギーが解放されるX線フレアが観測されており、原始星と原始星円盤を結ぶ磁気ループに蓄積されたエネルギーが爆発的に解放されているのではないかと考えられている。このように、太陽のような恒星は、降着円盤の激しい活動を伴いつつ形成されているらしい。原始星円盤の中では惑星が形成されていく。地球のような惑星の誕生過程を理解するためには、原始星円盤内部でのダストの成長、集積過程を解明する必要があり、原始星円盤の物理状態を理解することが必須である。

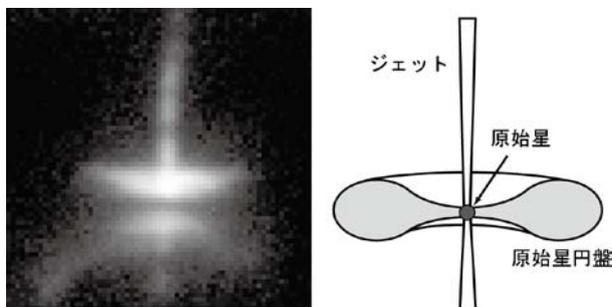


図5 ハッブル宇宙望遠鏡による原始星円盤の観測結果 (Burrows 1995) とその模式図。

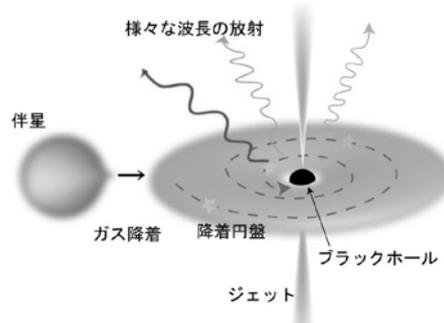


図6 ブラックホールのまわりに形成される降着円盤の模式図。

中心天体がブラックホールの場合のX線連星の模式図を図6に示す。ブラックホールは重力が強いため光さえも逃げ出せない天体だが、伴星から落下してきた物質によって形成される降着円盤が輝く。そのエネルギー源はブラックホールに落下する降着物質が解放する重力エネルギーである。中心天体の質量を M 、万有引力定数を G とするとき、質量 m の物質が無遠くから $r = r_{in}$ まで落下する際に解放される重力エネルギーは $E = GMm/r_{in}$ 、回転していないブラックホールの半径（シュバルツシルト半径）を r_s とするとき、静止エネルギーとの比 $E/mc^2 = GM/(r_{in}c^2) = r_s/(2r_{in})$ は r_{in} がシュバルツシルト半径に近づくとき 0.1 を超える（正確なエネルギー変換効率を求めるには一般相対論的な扱いが必要）。物質がブラックホールに球対称に落下する場合、解放された重力エネルギーは落下物質の運動エネルギーに転化され、そのままブラックホールに吸い込まれてしまう。他方、落下物質が回転していると重力と遠心力が釣り合う位置で物質は円軌道を描いて回転する。このままではエネルギーが取り出せないが、摩擦力等が働いて回転物質が角運動量を失うと物質は図6のように渦を描いてゆっくりと落下し、この際に解放された重力エネルギーを輻射エネルギー等として取り出すことができる。

降着円盤における角運動量輸送機構を理解することは理論天文学最大の課題のひとつだった。標準的な降着円盤モデルでは、粘性ストレス $t_{r\phi}$ がガスの圧力 P に比例すると仮定し、その比例係数を α と置いて $t_{r\phi} = \alpha P$ と仮定するという現象論的な扱いが行われていた。このようなモデルは α モデルと呼ばれる。パラメータ α は角運動量輸送率、したがって系の進化のタイムス

ケールを決める。αモデルに基づく降着円盤モデルと観測される時間変動のタイムスケールを比較することにより、α=0.01-0.1 程度と見積もられていたが、この効率的な角運動量輸送の起源は謎だった。ひとつの可能性として、降着円盤の回転角速度が半径に依存する差動回転をすることによって発生する流体力学的な不安定性によって降着円盤が乱流的になり、角運動量が輸送されることが指摘されていた。しかしながら、3次元流体シミュレーションの結果、円盤は十分乱流的にならず、角運動量輸送率が低すぎることが明らかになり、角運動量輸送の起源は他に求める必要があることが判明した。

この状況を打破したのが、Balbus and Hawley(1991)の論文[1]である。彼らは、差動回転円盤における磁気回転不安定性 (Magneto-Rotational Instability: MRI) の重要性を指摘した。図7に磁気回転不安定性のメカニズムを示す。左図のように中心天体のまわりを回転する質点がばね定数の小さなばねで結ばれているとする。内側を回転する質点の方が角速度が大きいいため、ばねは引き伸ばされ、外側の質点に角運動量が輸送される。このため内側の質点は角運動量を失って落下し、より速い角速度で回転、外側の質点は遠心力が増して外側に変位し、より遅く回転する。これらの変位をもとの位置に戻そうとするばねの復元力が十分小さければ質点間の距離は増大し、ますます角運動量が輸送されることになる。図7右上図のように差動回転する磁気流体を鉛直方向の弱い磁場が貫いている場合、磁気流体要素を変位させると同様な機構によって不安定性が成長する。これが磁気回転不安定性である。この不安定性自体は回転プラズマの安定性に関して1959年にVelikhov[2]によって発見され、Chandrasekharの教科書でも取り上げられていたが、降着円盤における重要性は30年間にわたって見過ごされていた。この不安定性は図7右下図のように降着円盤が初期に弱い方位角方向の磁場に貫かれている場合でも成長する。

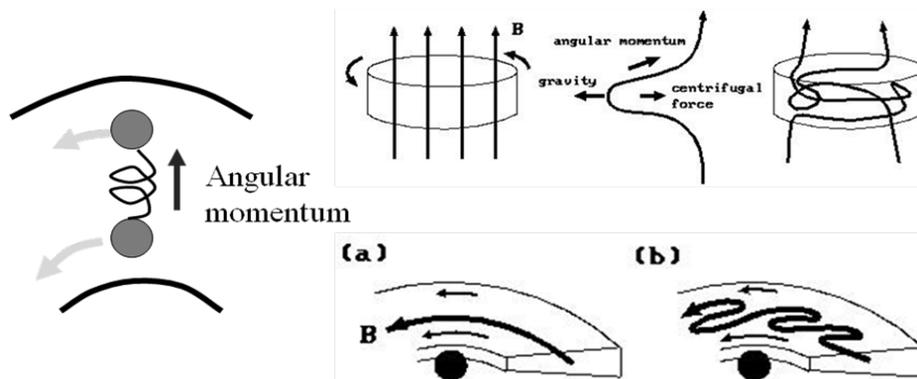


図7 磁気回転不安定性のメカニズム。中心天体の重力のもとで回転する円盤の流体要素間に働く角運動量輸送によって不安定性が発生する。この不安定性は鉛直方向の磁場に貫かれた円盤でも方位角方向の磁場に貫かれた円盤でも成長する。

磁気回転不安定性は円盤内部の磁場強度を指数関数的に増幅させる。非線形段階において、磁場はどの程度まで増幅されるのか、どの程度の角運動量輸送率が得られるかを明らかにするため、1990年代の半ばから円盤の一部を取り出した3次元磁気流体シミュレーションが行なわれ、磁場はガス圧と磁気圧の比βが10程度まで増幅されること、降着円盤理論のαパラメータに相当するマクスウェルストレスとガス圧の比の値α_Bの値はα_B=0.01-0.1になることなどが明らかになった。しかしながら、局所計算の結果は計算領域のサイズに依存し、方位角方向や鉛直方向の領域サイズを大きくすると磁場の強さや角運動量輸送率が増えるという問題点があ

った。そこで、我々のグループと米国の J. Hawley らは円盤全体を計算領域に含めた大局的な 3 次元磁気流体シミュレーションによって降着円盤の時間発展を調べてきた。

