

# 宇宙ジェットの研究

## —降着円盤から噴出する磁気流体ジェット—

工藤 哲 洋

〈国立天文台・太陽物理学研究系 〒181-8588 東京都三鷹市大沢 2-21-1〉

e-mail: kudo@solar.mtk.nao.ac.jp

原始星や活動銀河核あるいは近接連星系では、宇宙ジェットが観測されている。このような天体からどのようにして宇宙ジェットが発生しているのかという問題は天文学における大きな謎の一つである。ここではその宇宙ジェットのモデルとして最も有力な「降着円盤から噴出する磁気流体ジェット」のモデルについて、我々の行なった最新の理論的研究成果について紹介する。

### 1. はじめに

宇宙ジェット現象とは、細く絞られた高速のプラズマの流れが、中心の天体からそれをはさんで双方向に吹き出している現象のことである。宇宙ジェットは、原始星や活動銀河核または近接連星系で観測されている（図1，図2）。ジェットの噴出機構やジェットを噴出している天体の近傍の構造はまだよくわかっていない。しかし、ジェットを噴出している天体には一つの共通点がある。それは、それらの天体の回りには降着円盤が存在している（と考えられている）ことである。したがってその降着円盤の存在がジェットの噴出に大きく関わっていると考えられている。

ジェット噴出のモデルの一つに、磁場による加速という考えが提唱されている。これは降着円盤をつらぬく磁場の磁気遠心力と磁気圧により降着円盤からジェットを噴出し加速するというアイデアである（図3，図4）。このモデルの利点は、磁場のピンチ効果により宇宙ジェットの特徴である細い構造を大きなスケールまで保つことが可能となる点である。さらに、原始星においてはジェットを他の力（ガス圧や放射圧）で加速させることが困難であることがわかっている。このため磁場でジェットを加速するモデルは現在多くの人に支持されている。

ここでは、降着円盤から噴出する磁気流体ジェットの研究に関して我々が最近行なった理論的な研究を簡単にまとめたいと思う。

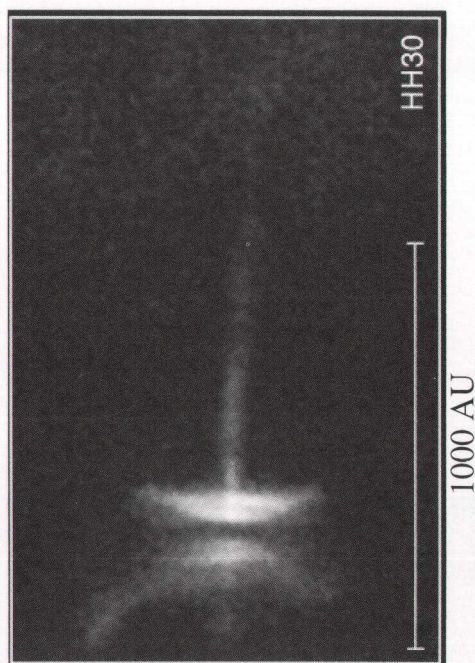


図1：原始星で観測されたオプティカルジェット。ハッブル宇宙望遠鏡で観測された。縦に長く光っているものがジェット。それに垂直な光は降着円盤による散乱光。図中の縦線の長さが約1000天文単位。

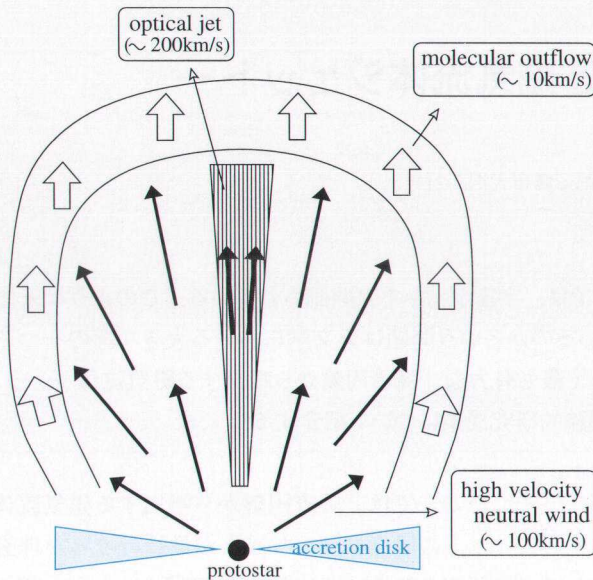


図2：原始星などで観測されているアウトフローの模式図。オプティカルジェット (optical jet) や高速中性風 (high velocity neutral wind) は中心星近傍の降着円盤から磁場の力によって噴出したアウトフローであると考えられている。一方、低速の双極分子流 (molecular outflow) ( $\sim 10 \text{ km/s}$ ) はもともとそこにあった分子ガスが高速のアウトフロー ( $\sim 100 \text{ km/s}$ ) によって加速させられたものであると考えられている<sup>7)</sup>。

