

著者紹介



山田和芳氏：1978年東北大学理学博士号取得。東北大学理学部助手，助教授を経て，1998年京都大学化学研究所教授，本年4月から東北大学金属材料研究所教授。専門は固体物性，中性子散乱，趣味は酒，テニス。



藤田全基氏：1998年神戸大学大学院自然科学研究科博士号取得。京都大学化学研究所文部技官，助手を経て，本年6月から東北大学金属材料研究所助手。専門は固体物性，中性子散乱，趣味は酒，旅，読書（推理小説）。

(2003年4月18日原稿受付)

Charge-Striped State and High-Temperature Superconductivity—Self Organized Striped Pattern of Carriers and Spins in Two Dimensional Systems—

Kazuyoshi Yamada and Masaki Fujita

abstract: Recent neutron scattering experiments discovered a static striped order of carriers and spins in the high- T_c superconducting cuprates with so-called 2-1-4 structure. The stability of stripes sensitively depends on the buckling pattern of CuO_2 plane and competes with the stability of superconductivity. The propagation vector of the spin density modulation is parallel to the Cu-O bonding in the superconducting phase and diagonal in the insulating one. One of the current issues is whether the striped order coexists with or phase separates from the superconductivity. Dynamical stripes, which are fluctuating within the CuO_2 planes, and their role for the pairing mechanism of superconductivity are also challenging issues in this field.

解説

ブラックホール：磁場による回転エネルギーの引抜き

小出眞路
柴田一成
工藤哲洋

〈富山大学工学部電気電子システム工学科 930-8555 富山市五福 3190 e-mail: koidesin@eng.toyama-u.ac.jp〉

〈京都大学大学院理学研究科花山天文台 607-8471 京都市山科区北花山大峰町 e-mail: shibata@kwasan.kyoto-u.ac.jp〉

〈Department of Physics and Astronomy, University of Western Ontario, London, Ontario N6A 3K7, Canada e-mail: kudoh@astro.uwo.ca〉

磁場中の回転するブラックホールのエネルギーがまわりのプラズマを介して引き抜かれることが，一般相対論的な数値実験により示された。回転するブラックホールは近傍の空間を引きずり回し，それにつれてプラズマも回転する。そのプラズマの差動回転により磁力線は捩じられ，捩れは磁気的エネルギーとともに外に向かって伝播する。磁場が強くと磁気エネルギーの放射が大きければ，ブラックホール近傍のプラズマのエネルギーは負となりうる。負のエネルギーのプラズマがブラックホールに落下することにより，ブラックホールのエネルギーが減少する。本稿ではこの磁場による回転するブラックホールのエネルギーの引抜きについて解説する。

1. はじめに

1.1 相対論的ジェット

宇宙には絞られたガスあるいはプラズマの速い流れがある。図1はNASA/宇宙望遠鏡科学研究所のハッブル宇宙望遠鏡によって撮影された楕円銀河M87の光学写真である。¹⁾ M87はわれわれの銀河（銀河系）から4,500万光年離れた巨大な銀河で，銀河系のような渦構造を持たない楕円形の銀河である。図1で左上の明るく光るM87の中心領域から右下に向かって明るい線状の構造が見られる。長さは5,000光年にも及び，根元での太さが1光年程度であることからして随分と細長い巨大な光の帯である。²⁾ この帯はガスあるいはプラズマの高速の流れで，速さは光速の95

%以上と見積もられている。³⁾ このような高速の絞られたガスやプラズマの流れを「ジェット」，特に速さが光速に近いものを「相対論的ジェット」と呼ぶ。

同様な相対論的ジェットは「クェーサー」と呼ばれる宇宙論的遠方の銀河核においても観測されている。⁴⁾ 最も有名なクェーサーの一つである3C273からは長さ100万光年にも及ぶジェットが放出されている。これらの相対論的ジェットはそれぞれの銀河の中心付近のわずか数光年程度の狭い領域から放出される。その狭い領域は通常の銀河全体の放射エネルギーの1~100倍に相当するエネルギーを放射するなど激しい活動性を示すことから，「活動銀河核」と呼ばれている。

