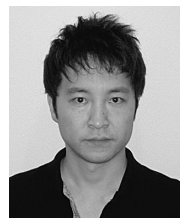


# 輻射流体シミュレーションが解き明かす 超臨界降着流の新たな描像



大須賀 健

〈国立天文台理論研究部 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: ken.ohsuga@nao.ac.jp

“超臨界降着は果たして可能か？”筆者らが行った二次元輻射流体シミュレーションは、この1970年代からの歴史的問題を解決した。超臨界円盤降着が実現可能であることを初めて実証したのである。超臨界降着流は、高光度コンパクト天体の物理および超巨大ブラックホールの形成メカニズムにかかわる重要な現象である。一次元の降着円盤モデルを中心に、数十年にわたって研究されてきたが、問題が解決されることはなかった。必要とされる多次元輻射流体シミュレーションは、計算量が膨大で且つ高度な計算技術を要するからである。本稿では、輻射流体シミュレーションによって解明された超臨界降着流の物理および最新の描像について紹介する。

## 1. エディントン光度の壁

“超臨界降着は果たして可能か？”これは1970年代からの問題であった。ガスが天体へ降着すると、重力エネルギーが解放され輝く。降着率が増えるに従って光度も増加する。光度に上限はあるのか？エディントン光度を超えることはできるのか？それが問題である。エディントン光度とは、放射の力が重力とちょうど拮抗する光度のことである。そして、質量降着率が極めて大きく、光度がエディントン光度を超える降着流を超臨界降着流と呼ぶ。球対称な降着流では、超臨界降着は不可能である。つまり、光度はエディントン光度を超えることができない。なぜなら、光度がエディントン光度を超えると放射の力が重力を凌駕し、ガス降着が止まってしまうからである。

しかし、円盤降着であればエディントン光度を超えることが可能かもしれない。光子が円盤の回転軸方向へ抜け出し、放射の力が赤道面に沿ったガスの降着を妨げなければよいのである。もしくは間歇的に超臨界降着が起こる可能性もある。こ

ういった可能性は、降着円盤の歴史的論文<sup>1)</sup>ですでに示唆されている。しかし、数十年にわたって議論がなされたものの、真相が解明されることはなかった。筆者らが近年行った輻射流体シミュレーションは、ついにこの歴史的問題に決着をつけた<sup>2)</sup>。超臨界円盤降着は実現可能なのである。本稿では、この研究成果を中心に超臨界降着流の新たな描像を紹介する。

## 2. 超臨界降着の研究意義

超臨界降着流の問題は、超巨大ブラックホールの形成史に深く関係する。超臨界降着が不可能であれば、ブラックホールの質量はゆっくりと増加することになり、赤方偏移が6を超える遠方宇宙にクェーサー（超巨大ブラックホール）が存在する事実<sup>3)</sup>を説明できなくなってしまう。超巨大ブラックホールの形成に必要な時間が、宇宙年齢を超えてしまうからである。もし、超臨界降着が可能であれば、ブラックホールは急成長することができる。ブラックホールの成長時間の問題は回避され、超巨大ブラックホールの形成問題に一つの

解決策を提示することになる。

また、中質量ブラックホールの問題にも重大な一石を投じる。中質量ブラックホールの候補天体は超光度 X 線源である<sup>4), 5)</sup>。光度が中性子星のエディントン光度を大きく超えていることが根拠の一つとなっている。超臨界降着が不可能（光度の上限はエディントン光度）と仮定すれば、ブラックホールの質量が太陽質量の数十倍、もしくは100倍以上でないと理屈に合わないのである。しかし、超臨界降着が可能（光度はエディントン光度を超えられる）であれば、ブラックホールの質量がさほど大きくなくても大光度を説明できてしまう。超臨界降着流が可能か否か、それが中質量ブラックホールの問題と密接にかかわっているのである。

このほかにもマイクロクェーサー、狭輝線 I 型セイファート銀河、ガンマ線バーストといった高光度コンパクト天体の正体は謎に包まれている。超臨界降着流の実現可能性、そしてその物理メカニズムを解明することが重要な第一歩である。

### 3. 一次元モデルから多次元輻射流体シミュレーションへ

降着円盤の研究の歴史は標準円盤モデル<sup>1)</sup>の登場によって始まった。このモデルは、多大な成功を収めたが、質量降着率が非常に大きな状況（超臨界降着状態）で破綻する。そこで、超臨界降着円盤を記述するように改良されたスリムディスクモデルが提唱された<sup>6)</sup>。スリムディスクは超光度 X 線源や狭輝線 I 型セイファート銀河の輻射スペクトルの再現に成功し、広く信じられるようになった<sup>7), 8)</sup>。