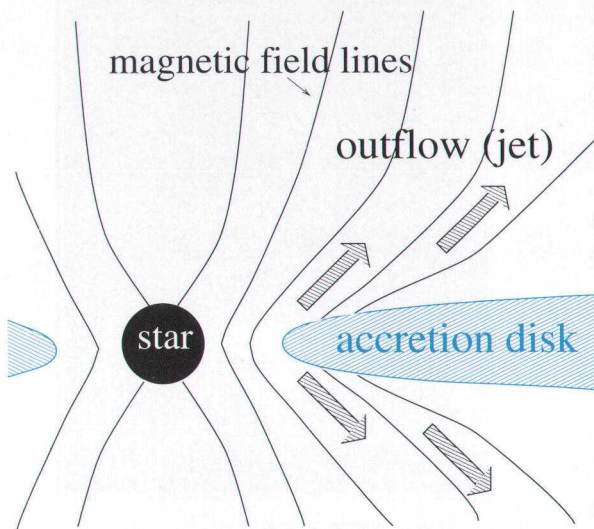


図3：降着円盤から噴出する磁気流体ジェットの模式図。子午面内の断面図。

## 2. 研究の背景

我々の研究を紹介する前に、これまでの磁気流体ジェットの研究の背景をまとめて我々の研究の動機を述べる。降着円盤に磁場が貫いていてそこからジェットが噴出しているという考えは1976年に、Lovelace (1976)とBlandford (1976)とによって独立に提唱された。最初のモデルはパルサー磁気圏からの発展で電磁気的色彩が強かったが、Blandford & Payne (1982)によって初めて磁気流体力学的な流れとして研究が行われた。当初はAGNからのジェットを説明することを目的として提唱されていたが、Pudritz & Norman (1986)等によって原始星からの双極分子流のモデルに应用された(1980年始めは原始星からの双極分子流の観測が数多く行われていた)。その後、このモデルは星形成領域で観測されるアウトフローのモデルとして発展し<sup>5), 6)</sup>、現在では、双極分子流よりはむしろ高速のアウトフロー(高速中性風, Tタウリ風, オプティカルジェット)を説明するモデルとして最も有力視されている(図2)。

一方、上で述べた研究とは独立に、Uchida & Shibata (1985)とShibata & Uchida (1986a)は非定常の磁気流体力学数値シミュレーションを行ない、磁場に貫かれた降着円盤からジェットが噴出することを示した(Uchida & Shibata (1985)は彼らの計算結果をPudritz等と同様に原始星からの双極分子流のモデルとして提唱した)。このUchida & Shibataのモデルと上記のBlandford等のモデルが物理機構として同じものなのか異なるものなのかは判然としていなかった。その理由は、Uchida & Shibata

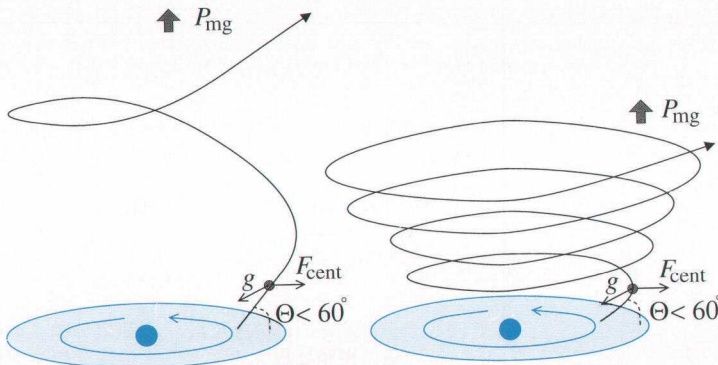


図4：降着円盤から噴出する磁気流体ジェットの様式図。磁力線を立体的に書いたもの。図で  $g$  は重力、 $F_{\text{cent}}$  は遠心力、 $P_{\text{mg}}$  は磁気圧を示す。円盤と磁力線の角度が  $60^\circ$  より小さいとき、円盤上で遠心力の磁力線方向の成分が重力の磁力線方向の成分より大きくなり円盤内からプラズマが放出される<sup>3)</sup>。円盤から離れるにつれ、磁場は回転方向にねじられ、そのねじられた磁場による磁気圧でプラズマは加速される。また、磁場のねじれによるピンチ力でプラズマの流れは回転軸方向にコリメイトされる。磁場の子午面成分が強い時は磁力線がしっかりといて磁気遠心力が働きやすい(左)、磁場の子午面成分が弱い時は磁力線が円盤の近くから回転方向にぎりぎりまきになる(右)。このときは磁気遠心力にくらべ磁気圧による加速が相対的に優勢になる。

のモデルがもとは“太陽ジェット(サージ)”のモデル<sup>10), 11)</sup>からの発展であったこと、また、Blandford等のモデルが定常を仮定して計算が行なわれているのに対して、Uchida & Shibataでは非定常の数値シミュレーションが行なわれていたことのためである。特に、Uchida & Shibataのモデルでは、円盤の回転によってぎりぎり巻きになった磁力線が非定常に伝播していき、その時磁気圧でジェットの加速が生じるという非定常性が強調されていた。一方で、Blandford等のモデルでは、円盤を貫く磁場がプラズマを振り回して加速するという磁気遠心力が強調されていた。そのため、定常モデルは遠心力加速、非定常モデルは磁気圧加速、というように考えられることもあった。

我々の研究の動機は、このような定常解と非定常数値シミュレーションとの2つのジェットのモデルを両方とも求めて比較して、それぞれの共通点や違いを明確にしようということである。次の

章から以下の3つの内容の研究について簡単に紹介する。(1)磁気流体ジェットの1次元定常解の研究<sup>12), 13)</sup>、(2)1次元非定常の磁気流体力学数値シミュレーションによるジェットの研究<sup>14)</sup>、(3)2次元非定常の磁気流体力学数値シミュレーションによるジェットの研究<sup>15)</sup>、の順に述べる。