図 8 に我々のシミュレーション結果の例を示す(Machida et al. 2003) [3]。初期状態では一定の角運動量で回転するトーラスを方位角方向の弱い磁場が貫いているものとした。一般相対論的效果は擬ニュートンポテンシャル $\phi = -GM/(r-r_s)$ を用いて近似し、シュバルツシルト半径 r_s の 2 倍の位置に吸収境界を置いた。基礎方程式は散逸性磁気流体方程式である。電気抵抗の値としては、太陽フレアの計算などで用いられている、電流密度 j と密度 ρ の比 j/ρ が臨界値以上の領域でのみ電気抵抗がゼロでない値をとる異常抵抗モデルを採用した。電気抵抗によって発生するジュール加熱項はエネルギー式に含めるが粘性加熱率 Q_{vis} は無視した。また、円盤密度は十分に小さいと仮定して輻射冷却率 Q_{rad} を無視した。このように輻射冷却が無視できる円盤のことを Radiatively Inefficient Accretion Flow (RIAF) と呼ぶ。このような円盤ではエネルギー散逸によって発生した熱は降着流によって運ばれるため、移流優勢降着円盤 (Advection Dominated Accretion Flow: ADAF) とも呼ばれる。

上記の散逸性磁気流体方程式を修正 Lax-Wendroff 法に基づく円筒座標系 (R, ϕ, z) 3 次元の散逸性磁気流体コードを用いて解き、時間発展を調べた。メッシュ数は $(256, 64, 192)$ 、赤道面で対称境界条件を置いた。メッシュサイズはブラックホール近傍では $\Delta R = \Delta z = 0.1 r_s$ 、方位角方向のメッシュ間隔は一定、 $R/r_s > 10$ 、 $z/r_s > 10$ でメッシュ間隔が増大する格子を用いた。磁気回転不安定性の成長とともに円盤内部で磁気乱流が成長し、マクスウェルストレスによって角運動量が効率的に輸送されてトーラス物質が円盤状に降着し、降着円盤を形成している。円盤内部のガス圧と磁気圧の比 (プラズマ β) は $\beta = 10$ 程度、マクスウェルストレスとガス圧の比は $\alpha_B = 0.01 - 0.1$ になった。

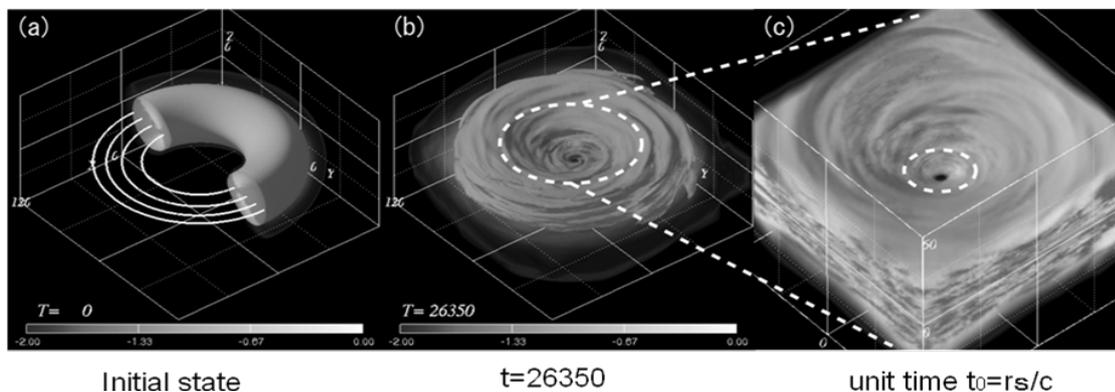


図 8 ブラックホール降着円盤形成の大局的 3 次元磁気流体シミュレーション結果 [3]。
 (a)初期条件。実線は磁力線、濃淡は密度分布。(b)磁気回転不安定性が成長して円盤が乱流状態になり、角運動量が効率的に輸送されて回転物質が円盤状に降着する。(c) ブラックホール近傍の拡大図。

4. 円盤ダイナモと準周期振動の 3 次元磁気流体シミュレーション

我々の銀河系のような渦状銀河の磁場の増幅、維持機構の理論モデルとして $\alpha \omega$ ダイナモ理論が研究されてきた。この理論では、方位角方向の磁場 (トロイダル磁場) から動径方向の磁場を作る機構 (α 効果) と、動径方向の磁場が差動回転によって引き伸ばされて方位角方向の磁場を作る効果 (ω 効果) が相乗的に作用することにより、磁場が増幅されると考える。従来

のダイナモ理論では、磁気流体の速度分布を与え、この速度場中での磁場の増幅・維持が調べられてきた。磁場の誘導方程式において、右辺の速度場 \mathbf{v} を与えれば線形方程式になるため、扱いが簡単になる。他方、磁気回転不安定性による磁場増幅は角運動量輸送が本質的であるため、運動方程式と誘導方程式を連立させて解く必要がある。このようなダイナモは動力的ダイナモと呼ばれる。3次元磁気流体方程式を解くことにより、このような動力的ダイナモの時間発展を追跡することができる。

我々は銀河ガス円盤の大局的な3次元磁気流体シミュレーションを実施し、準周期的な動力的ダイナモが発生することを見出した(Nishikori et al. 2006) [4]。重力ポテンシャルとしては銀河ガス円盤の重力場を近似する軸対称ポテンシャルを採用し、初期に銀河中心から10kpcの位置に方位角方向の弱い磁場に貫かれたトーラスを置いてその後の時間発展を円筒座標系の散逸性3次元磁気流体コードを用いて調べた。メッシュ数は動径方向250、方位角方向64、鉛直方向319、赤道面に対称境界条件を置いた。図9の左図に密度と磁力線形状、右図に磁力線を赤道面に投影した図を示す。磁場形状は方位角方向の平均磁場と局所的な乱流磁場が重なった形になる。

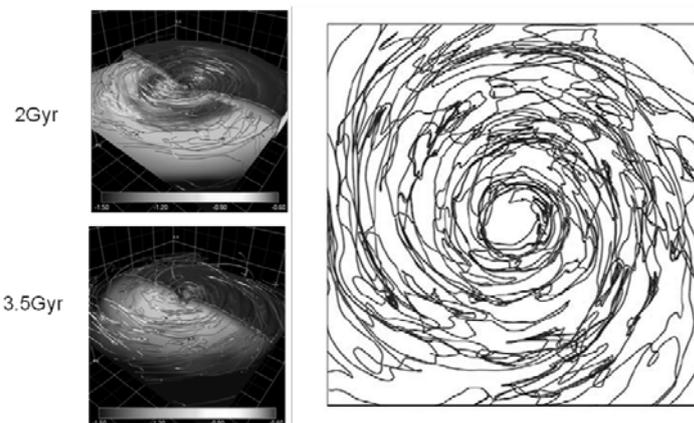


図9 銀河ガス円盤の3次元磁気流体シミュレーション結果[4]。左図は密度分布と磁力線。右図は赤道面に投影した磁力線。方位角方向の平均磁場に乱流磁場が重なっている。

図9の左図に密度と磁力線形状、右図に磁力線を赤道面に投影した図を示す。磁場形状は方位角方向の平均磁場と局所的な乱流磁場が重なった形になる。

図10に方位角方向の平均磁場の時間変化を示す。赤道面付近の方位角磁場方向が1Gyr毎に反転していることがわかる。赤道面付近で強められた磁場は円盤表面に浮上し、次々と方向が反転するストライプ状の銀河コロナ磁場を形成する。磁場反転のタイムスケールは円盤の回転周期の10倍程度である。円盤磁場の強さは $1\mu\text{G}$ 程度になり、観測される平均磁場強度と同程度まで増幅された。

