

講座 高速プラズマ流と衝撃波の研究事始め

4. 宇宙における高速流と衝撃波研究の最前線

4.3 宇宙ジェットと高速プラズマ回転流の謎

小出眞路, 柴田一成¹⁾

熊本大学理学研究科, ¹⁾京都大学理学研究科附属花山天文台

(原稿受付: 2007年1月31日)

近年, 観測手段の進歩により宇宙は非常にダイナミックに変化する現象に満ちていることが明らかとなってきた。このような活動的な領域からはしばしば細長く伸びた高速プラズマ流 - 宇宙ジェット - が発見される。中には光速を超える速さで移動するように見えるものもある。これらの宇宙ジェットは重力の強い中心天体のまわりにあるプラズマ回転流 - 降着円盤 - からの重力エネルギーが解放されて生じると考えられているが, その具体的形成機構については多くが謎である。ここではその宇宙ジェットの形成機構として最近注目されている磁場によるモデルを中心に, 宇宙における高速プラズマ流についてその基本的概念から現状, そして残された課題を概観する。

Keywords:

cosmic jet, accretion disk, quasar, active galactic nucleus, micro-quasar, gamma-ray burst, protostar, black hole, neutron star, gravitation

4.3.1 はじめに

磁場で閉じ込められた実験室プラズマの多くで見られるようにプラズマは磁場と出会うと予想できないような激しい現象を引き起こすことがある。宇宙のほとんどの領域の物質状態はプラズマであるが, そこに磁場が存在すれば同様な現象が期待される。実際, 最近の観測機器の劇的な発展により宇宙の様子が明らかになるにつれ, 宇宙は活動的な現象に満ち溢れており, それがプラズマと磁場の相互作用によると思われるものが少なからずあるということがわかってきた。その中でも宇宙で最も活動的な領域から放出される非常に細く絞られたプラズマの高速流 - ジェット - は不思議な天体である。現在, そのようなジェットは4種類知られており, まずそれらの紹介からはじめよう。

ひとつは非常に遠方(数十億光年かなた)にあるため巨大であるにもかかわらず恒星のように点状にしか見えない巨大銀河の中心活動領域 - クエーサー(quasar) - から放射されるジェットで, その長さは100万光年にも達するものがある。クエーサー 3C273からのジェットはその代表である。3C273のジェットの根元付近ではノット(knot)と呼ばれる電波強度の強い領域が光速を超えて伝播するのが観測されている[1]。この現象は超光速運動(superluminal motion)と呼ばれている。これは実際に物質や波が光速を超えて運動・伝播するのではなく, 光速に近い放射を出す物質がわれわれ観測者の方向にほとんど平行に向かって運動しているためとして説明されている[2]。このときのジェット(あるいはそのノット)のローレンツ因子(ローレンツ因子 γ は速さ v , 光速 c として $\gamma = 1/\sqrt{1-(v/c)^2}$ と定

義される。 γ が大きいことは速さ v が光速に近いことを意味する)は10以上である。また, 同様の超光速運動は我々の銀河系(天の川銀河)に比較的近い(近いといっても数百万光年離れている)巨大な楕円銀河 M87などでも, その中心活動領域から噴射されているジェットにおいて観測されている[3](図1)。クエーサーからのジェットとこの銀河の活動領域からのジェットはいずれも銀河の中心の活動領域 - 活動銀河核(active galactic nucleus, 略して AGN) - から出ているものと考えられており, 活動銀河核ジェット(AGNジェット)と呼ばれている。また, 光速に近い速度で伝播するジェットを相対論的ジェットと呼ぶ。

一方, 規模はかなり小さくなるが我々の銀河系内におい

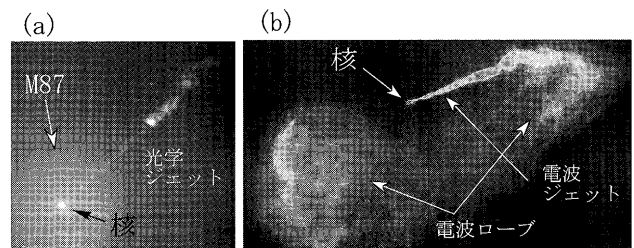


図1 最初(1917年)に発見された宇宙ジェット。M87の活動核からのジェットの(a)光学および(b)電波画像[23]。ジェットは双方向に噴出しているが, 向こう側に向かって噴出しているジェットは相対論的效果により見えない。ジェットの両端に対となって現れる電波源はジェットのエネルギーがその衝撃波により解放されて現れるもので, 電波ローブ(radio lobe)と呼ばれている。(a)ハッブル宇宙望遠鏡(b)VLA。提供: NASA, 米国立電波天文台, 宇宙望遠鏡科学協会)

4.3 Cosmic Jets and Rapidly Rotating Plasma Flows

KOIDE Shinji and SHIBATA Kazunari

authors' e-mail: koidesin@sci.kumamoto-u.ac.jp, shibata@kwasan.kyoto-u.ac.jp

でも超光速運動を示すジェットが観測されている。例えば、GRS1915+105と名づけられた天体からは光速の90%程度(ローレンツ因子2程度)、長さは1光年程度の相対論的ジェットが観測されている[4]。このような天体はその大きさや明るさの規模は小さいがクエーサーと特徴が似ているのでマイクロクエーサーとも呼ばれている[5]。その他にも我々の銀河系内のSS433という天体からは光速の4分の1程度で噴出する準相対論的ジェットが観測されている。これらの我々の銀河系内の相対論的ジェット、準相対論的ジェットを総称して系内ジェットと呼んでいる。

また、最近話題になっているガンマ線バースト(gamma-ray burst, 略してGRB)という現象は1日に1回程度の頻度で観測されるものであるが、非常に遠方(クエーサーよりも遠方のものも多い)で起こっており、宇宙最大の爆発現象である[6](勿論、ビッグバンは除く)。そして、そのガンマ線を放出する部分は相対論的ジェットになっていることが示唆されている。このジェットのローレンツ因子は数100と考えられ、長さは数光年である。このジェットはガンマ線バースト(GRB)ジェットと呼ばれている。