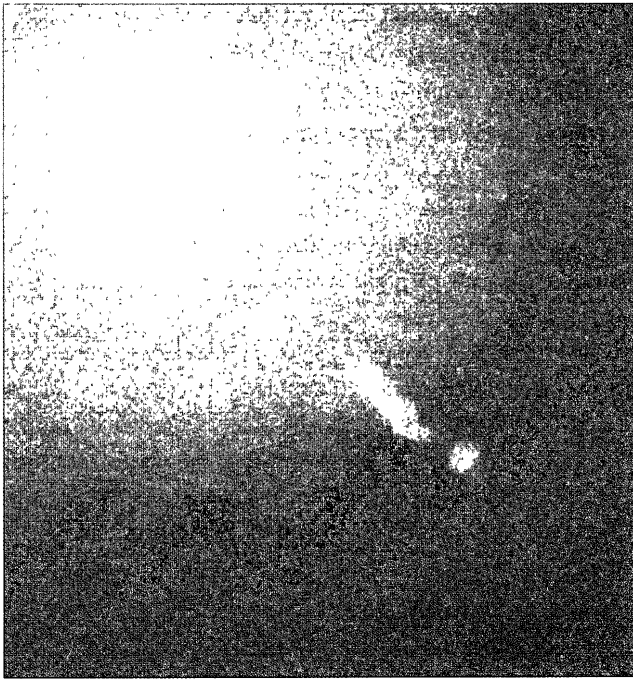


図1 楕円銀河 M87 の中心核から噴出する高速ジェットの高解像度宇宙望遠鏡による光学写真。銀河中心核には太陽質量の90億倍の超巨大ブラックホールが存在し、周辺から光速の95%以上の速度を持つジェットが噴出している。(NASA/宇宙望遠鏡科学研究所, J. Birretta 氏他による撮影。)

相対論的ジェットは銀河系内においても、規模は小さいながらも(ジェットの全長が数光年程度)電波望遠鏡により観測されている。^{5,6)} それらの天体はキューサーになぞらえて「マイクロキューサー」と呼ばれている。また、最近宇宙論的遠方の爆発現象であることが明らかになった「ガンマ線バースト」のガンマ線源は、ローレンツ因子が100以上の相対論的ジェットであることが強く示唆されている。^{7,8)}

では、これら活動銀河核、マイクロキューサー、そしてガンマ線バーストの相対論的ジェットはどのようにして形成されるのだろうか。これはキューサーの相対論的ジェットの発見から30年来の天文学の難問の一つであり、今なお未解決である。

1.2 ブラックホール、降着円盤、磁場

活動銀河核やマイクロキューサーの電波やX線による観測により中心にはブラックホールが存在することが示唆されており、⁹⁻¹¹⁾ それらが激しい活動を引き起こしていると考えられている。ブラックホールとはその近傍では重力が極めて強いためあらゆる物質・エネルギー・情報が抜け出せない領域を持つ天体である。この領域の表面を「事象の地平面」あるいは単に「地平面」という。一旦、地平面内に入ったものは光さえもそこから脱出することはできない。このような光さえも閉じ込めてしまう天体により、どのようにして相対論的ジェットが形成されるのだろうか。

ブラックホールのまわりにガスや塵などの物質がたくさんある場合は、ブラックホールの重力によりガスや塵はブラックホールに向かって落下し引き寄せられる。しかし、ガスや塵の角運動量は通常ゼロではないので遠心力のためにブラックホールにはなかなか近づけない。このときガスや塵はぶつかり合いながら一つの円盤を形成する。この円盤を「降着円盤」という。ブラックホールにはこのような降着円盤が付随している場合があると考えられている。¹²⁾ しかし、降着円盤だけでは相対論的ジェットを噴出するような激しい現象を起こすのは容易でない。^{*} 実際は、磁場が関与すると状況は一変する。

ここでプラズマ中の磁場の基本的性質について手短かに説明する。電気抵抗が非常に小さいプラズマの場合、プラズマ中を磁力線が横切ろうとすると、電磁誘導起電力によりすぐさま電流が流れ磁力線が横切ろうとするプラズマ要素中に侵入するのを防ぐ。すなわち、磁力線はプラズマを横切ることができない。このことを磁力線のプラズマへの「凍り付き」という。ここでブラックホール付近の降着円盤やまわりのプラズマは高温で電気抵抗は小さく、磁力線はプラズマに凍り付いていると考えてよい。このことにより、プラズマで満たされた磁束管は磁力線に垂直な方向にはプラズマを引きつれて動く。また、磁束管の磁場方向には張力(磁気張力)が働くので、プラズマを含んだ磁束管はゴムひものような性質を持つ。ゴムひもに沿って横波が伝わるように、プラズマで満たされた磁束管に沿っても横波が伝わる。この波をアルベーン波という。ただ、ゴム紐とは違い磁力線に沿ってプラズマは自由に動くことができる。さらに、磁場と垂直方向には磁束管に圧力(磁気圧)が働く。