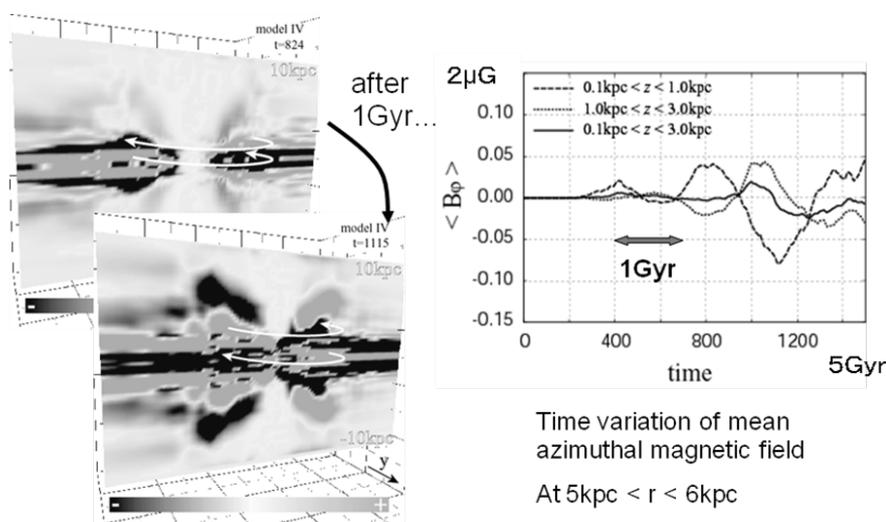


図10 銀河円盤シミュレーションから得られた方位角方向の平均磁場の時間変化[4]。左図は空間分布、右図は時間変化を示す。破線は赤道面付近、点線は円盤コロナの平均を示す。

磁場反転機構を図 11 に示す。まず、回転円盤内部で磁気回転不安定性が成長し、方位角方向の磁場が強められる (図 11a)。磁気回転不安定性が成長して磁気エネルギーが熱エネルギーの 10% 程度 ($\beta \sim 10$) になると、磁気ループが形成されて表面に浮上していく。これはパーカー不安定性と呼ばれる磁気不安定性が成長するためである。パーカー不安定性は重力によって成層化された磁気流体中で成長する不安定性であり、磁気ループの頂上付近の物質が磁力線に沿って落下して密度が減少することによって働く浮力が、磁力線が曲がることによって生じる磁気張力よりも大きな場合に成長する。この条件は、磁気ループが円盤の厚さの 10 倍程度よりも長ければ満たされる。パーカー不安定性の成長率は円盤の厚さを H 、磁気流体中を伝わる横波 (アルベン波) の速度を v_A として $0.3 v_A/H$ 程度であり、 $\beta < 10$ になると磁気回転不安定性と同程度になる。このような円盤では磁場が強められた部分でパーカー不安定性が成長して磁気ループが表面に浮上する。ポロイダル面内の磁束は保存されるため、浮上した磁束と逆方向の磁場が円盤内部に残る (図 11 b)。この磁場が再び磁気回転不安定性によって増幅されることにより、円盤内部の方位角磁場方向が反転し、この磁場の強さが十分強くなると表面に浮上して円盤から抜け出していく。反転した磁場が $\beta < 10$ まで強められるタイムスケールは円盤が 10 回転程度する程度の時間であり、我々の銀河円盤では 10 億年程度になる。

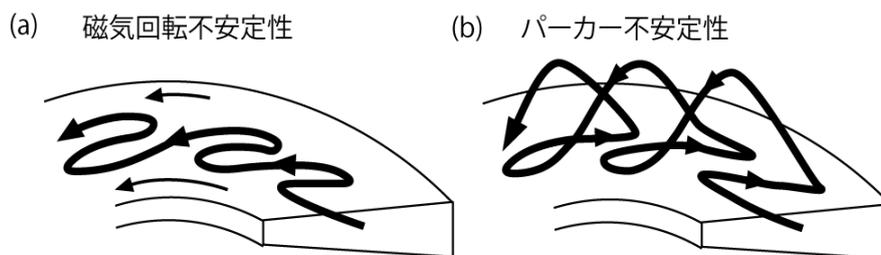


図 11 円盤ダイナモにおける方位角方向の磁場反転機構。(a) 磁気回転不安定性が成長する。(b) 強められた方位角磁場がパーカー不安定性によって浮上する。方位角方向の磁束は保存されるため、円盤内の方位角磁場は逆転し、この磁場が磁気回転不安定性によって強められる。

上記のような、磁気回転不安定性とパーカー不安定性によって駆動される円盤ダイナモは降着円盤でも励起される。Shi, Krolik and Hirose (2010) [5] は降着円盤の一部を取り出した局所 3 次元磁気流体シミュレーションによって円盤内部で強められた磁束が 10 回転程度のタイムスケール毎に円盤表面に浮上し、円盤内部の方位角磁場方向が反転することを明瞭に示した。このような周期的な磁場強度の変化があると降着円盤からの電磁波放射にも周期性があらわれるはずである。例えば、光学的に薄い円盤では電子が磁力線のまわりを巡回運動することによって発生するシンクロトロン放射が磁場強度によって変化すると考えられる。周期的な光度変動がみつければ降着円盤の回転周期がわかり、この周期変光に寄与している円盤の半径を見積もることができれば中心天体の質量を推定することができる。

日本の「ぎんが」衛星や米国の RXTE 衛星などの X 線観測衛星を用いて、様々な X 線放射天体の光度変動が調べられ、銀河系内のブラックホール候補天体において 10Hz 程度の準周期振動 (Quasi-Periodic Oscillation: QPO) と 100Hz 程度の準周期振動がみつかっている。前者は低振動数 QPO、後者は高振動数 QPO と呼ばれている。後者には 2:3 の振動数比を持つふたつのピークがあらわれることがあり、ブラックホール近傍の降着円盤の動径方向の振動と鉛直方向の振動の共鳴モデルなどが提唱されている。太陽質量の 10 倍程度のブラックホールの場合、100Hz

という振動数はブラックホール近傍の降着円盤の回転周期に近いので、高振動数 QPO は、この領域の降着円盤の回転と振動に起因していることは間違いないと思われる。他方、低振動数 QPO の起源は謎だった。10Hz 程度という振動数 (0.1 秒の周期) はブラックホール近傍の降着円盤の回転周期の 10 倍程度であることから、我々はこの周期性は上記の降着円盤ダイナモに起因していると考えている。しかしながら、広く広がった円盤では中心天体からの半径に応じて回転周期が変化するため、様々な半径でのダイナモ周期が重ねあわさり、明確な周期があらわれない可能性がある。

町田ら (2008) [6] は円盤温度を変えた 3 次元磁気流体シミュレーションを実施し、降着物質の温度が低下した場合、ブラックホール近傍にトーラスを形成し、このトーラス中で発生する準周期振動 (振動周期はトーラスの回転周期の 10 倍程度) によって低振動数 QPO が説明できることを示した。図で左図が温度が高い場合と低い場合の密度分布、右図が横軸を振動数、縦軸を時間変動のフーリエ強度にとったパワースペクトルである。低温モデル (モデル LT) の場合、ブラックホール近傍にトーラスができ、10Hz 程度にピークを持つ準周期振動が発生している。

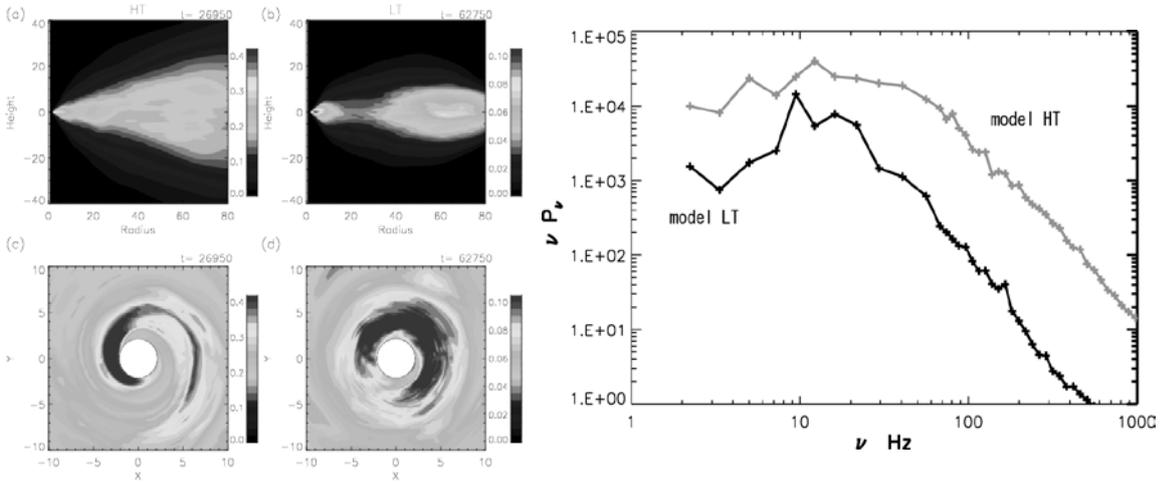


図 12 ブラックホール降着流の降着物質温度への依存性。(a)高温降着流の密度分布。(b)低温降着流の密度分布。 $r < 10r_s$ にトーラスが形成されている。(c)高温降着流の赤道面密度分布。(d)低温降着流の赤道面密度分布。右図：時間変動のパワースペクトル。高温降着流(model HT)では特徴的な振動数がない。低温降着流では形成されたトーラスが 10 回転する程度の振動数にピークを持つ準周期振動(QPO)が発生している (Machida et al. 2008)。