最後に我々の銀河系内の星形成領域においては非相対論的ジェットが観測されている[7]。そのジェットの付け根付近には原始星(星の赤ん坊)がある。このジェットの長さは数光年、速度は数100 km/sであり、原始星ジェットと呼ばれている。

以上の4つのジェットのように天体の重力圏から離れて宇宙空間を高速で伝播する細く絞られた流れを宇宙ジェット(cosmic jet)と総称している[8]。

宇宙ジェットをめぐる2つの謎

以上4種類の宇宙ジェットを挙げたが、その速度(あるいはローレンツ因子)やそのスケールは全く異なっている。しかし、次のような共通の構造を持つと考えられている。まず、宇宙ジェットはジェットの長さに比べて非常に小さい領域から双方向に噴出している細く絞られた高速(超音速)プラズマの噴流である。その噴流は程度の差はあるが一様ではなくて、強く光るところ(ノット)とそうでないところがある。AGNジェット、系内ジェット、原始星ジェットではノットが移動する様子が観測されていて、そこからジェットの速度を決めることができる。一方、GRBジェットではジェットは分解されて見えていないが、別の方法からジェットの速度が推定されている[6]。いずれにしても、その根元にはブラックホール・中性子星・白色矮星・原始星などの重力をまわりに及ぼす天体が存在し、その中心天体のまわりには高速のプラズマ回転体—降着円盤—が渦巻いていると考えられている。ジェットの放出速度はその中心天体の脱出速度程度であることが観測から示唆されている。

現在、宇宙ジェットをめぐる、次の2つの謎がある。

一. ジェットの加速

宇宙ジェットの噴出速度の中には光速に近いものもあるが、どのようにしてそのような高速にまでプラズマを加速するのであろうか。加速するには何らかの力が必要であるが、その力はどういう種類のものなので

あろうか。

二. ジェットの収束

ジェットの流れはきわめて細長く絞り込まれている。加速されたプラズマがどのような機構で絞り込まれ流れの方向が一方向に収束されたのであろうか。

ジェット形成機構のモデルはこれらの謎に答えなくてはならない。一のジェットの加速の力については3つの力が考えられている。ひとつはプラズマのガス圧、ふたつめは放射圧、最後は磁気的な力である。どの力を考えるかによって理論は3つに分かれる。磁気的な力によるモデルは後で説明するようにジェットの加速と収束の問題を同時に解決する可能性があり、現在最も注目を集めている。ここではこのモデルを中心に説明する。ガス圧あるいは放射圧によるモデルについては文献[2]を参考にさせていただきたい。

磁気力を用いたモデルではプラズマと磁場の相互作用を考える必要がある。ここではその相互作用を扱うのに最も簡単な近似である電磁流体力学(MHD)を用いる。また、特に断らない限り電気抵抗を無視した理想MHDを用いて議論することにする。

4.3.2 降着円盤

宇宙ジェットの形成モデルはたくさん提案されているが、いずれも中心天体に捕えられているプラズマの回転流—降着円盤—の重力エネルギーの解放をそのエネルギー源として考えている。ここではまず、その降着円盤について述べる。

降着円盤は星形成領域、活動銀河核、連星系などにおいてプラズマや塵などの物質が中心天体の重力に引かれて落下していくような場合に、中心天体のまわりに形成される。というのは中心天体に落下していく物体はその中心天体に対して角運動量がゼロということは少ない、それゆえ粘性などにより角運動量が減少しない限り、中心天体に近づくにつれて回転速度 v_ϕ が大きくなる。そしてある距離にまで近づくとき遠心力の障壁のためにそれ以上中心天体に近づけないことになる。このようにして中心天体のまわりを回転するようになった物体同士がぶつかり合って角運動量を交換しながら一枚の円盤を形成していくと考えられている。このような円盤を降着円盤と呼ぶ。

このような降着円盤は原始星や活動銀河核において観測的に確認されている。

この降着円盤の回転速度は重力と遠心力が釣り合った速度(ケプラー速度) $v_K = \sqrt{\frac{GM}{r}}$ でだまかに与えられる。こ

ここで G は重力定数、 M は中心天体の質量、 r は中心天体の中心からの距離である。降着円盤の重力エネルギーを解放するためには降着円盤の物質を中心天体に近づける(落とし込む)必要がある。円運動する物体の単位質量あたりの角運動量は $rv_K = \sqrt{GMr}$ で与えられるので、中心天体に近づくには角運動量を小さくしてやる必要がある。しかし、角運動量は系全体では保存するので、角運動量を他のプラズマに与えて再配分しなくてはならない。そのために

はプラズマ要素間で何らかのトルクが働く必要がある。磁場がない場合はまず、トルクの原因として宇宙プラズマの粘性が考えられる。

しかし実は、宇宙スケールでは円盤内のプラズマそのものの粘性は非常に小さい(レイノルズ数は非常に大きい)。また、ケプラー速度は中心天体の中心からの距離 r に依存し降着円盤のプラズマには流速のシア (shear) があるのでケルビン・ヘルムホルツ不安定性が起こりそうだが、実際にはシアが弱いので安定である。すなわち、円盤は流体力学的には安定でこのままでは重力エネルギーの解放は非常にゆっくりとしか起こらない。

しかし、これに磁場が少しでも入ると状況は一変する。このことを簡単な例を用いて説明しよう。赤道面上で中心天体からの半径の違う軌道を円運動する2つのプラズマの塊 A と B を磁力線で結んだ場合を考える (図2)。ここでは、このような磁力線を磁氣的橋と呼ぼう。宇宙スケールでは磁気レイノルズ数が非常に大きいのでプラズマの電気抵抗は無視できる。すなわち、プラズマは磁力線に凍結していると考えることができる(理想 MHD 条件)。ここでケプラー速度で回転する物体の回転角速度は $\omega_K = v_K/r = \sqrt{GM/r^3}$ で与えられるので、中心天体に近いプラズマの塊 A の回転角速度はその外側のプラズマの塊 B のそれよりも大きく、磁氣的橋(磁力線)は図2に示すように塊 A に引っ張られるかたちになる。磁力線は自ら縮まろうとする磁気張力を持っているので、中心天体の近くにあるプラズマの塊 A のほうが磁力線に引っ張られて減速され角運動量を失うことになり、ますます中心天体に近づいてゆく。一方、プラズマの塊 B は磁力線に引っ張られて加速されて角運動量が大きくなり、外側にずれることになる。こうなると塊 A と塊 B の角速度の違いはより大きくなり、さらに塊 A は内側に、塊 B は外側にずれることになる。このような不安定性は「磁気回転不安定性」(magnetorotational instability) と呼ばれ、降着円盤の安定性や状態に重大な影響を与える([9,10])。この不安定性の成長率は磁場