しかし、これで超臨界降着が実現可能であると証明されたわけではない。スリムディスクモデルでは、標準円盤モデルと同様に質量降着率をパラメータとして与え、動径方向の構造だけを解いている。また、一次元モデルであるため、円盤内部で発生する対流・回転運動や円盤表面で発生す

るアウトフローを取り扱うことができない。これらの多次元効果は質量や運動量、エネルギーを輸送するため正しく扱う必要がある。さらに、輻射輸送を正しく解いていないという問題点もある。超臨界降着流ではガスと輻射の密接な相互作用が重要であり、輻射力がダイナミクスを支配する。後で詳しく述べるが、光子捕獲という輻射流体効果も現れる。したがって、輻射輸送を解くことは極めて重要である。このように、超臨界降着流の問題においては、一次元モデルでは不十分である。空間多次元で輻射、流体および重力をすべて考慮した研究、すなわち多次元輻射流体計算が必要不可欠なのである。

多次元輻射流体計算は極めて高度な研究課題である。空間2次元であっても、光の方向2次元と振動数1次元を合わせ、5次元の方程式を解かなければならない。これは今日の計算機能力をもってしても不可能である。そこで計算量を減らすため、光学的に厚い極限でも薄い極限でも輻射流束を正しく評価するような近似法を用いる<sup>9)</sup>。断わっておくが、この近似を用いても輻射流体計算の計算量は流体計算や磁気流体計算よりはるかに多い。

また、他の天体の計算と比べ、降着円盤の計算は極めて長い計算時間を必要とする。ガスがブラックホールに落下する時間（角運送量輸送にかかる時間）が、自由落下時間よりずっと長いからである。膨大な計算量に加え、この長い計算時間が困難となり、超臨界降着流の問題は数十年にわたって解決できなかったのである。実際、過去に試みられた輻射流体計算は、計算時間が短いため定常状態を再現することができなかった<sup>10), 11)</sup>。

近年の計算機性能および計算技術の向上により、多次元輻射流体計算はいよいよ実現可能となってきた。本稿では、筆者らが行った長時間二次元輻射流体シミュレーションによって得られた研究成果について紹介する。

## 4. 超臨界降着流の二次元輻射流体シミュレーション

### 4.1 超臨界降着流の構造

筆者らが行った計算では、ブラックホールから  $500R_S$  ( $R_S$  はシュワルツシルト半径) 離れた赤道面付近から、角運動量をもったガスはある一定の割合で供給し続け、どのような構造が形成されるのかを調べる。粘性はいわゆる  $\alpha$  モデルを採用する。スリムディスクモデルと異なり、ブラックホールへのガス降着率はパラメーターではない。超臨界降着が実現されるのか？ それとも輻射の力でガスが吹き飛ばされてしまうのか？ その答はシミュレーションの結果として得られるのである。実際の計算には、当時筆者が所属していた立教大学の並列計算機を利用した。

そしてついに歴史的な問題に決着がついた。長時間シミュレーションの結果、円盤降着であれば超臨界降着が実現可能であることを初めて実証したのである<sup>2)</sup>。図1は結果の一例で、ブラックホールへの質量降着率は臨界値 ( $L_E/c^2$ ;  $L_E$  はエディントン光度,  $c$  は光速) のおよそ 100 倍、光度はエディントン光度の 3 倍を超えている。ちなみに、 $500R_S$  でのガスの供給率は臨界値の 1,000 倍としている。

図1からわかるように、超臨界降着流の構造は大まかに二つの領域に分かれる。分厚い円盤(赤道面付近)と、輻射力で加速されたアウトフロー(回転軸付近)である。円盤部のガスは単調にブラックホールに落下するわけではなく、複雑な対流・回転運動をしていることがわかる。一部のガスは円盤表面からアウトフローとなって噴出する。円盤表面は流体不安定で波打っている。

質量降着率に対する光度と、アウトフローによる運動エネルギー放出率を示したのが図2である。ガスの供給率は左から順に臨界値の 300 倍、1,000 倍、3,000 倍である。質量降着率は臨界値の数十倍から数百倍となり、光度はエディントン光