### 3. 定常ジェットの解析

我々はまず1次元の範囲で厳密に定常解を求めジェットの性質を詳しく解析した。ここでいう1次元とは、子午面内の磁場の強さとその形状を任意に与えその磁力線に沿って解を求める近似のことである。我々は降着円盤からジェット状に伸びる適当な磁力線を与えそれに沿ってアウトフローの解を求めた。どうして1次元近似をす

るのかと思う人もいるかもしれないが、磁気流体ジェットの定常解を2次元軸対称のもとで厳密に求めることは実はとても難しい。自己相似などの仮定を入れなくて2次元の定常解が求められているものはSakurai(1987)などがあるだけである。そこで我々はとりあえず1次元でいいから多くの研究で無視されていたガス圧を含めて解を求め、広い範囲でパラメータサーベイをすることを試みた。

我々が解を得て新たにわかったことは、磁場がとても弱い場合でもジェットの最終速度はおおよそケプラー速度のオーダーであるということである。図5に磁場の強さを変化させたときの最終速度の変化を示した。横軸は磁場の強さのパラメータを表す。図中のアスタリスクで示したものが定常解の結果である。磁場の強さのパラメータを大きく桁で変化させても、ジェットの速度はおおよそケプラー速度のオーダーであり依存性が弱いことがわかる。

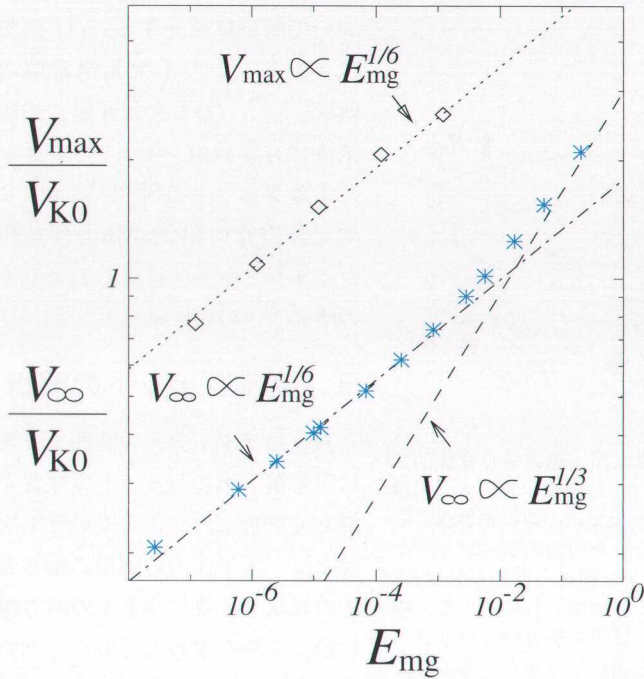


図5：ジェットの見終速度( $V_{\infty}$ )と磁場の強さの関係。縦軸は根元のケプラー速度で無次元化したジェットの速度。横軸、 $E_{mg} = (V_{A0}/V_{K0})^2$  は磁場の強さのパラメータを表す。 $V_{K0}$  はジェットの根元でのケプラー速度。 $V_{A0} = B_{p0}/(4\pi\rho)^{1/2}$  はジェットの根元での子午面磁場のみで求めたアルフベン速度。図中のアスタリスクで示したものが定常解の結果。ひし形は非定常数値シミュレーションの結果でジェットの速度の最大値を表す( $V_{max}$ )。

特に、磁場が弱い時 ( $E_{mg} < 10^{-3}$ ) の依存性は小さい ( $V_p \propto E_{mg}^{1/6}$ )。この磁場が弱い時の解の存在とその時に示す依存性が新たに今回の計算でわかった点である (依存性の導出は論文<sup>13)</sup>を参照)。

実は、磁場の子午面成分 ( $B_p$ ) が弱い時は回転方向成分 ( $B_\phi$ ) がそれよりも大きな値になっている ( $B_\phi \gg B_p$ )。(図5に示した横軸の磁場の強さは円盤での子午面成分のみである。) 磁場のエネルギーフラックスは両者の積に比例するので ( $\propto B_p B_\phi$ )、子午面成分が弱い場合でも結果的に磁場のエネルギーはそれほど小さくならない。ジェットの速度は根元で持っている磁場のエネルギーが運動エネルギーになることによって得られる。磁場の子午面成分が弱くても回転方向成分が大きければジェットの速度は結果的にケプラー速度のオーダーになる。これは、そもそものエネルギーが降着円盤の回転エネルギーから与えられているためであると解釈できる。つまり、子午面成分が弱い場合は円盤の回転のために磁力線がぎりぎり巻きになることで磁場にエネルギーが蓄えられる。そして、

このときは磁気遠心力にくらべ磁気圧による加速が相対的に優勢になる (図4参照)。磁力線がぎりぎりまきになる解は Uchida & Shibata (1985) や Shibata & Uchida (1986a) の数値シミュレーションで得られていた。今回の研究によりそれと共通の性質を示す解を定常解で得ることができた。