現在、ブラックホールのまわりの降着円盤を空間分解して観測することはできないので、当然、降着円盤付近の実際の磁場配位はわからない。磁場と降着円盤の基本的物理過程を理解するために、まずは最も単純な磁場配位である降着円盤を垂直に貫く一様磁場を考える。回転する降着円盤のプラズマに引きずられて、磁力線は捩じられる。捩れは磁力線に沿ってアルベーン波として外側に伝播する。磁場が強い場合はアルベーン波の伝播速度(アルベーン速度)が大きく、すぐさま回転は降着円盤の遠方まで伝わり、磁力線とともにプラズマが振り回されることになる。磁力線が外側に開いていると、遠心力によりプラズマが磁力線に沿って外側に加速されることになる。この機構によりジェットが形成される可能性があることが、ブランドフォード(Blandford)とペイン(Payne)により示された。¹³⁾ 他方、磁場が弱い場合はアルベーン速度が小さく、磁力線の捩れ

^{*} 磁場なしの相対論的ジェット形成モデルが全く排除されているわけではない。磁場なしのモデルの詳細な説明は文献3を参照。

はすぐには外に伝わらないので、磁力線が螺旋状にグルグル巻きになる。すると、グルグル巻きになったところの磁気圧が大きくなり、圧力勾配でプラズマが吹き飛ばされ、ジェットが形成されると考えられる。この機構は内田と柴田により数値実験の結果をもとに提案された。^{14, 15)}

これらの降着円盤から噴出するジェットのエネルギー源は降着円盤の回転エネルギーである。回転エネルギーは主に降着円盤を構成するガスや塵が落下したときに解放された重力エネルギーからきている。すなわち、このときのジェットのエネルギーのおおもとは落ちてくる物質の重力エネルギーである。しかし、M87のような楕円銀河ではそのようなガスや塵が少なく、ブラックホールのまわりの物質の重力エネルギーの解放だけではジェットのエネルギー源を十分説明できない可能性がある。ジェットのエネルギー源として他に考えられるものとしては回転するブラックホール（カーブラックホール）の回転エネルギーがある。M87の中心には太陽質量の90億倍の超巨大なブラックホールが存在すると観測的に示唆されている。ブラックホールが速く回転していれば、その回転エネルギーはまわりのガス（プラズマ）の重力エネルギーをはるかに凌駕すると考えられる。

2. ブラックホールの回転エネルギー引抜き理論

2.1 ペンローズ過程

カーブラックホールの回転エネルギーを引き出しうること初めて具体的に示したのはペンローズ (Penrose) である。^{16, 17)} 回転するブラックホールはまわりの空間（慣性系）を引きずり回す（「空間の引きずり効果」）。これは速く回転するコマのまわりでコマの回転に引きずられて空気の流れることができるのと似ている（カーブラックホールの場合は、そのまわりの媒質としての物質ではなく空間そのものが引きずられることに注意したい）。空間の引きずり効果のために、カーブラックホールの近傍では「エルゴ領域」という特殊な領域が形成される。この領域の内部ではあらゆる物質・情報・エネルギーがブラックホールの回転方向と逆方向には移動・伝播できないのである。ただ、地平面内の領域と違い、エルゴ領域からは脱出可能である。日常経験では逆方向の角運動量を持つ物体は逆方向に回転するが、エルゴ領域内ではブラックホールの角運動量と逆のいかに大きな角運動量の物質でもブラックホールと逆方向に回転することはできない。

エルゴ領域の中で物質が逆方向の角運動量を持つ場合、角運動量の大きさが十分に大きい物質が地平面に十分近いと物質のエネルギー (energy-at-infinity) は負になりうる。ここでいう物質のエネルギーとはカーブラックホールのまわりの粒子の保存量の一つで、非相対論的極限では静止質

量エネルギー、運動エネルギーと重力エネルギーの和に相当する。この物質のエネルギーには静止質量エネルギーも含まれ、エルゴ領域以外では必ず正の量になる。負のエネルギーはエルゴ領域内でのみ実現可能な特殊な状態である。なお、電磁場がある場合、ある領域のエネルギーは物質のエネルギーと電磁エネルギーの和で定義する。