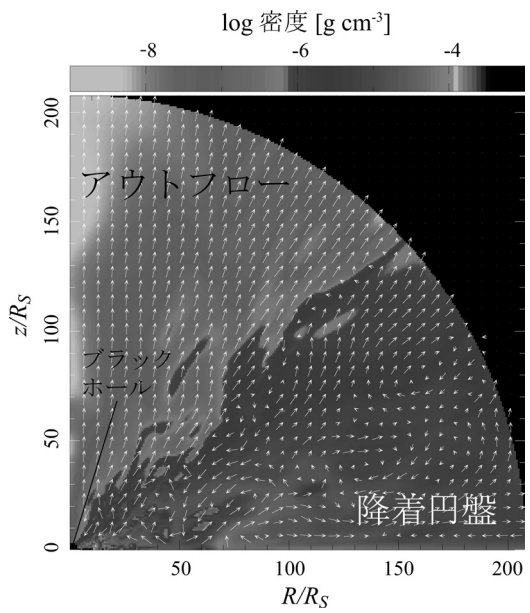


図1 超臨界降着流の準定常状態の密度場(グレースケール)および速度場(矢印)。横軸は赤道面、縦軸は回転軸である。赤道面付近には分厚い輻射圧優勢円盤が形成され、回転軸方向に輻射力で加速されたアウトフローが噴出する。質量降着率は臨界値のおよそ 100 倍、光度はエディントン光度の 3 倍を超えている。

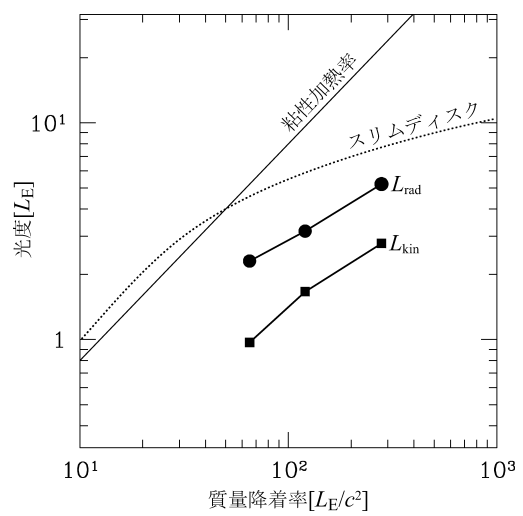


図2 超臨界降着流の光度 ( $L_{rad}$ ) および運動エネルギー放出率 ( $L_{kin}$ ) と質量降着率の関係。質量供給率は左から順に臨界値の 300 倍、1,000 倍、3,000 倍である。実線は粘性加熱率、点線はスリムディスクモデルの予言する光度(渡會兼也氏提供)。

度の数倍となることがわかる。また、光度が運動エネルギー放出率より大きい、つまり、超臨界降着流は主に輻射でエネルギーを放出することがわかる。

### 4.2 光子捕獲

図2は光子捕獲という超臨界降着流に特有の現象が起こっていることも示している。光子捕獲とは、円盤内部で発生した光子がガスもともブラックホールに吸い込まれる現象である。ここではまず光子捕獲について説明する。

降着円盤内部では、粘性で加熱されたガスが光子を発する。光学的に厚い円盤の内部で発生した光子は、多数の散乱や吸収再放射を受けながら円盤表面に到達する。これに要する時間が輻射拡散時間である。一方、ガスがブラックホールに到達するまでの時間が降着時間である。拡散時間が降着時間より短ければ、円盤内部で発生した光子は円盤表面から抜け出せるので、光度は粘性加熱率と等しくなる。逆に拡散時間のほうが長ければ、光子は円盤から脱出することができず、ガスもともブラックホールに吸い込まれることになる。これが光子捕獲である。光子捕獲が起こると光度は粘性加熱率より小さくなる。拡散時間が降着時間より長いという条件を書き換えると、ある半径より内側で光子捕獲が起こることがわかる。この半径(光子捕獲半径)は、およそ質量降着率/臨界値 $\times R_S$ となる<sup>12)</sup>。このことから、光子捕獲は、質量降着率が臨界値より大きな状況、すなわち超臨界降着流に特有の現象であることがわかる。