我々の計算の利点は多くの研究で無視されていたガス圧を含めて解を得た所にある。実際には磁気流体ジェットの加速にガス圧はほとんど働いていない。しかしこの効果を含めると、ジェットの物理量を降着円盤の温度や密度や磁場の関数として求めることができるのである。そこで次に、我々の解を用いて実際の降着円盤の物理量を見積もることを試みた。図6は磁場の強さを変化させたときの質量放出率の変化を求めたものである。原始星からの高速のアウトフロー (高速中性風, Tタウリ風, オプティカルジェット) への応用を考え、円盤の密度は  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 、星の質量は  $1 M_\odot$  を仮定してある。また高速のアウトフローの速度は約  $100 \text{ km/s}$  なのでジェットは中心天体から  $0.1 \text{ AU}$  ( $15 R_\odot$ ) 離れた所か

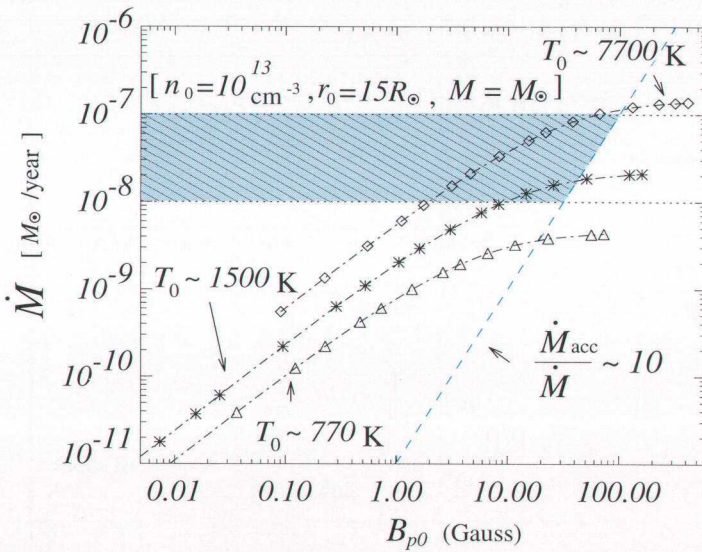


図6：ジェットの質量放出率と根元の磁場の強さの関係。横軸は降着円盤での磁場の子午面成分の強さ。縦軸は円盤から噴出する質量放出率。 $\dot{M}_{acc}$  は質量降着率を表す。

ら噴出していると仮定している（そこでのケプラー速度が約 100 km/s だから）。観測からわかっている質量放出率は約  $10^{-8} - 10^{-7} M_{\odot}/\text{year}$  である。さらに、質量降着率と質量放出率の比はおおよそ  $\dot{M}_{acc} / \dot{M} \sim 10$  かそれ以下であるといわれている。この上記2つの制限を満たす領域は図中の斜線で示される。この時、円盤の温度が約 1500 K であるとする、図よりジェットが噴出している所での円盤内での磁場の強さは約 10-40 Gauss であると見積もられる。

我々の計算で得られた降着円盤の物理量を表にまとめた。ここで見積もられた原始星のジェットの根元では  $B_p \sim B_{\phi}$  となっている。この時、ジェットの加速には磁気遠心力も磁気圧も同程度貢献するだろう。

高速のアウトフローを放出しているところでの降着円盤の物理量（原始星などの場合）

放出している半径	$\leq 0.1 \text{ AU}$
磁場の強さ	$\sim 10 - 40 \text{ Gauss}$
個数密度	$\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
温度	$\sim 1000 \text{ K}$

#### 4. ジェットのMHDシミュレーション

##### 1次元MHD数値シミュレーション

次に同じ1次元の仮定のもとで非定常の磁気流体力学の数値シミュレーションを行ない、そこで発生するジェットと定常ジェットの性質とを比べることを試みた。初期条件として、密度が高く温度の低い回転円盤の上に、密度が低く温度の高い回転していないコロナをおき、磁力線方向に重力平衡になるように分布させた。重力は中心に点源重力場を仮定し、磁場の回転方向の成分 ( $B_{\phi}$ ) はゼロから出発した。境界条件は赤道面で対称を仮定した。

図7に速度と密度の結果の例を示す。時間  $t = 2\pi \approx 6.28$  はケプラー速度で一回転を意味する。約8回転くらい計算を行なった。時間経過とともに速度が増大し、密度の高い領域が上方に伝わっていく。速度には2つのピークが存在する。先端にあるものをコロナジェットと呼ぶ。これは、円盤とコロナの境界で発生した磁場のひねりがアルフベン波として伝播していく結果できたジェットである。コロナジェットはもともとコロナにあった物質が加

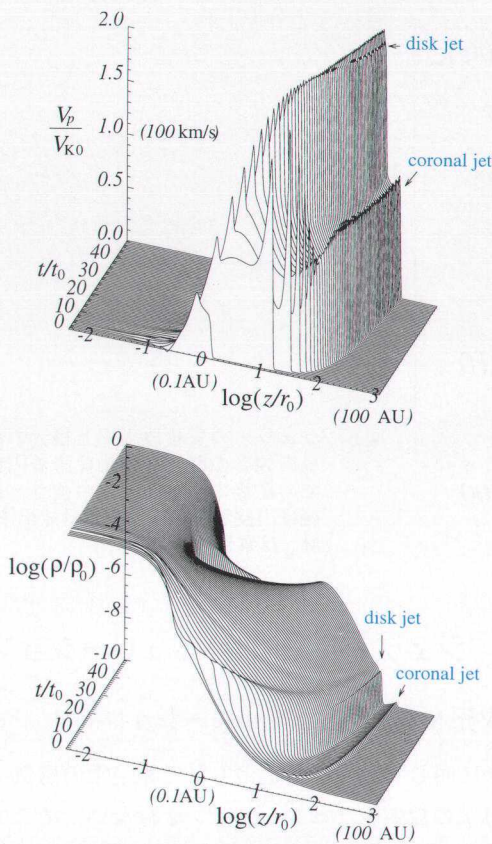


図7：1次元非定常ジェット velocity (上) と密度 (下) の時間発展。横軸に円盤からの高さ、縦軸にそれぞれの物理量、奥行き方向に時間をとった。時間  $t = 2\pi \approx 6.28$  はケプラー速度で一回転を意味する。