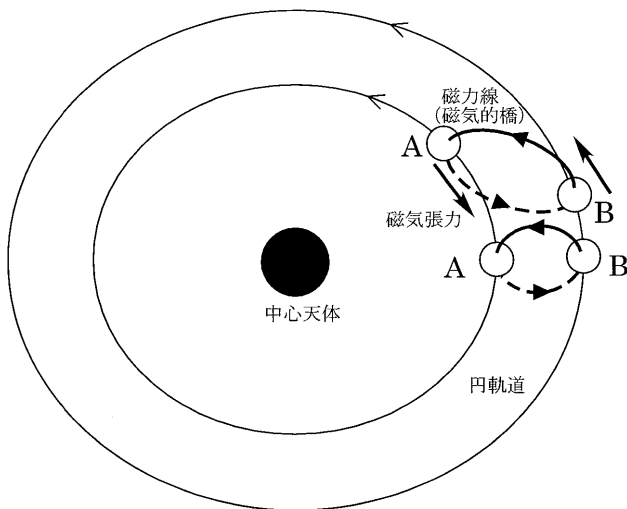


図2 磁気回転不安定性の説明。中心天体に近いほうのプラズマの塊 A は磁氣的橋の磁気張力により角運動量を失い落下してゆく。逆に、外側のプラズマの塊 B は磁気張力により角運動量を得て外側にずれる。

の強さにはほとんど依らず $\gamma_{mr} \approx v_K/r$ 程度であって、これは降着円盤が数回転しただけで降着円盤の形状を崩すくらい大きな影響を与えることを意味する。このような不安定性は磁氣的橋でなくとも張力を及ぼし合う相互作用があれば、例えば命綱で宇宙船と結ばれた宇宙飛行士の身にも起こりえる。すなわち、宇宙飛行士が少しでも宇宙船と異なる円軌道に入った場合、宇宙船に近づこうと命綱を引っ張るとますます宇宙船から遠ざかることになる。宇宙では地上では考えられない危険がある。

このように磁場を介した角運動量の再配分により重力エネルギーが解放され降着円盤の活動的現象を引き起こすことになる。

ここで降着円盤の磁気回転不安定性を引き起こす磁場は地球内部と同様に降着円盤内のプラズマのダイナモ効果により生成維持される。

また、この磁場は後で述べるように降着円盤内のみ留まることはできず、プラズマを降着円盤の外部に放出することになり、これが宇宙ジェットを形成する可能性がある。

このように中心天体に外部遠方からプラズマが落ち込むときは磁場が自然に生成され、磁気回転不安定性により降着円盤のエネルギーを解放し、その結果ジェットをも形成するということが推測できる。中心天体や降着円盤が発達(質量の増大)あるいは保持するためには外部遠方の物質を中心天体に供給する必要がある。中心天体に近い軌道に物質が入るためには遠心力障壁の影響を受けないように物質の角運動量を小さくする、すなわち供給する物質から角運動量を引き抜いてやらなくてはならない。ジェットはその役割を果たしており、中心天体の形成・進化において決定的な役割を担っていると言える。宇宙ジェットなしには原始星やブラックホールなどの密度の高い天体は形成されず、宇宙ジェットは降着円盤に普遍的に付随するものと考えられる。

4.3.3 磁場による宇宙ジェット形成モデル

先ほど、降着円盤に磁場があるとジェットが形成されることを述べたが、ここでは理想 MHD を用いてその具体的な機構について説明する。このモデルはしばしば磁気力モデルあるいは MHD ジェットモデルと呼ばれる。

ここではプラズマおよび磁場について次の2つの性質が重要な役割を果たす。

- (1) プラズマは磁場に垂直方向に磁力線に凍りついたように一緒に動いて動く(プラズマの磁場への凍結、理想 MHD 条件)。
- (2) 磁束管が外部に及ぼす力は磁束管の側面からの磁気圧力、そして磁束管の両端の面からの磁気張力の2つである。また、その単位面積あたりの力の強さは磁場の強さ(磁束密度)の2乗に比例する。

これら2つの性質からジェットを形成するような現象が降着円盤のまわりで引き起こされる。

まず、磁力線がはじめに降着円盤をほぼ一様に貫くような磁場配位について考える(図3)。

非常に磁場が強い場合は磁力線の張力が非常に強く磁力

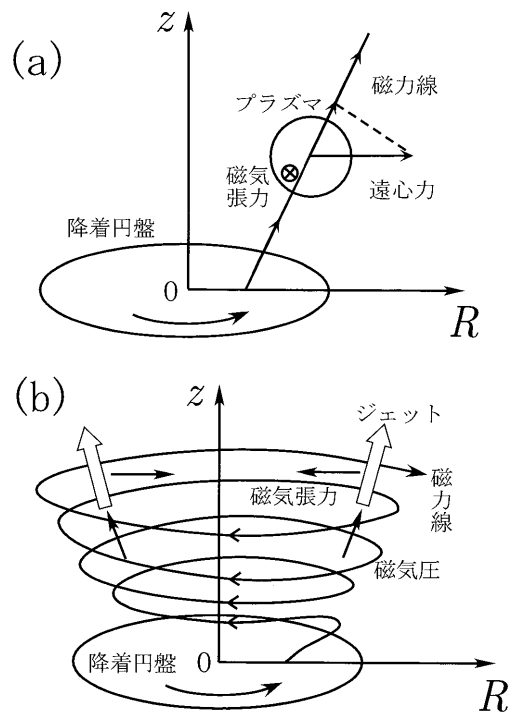


図3 MHD ジェットモデル。(a)磁場が非常に強い場合、磁力線は降着円盤で振り回され、その磁力線に凍り付いているプラズマは遠心力で磁力線に沿って外側に加速される。(b)磁場が非常に弱い場合、磁力線は降着円盤によりグルグル巻きにねじられ、磁気圧が大きくなる。プラズマはその磁気圧により吹き飛ばされ、外向きのプラズマの流れが生じる。