この負のエネルギー粒子の存在によりブラックホールの回転エネルギーを引き抜くことができる。正のエネルギーを持つ二つの粒子があれば、エルゴ領域内で角運動量を再配分して片方の粒子の角運動量をブラックホールのそれと反対にすることができる。このとき粒子が地平面に十分近くで相互作用するか逆向きの角運動量の大きさが十分大きければ、粒子のエネルギーは負になりうる。全エネルギーが保存されるので、もう一つの粒子はエネルギーがもとの二つの粒子のエネルギーの和よりも大きくなって、エルゴ領域から飛び去ることになる。負のエネルギー状態の粒子がブラックホールに落下すると、ブラックホールの角運動量とエネルギーは減少する。すなわち、ブラックホールの回転エネルギーが引き抜かれ、エネルギーは飛び去った粒子により持ち出されることになる。具体的には、例えば粒子がエルゴ領域で分裂する場合を考えるとよい。このようにブラックホールの回転エネルギーを負のエネルギーの粒子を媒介して引き抜く機構を「ペンローズ過程」と呼んでいる。

このとき粒子の相互作用により片方の粒子を負のエネルギー状態に落ち込ませるためには、相対論的な（それぞれの粒子の速度変化が光速近くであるような）角運動量のやり取りをしなければならない。このような激しい粒子の相互作用がエルゴ領域内でタイミングよく頻繁に起こるとは考えにくい。また、粒子の加速方向がブラックホールの回転軸と垂直となるので、加速された粒子の分布が円盤状になり、ジェット状の流れを形成するとは考えられない。³⁾ これら二つの理由によりペンローズ過程はジェットのエネルギー供給機構としては現実的ではないと考えられている。

2.2 磁場によるブラックホール回転エネルギーの引抜き

では、カーブラックホールの回転エネルギーを継続的に引き抜き、しかもエネルギーの流れがブラックホールの回転軸の方向になるような機構がないのか。ここでも降着円盤のエネルギー解放のときと同じように、磁場が関与すると可能となる。この可能性を最初に示したのはブランドフォードとズナエック (Znajek) である。¹⁸⁾ 彼らは磁場が極限的に強くプラズマの慣性が全く無視できるという条件 (force-free 条件) の下でカーブラックホールのまわりの磁場配位の定常軸対称解を求めた。定常軸対称の場合は磁力線の回転角速度を定義することができ、それは磁束面に沿って一定である。磁力線の回転角速度がブラックホールの

自転角速度よりも小さい場合、この解はブラックホールの地平面からのエネルギー放出を意味している。また、磁場の配位をブラックホールの回転軸の方向にすれば、エネルギー放出は回転軸付近に分布し、エネルギー放出率は磁場が十分強ければ ($B \sim 1 \text{ T}$)、活動銀河核の相対論的ジェットのエネルギ ($L \sim 10^{38} \text{ J/s}$) を説明するものである。この解の示唆する磁場を用いたブラックホールのエネルギー引き抜き機構を「ブランドフォード・ズナエック機構」と呼ぶ。

このようなブラックホールのまわりのプラズマと磁場とのかかわる現象を完全に捉えるためには、相対論的重力場中でのプラズマと強い電磁場そして放射場の相互作用を取り扱う必要がある。まず、最初の段階として、放射場を無視し、プラズマは一流体近似で扱う。また、プラズマや電磁場の自己重力は無視する。このときこの系を記述する方程式を一般相対論的電磁流体力学方程式 (GRMHD) という。さらに電気抵抗を無視した方程式を理想 GRMHD 方程式という。

高橋らは磁場配位 (磁気面) と定常軸対称性を仮定し、磁気面に沿っての理想 GRMHD 方程式の解を与えた。^{19, 17)} 流体のエネルギに比べて負の磁気エネルギーの絶対値が十分大きい場合には、プラズマ源からブラックホールに至る領域で負のエネルギのプラズマ流が実現し、ブラックホールからエネルギーが放出されることを示した。しかし、磁場配位はプラズマの流れにより影響を受けるべきもので首尾一貫した解を得るには磁気面に垂直方向の GRMHD 方程式も考える必要がある。同様な研究として、パンスリー (Punsly) とコロニティ (Coroniti) の「エルゴ領域駆動流モデル」がある。²⁰⁾ この研究では理想 GRMHD の定常軸対称解にかかわらずに、電気抵抗や放射によるエルゴ領域からの物質・エネルギーの放出の可能性を論じている。