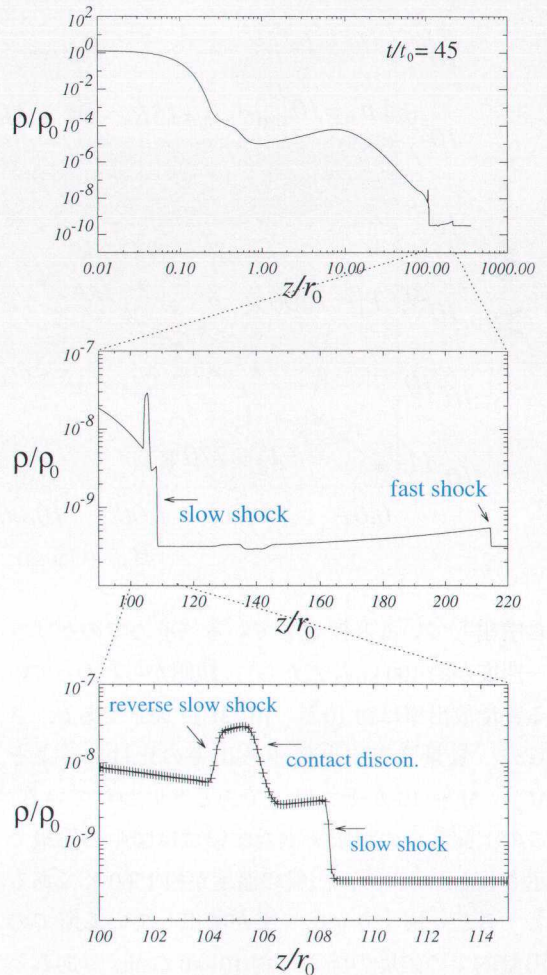


図8： $t = 45$  の密度分布とショックの部分の拡大図。

速されたもので密度は低い。一方、ピークの後方のものはディスクジェットと呼んでいる。これは円盤から直接噴出した物質で構成され密度が高い。それぞれのジェットの先端にはそれぞれの磁気流体波に対応したショックが時間発展の後形成される。この計算では、コロナジェットの先端にはファーストモード MHD 衝撃波、ディスクジェットの先端にはスロモード MHD 衝撃波ができていく (図8)。

非定常数値シミュレーションで得られたジェットは、その先端にショックが形成されたり、円盤内をアルフベン波が伝わったり<sup>14)</sup>と、非定常的なふる

まいをみせる。しかし、円盤から直接噴出したディスクジェットに関して以下の点で定常解と共通の性質を持っていることがわかった。

- 1) 磁力線と円盤のなす角度が  $60^\circ$  より大きい時、ジェットの質量放出率が極端に減少する (図4参照)。
- 2) ジェットの速度 (最大値) の磁場の強さに対する依存性は弱くおよそケプラー速度のオーダーである。またその依存性も定常解の結果と一致する (図5のひし形が非定常計算の結果)。

## 2次元 MHD 数値シミュレーション

1次元という近似はより大きな計算領域でより長時間の計算を可能にするという反面、降着流が生じないなど制約も大きい。降着流が生じる2次元軸対称(2.5次元)の計算においても非定常ジェットは定常ジェットと共通の性質を持つだろうか。それを調べるため、我々は2次元軸対称のMHD数値シミュレーションを行ない、その結果を定常ジェットの性質と比較するという目的をもって解析した。

図9に磁力線と温度の時間変化を示した。時間  $t = 2\pi \cong 6.28$  の時ケプラー速度で一回転を意味する。初期条件として、密度が高く温度が低い回転円盤(ただし、この場合はいわゆる幾何学的に厚い円盤)と、その周りに密度が低く温度が高い回転していないコロナとを、それぞれ重力平衡になるように分布させた。中心に点源重力場を仮定し初期の磁場は一様磁場とした( $t = 0.0$ )。(この初期条件は Matsumoto et al. (1996) と同じ初期条件である。) 最初円盤とコロナの境目から紙面に垂直方向に磁場のねじれがアルフベン波としてコロナ中に伝播し、円盤の表面から降着流が生じる( $t = 3.5$ )。そ

して円盤が降着するとともに子午面内の磁力線に沿ってジェットが生じる( $t = 5.2$ )。(表面降着流発生のメカニズムは磁気回転不安定(Balbus-Hawley不安定)<sup>18)</sup>にほかならない。)