線は曲がりにくいと考えられる(図3(a))。この場合、降着円盤の表面のプラズマは降着円盤の回転により振り回される磁力線に沿って運動する(プラズマと磁場の凍結)。このときプラズマには遠心力が働き、磁力線の降着円盤からの傾きが 60° 未満であれば重力に打ち勝って加速されることになる。これは丁度串団子の串を持って振り回す場合に似ている。串団子を外向きに傾けて強く振り回すと団子の粘り気に打ち勝って団子が串に沿って外側にずれていく。このとき串は磁場の強い磁力線、団子は磁力線に沿って運

動するプラズマに対応する。

また、プラズマが磁力線に沿って(降着円盤の回転軸から)十分遠方に到達した場合、その付近では磁場は弱くなっていると考えられる。さらに、遠方では磁力線が曲がらないまま根元での回転角速度で回転するとすると、プラズマが非常に高速(位置によっては光速を超える)で回転することになり、このときはプラズマの慣性が効いて磁力線を折り曲げることになる。このようにして磁力線は遠方ではグルグル巻きにねじられることになる。ねじられた磁力線は磁気張力により縮もうとするので、その力によりプラズマの外向きの流れは絞り込まれてジェットになると考えられる。この機構はBlandfordとPayneが理想MHDにもとづくプラズマ定常流の解を説明するために用いたものでBlandford-Payneモデルと呼ばれている[11]。(ただし、彼らのたとえではプラズマはビーズに、磁力線は針金に対応している。)この理想MHDプラズマの定常流の解析は太陽風[12]やパルサー風[13, 14]の研究ではじめられた。それがMHDジェットに応用され、磁気力ジェットの定常モデル(定常理論)と呼ばれている。

次に、磁場が非常に弱い場合を考えてみよう。このとき磁気張力は非常に弱く磁力線はふにゃふにゃと曲がる。それゆえ磁力線は降着円盤によりその根元を回転させられてぎりぎり巻きにねじられることになる(図3(b))。このとき方位角(回転)方向の磁場成分が強くなり大きな磁気圧が生じることになる。この磁気圧により降着円盤のまわりのプラズマは吹き飛ばされてプラズマの外向きの流れが生じる。また同時に磁気張力によりプラズマの外向きの流れは絞り込まれ、ジェットを形成すると考えられる。これは満員電車に人が押し込まれてドアが開いたときに人と人の圧力(物理的というよりは心理的に)により、すいている場合よりも人々が足早に下車する状況に似ている。このような加速モデルは内田豊と柴田一成がMHD数値シミュレーションをもとに提案したもので、内田・柴田モデルと呼ばれている([15, 16])(図4)。

実際のジェット形成ではこれらのBlandford-Payneモデル

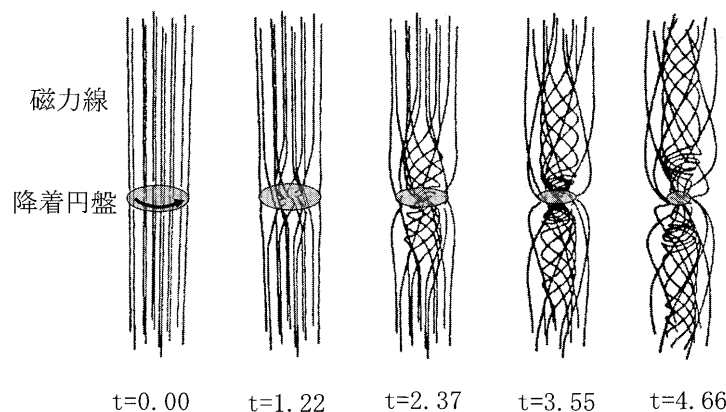


図4 柴田・内田(1986)の数値計算結果[16]。初期($t=0$)では磁場は降着円盤に垂直で一様であったが、降着円盤の回転によりねじられそのねじれが外側に伝わっている様子が見とれる。この際、磁気圧によりプラズマは上下方向に加速され、外側向きの回転プラズマ流が形成されている。

ル、内田・柴田モデルの両方の機構が同時に働いていると考えられる。実際、Blandford-Payne (1985) および内田・柴田 (1985), 柴田・内田 (1986) のそれぞれの解は両方の機構を含んでいるものであった。数値シミュレーションの結果によればジェットの噴出は非常にダイナミックな降着流を伴う。当初、この非定常性が強調されるあまり内田・柴田モデルは定常モデルと物理的に異なるものと思われていた。これらを統一的にジェットの加速機構を詳しく調べたのが工藤哲洋ら (1995) である [17]。それによると MHD 定常モデルと内田・柴田らの非定常数値シミュレーションは全く相容れないものではなく、シミュレーション結果は定常理論により効果的に理解されることが示された。そこで明確になった重要な結果をまとめておく。

(1) ジェットの終端速度は初期の磁場の強さにあまり依らず、大体ジェットの根元付近の円盤の回転速度程度になる。すなわち、ジェットの速度は回転円盤のケプラー速度程度になる。また、終端速度の方位角成分(回転速度成分)は非常に小さい。ここでいう終端速度は観測的には中心天体からのジェットの噴出速度にあたる。

(2) 中心天体から十分離れたジェットの終端付近で磁場はほとんどジェットの伝播方向と垂直で、方位角成分のみとなる。また、そこでの磁気エネルギーと運動エネルギーの比 σ はほぼ 1 になる。

(1) のジェットが回転円盤のケプラー速度程度になるというのは、ジェットが中心天体に近い降着円盤の内縁付近から放出されているとすると、ジェットの噴出速度が中心天体の脱出速度とほぼ同じになるという観測結果を説明する。

また、観測的にジェットに垂直な磁場が観測されているが、これが結果(2)により説明されるのかは明らかでない。(2)の比 σ については以前から指摘されていて観測との比較が行われている。これについては磁気力モデルの問題点のところで議論する。