5. ブラックホール候補天体の状態遷移

前節のシミュレーションで仮定したような降着物質の温度低下は多くの物質が降着して円盤密度が増え、輻射冷却率が卓越することによって発生する。図 13 に理論モデルを示す。横軸は円盤の表面密度、縦軸はエディントン光度に対応する降着率 L_{edd}/c^2 で規格化した降着率、実線は円盤中での粘性加熱 Q_{vis} 、輻射冷却 Q_{rad} 、動径方向の落下流 (移流) による熱輸送 Q_{adv} が釣り合う熱平衡曲線である (Abramowicz et al. 1995) [7]。粘性としてはストレステンソルの $r\phi$ 成分が圧力に比例するという α 粘性を採用している。左側の分岐は光学的に薄い円盤の解であり、加熱と移流による熱輸送が釣り合う。このような降着流は移流優勢降着流 (Advection Dominated Accretion Flow: ADAF) と呼ばれる。図 8 に示した輻射冷却を無視したシミュレーションでは α 粘性は仮定されていないが、マクスウェルストレスによる角運動量輸送に伴って

降着物質が落下することによって重力エネルギーが解放されて円盤が加熱される。この加熱と移流による熱輸送が釣り合う。

光学的に厚く、降着率がエディントン降着率よりも低い場合の解は各半径での粘性加熱と輻射冷却が釣り合う標準降着円盤の解である。光学的に厚く、降着率がエディントン降着率よりも高い場合には再び加熱率と降着流による熱輸送(移流冷却)が釣り合う平衡解があらわれる。このような状態の円盤は輻射圧によって円盤が鉛直方向に膨れて幾何学的に薄い標準円盤よりも厚くなるため、スリム円盤と呼ばれる。ブラックホールへの降着率の変化にともなって降着円盤は移流優勢円盤、標準円盤、スリム円盤の間を遷移し、輻射スペクトルも変化していく。

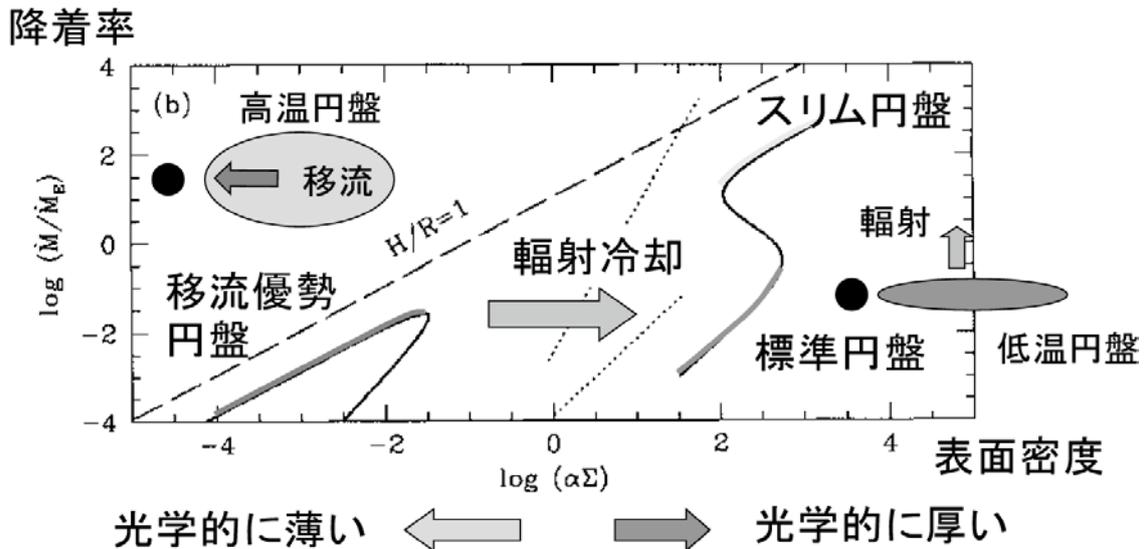


図 13 降着円盤の熱平衡曲線[7]。横軸は表面密度、たて軸はエディントン降着率で規格化した降着率。光学的に薄い平衡解と光学的に厚い平衡解が存在する。降着率増加に伴って光学的に薄い状態(ハードステート)から光学的に厚い状態(ソフトステート)への遷移が発生する。

太陽質量の10倍程度の恒星質量ブラックホールの場合、状態遷移を伴う進化は数カ月の時間スケールで起こるため長期観測によって追跡することができる。2009年に国際宇宙ステーションの日本の実験棟「きぼう」に取り付けられた全天X線監視装置MAXIは、さまざまなブラックホール候補天体の時間変動を監視しており、MAXI装置で状態変化の兆候が観測された場合にはより詳細な観測が可能な「すざく」衛星をその天体に向けて観測するという連携観測が実施されている。このような観測を通して恒星質量ブラックホールの進化を理解することは活動銀河中心に存在して銀河そのものの進化にも影響を及ぼす超巨大ブラックホールの進化を理解する手掛かりも与えてくれる。

上記のようにブラックホール降着円盤の進化過程を理解することは理論天体物理学の最重要課題のひとつであるが従来の降着円盤理論では角運動量輸送をパラメータ化していたため、系の進化の時間スケール等を第一原理に基づいて予測することができていなかった。これは星の進化研究において核融合反応がエネルギー源であることが明らかになる以前の段階に対応する。降着円盤の角運動量輸送が円盤内部で成長する磁気回転不安定性によって生成される磁気ストレスに起因していることが明確になったことは恒星内部でのエネルギー生成率を、任意パラメータを導入せずに計算できるようになった段階に相当する。我々のグループでは3次元磁気流

体シミュレーションによって角運動量輸送を直接計算することにより、降着円盤進化の全貌を解明することを目指している。

円盤密度が低く光学的に薄い状態にある降着円盤への降着率が增大すると輻射冷却率が増加し、ある臨界降着率を超えた場合には輻射冷却が加熱を凌駕して冷却不安定性が発生し、光学的に厚い円盤に向けて進化すると考えられてきた (図 13)。このような光学的に薄い円盤から厚い円盤への遷移が、10KeV を超える硬 X 線が強いハードステートと呼ばれる状態から 1KeV 程度の黒体放射成分が卓越するソフトステートと呼ばれる状態への遷移に対応すると考えられる。町田ら (2006) [8] は降着率が臨界値を超えた場合に冷却不安定性が成長して円盤が鉛直方向に収縮し、磁場で支えられた状態になることを示した。図 14 に光学的に薄い円盤における輻射冷却を考慮した 3 次元磁気流体シミュレーション結果を示す。左図は温度分布を示す。冷却不安定性の成長とともに赤道面付近の温度が低下し、円盤が鉛直方向に収縮する。ところがポロイダル面に垂直な方向の磁束は保存するため赤道面付近に方位角方向の平均磁場が存在する状態で円盤が鉛直方向に収縮すると方位角方向の磁場が強まる。その結果、降着円盤は磁気圧で支えられた状態になる。図 14 右図ではガス圧と磁気圧の比 β が 1 より低い磁気圧優勢な領域を黄色で示している。この円盤は磁気圧で支えられているため円盤温度が低下しても円盤はそれ以上収縮せず、光学的に薄い状態が維持される。