我々は円盤からジェットが生じる物理メカニズムを調べるために、子午面内の磁力線に沿った物理量を調べることを試みた。理想磁気流体力学を仮定しているので、初期に同じ一本の磁力線にあったラグランジュ的な流体粒子は時間の経過後も同じ磁力線にある。そこで、初期に  $r = 0.8$  にある磁力線上にラグランジュ的な流体粒子をおきその時間発展をおいかけた。図10にそのラグランジュ的な流体粒子の軌跡をプロットした( $0 < t < 5.2$ )。白丸で示した粒子よりも上方の粒子がジェットとして飛んでいることがわかる。 $t = 5.2$ の状態について磁力線に沿った物理量をプロットしたものが図11である。図中、有効ポテンシャルは重力ポテンシャルと遠心力ポテンシャルの和で定義されている。有効ポテンシャルが右下がりになる部分が遠心力が優勢のところである。図より遠心力が優勢の位置にある粒子が(白丸よりも右側の粒子が)正の速度を持って飛ばされているのがわかる。この結果は、降着があ

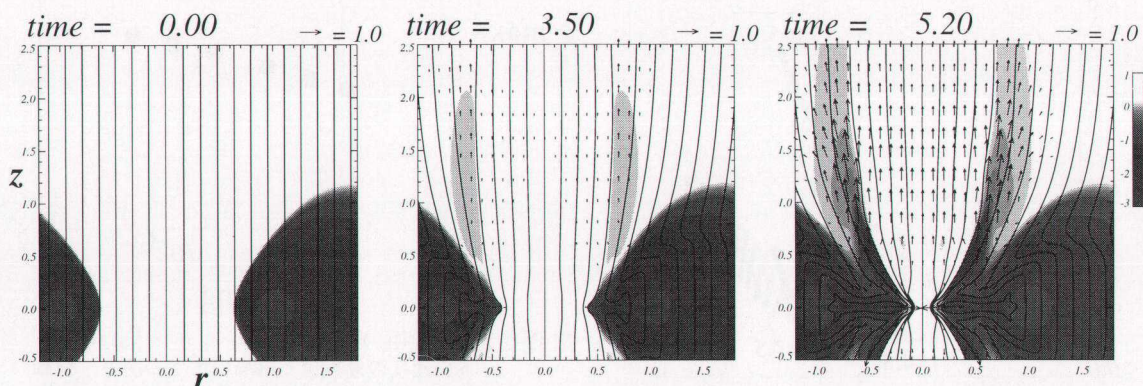


図9：降着円盤から噴出する磁気流体ジェットの2次元数値シミュレーション。グレイスケールは温度分布(ログスケール)。実線は磁力線。矢印は速度。時間  $t = 2\pi \cong 6.28$  は  $(r, z) = (1, 0)$  でのケプラー速度で一回転を意味する。ジェットの速度の単位はそこでのケプラー速度。  $E_{mg} = 5 \times 10^{-4}$ 。  $(r, z) = (0, 0)$  に中心天体がある。

る場合の非定常ジェットにおいても円盤から物質が飛び出す場所は磁気遠心力機構<sup>3)</sup>で決まることを示している。(この時磁力線と赤道面のなす角度は60度よりも小さくなっている。)

次に初期の磁場の強さを変化させたときにジェットの速度がどのように変化するかを調べた。図12に初期の磁場の強さに対して速度の最大値がどのように変化するかをプロットした。円盤から直接噴出するジェットに興味があるので、初期に円盤内にあった物質を追跡してその物質の持つ速度の最大値をプロットした。速度は $(r, z) = (1, 0)$ でのケプラー速度で無次元化してある。このグラフから磁場の強さに対する依存性は弱く、ほぼケプラー速度のオーダーになっていることがわかる。

2次元軸対称のシミュレーションはパラメータ範囲が1次元の場合に比べると狭く、また今回のパラメータは比較的磁場の子午面成分が強い場合に限定されている(さらに表面降着流が起こるため、ジェットの根元では図12のパラメータの値よりも相対的に磁場が強い)。しかし上の結果は、回転のタイムスケールで降着流が生じる非定常ジェットにおいても、定常ジェットと共通の性質を持っているということを示している。