磁気的橋によるジェット形成

今までは簡単な初期磁場として降着円盤を一様に貫く開いた磁場を考えてきた。それでは降着円盤内のダイナモ機構により生成されると考えられている閉じた磁力線を持つ磁場についてはどうなるであろうか。結論から言うとその結果は降着円盤を一様に貫く開いた磁力線の場合と大きく変わらない。

閉じた磁場を初期条件に用いた先駆的な数値シミュレーションとして林満ら (1996) の仕事が挙げられる [18]。彼らは中心天体(星)が双極磁場を持つ場合について MHD シミュレーションを行った (図 5)。

この場合、磁力線は固定された星のプラズマと回転する降着円盤のプラズマをつなげることになる。このような磁気配位の磁力線は中心天体と降着円盤に架かる磁気的橋となっている。磁気的橋は降着円盤の回転によりねじられるので磁気圧が大きくなる。その磁気圧により磁気的橋は急速に膨張しプラズマの外向きの流れを生じさせる。また、これは磁気張力により絞り込まれてジェットを形成する。加藤成晃ら (2004) の長時間計算によれば、これらの磁気

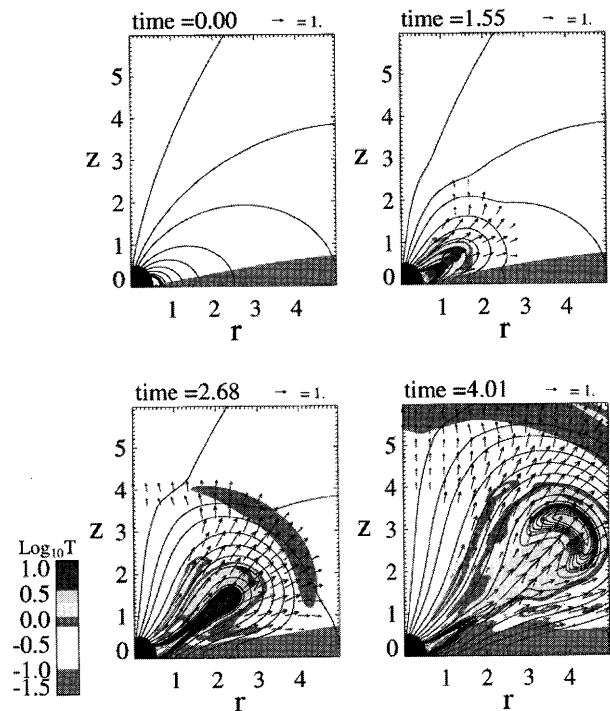


図 5 林満ら (1996) の数値計算結果 [18]。原点付近の黒い扇形は中心天体である星に相当する。 $z=0$ は赤道面に当たり、その面に沿って降着円盤は回転している。初期の回転速度はケプラー速度である。実線は磁力面、矢印は速度、濃淡は温度を示している。また、初期の磁場は原点に置いた磁気双極子で与えられる。星と降着円盤に架かる磁気的橋は降着円盤の回転によりねじられ磁気圧が大きくなる。この磁気圧により磁気的橋は膨張し、外向きのプラズマ流が生じる。また、磁気的橋が膨張すると反平行磁場が形成され、磁気リコネクションが起こりプラズマ流の追加速が起こっている。

的橋によるジェットの終端速度はケプラー速度程度になることが示されている [19]。さらに、十分時間が経つと磁気的橋はジェットに沿って延ばされるために(ほぼ一様な)反平行磁場を形成することになる。林らは異常抵抗を取り入れた計算を行い、磁気リコネクションが起こり外向きの流れをより加速することを示している。

4.3.4 宇宙ジェットの謎はどこまで解明されているか

これまで磁場を用いたジェットの形成モデルについて説明してきた。このモデルはどこまで現実の宇宙ジェットを説明するのであろうか。また、その確証は得られているのであろうか。

結論から言うと、AGN ジェット、系内ジェット、GRB ジェット、原始星ジェットのいずれの場合もモデルに対する直接的証拠というものは観測されていない。しかし、原始星ジェットについては MHD ジェットモデルは他のモデルよりも圧倒的に有利な立場にあり、かなり強力な状況証拠も最近見つかってきている。他方、他の相対論ジェットについては磁気力モデルと放射圧によるモデルが拮抗している。また、準相対論的ジェットについては放射圧モデルが優勢である。

しかし、今まで見てきたように磁気力モデルはジェット
の加速と収束という宇宙ジェットの2つの謎を同時に解決
するという点では最も有力な説と考えてよい。

ここで各種のジェットにおける磁気力モデルの現時点で
の状況を述べておく。

a. 原始星ジェット

原始星ジェットについてはスペクトル観測で輝線が見え
ているためにジェットのプラズマの物理状態を評価でき、
モデルの妥当性を議論できる。現在、原始星ジェットにつ
いては磁気力モデルのみが生き残っていると考えてよい。

ガス圧によるジェットの加速ではジェットの終端速度は
降着円盤の音速で決まると考えられる。原始星のまわり
にある降着円盤の温度は数千度でその音速は数km/sである。
したがって、ガス圧によるモデルで原始星ジェットで観測
される速度、数100 km/sを説明するのは難しい。

次に、放射圧によるジェット加速のモデルを検討してみ
よう。原始星の明るさは太陽の明るさ（放射エネルギー
 $L_{\odot} = 10^{40}$ J）の数十倍である。この放射エネルギー L は
ジェットの運動エネルギーよりも十分大きくエネルギー的
には問題ない。しかし、放射の運動量は単位時間あたり
 $\frac{L}{c} \sim \frac{10L_{\odot}}{c} \sim 10^{19}$ kg m/s になるが、これは観測される単位
時間あたりに新たに形成されるジェットの運動量の増分
 $\dot{M}v_{\text{jet}} \sim 10^{21}$ kg m/s に比べて小さく、放射によるモデルは
観測に合わない。

これらに対して磁気力によるモデルはこれを否定する観
測は得られていないばかりか、最近かなり強力な証拠が得
られた。

磁気力モデルでは形成されたジェットは加速領域あるい
は中心天体から比較的近傍であれば円盤と同じ方向に回転
していると考えられる。この回転が DG Tau 天体からの
ジェットにおいて Bacciotti らによって初めて観測された
[20]。これはジェットの軸を中心にジェットのプラズマが
回転しているのをドップラー効果を用いて観測したもの
で、ジェットの歳差運動では起こらない現象であり磁気力
モデルの妥当性を強力に支持する観測である。しかし、ま
だ観測例の数は限られており、より多くの観測を積み重ね
ていく必要がある。