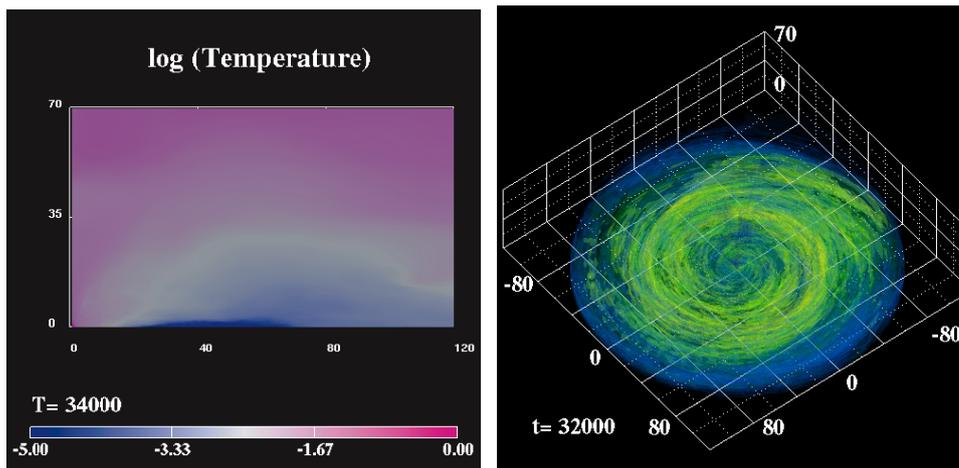


図 14 光学的に薄い場合の輻射冷却効果を考慮した 3 次元磁気流体シミュレーション結果。左図：冷却不安定性成長後の温度分布。右図：冷却不安定性成長後のプラズマ β (=ガス圧/磁気圧) の分布。黄色い領域で $\beta < 1$ になる (Machida et al. 2006)

従来、降着率が增大して円盤の表面密度が図 13 の光学的に薄い円盤が存在できる臨界値を超えると円盤は光学的に厚い状態に遷移すると考えられていた。しかしながら数値実験結果は円盤が鉛直方向に収縮することによって磁気圧が強まり、鉛直方向の磁気圧勾配によって円盤が支えられた準定常状態に遷移することを示唆している。このような円盤のことを我々は磁気圧優勢円盤、あるいは low- β 円盤と呼んでいる。磁気圧優勢円盤は光学的に薄い状態に保たれるため光学的に厚い円盤が放射する 1KeV 程度の黒体放射成分を持たず、10KeV 以上まで伸びたスペクトルを示す。このため、この状態の降着円盤はハードステート円盤として観測される。

図 15 にブラックホール候補天体増光時に観測される進化経路を横軸に硬 X 線強度と軟 X 線強度の比 (カラー)、縦軸に光度をとった面上に描いた図を示す。この図は星の進化を理解する

鍵になった HR 図に対応する。星の進化のタイムスケールは長く、個々の星の進化経路を観測することはできないが、恒星質量のブラックホール候補天体の場合は数カ月のタイムスケールでこの図の上での移動が観測される。ブラックホールへの質量降着率が増加しはじめる増光開始時には円盤密度が小さいため降着円盤は光学的に薄く高温であり、硬 X 線強度の高いハードなスペクトルを示す。円盤密度の上昇とともに降着円盤は図 13 の左側の移流優勢円盤の解に沿って進化する。色・光度面上 (図 15) では硬 X 線が強い状態で光度を増していく。円盤の表面密度がさらに上昇して光学的に薄い円盤が存在できる臨界密度を超えると輻射冷却による冷却不安定性が成長して円盤温度が低下する。従来の理論に基づいて冷却不安定性が発生する光度を求めるとエディントン光度の 1%程度になる。ところが、ブラックホール候補天体で観測される状態遷移はエディントン光度の 10%程度の光度で発生することが多く、理論と観測が一致していなかった。町田ら (2006) のシミュレーションで見出された磁気圧で支えられた円盤はハードなスペクトルを示しつつ、エディントン光度の 1%~10%の光度を持つ。このような降着円盤によって、冷却不安定性が発生する臨界光度よりも明るい状態でもハードな X 線スペクトルが観測される理由を説明することができる。

図 15 に MAXI によって観測されたブラックホール新星 XTE J1752-223 の進化経路 [9] を破線で示した。○印で示した中間状態に 30 日以上留まったことに特徴がある。その後、さらに増光した後、2010 年 1 月 21 日に軟 X 線が強いソフト状態に遷移した。電波観測により、この状態遷移の際にジェットを噴出したことが示唆されている。ソフトステートに遷移後は他のブラックホール候補天体と同様の q 字形の経路に沿って進化した。

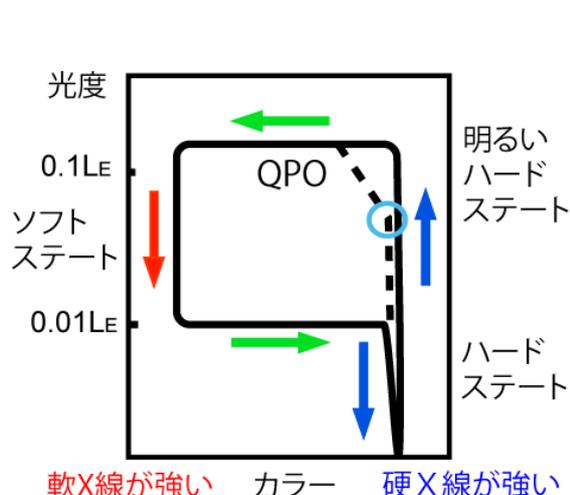


図 15 ブラックホール候補天体増光時の進化経路。横軸は硬 X 線強度と軟 X 線強度の比、縦軸は光度。破線は MAXI で観測された XTE J1752-223 の進化経路。

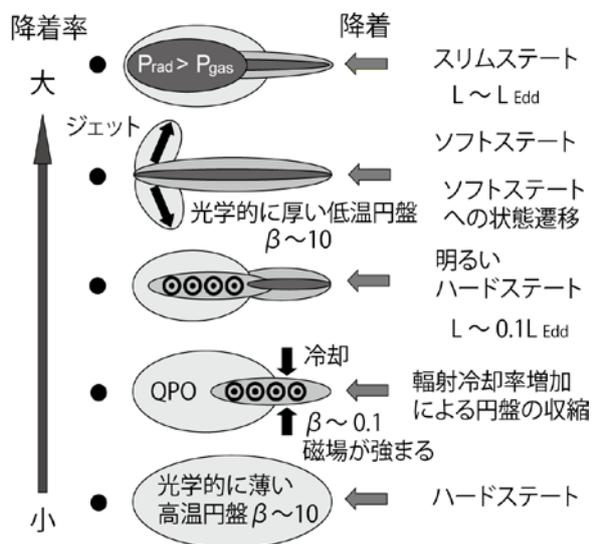


図 16 降着率増加に伴うブラックホール候補天体の進化の模式図。冷却不安定性が発生した領域で方位角方向の磁場が強まる。ブラックホール近傍でこの磁気エネルギーが解放されるとジェットが噴出する。

図 16 にブラックホールへの降着率増加に伴う降着円盤の進化を模式的に示す。ハードステート円盤の表面密度が臨界値を超えて冷却不安定性が発生した領域で方位角方向の磁場が強まり磁気圧で支えられた円盤が形成される。これよりも内側の領域は光学的に薄い高温状態が維持