図2からわかるように、超臨界降着流の光度は粘性加熱率より小さい。これが光子捕獲による光度の減少である。また、粘性加熱率が質量降着率に比例して増加するのに対し、超臨界降着流の光度は緩やかに増加する。つまり、質量降着率が大きいくほど光子捕獲が有効に働くことを示している。光子捕獲の起こる領域が広がるからである(光子捕獲半径は質量降着率に比例)。

スリムディスクモデルでも光子捕獲効果は部分

的に取り入れている。しかし、定量的に正確ではない。図2の点線は、スリムディスクモデルが予言する光度である。粘性加熱率より小さくなってはいるが、シミュレーションの結果と比べると光度を過大評価していることがわかる。また、アウトフローは無視しているので、運動エネルギー放出率は予言できない。

### 4.3 見かけの光度

超臨界降着流はどう観測されるのか? シミュレーションのデータをもとに輻射輸送方程式を解き、見かけの光度を見込み角の関数としてプロットしたのが図3である。幾何学的に薄い円盤の光度はコサインカーブに従って変化する。これに比べて超臨界降着円盤の見かけの光度は、強い角度依存性を示すことがわかる。これは、超臨界降着円盤の輻射が回転軸方向に絞られていることを意味している。超臨界降着円盤は幾何学的にも光学的にも厚い。一方、回転軸付近の密度は小さい。このため光子は軸方向から抜け出すのである。実際の光度はエディントン光度の3.5倍程度であるにもかかわらず、軸方向から観測すると、エディントン光度の10倍以上の光度をもつ天体のように見えるのである。

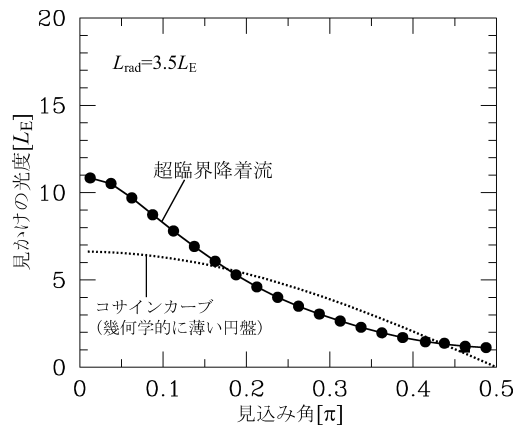


図3 見かけの光度と見込み角の関係。回転軸方向から観測すると、エディントン光度の10倍以上で輝く天体のように見える。

## 5. 超臨界降着はなぜ可能か？

ここまで超臨界降着流の構造や光子捕獲，見かけの光度について述べたが，そもそもなぜ超臨界降着が可能なのだろうか？なぜ輻射力でガス降着が妨げられないのだろうか？

その答えは密度場の非等方性が生み出す，輻射流束の非等方性である．超臨界降着円盤は幾何学的にも光学的にも非常に厚い．光学的に厚い領域の輻射流束は大まかに輻射エネルギー密度に比例し，光学的厚みに反比例する．円盤部の輻射エネルギー密度は大きい，大きな光学的厚みで輻射流束は抑えられる．その結果，重力が輻射力に勝る．調べてみると赤道面に沿った方向の輻射力は重力の半分にも満たない．ただし，遠心力を合わせると力はおおよそ釣り合っている（わずかに重力が勝る）．よって，ガスはゆっくりとブラックホールへ降着するのである．

一方，回転軸付近の密度は低い（光学的厚みが小さい）．輻射エネルギー密度は円盤部よりずっと小さいものの，輻射流束は大きくなる．輻射力は重力を凌駕し，ガスが外向きに加速されることになる．

まとめると，光子は主に比較的光学的厚みの小さい軸方向から脱出する．したがって，輻射力は回転軸付近にアウトフローを発生させるが，円盤部のガス降着を妨げないのである<sup>13)</sup>．

光子捕獲もガス降着を補佐する．光子捕獲によって大量の光子がブラックホールに吸い込まれることはすでに述べた．光子捕獲は外向きの輻射流束を減らす効果があり，ガスの降着を助けることになる．

シミュレーションで得られた超臨界降着流の描像をまとめたのが図4である．左サイドが輻射流束，右サイドがガスの流れを示している．共動系での輻射流束は，ブラックホールのごく近傍を除くと外向きとなる．つまり，ガスが受ける輻射力は，ブラックホールのごく近傍では内向き，それ