また、このような直接的な証拠の他にも磁気力モデルを
支持する状況証拠が多く得られている。例えば、分子雲の
大きなスケールでは $10^{-9} - 10^{-7}$ T の磁場が観測されてい
る。このような大きなスケールの磁場は分子雲コアの角運
動量を素早く放出させて収縮を早めるのに重要な役割を果
たす。分子雲の回転軸は角運動量放出の結果、次第に磁場
の方向に平行になり、同時に分子雲コアは収縮し円盤を形
成する。ジェットが円盤から噴出するようになったとき、
ジェットの方向は円盤の回転軸に平行、すなわち分子雲の
磁場に平行になっていると考えられる。実際、いくつかの
原始星ジェットが分子雲磁場に平行になっていることが観
測されている。

さらに、分子雲が収縮し原始星になる過程でその大きな
スケールの磁場を原始星周辺に掃き集めて圧縮させるため

に、原始星周辺ではある程度の大きなスケールの強い磁場
が存在していると考えられる。実際いくつかの原始星の表
面では 0.1~1 T の強い磁場が観測されている。そのた
め、そのまわりの降着円盤にもある程度強い磁場が存在
し、このような状況で磁気力によるジェットが形成される
と考えられる。

b. 準相対論的ジェット

我々の銀河系内にある SS433 からの準相対論的ジェット
では輝線が観測されているので、物理状態はかなり明らか
になっている。放射圧モデルのジェットの終端速度は光速
の 1/4 程度であり、SS433 のジェットの速度（光速の 26%）
を十分良く説明できる。したがって、この天体に関しては
今のところ放射圧モデルが優勢であるが、異論もある。

c. 相対論的宇宙ジェット

AGN ジェット、系内ジェット、GRB ジェットなどの相対
論的ジェットについては主に観測される放射がシンクロト
ロン放射であり輝線は観測されないので、ジェットの物理
状態を推測することが難しい。そのためモデルの妥当性を
検討することはできず、磁気力モデルと放射圧モデルが拮
抗している。

例えば、AGN ジェットがイオン・電子プラズマからで
きているのか、電子・陽電子プラズマから構成されてい
るのかさへ未だに決定されていない。今のところ AGN
ジェットは電子・陽電子プラズマから成ることが示唆され
ている [21] が決定的な証拠はない。逆に、電子・陽電子プ
ラズマなので輝線が観測されないのかもしれない。

ただ、M87 のジェットの付け根付近の高空間分解の電波
画像を見るとジェットは中空構造をしているように見える
[22]。これは磁気力モデルで自然に説明でき、磁気力モデ
ルが優位であるように思える。また、中心天体に近い領域
ではヘリカル状の磁場があることを示唆する観測の理論解
析結果もある [23, 24]。

GRB ジェットについてはローレンツ因子が数100の超相
対論的ジェットであると考えられており、その加速機構は
一筋縄ではいかない。実際、GRB の発生源と考えられてい
る巨大星の崩壊、中性子星の合体では磁気力、放射圧、ガ
ス圧の他にニュートリノの発生・吸収の影響なども考える
必要がある。

4.3.5 磁気力モデルの残された課題と今後の展望

ここでは、磁気力モデルで相対論的ジェットを説明する
場合に残された課題について述べる。

(1) MHD ジェットの伝播安定性

まず、磁気力モデルで予想される中心天体の降着円盤か
ら放出されるジェットの構造をまとめておく。ジェットの
形状はジェットの周囲の状況により大きく変わる。最も簡
単な場合としてジェットが磁場のみにより収束する場合は
ジェットの形状は回転放物面状（流線は $z \propto R^{3/2}$ となる。座
標については図 3 参照）になる。これは観測しているよう
な中心天体から遠方ではほぼ円柱状形状と区別がつかない。
ジェットはその円柱の軸にほぼ平行に噴出する。もちろん
この円柱の半径はジェットの根元の半径に比べて非常

に大きい。ジェットは根元付近では降着円盤の回転速度程度で回転しているが、ジェットが円柱状になる領域では角運動量保存が一定なのでほとんど回転は見えなくなる。また、その領域での磁場はジェットの伝播方向とほぼ垂直なトロイダル成分のみを持つと考えられる。ジェットはこのポロイダル磁場による収束を受けながら伝播することになる。ジェットの先端には弓状の衝撃波(bow shock)がある。

さて、このような構造をもつジェットは安定に伝播することができるのであろうか。この磁場配位はソーセージ不安定性に対し不安定であるように思われる。また、周囲との境界面ではケルビン・ヘルムホルツ不安定性に対して不安定である。実際観測されるノットはこのような不安定性の表れなのかもしれない。それともノットはジェットの加速そのものが間欠的(episodic)であるためだろうか。ソーセージ不安定性やキンク不安定性は流れのシアがあると逆に抑えられると考えられている[25]。

このようなMHDジェットの伝播の安定性とも関連して、MHD数値シミュレーションが行われており、ジェットの間欠的な放出などが見出されている[26]。これがジェットのノットを説明するのにはまだ明らかではない。しかし、このような中心天体に対して大きな領域の数値計算では中心天体の降着円盤の運動は解かず、降着円盤の回転を境界条件として与えてしまっている。これでは降着円盤の落下を考えておらず、また円盤からのプラズマの噴出も境界条件として与えてしまうしかなく、首尾一貫した計算とはなっていない(実はジェットの終端速度はこの円盤からのプラズマの噴出速度に依存する)。さらに、現在問題となっている相対論的ジェットについては相対論的MHDを用いる必要がある[27,28]。今後、相対論的MHDの長時間計算と観測との比較による研究が必要であろう。

(2) σ 問題

MHD定常理論によると磁場配位にもよるが、ジェットの終端速度では磁気エネルギー密度と運動エネルギー密度の比 σ は1程度になると考えられる。しかし、AGNジェットの観測では磁場エネルギーは運動エネルギーに比べて非常に小さい($\sigma \ll 1$)と評価されている[29]。これはジェットの σ 問題として知られている。