されている。磁気圧優勢領域からブラックホール近傍に低温ガスが降着してくる際に 1-10Hz 程度の準周期振動(QPO)が発生する。降着率がさらに上昇してブラックホール近傍の円盤でも冷却不安定性が発生して磁気圧優勢になった後、円盤に蓄積された磁気エネルギーが解放されるとジェットが噴出し、磁気圧による鉛直方向の支えを失った円盤はさらに鉛直方向に収縮して光学的に厚いソフトステート円盤に遷移する。このようなハードステートからソフトステートへの進化をシミュレートするためには輻射と磁気流体の相互作用を考慮した輻射磁気流体シミュレーションが必要になる。このための3次元輻射磁気流体コードを開発して超並列計算機に実装する共同研究を実施した。

6. 次世代降着円盤磁気流体シミュレータの開発

我々のグループでは降着円盤の輻射磁気流体シミュレーションに適用するための磁気流体シミュレータの開発を進めている。図 17 にその概念図を示す。プラットフォームは宇宙磁気流体シミュレーションソフトウェアとして公開済みの CANS (Coordinated Astronomical Numerical Software) である。CANS は ACT-JST の支援を受けて我々のグループで開発・公開したソフトウェアで、図 18 に示したように磁気流体方程式を差分法によって解く計算エンジン、種々の物理過程を取り入れる計算モジュール、宇宙磁気流体の典型的な問題についてシミュレーションの初期条件、境界条件、入力パラメータ等をパッケージ化した基本課題モジュール群から構成される。Web ページには基本課題の解説、シミュレーション結果の動画等が掲載されており教材として使うこともできる。

次世代降着円盤シミュレータの開発

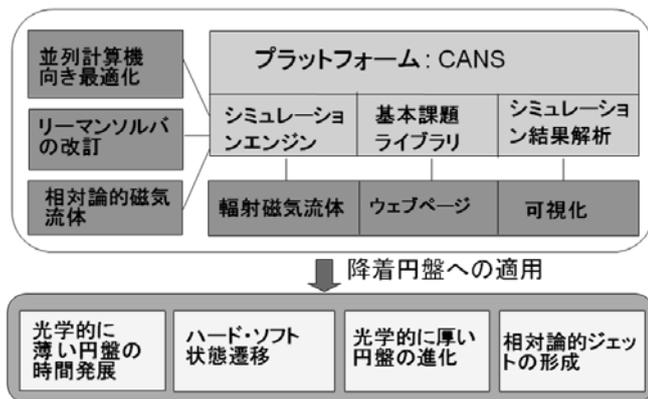


図 17 開発中の降着円盤シミュレータの概念図。

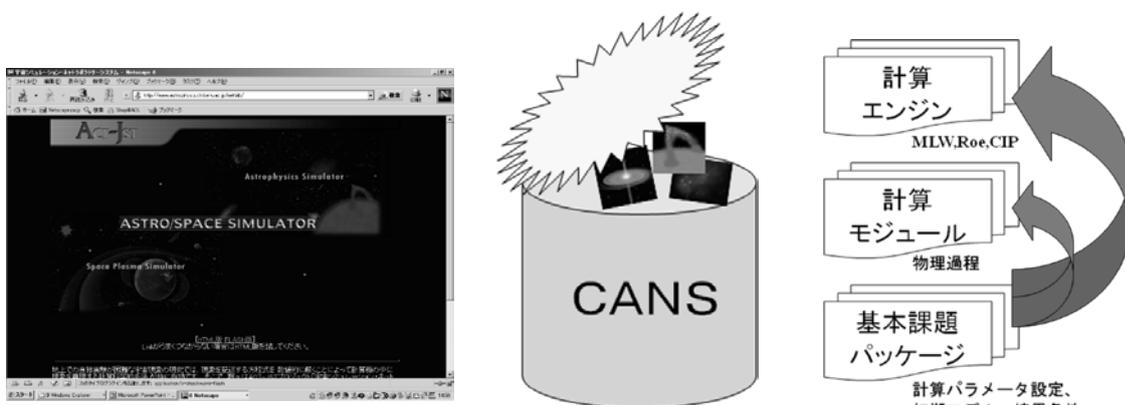


図 18 宇宙磁気流体シミュレータ CANS を含むシミュレーションラボラトリーシステムの Web ページと CANS の基本構成。http://www.astro.phys.s.chiba-u.ac.jp/netlab/で公開されている。

宇宙磁気流体分野では 1990 年代はじめに J. Stone らによって開発・公開された ZEUS コードが広く使われてきたが、図 19 に示すように 2000 年前後に世界各地で独自の磁気流体コードが開発・公開された。CANS は日本発のコードであり、シミュレーションスクールの教材としても活用されている。現在公開中の CANS では Modified Lax-Wendroff 法、近似リーマン解法の一つである Roe 法、CIP 法を磁気流体に拡張した CIP-MOCCT 法のシミュレーションエンジンが実装されている。なお CT 法 (Constrained Transport 法) は磁気流体が満たすべき条件 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ が保たれるように誘導方程式を差分化する方法である。CANS に実装されたこれらのエンジンは MPI を用いて並列化され、高い並列性能を有しているため最先端の研究目的にも利用できる。

ZEUS	1990~J.Stone, 非保存系, C T, 輻射流体(FLD)
ATHENA	2000~J.Stone 他、近似リーマンソルバ+CT
HARM	2003~C.Gammie 他、GRMHD, HLL
FLASH	1998~ASC FLASH Center, AMR
NIRVANA	1997~U.Ziegler 他、近似リーマンソルバ+CT+AMR
VAC	1996~G.Toth, R.Keppens 他、保存形、TVD+CT
PLUTO	2006~A.Mignone 他、近似リーマンソルバ+CT, SRMHD, AMR
PENCIL	2001~W.Dobler,A.Brandenburg 他、高次中心差分、ベクトルポテンシャル
CANS	2000~T.Yokoyama 他、MLW,CIP+CT,Roe

図 19 宇宙磁気流体公開コードのリスト。一般相対論的磁気流体 (GRMHD) コードも含まれる。AMR は Adoptive Mesh Refinement (適合格子)法の略。

降着円盤磁気流体シミュレータでは新たに HLLD 法 (Miyoshi and Kusano 2005) [10]に基づく磁気流体シミュレーションエンジンを実装した。HLLD 法は近似リーマン解法の一つであり、図 20 のように差分に用いる格子のセル境界で左側の状態が U_L 、右側の状態が U_R の不連続がある場合の不連続面の分解を近似的に解くことによってセル境界を横切る流束を数値的に求め、各セル内の物理量の時間変化を計算する手法である。広く使われている HLL 法 (図 20 左)では、中間状態を 1 状態で近似するため数値拡散が大きい。HLLD 法 (図 20 右)では速度と圧力が連続で密度が不連続に変化する接触不連続面、磁場方向が不連続に変化する不連続面を扱うことができるようにするため、 U_L^* , U_L^{**} , U_R^{**} , U_R^* の 4 個の中間状態があるという近似のもとでリーマン問題を解く。これにより、HLL 法に比べて数値拡散を抑えることができる。HLL 法や Lax-Wendroff 法に比べて計算量は 2~3 倍増えるが、リーマン問題を厳密に解く場合に比べて計算量を大幅に削減することができる。

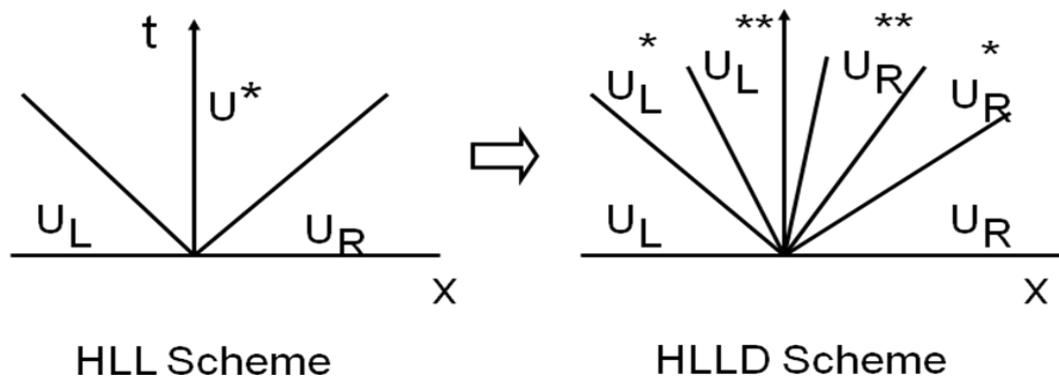


図 20 HLL 法と HLLD 法におけるセル境界でのリーマン解法の説明図。HLL 法では中間状態を 1 状態で近似するため数値拡散が大きい。HLLD 法では中間状態を 4 状態で近似することにより接触不連続面や磁場方向の不連続面を考慮することができる。