初めてブラックホールのまわりのプラズマの非定常理想 GRMHD 方程式を数値的に解いたのはウィルソン (Wilson) である。²¹⁾ 彼はカーブラックホールのまわりの軸対称なプラズマと磁場の時間発展を数値的に追跡した。横沢は様な磁場中にカーブラックホールとプラズマが置かれた場合の理想 GRMHD の数値計算を行った。²²⁾ いずれの計算でも電磁気的エネルギーが負となる状態がエルゴ領域に見出された。しかし、磁場は非常に弱く、磁力線はプラズマの動きにつれて変化するだけでプラズマにあまり影響を与えない。そのためプラズマの正のエネルギーが支配的で、実効的な負のエネルギー状態を見出していない。一方、ブランドフォード・ズナエック機構¹⁸⁾ で仮定された force-free 条件を用いてカーブラックホールのまわりの磁場の時間発展を追跡し、ブランドフォード・ズナエック機構を直接数値的に再現しようという試みがある。²³⁾ 計算結果は電磁エネルギーがブラックホールの地平面から放射さ

れることを示している。しかし、エルゴ領域内、特に地平面付近では電流を担っているプラズマが非常に速く回転しているためプラズマの慣性が無視できなくなり、force-free 条件が破綻する可能性がある。

われわれは新しい数値計算法を用いてカーブラックホール、回転軸方向と平行な強い一様磁場、そして薄いプラズマを初期に仮定して時間発展を追跡した。^{24, 25)} この数値計算により磁場がプラズマの角運動量を再配分し、エルゴ領域の中でブラックホールの角運動量と逆方向の大きな角運動量を持つプラズマをつくり、それが負のエネルギーを持つことを見出した。そのとき解放されたエネルギーはエルゴ領域から励起されたアルベーン波としてブラックホールの遠方に向かって磁力線に沿って放出される。次節よりわれわれの研究について解説する。

3. 数値計算の方法と初期条件

3.1 計算方法

磁場によるブラックホールの回転エネルギー解放の基本的物理機構を理解するために、比較的簡単な系を理想 GRMHD の数値計算を用いて調べた。^{24, 25)} 計算は粒子数、エネルギー、運動量の保存方程式およびマクスウェル方程式と電気抵抗ゼロの場合のオームの法則の一般相対論的表式を基礎方程式にしている。²⁶⁻²⁸⁾ 時間発展の追跡は簡約化 TVD (Total Variation Diminishing) 法を用いた。²⁷⁾ TVD 法とは差分数値解法の一つで、衝撃波などの急激な状態の変化がある場合でも数値的な振動を抑えて計算することができる方法である。通常 TVD 法を用いるためには扱う方程式の線形化した式の係数行列の固有値と固有ベクトルが必要であるが、簡約化 TVD 法ではその固有値の最大値のみが必要となる。形式的には流体の数値計算でよく用いられるラックス・ウェンドロフ (Lax-Wendroff) 法に拡散項を加えたような差分発展方程式になる。本来の TVD 法に比べると多少数値拡散が大きい。相対論的 MHD などの複雑な方程式の数値計算には有効である。

われわれの開発した GRMHD 数値計算法の特徴について述べる。ここで用いた方程式は非相対論的な電磁流体力学 (MHD) 方程式と非常に似ている。非相対論的 MHD 数値計算の歴史は長く、技術的蓄積は大きい。方程式が似ているために非相対論的 MHD の数値計算技術をそのまま使うことができる。違いは保存量から圧力や速度などの基本的な物理量を求めるとき、非相対論的 MHD であれば 1 次代数方程式を解くだけでよいが、相対論的 MHD では 2 元連立 6 次代数方程式を解く必要がある。この難しさは特殊相対論的 MHD でも現れるもので、一般相対論化するの単に一般座標化し重力などの時空のゆがみに関する項を加えるだけでよい。横沢ら²²⁾ との大きな違いはこの方法に