しかし、もしも磁場配位がラッパのように磁気面が遠方で開いているとすれば、 σ はゼロに近づき観測に合う。あるいは、ジェットの伝播中に磁気リコネクションなどにより磁気エネルギーが熱エネルギーや運動エネルギーに変換されているのかもしれない。

(3) 相対論的MHDジェットの問題

AGNジェット、GRBジェットの観測ではローレンツ因子が数十から数百にも達している。このような高速のジェットの加速が磁気力モデルで実現可能かという基本的問題がある。

これまで述べたように(非相対論的)MHDジェットモデルではジェットの終端速度はジェットの根元の降着円盤のケプラー速度程度になるとされている。これを相対論的ジェットに当てはめると、相対論的速度まで加速するには光速に近い速さで回転する円盤がジェットの根元になくて

はならないことになる。静止したブラックホールの場合安定した回転運動のケプラー速度の最大値は光速の50%である。これくらいの回転速度でローレンツ因子が数十から数百のジェットを形成するのは難しいと考えられる。回転するブラックホール(カーブラックホール)ではブラックホールそのものが最速で回転する場合、ブラックホールの地平面の近傍でも円軌道は安定で(ただし、ブラックホールと同じ回転方向の時のみ)、その速度はほとんど光速になる。しかし、このようなカーブラックホールの地平面近くには全ての物質・エネルギー・情報がブラックホールの回転方向のみにしか運動・伝播できないという特殊な領域—エルゴ領域—が存在する。これは空間の引きずり効果(frame dragging effect)という純粋に一般相対論の効果から生まれるもので、この効果を考慮するためには一般相対論的MHD(GRMHD)を用いる必要がある。

GRMHDの定常理論は高橋らにより調べられ、光速に近い速度を持つ噴出流が形成されることが示されている[30,31]。しかし、非相対論的定常理論と同様にそれは磁気面を仮定する必要がある、そこまで含めて首尾一貫した解析解を得るのは難しい。そこでGRMHDの非定常数値シミュレーションが必要となる。GRMHDシミュレーションは小出、柴田、工藤(1998)による新しい手法の開発を契機として最近多くのグループにより行われるようになった[32-41]。しかし、まだ相対論的ジェットの形成に成功した計算結果はない。これは相対論的ジェットを形成するにはまだ考えられていない効果が必要なことを示している可能性がある。例えば、現在のGRMHDシミュレーションでは電気抵抗はゼロという理想GRMHDを用いている。有限の電気抵抗を取り入れると磁気リコネクションによりジェットがさらに加速され相対論的ジェットが形成されるのかもしれない。実際、非常に速く回転するブラックホールのエルゴ領域と降着円盤に架かる磁気的橋は空間の引きずり効果により急速にねじられ、そのため高くなった磁気圧により膨張しジェットを形成することがGRMHDシミュレーションにより示されている[38](図6)。その際、反平行磁場が形成され磁気リコネクションが起こり、ジェットそのものにも影響を与える可能性がある。また、磁気リコネクションにより加熱された相対論的プラズマでは放射も重要になってくるはずで、その効果も取り入れる必要がある。

(4) 磁気力モデルの観測的検証

今まで、理論を中心にジェットの形成機構を説明してきた。しかし、いずれにせよどのモデルが正しいかは最終的には観測により判断されるべき問題である。現在、磁場による加速モデルを支持する観測結果はたくさんあるが、それを決定づけるものはない。今後、観測的にAGN・X線連星系・GRBなどの各種の相対論・準相対論ジェットについての理解がさらに進むことが期待される。同時に、対象天体の枠を越えて統一的に観測結果を整理していく必要もある。

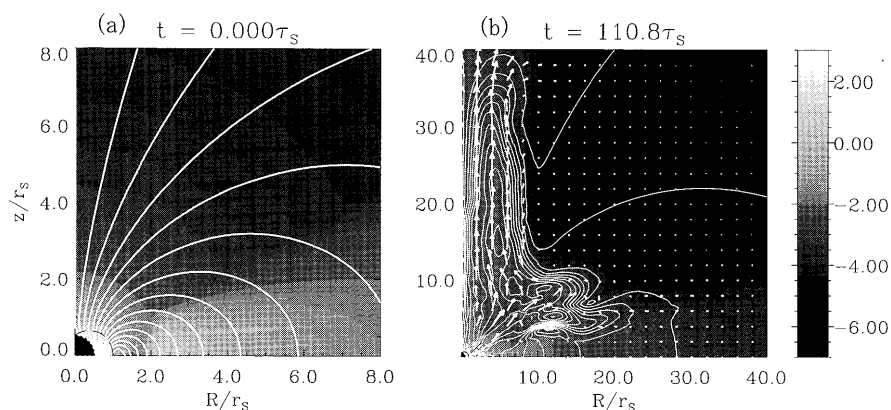


図6 非常に速く回転する（最大自転角運動量の99.995%の角運動量を持つ）ブラックホールの近傍に電流ループがある場合の GRMHD 数値シミュレーション結果（[38]より転載）. (a) $t=0$ (b) $t=110.8\tau_s$. ここで、 $\tau_s=r_s/c$ は時間の単位、 r_s はブラックホールのシュワルツシルト半径である。原点の黒い扇形はブラックホール地平面の内部、破線はエルゴ領域の表面を表す。白い実線は磁気面、矢印はプラズマの速度、濃淡はプラズマの質量密度を示している。初期の磁場は赤道面上の円 $r=r_s$ に沿った電流ループの作る定常磁場で、赤道面上の降着円盤の初期の速度はケプラー速度（円軌道の速度）により与える。エルゴ領域と降着円盤に架かる磁氣的橋はエルゴ領域において空間の引きずり効果により急速にねじられ、磁氣的橋内の磁気圧が急速に高くなる。その磁気圧により磁氣的橋は膨張し、ジェットを形成する。このとき、磁氣的橋内の磁場は反平行になり、磁気リコネクションが起こりやすい状況となっている。現在の GRMHD シミュレーションでは抵抗はゼロとしているので、右図(b)に見られる磁気島は数値的なものである。