図 21 右図に降着円盤を貫く鉛直磁場がある場合のジェット形成シミュレーションに HLLD 法を適用した計算例を示す。この計算では軸対称を仮定し、円筒座標系 2 次元の磁気流体方程式を、HLLD 法を用いて差分してシミュレーションを実施し、修正 Lax-Wendroff 法や CIP-MOCCT 法等による計算結果と一致することを確認した。

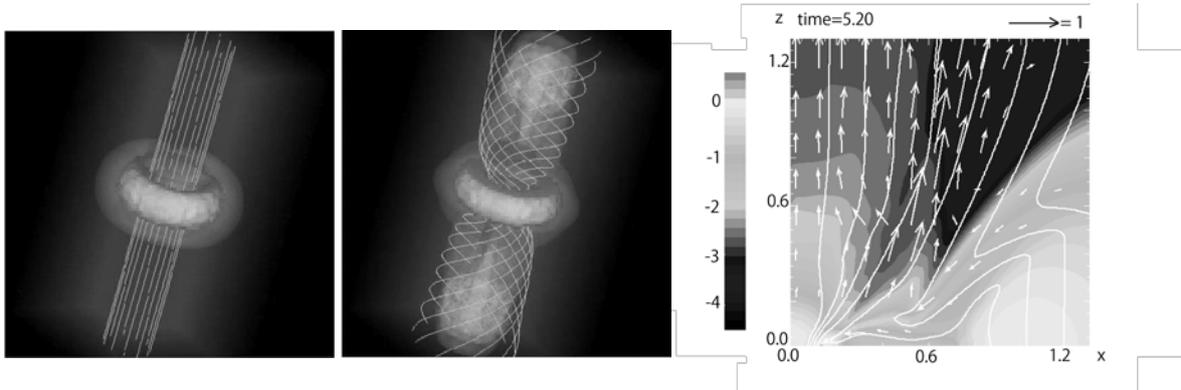


図 21 初期に降着円盤を貫く一様な鉛直磁場がある場合のジェット形成シミュレーション結果。左図：修正 Lax-Wendroff 法による軸対称シミュレーション結果を可視化した図。濃淡は密度分布，実線は磁力線。右図：HLLD 法によるシミュレーション結果の例。rz 面内の密度分布（濃淡），速度分布（矢印），磁力線（実線）。

HLLD 法に基づくシミュレーションコードは Lax-Wendroff 法等に比べて数値振動を起こしにくく，また，保存形の方程式を解くためエネルギーが保存されるという利点がある。そこで，円筒座標系 3 次元の磁気流体方程式を，HLLD 法を用いて解くモジュールを作成して降着円盤シミュレーションに適用した。図 22 に初期に弱い方位角方向の磁場に貫かれた回転トーラスの 3 次元シミュレーション結果を示す。シミュレーションに用いたメッシュ数は $(M_r, M_\phi, M_z) = (240, 34, 400)$ ，15 回転後の密度分布（左図）と $\log(1/\beta)$ の分布（右図）を示す。磁気回転不安定性の成長に伴って $\beta < 10$ の領域が渦状に形成されていること，角運動量を失った物質が中心天体に落下すること等，従来のシミュレーション結果を再現することができている。さらに詳細なテスト計算を実施した上で，このコードをブラックホール降着円盤の大局的 3 次元磁気流体シミュレーションに適用していく予定である。

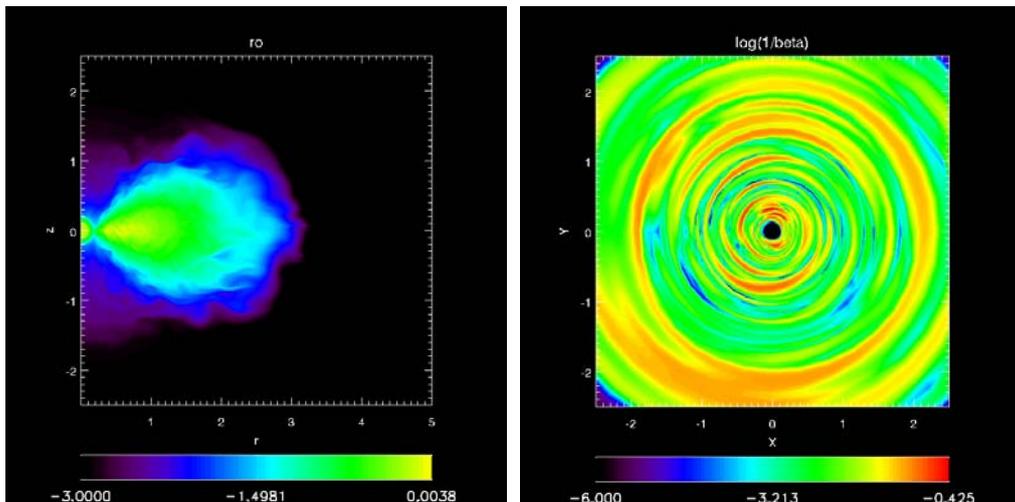


図 22 HLLD 法に基づく円筒座標系 3 次元磁気流体コードを用いた回転トーラスのシミュレーション結果。15 回転後の密度分布（左図）と $\log(1/\beta)$ の分布（右図）を示す。

作成した HLLD 法に基づく 3 次元円筒座標系磁気流体コードを HA8000 に実装して並列性能をテストした結果を図 23 に示す。使用したメッシュ数は $(N_r, N_\phi, N_z) = (1024, 32, 1024)$ 、100 タイムステップの計算を実施して所要時間を比較した。512 コアまでのテスト計算ではほぼコア数に比例する性能が得られている。

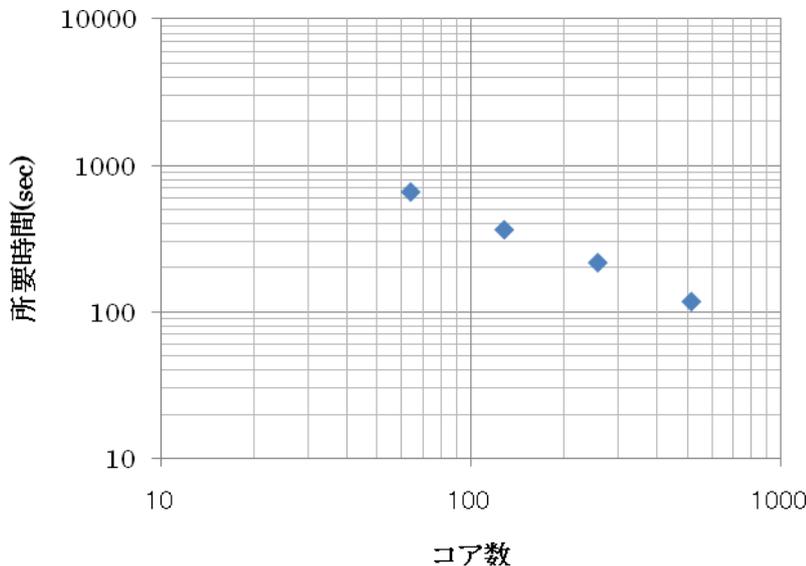


図 23 HLLD 法に基づく円筒座標系 3 次元磁気流体コードの並列性能のテスト結果。HA8000 を用いた。メッシュ数は $(N_r, N_\phi, N_z) = (1024, 32, 1024)$ 。100 タイムステップの計算に要した時間を示す。