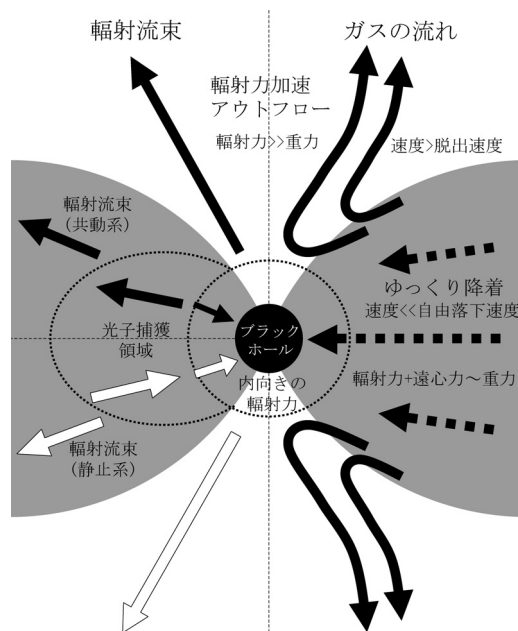


図4 超臨界降着流の概観図．左サイドは輻射流束，右サイドはガスの流れを示している．

以外の領域では外向きとなる．回転軸付近では輻射力が重力に勝り，アウトフローが噴き出す．一方，円盤部での輻射力は重力より弱い．輻射力と遠心力の合力が重力とほぼ釣り合い，ガスはゆっくりと降着する．光子捕獲領域では，光子がガスに引きずられてブラックホールの方向へ流される．したがって，共動系での輻射流束は外向きであるにもかかわらず，静止系での輻射流束は内向きになる．

## 6. 中性子星への超臨界降着

超臨界降着はブラックホール特有の現象ではない．中心星が中性子星でも可能である．ブラックホールと異なり，中性子星はエネルギーを吸い込まない．星表面に降着したガスのエネルギーを外向きに輻射流束とする条件のもとでシミュレーションを行った結果を紹介する<sup>14)</sup>．

図5が密度構造を示している．赤道面付近に分厚い降着円盤が形成され，回転軸周囲にアウトフローが発生する．ブラックホールの場合との違い

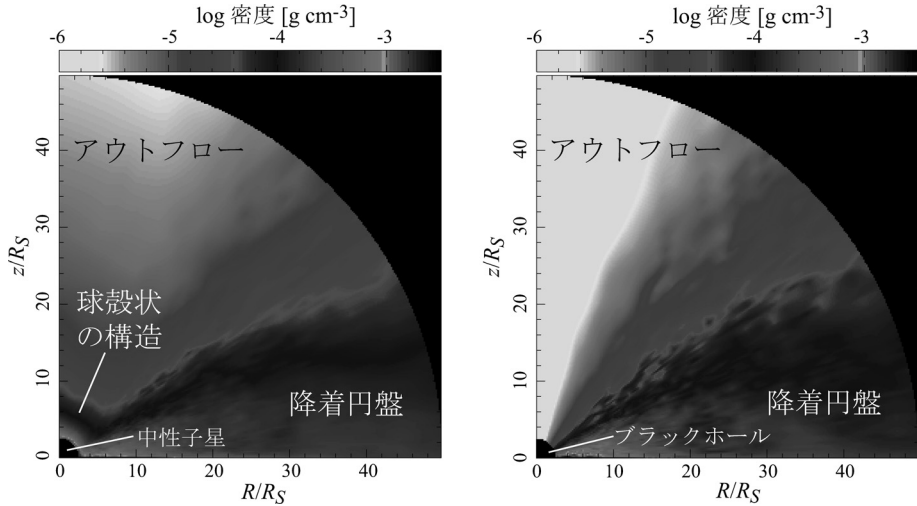


図5 時間平均した準定常状態の密度構造. 中心星が中性子星である場合(左)とブラックホールの場合(右).

は、中性子星の周囲に球殻状の構造が現れることである。ブラックホールのごく近傍では、内向きの輻射流束により輻射力はガスをブラックホールへ押し込むように働く(図4参照)。しかし、中性子星の場合、外向きの輻射力(輻射流束が外向き)がガスの落下を妨げようとする。このため、表面付近にガスが溜まるのである。質量降着率が大きな状況で球殻状の構造が現れることは、近年のX線観測からも示唆されている<sup>15)</sup>。