4.3.6 宇宙ジェットの天体形成・進化における役割

以上、宇宙ジェットの観測とその謎を解明すると期待されている磁気力モデルを紹介した。宇宙ジェットはその他にも天体物理学において特異な役割を担っている可能性がある。

- (1) ジェットは中心天体付近の領域のプラズマの角運動量を外へ放出する役割を持っている。その角運動量の引き抜きにより星やブラックホールが比較的短時間に形成されるであろう。またその形成過程では中心天体のまわりで重力エネルギーが解放され、降着円盤などの活動性を支えている。
- (2) ジェットは周囲に放出され、そこで衝撃波（弓状衝撃波など）を生じさせる。その衝撃波によって宇宙線などの加速が起こる可能性がある。
- (3) ジェットは周囲のガスを圧縮し、新たな星形成の引き金になる可能性がある。

例えば、AGN ジェットは数百万光年の長さにならって銀河間空間を横切り、その周辺に影響を与えていると考えられる。銀河系内の SS433 ジェットは超新星残骸 W50 の形を変えるほどの影響を与えていることが観測されている。また、原始星の周辺でも原始星ジェットが星間分子雲の構造に大きな影響を与えている。

今後、宇宙ジェットと環境の相互作用など宇宙ジェットを介した宇宙の進化の過程も明らかになっていくと思われる。

謝辞

原稿を閲読していただき、有益なコメントをいただいた小出美香、工藤哲洋両博士に深く感謝します。

参考文献

- [1] T.J. Pearson and J.A. Zensus in *Superluminal Radio Sources*,

edited by J.A. Zensus and T.J. Pearson (Cambridge Univ., London, 1987), p. 1.

- [2] 柴田一成, 福江純, 松元亮治, 嶺重慎: 活動する宇宙 (裳華房, 東京, 1999).
- [3] J.A. Biretta, W.B. Sparks and F. Macchetto, *Astrophys. J.* **520**, 621 (1999).
- [4] I.F. Mirabel and L.F. Rodriguez, *Nature* **374**, 141 (1994).
- [5] I.F. Mirabel and L.F. Rodriguez, *Nature* **392**, 673 (1998).
- [6] S.R. Kulkarni, *Nature* **398**, 389 (1999).
- [7] R.L. Snell *et al.*, *Astrophys. J.* **239**, L17 (1980).
- [8] D.L. Meier, S. Koide and Y. Uchida, *Science* **291**, 84 (2001).
- [9] S.A. Balbus and J.F. Hawley, *Astrophys. J.* **376**, 214 (1991).
- [10] S.A. Balbus and J.F. Hawley, *Astrophys. J.* **400**, 610 (1992).
- [11] R.D. Blandford and D. Payne, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **199**, 883 (1982).
- [12] E.J. Weber and L.Jr. Davis, *Astrophys. J.* **148**, 217 (1967).
- [13] F.C. Michel, *Astrophys. J.* **158**, 727 (1969).
- [14] I. Okamoto, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **173**, 357 (1975).
- [15] Y. Uchida and K. Shibata, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **37**, 515 (1985).
- [16] K. Shibata and Y. Uchida, *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **38**, 631 (1986).
- [17] T. Kudoh, R. Matsumoto and K. Shibata, *Astrophys. J.* **508**, 186 (1998).
- [18] M.R. Hayashi, K. Shibata and R. Matsumoto, *Astrophys. J. Lett.* **468**, L37 (1996).
- [19] Y. Kato, M.R. Hayashi and R. Matsumoto, *Astrophys. J.* **600**, 338 (2004).
- [20] F. Bacciotti, T.P. Ray, R. Mundt, J. Eisloffel and J. Solf, *Astrophys. J.* **576**, 222 (2002).
- [21] J.F. Wardle, D.C. Homan, R. Ojha and D. H. Roberts, *Nature* **395**, 457 (1998).
- [22] W. Junor, J.A. Biretta and M. Livio, *Nature* **401**, 891 (1999).
- [23] Y. Uchida, H. Kigure, S. Hirose, M. Nakamura and R. Cameron, *Astrophys. J.* **600**, 88 (2004).
- [24] H. Kigure, Y. Uchida, M. Nakamura, S. Hirose and R. Cameron, *Astrophys. J.* **608**, 119 (2004).

- [25] S.G. Lucek and A.R. Bell, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **290** 327 (1997).
- [26] R. Ouyed, R.E. Pudritz and J.M. Stone, *Nature* **385**, 409 (1997).
- [27] S. Koide, K.-I. Nishikawa and R.L. Mutel, *Astrophys. J.* **463**, L71 (1996).
- [28] S. Koide, *Astrophys. J.* **478**, 66 (1997).
- [29] M. Kino and F. Takahara, *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* **349**, 336 (2004).
- [30] M. Takahashi, S. Nitta, Y. Tatematsu and A. Tomimatsu, *Astrophys. J.* **363**, 206 (1990).
- [31] K. Hirotsu, M. Takahashi, S.-Y. Nitta and A. Tomimatsu, *Astrophys. J.* **386**, 455 (1992).
- [32] S. Koide, K. Shibata and T. Kudoh, *Astrophys. J.* **495**, L63 (1998).
- [33] S. Koide, K. Shibata and T. Kudoh, *Astrophys. J.* **522**, 727 (1999).
- [34] S. Koide, D.L. Meier, K. Shibata and T. Kudoh, *Astrophys. J.* **536**, 668 (2000).
- [35] S. Koide, K. Shibata, T. Kudoh and D.L. Meier, *Science* **295**, 1688 (2002).
- [36] S. Koide, *Physical Review D* **67**, 104010 (2003).
- [37] S. Koide, *Astrophys. J. Lett.* **606**, L45 (2004).
- [38] S. Koide, K. Shibata and T. Kudoh, *Phys. Rev. D* **74**, 044005 (2006).
- [39] S.S. Komissarov, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **350**, 1431 (2004).
- [40] S. Hirose, J.H. Krolik, J.F. Hawley and J.-P. De Villiers, *Astrophys. J.* **606**, 1083 (2004).
- [41] J.C. McKinney and C.F. Gammie, *Astrophys. J.* **611**, 977 (2004).