7. 輻射磁気流体モジュールの実装

降着円盤の輻射磁気流体シミュレーションを実施するため、図 4 に示した輻射磁気流体方程式を解く 3 次元輻射磁気流体モジュールの開発を進めている。共同研究メンバーである大須賀らは Flux Limited Diffusion (FLD) 近似を採用した 2 次元軸対称輻射磁気流体コードを用いてシミュレーションを実施し、降着率が高い場合、輻射圧によって加速され、磁場によって回転軸方向に絞り込まれたジェットが噴出するという結果を得ている (図 24) [11]。

本共同研究では、この計算を 3 次元に拡張することにより、円盤内部での磁気回転不安定性の成長による磁気乱流生成と磁場の増幅・飽和過程をセルフコンシステントに扱ったシミュレーションを実施することを目指している。このため、HLLD 法に基づく円筒座標系 3 次元の磁気流体コードを輻射磁気流体コードに拡張する作業を進めている。

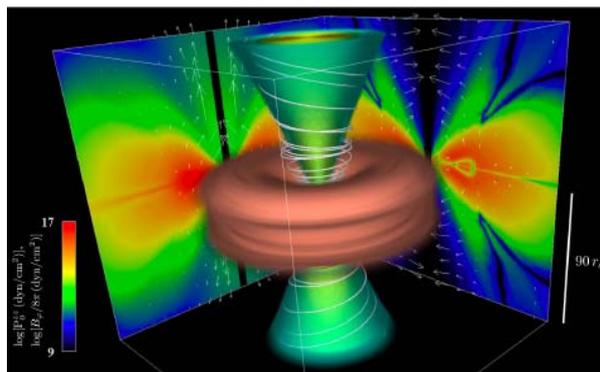


図 24 降着率が高い場合のブラックホール降着流の軸対称 2 次元輻射磁気流体シミュレーション結果 (Takeuchi, Ohsuga and Mineshige 2010)。実線は磁力線。水色は速度等値面。茶色は密度等値面。左壁には輻射応力テンソルの zz 成分、右壁には方位角方向の磁場の強さが投影されている。降着円盤から輻射圧で加速されたジェットが噴出している。

FLD 近似に基づく輻射磁気流体シミュレーションでは輻射流束 F_0 が輻射エネルギー密度 E_0 の勾配に比例すると仮定して光学的に厚い極限で拡散近似, 薄い極限で free stream に一致するように係数を選ぶ。輻射応力テンソル P_0 についても輻射エネルギー密度に比例すると近似して方程式を閉じさせる。我々のグループでこれまで実施してきた 2 次元輻射磁気流体シミュレーションではガスのエネルギー密度の時間発展を記述する方程式中, 輻射とガスの相互作用に関係する部分と, 輻射エネルギー密度の時間発展を記述する方程式 (図 4 参照) 中で移流によるエネルギー輸送を除く以下の部分を, 各点での輻射・ガス間のエネルギー交換を計算するステップと流束制限付きの輻射拡散を計算する部分に分けていずれも陰的に解いている。

$$\begin{array}{l}
 \text{ガスエネルギー密度} \quad \frac{\partial e}{\partial t} = -4\pi\kappa B + c\kappa E_0 \\
 \\
 \text{輻射エネルギー密度} \quad \frac{\partial E_0}{\partial t} = 4\pi\kappa B - c\kappa E_0 - \nabla \mathbf{v} : \mathbf{P}_0 - \nabla \cdot \mathbf{F}_0 \\
 \\
 \text{輻射・ガス相互作用} \quad \frac{\partial e}{\partial t} = -4\pi\kappa B + c\kappa E_0 \quad \frac{\partial E_0}{\partial t} = 4\pi\kappa B - c\kappa E_0 - \nabla \mathbf{v} : \mathbf{P}_0 \\
 \\
 \text{輻射拡散} \quad \frac{\partial E_0}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{F}_0
 \end{array}$$

流体にくらべて輻射の時間スケールが極端に短い場合, 輻射拡散と輻射・ガス相互作用への分離が正当化できないため両者を同時に解く必要がある。共同研究メンバーである廣瀬は, 輻射・ガス相互作用の非線形方程式を解くニュートンラプソン法に輻射拡散の線形拡散方程式を解く行列反転ソルバーを組み込むアルゴリズムを構築している。これまでは行列反転ソルバーにマルチグリッド法 (スムーザ: ガウスザイデル法) を用いてきたが, 現在, 並列性能向上を目指して前処理付き反復法の開発を進めている。

8. 今後の展望

我々のグループで作成してきた HLLD 法を用いた円筒座標系 3 次元磁気流体コードは従来使用してきた Modified Lax Wendroff 法に基づくコードにくらべて各タイムステップでの計算量は 2~3 倍増えるが数値振動を抑えることができ, より高精度な降着円盤シミュレーションに適用可能になってきた。電気抵抗を考慮した散逸性磁気流体のテスト計算等を通して数値拡散をさらに抑制した上で, 降着円盤時間発展のプロダクションランに適用していきたい。

輻射磁気流体については輻射流束制限付きの輻射拡散と輻射・ガス相互作用を記述する非線形方程式を同時に解く行列反転ソルバーの並列性能を高め, 3 次元シミュレーションを可能にしていきたい。これと並行して, 輻射輸送のモーメント式を解くことによって輻射流束の時間発展を直接計算から求める M_1 解法の実装を進める。ブラックホール近傍等, 力学的なタイムスケールと輻射のタイムスケールが同程度になる場合には陽的な差分法を適用できる可能性があり, 高い並列性能が得られることが期待できる。

これらの輻射磁気流体コードを用いて光学的に薄い円盤から光学的に厚い円盤への状態遷移過程のシミュレーションを実施し, ブラックホール候補天体の増光時に観測されているスペクトル変化, 光度変化, ジェット噴出などを再現していきたい。

参 考 文 献

- [1] S. A. Balbus and J. F. Hawley, “A powerful local shear instability in weakly magnetized disks. I-Linear analysis”, *Astrophys. J.* 376, 214 (1991)
- [2] E. P. Velikhov, *Soviet Physics JETP* 36, 995 (1959)
- [3] M. Machida, and R. Matsumoto, “Global Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Black Hole Accretion Disks: X-Ray Flares in the Plunging Region”, *Astrophys. J.* 585, 429 (2003)
- [4] H. Nishikori, M. Machida, and R. Matsumoto, “Global Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Galactic Gaseous Disks I. Amplification of Mean Magnetic Fields in an Axisymmetric Gravitational Potential”, *Astrophys. J.* 641, 862 (2006)
- [5] J. Shi, J. H. Krolik, and S. Hirose, “What is Numerically Converged Amplitude of Magnetohydrodynamic Turbulence in Stratified Shearing Boxes?”, *Astrophys. J.* 708, 1716 (2010)
- [6] M. Machida, and R. Matsumoto, “Excitation of Low-Frequency QPOs in Black-Hole Accretion Disks”, *Publ. Astron. Soc. Japan* 60, 613 (2008)
- [7] M. A. Abramowicz, X. Chen, S. Kato, J. P. Lasota, and O. Regev, “Thermal equilibria of accretion disks”, *Astrophys. J.* 438, L37 (1995)
- [8] M. Machida, K. E. Nakamura, and R. Matsumoto, “Formation of Magnetically Supported Disks during Hard-to-Soft Transitions in Black Hole Accretion Flows”, *Publ. Astron. Soc. Japan* 58, 193 (2006)
- [9] S. Nakahira et al., “MAXI GSC Observations of a Spectral State Transition in the Black Hole Candidate XTE J1752-223”, *Publ. Astron. Soc. Japan* 62, L27 (2010)
- [10] T. Miyoshi, and K. Kusano, “A multi-state HLL approximate Riemann solver for ideal magnetohydrodynamics”, *Journal of Computational Physics* 208, 315 (2005)
- [11] S. Takeuchi, K. Ohsuga, and S. Mineshige, “A Novel Jet Model: Magnetically Collimated, Radiation-Pressure Driven Jet”, *Publ. Astron. Soc. Japan* 62, L43 (2010)