光度および運動エネルギー放出率を質量降着率の関数として示したのが図6である。比較のため、図2で示したブラックホールの場合の結果も載せている。図2と同様に、ガスの供給率は臨界値の300倍、1,000倍、3,000倍(左から右)としている。すでに述べたように外向きの輻射力がガスの落下を妨げる働きがあるため、中性子星への質量降着率は小さくなる。また、中性子星はエネルギーを吸い込まないため、効率よくエネルギーが放出される。よって、ブラックホールの結果と比べると左上にプロットされる。また、運動エネルギー放出率が光度を上回ることも中性子星周囲の超臨界降着流の特徴である。

シミュレーションで得られたアウトフローをSS433のジェット<sup>16)</sup>と比較すると、広がり

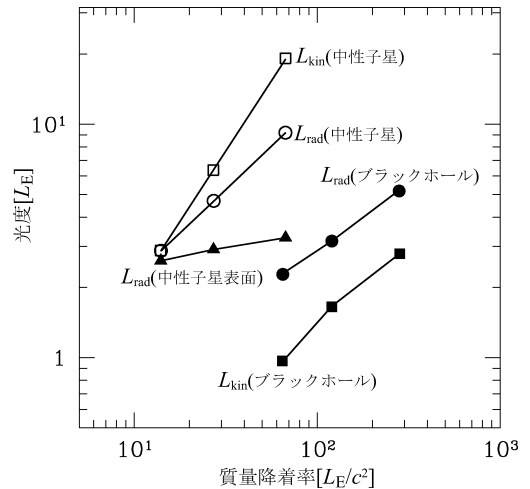


図6 中性子星周囲の超臨界降着流の光度 ( $L_{\text{rad}}$ ) および運動エネルギー放出率 ( $L_{\text{kin}}$ ) と質量降着率の関係。また、中性子星表面での輻射流束を積分したものを▲で示している。質量供給率は左から順に臨界値の300倍、1,000倍、3,000倍である。比較のため、中心星がブラックホールの場合の結果も載せている。

角こそ大き過ぎるものの、密度と速度、温度はおよそと一致する。SS433の中心天体はブラックホールであるという考え方が有力であるが、超臨界降着円盤を伴った中性子星の可能性も否定できない。

また、中性子星表面の光度(中性子星表面の輻

射流束を積分したもの) はエディントン光度の3倍であり、質量降着率によらずほぼ一定である。中性子星表面では一般相対論効果により重力が強められるので、重力と輻射力が釣り合うために必要な光度はエディントン光度のおよそ3倍である。中性子星表面では、輻射力(外向き)と重力(内向き)がおよそ釣り合うように制御されているのである。

### 7. まとめと今後の展望

筆者らが行った長時間二次元輻射流体シミュレーションは、定常な超臨界降着が可能であることを実証した。“超臨界降着は果たして可能か?”という歴史的問題を解決したのである。分厚い降着円盤が形成され、回転軸方向には輻射力で加速されたアウトフローが噴き出すのである。

超臨界降着が可能であるという結果は、ガス降着によるブラックホールの急速成長が可能であることを意味する。いかに母銀河から銀河中心領域へガスを落とすかという問題は残っているが、少なくとも宇宙初期に存在する超巨大ブラックホール形成が間に合わない(成長に時間がかかり過ぎる)という困難は取り除かれた。超巨大ブラックホール形成過程の解明に向け、大きな可能性を示唆したと言えるであろう。

また、見かけの光度がエディントン光度の10倍を超えるという結果は、超光度X線源の大きな光度を、恒星質量ブラックホールへの超臨界降着で説明できることを意味する。超光度X線源の正体が中質量ブラックホールなのか、超臨界降着流なのか、もしくはその両方なのか、詳細な輻射スペクトル計算が必要であろう。これは川島朋尚氏や Dominikus Heinzeller 氏によって精力的に進められている<sup>17)</sup>。

これまで広く信じられてきたスリムディスクモデル(超臨界降着円盤の一次元モデル)は、アウトフローを扱えず、光子捕獲も限定的に取り扱っている。観測との比較に役立てるためには、輻射

流体シミュレーションの結果を取り入れ、より現実的なモデルへと修正することが必要であろう。竹内 駿氏が修正版スリムディスクモデルの構築に取りかかっている<sup>18)</sup>。