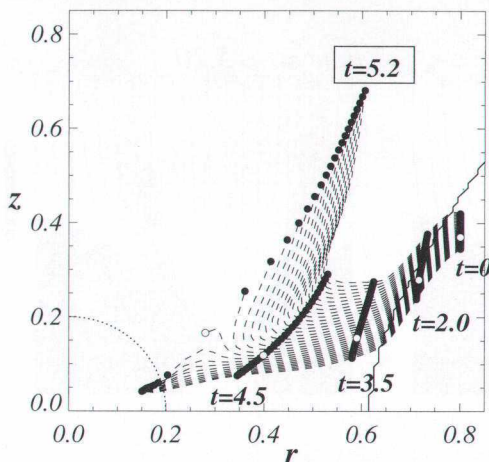


図10：初期に同じ磁力線上にあった流体粒子の軌跡。実線は初期の円盤表面。

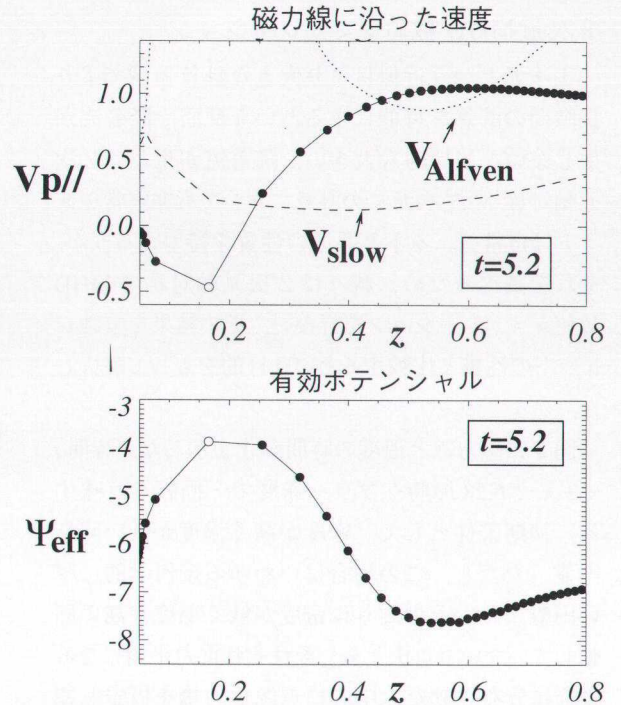


図11：図10の  $t=5.2$  における磁力線に沿った物理量。横軸は高さ $(z)$ 。上の図は子午面磁場に平行な流体の速度成分(破線は遅い磁気音速の速度、点線はアルフベン速度)。下の図は有効ポテンシャル。有効ポテンシャルは、重力ポテンシャルと遠心力ポテンシャルの和で定義される。

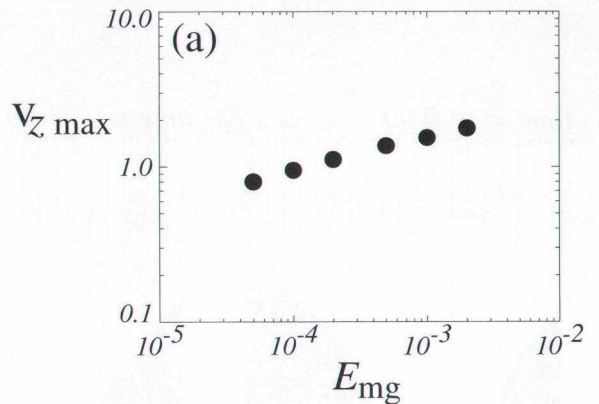


図12：2次元MHD数値シミュレーションにおけるジェットの速度の最大値と磁場の強さの関係。横軸、 $E_{mg} = (V_{A0} / V_{K0})^2$  は初期の磁場の強さを表すパラメータ。 $V_{K0}$  と  $V_{A0}$  はそれぞれ、 $(r, z) = (1, 0)$ でのケプラー速度と初期のアルフベン速度を表す。縦軸は  $V_{K0}$  で無次元化したジェットの速度。



## 5. まとめ

我々の研究において、定常ジェットと非定常ジェットとに以下のような共通点があることがわかった。

- 1) 定常ジェットにおいても子午面磁場が弱い時は円盤で磁場がぎりぎり巻きになる解 ( $B_\phi \gg B_p$ ) が存在する。
- 2) 非定常ジェットにおいてもジェットが噴出する場所は磁力線に沿った磁気遠心力と重力のバランスで決まる。
- 3) 定常ジェットも非定常ジェットもジェットの速度は円盤のケプラー速度程度で磁場の強さにはあまり大きく依存しない。

以上のことから、Uchida & Shibata (1985) (あるいは、Shibata & Uchida (1986), Matsumoto et al. (1996)) のモデルと Blandford & Payne (1982) (あるいは、Pudritz & Norman (1986), Shu et al. (1994)) のモデルとは、物理機構としては同じモデルであることがわかった。加速メカニズムで強調されていた磁気遠心力か磁気圧かという問題は定常や非定常モデルの違いではなく、むしろ円盤を貫く子午面磁場の強さで決まる。定常モデルでも非定常モデルでも、円盤からプラズマが噴出する段階では磁気遠心力が効いていて、円盤から離れた所では(アルフベン速度を越えた後では)磁気圧が効く。しかし、子午面磁場が弱い時は磁気遠心力の働きが弱いため相対的に磁気圧による加速が優勢になる。ただし、磁気圧による加速は遠方でのコリメーションとも無関係の問題ではない。今回紹介した研究ではおもに加速メカニズムに焦点をあてて研究してきたが、今後はこのコリメーションの問題も調べていこうと考えている。

図7と図9の計算結果は、円盤が数回転する間にはげしい降着流やジェットが発生することを示している。我々は、実際のジェットの生成過程は回転のタイムスケールや降着流のタイムスケールで変化するかなりダイナミックな現象であると考えている。しかし非定常的なジェット現象においても、

ある側面をとればその物理は定常解で理解できる。逆に、3節で定常解を使って求めた降着円盤の物理量はおよそ非定常的なジェットにも適用可能であるだろう。現在のところ非定常数値シミュレーションは万能ではなく、計算領域、計算時間、計算パラメータなどに大きな制約がある。一方で、定常解の解析は1次元ならばかなり定量的な議論ができるが2次元になるととたんに解くのが難しくなる。そのため、時間発展の数値シミュレーションと定常的なジェットの解析はこれからも相補的に行なわれていかななくてはならないと思う。我々の研究により、非定常数値シミュレーションによるジェットのモデルと定常ジェットのモデルとが物理機構としては多くの共通点をもつということがわかった。降着円盤から噴出する磁気流体ジェットの性質を定常性非定常性を含めて理解できたという点で大きな進展であると思っている。

今回紹介した研究はすべて国立天文台の柴田一成さんとの共同研究です。柴田さんには研究全般にわたり激励的な指導をしていただきました。また2次元数値シミュレーションの研究は柴田さんおよび千葉大学の松元亮治さんとの共同研究です。お二人のおかげで研究が遂行できましたことを感謝します。なお本原稿作成にあたり、国立天文台の横山央明さんから貴重なコメントをいただきましたことを感謝します。