本稿で紹介した二次元輻射流体シミュレーションでは、いわゆる $\alpha$ 粘性モデルを採用し、円盤粘性を現象論的に扱っている。円盤粘性は角運動量輸送およびエネルギー散逸にかかわる本質的な物理プロセスである。これをより現実的に取り扱うには磁場を解く必要がある。円盤粘性の起源が磁場であることがわかってきたからである<sup>19), 20)</sup>。また、磁場はジェット形成にも深くかかわっている<sup>21), 22)</sup>。よって今後は、輻射磁気流体シミュレーションへと発展させる必要がある。降着円盤の微小な要素を扱った局所的輻射磁気流体計算はすでに始められているが<sup>23), 24)</sup>、ジェットも含めた大局的計算は世界的に見てもまだ行われていない。最近になって筆者らは、この大局的輻射磁気流体シミュレーションに成功した<sup>25)</sup>。成果についてはまた別の機会に紹介したい。

### 謝 辞

本稿の大部分は、嶺重 慎氏、森 正夫氏、中本泰史氏との共同研究をまとめたものです。共同研究者の方々をはじめ、梅村雅之氏、柴崎徳明氏、須佐 元氏、渡會兼也氏、加藤成晃氏、高橋 芳太氏、細川隆史氏には有意義な議論をしていただきました。この場を借りて改めて謝意を申し上げます。なお、本稿で紹介したシミュレーションにおいては、筆者が当時在籍していた立教大学理学部物理学科理論物理学研究室の並列計算機を、長期にわたりほぼ独占して使用させていただきました。これに関しても謝意を申し上げます。

参考文献

1) Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, A&A 24, 337  
 2) Ohsuga K., Mori M., Nakamoto T., Mineshige S., 2005, ApJ 628, 368  
 3) Willott C. J., et al., 2007, AJ 134, 2435  
 4) Fabbiano G., 1989, ARA&A 27, 87  
 5) Makishima K., et al., 2000, ApJ 535, 632  
 6) Abramowicz M. A., Czerny B., Lasota J. P., Szuszkiewicz, E., 1988, ApJ 332, 646  
 7) Watarai K., Mizuno T., Mineshige, S., 2001, ApJ 549, L77  
 8) Mineshige S., Kawaguchi T., Takeuchi M., Hayashida K., 2000, PASJ 52, 499  
 9) Levermore C. D., Pomraning, G. C., 1981, ApJ 248, L321  
 10) Eggum G. E., Coroniti F. V., Katz J. I., 1988, ApJ 330, 142  
 11) Okuda T., 2002, PASJ 54, 253  
 12) Ohsuga K., Mineshige S., Mori M., Umemura M., 2002, ApJ 574, 315  
 13) Ohsuga K., Mineshige S., 2007, ApJ 670, 1283  
 14) Ohsuga K., 2007, PASJ 59, 1033  
 15) Takahashi H., Makishima K., 2006, ESA SP-604: The X-ray Universe 2005, 309  
 16) Kotani T., Kawai N., Matsuoka M., Brinkmann, W., 1996, PASJ 48, 619  
 17) Kawashima T., et al., 2009, submitted to PASJ  
 18) Takeuchi S., Ohsuga K., Mineshige S., 2009, submitted to PASJ  
 19) Balbus S. A., Hawley J. F., 1991, ApJ 376, 214  
 20) Machida M., Matsumoto R., Mineshige S., 2001, PASJ 53, L1  
 21) Uchida Y., Shibata K., 1985, PASJ 37, 515  
 22) Kato Y., Hayashi M. R., Matsumoto R., 2004, ApJ 600, 338  
 23) Turner N. J., Stone J. M., Krolik J. H., Sano T., 2003, ApJ 593, 992  
 24) Hirose S., Krolik J. H., Stone J. M., 2006, ApJ 640, 901  
 25) Ohsuga K., Mori M., Mineshige S., Kato Y., 2009, PASJ in press

**Novel Picture of Supercritical Accretion Flows Revealed from Radiation-Hydrodynamic Simulations**

**Ken OHSUGA**

*Division of Theoretical Astronomy, National Astronomical Observatory of Japan, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588, Japan*

Abstract: “Is supercritical accretion feasible?” Such a historical question is recently revealed by two-dimensional radiation-hydrodynamic (2D-RHD) simulations, by which we demonstrate that the supercritical disk accretion is possible. The supercritical accretion is thought to be important for luminous compact objects and supermassive black holes. Despite of a long history in the study of accretion flows with one-dimensional model, the supercritical accretion is poorly understood, since RHD simulations are too heavy to perform. Here, we show the physics and a novel picture of the supercritical accretion flows revealed from the 2D-RHD simulations.