## 参考文献

- 1) Lovelace, R.V.E. 1976, *Nature*, 262, 395
- 2) Blandford, R. 1976, *MNRAS*, 176, 465
- 3) Blandford, R., & Payne, D. 1982, *MNRAS*, 199, 883
- 4) Pudritz, R.E., & Norman, C.A. 1986, *ApJ*, 301, 571
- 5) Königl, A. & Ruden, S.P. 1993, in *Protostars and Planets III*
- 6) Shu, F., et al. 1994, *ApJ*, 429, 781
- 7) Bachiller, R. 1997, *ARA&A*, 34, 75
- 8) Uchida, Y., & Shibata, K. 1985, *PASJ*, 37, 515

- 9) Shibata, K., & Uchida, Y. 1986a, PASJ, 38, 631  
 10) Shibata, K., & Uchida, Y. 1985, PASJ, 37, 31  
 11) Shibata, K., & Uchida, Y. 1986b, Solar Phys., 103, 299  
 12) Kudoh, T., & Shibata, K. 1995, ApJ, 452, L41  
 13) Kudoh, T., & Shibata, K. 1997a, ApJ, 474, 362  
 14) Kudoh, T., & Shibata, K. 1997b, ApJ, 476, 632  
 15) Kudoh, T., Matsumoto, R., & Shibata, K. 1997, 投稿中  
 16) Sakurai, T. 1987, PASJ, 39, 821  
 17) Matsumoto, R., et al. 1996, ApJ, 461, 115  
 18) Balbus, S.A., & Hawley, J.F. 1991, ApJ, 376, 214  
 19) Yabe, T., & Aoki T., Comp. Phys. Comm. 1991, 66, 219  
 20) Evans, C., & Hawley, J. 1988, ApJ, 332, 659  
 21) Stone, J., & Norman, M. 1992, ApJS, 80, 791  
 22) 矢部 孝他「パソコンによるシミュレーション物理」, 朝倉書店  
 23) Hawley, J., & Stone, J. 1995, Comp. Phys. Comm., 89, 127

## Magnetically Driven Jets from Accretion Disks

Takahiro KUDOH

National Astronomical Observatory, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo 181-8588

Abstract: Astrophysical jets are observed in star forming regions, active galactic nuclei, and close binary systems. Although the acceleration and collimation mechanism of these jets are not well known until now, these objects are believed to have accretion disks which are rotating around them. One of the most promising model for the jet formation is magnetic acceleration from the accretion disk. In this paper, we present our recent results of steady analysis and nonsteady numerical simulations for the MHD jets formation from accretion disks. The numerical simulations have been performed using the newly developed MHD code which is based on the combination of CIP and MOC-CT schemes.

### 付録：CIP法を用いたMHDコード

我々の今回の研究の特徴の一つとして、新しいMHDの数値コードを作成してそれを使用した点あげられる。これまで多くの磁気流体ジェットの数値計算<sup>8), 9), 17)</sup>では数値計算法としてLax-Wendroff法が用いられてきた。しかし、今回我々は、CIP法<sup>19)</sup>とMOC-CT法<sup>20), 21)</sup>を組み合わせたMHDコードを作成しそれを用いてジェットの数値計算を行った。

MHDの方程式系において、磁場の時間発展を解く部分はMOC-CT法を用い、その他の方程式は、CIP法を用いた。CIP法を用いた理由は簡単な方法ではあるが比較的精度よく計算できる方法であると思ったからである(きっかけは東北大学の大学院生だったころ大学生協の本屋で立ち読みをした本にCIP法が書かれてあったことにある<sup>22)</sup>。これなら自分にもできそうだなと思って始めたのが今にいたっている。当時解析的な研究しかしたことがなく、数値シミュレーションのことが全然わからなかった私にとって簡単な方法であることは結構重要なことであった)。

我々は今回のジェットの問題をCIP-MOC-CT法とLax-Wendroff法の両方のコードを用いて計算し比較してみた。定性的には大きな違いは生じなかったが、CIP-MOC-CT法に関して以下のような長所を確認できた。

- 1) Lax-Wendroff法に比べて数値的な振動が少なく安定である。
- 2) 円盤とコロナの境界などで生じる数値拡散が小さい。
- 3) 保存系でない基礎方程式を用いているため磁場の強い所でガス圧が負になりにくい。

今回の研究において、3)の長所は1次元の計算を長時間続けるために必要であった。1)と2)の長所は2次元の計算において円盤内の物質を追跡していくときに有利であったと思う。しかし、CIP-MOC-CT法に関して以下に示すような短所もあった。

- 4) 接触不連続面で密度が負になりやすい。
- 5) 逆向きの磁力線が接近してくる磁気中性面において数値不安定が発生する(これはMOC法を多次元に拡張する時に発生する困難である<sup>23)</sup>)。
- 6) 計算時間がLax-Wendroff法に比べて約1.5-2.0倍よけいにかかる。

天体現象の中にはMHDの非線形現象が多く存在する。しかし、圧縮性のMHD方程式を数値的に解く方法はまだこれだという万能な方法が確立していないように思える。我々はその一つの可能性としてCIP法の応用を試みた。今後は欠点を少しずつ改良しながらジェット以外の問題にも応用していきたいと考えている。