より磁場の強さを磁気エネルギー密度が静止質量エネルギー密度の16.7倍となるように非常に強くした(できた)ことである。

3.2 初期条件

回転するブラックホールのまわりの曲がった時空を表すにはカーメトリックを用いる。本稿全体を通じて位置や物理量はすべて無限遠方でブラックホールの中心が静止して見える観測者の座標(ボイヤー・リンクリスト(Boyer-Lindquist)座標(t, r, θ, ϕ))で表示する。ただし、速度と磁場成分については角運動量・運動量ゼロの物体が静止して見える局所的な座標系(Zero-Angular-Momentum Observer (ZAMO)系と呼ばれる)で表示するものとし、スカラー量についてはプラズマの静止系で示す。回転するブラックホールは二つのパラメータ、質量 M と角運動量 J により特徴づけられる。質量 M のブラックホールの持ちうる最大の角運動量を $J_{\max}=GM^2/c$ として、回転パラメータを $a=J/J_{\max}$ と定義する。ここで、 G は重力定数、 c は光速である。今回の計算では $a=0.99995$ としているが、これはほとんど最大限にブラックホールが回転している場合に当たる。このときのブラックホールの地平面の半径は $r_H=r_S(1+(1-a^2)^{1/2})/2=0.505r_S$ である。ここで、 $r_S=2GM/c^2$ はシュワルツシルト半径である。

ブラックホールのまわりの初期プラズマは一様密度 ρ_0 、一様圧力 p_0 とし比較的圧力は小さいとした： $p_0=0.06\rho_0c^2$ 。初期のプラズマの運動量はあらゆるところでゼロとする。また、初期の磁場は一様²⁹⁾でブラックホール回転軸方向に向いているものとする。磁場の強さ B_0 は非常に強く、磁気エネルギー密度がプラズマの静止質量密度の16.7倍とした： $B_0^2/2\mu_0=16.7\rho_0c^2$ 。ここで、 μ_0 は真空の透磁率である。これは磁場が支配的な場合に当たり、アルベーン速度は光速に近く $v_A=0.985c$ である。

ここで考えている系はブラックホールの回転軸および赤道面に対し対称である。計算は領域 $0.51r_S \leq r \leq 80r_S$ 、 $0.01 \leq \theta \leq \pi/2$ で行った。 z 軸付近および赤道での境界条件は対称条件で決まる。ブラックホール付近および遠方の動径座標 r の境界条件として自由境界条件を用いる。この条件は波や物質が反射や痕跡も残さずに境界の向こう側に消える放射型境界条件の一つの近似として用いられる。十分地平面の近くに境界を取れば境界の情報はブラックホールへのプラズマの流れ込みに逆らっては伝わらないので、計算は地平面近くの境界条件に依存しない。地平面近くの情報が外に伝わる場合でも、地平面付近の時間の経過が極端に遅いので計算全体に影響を与えるには長い時間がかかる。

4. 計算結果

図2はこの物理系の時間発展を示している。時刻 $t=1\tau_S$

$\equiv r_S/c$ ではプラズマがブラックホールに向かって落下し始めているのが見られる(図2(b))。磁場の方位角成分 B_ϕ がゼロでない有限値を持つということは、磁力線が方位角方向に捩られていることを示している。図2はその磁力線が捩られている領域が上下に広がっていくことを示している。これは空間の引きずり効果のために起こる。空間の引きずり効果により回転するブラックホールのまわりには、いかなる物質・情報・エネルギーもブラックホールの回転方向と同じ方向にしか進めないエルゴ領域ができる。当然、プラズマもその中ではブラックホールと同じ方向にしか回転できない。電気抵抗が無視できる時、磁力線はエルゴ領域のプラズマの回転により、ブラックホールの回転方向に捩られることになる。磁力線の捩れはアルベーン波としてプラズマの落下に逆らって磁力線に沿って外側に伝播していく。ブランドフォード・ペインや内田・柴田のジェット形成モデルにおいて降着円盤を貫く磁場がある場合、円盤のプラズマの回転によりアルベーン波が励起され伝播することを既に述べたが、この過程と似ている。^{14, 15, 30, 31)}この場合、降着円盤の役割を主としてエルゴ領域が果たすことになる。また、この効果はダイナモ理論の Ω 効果とも基本的に同じ現象なので「空間の引きずり Ω 効果」(あるいは「空間の引きずりダイナモ効果」と呼ぶことにする。しかし、降着円盤の場合や Ω 効果は電気伝導体の運動によりもたらされるのに対して、空間の引きずり Ω 効果は空間そのものの「引きずり」によりもたらされる一般相対論的な現象である。時刻 $t=6.5\tau_S$ では、この効果によりエルゴ領域内では初期磁場程度の強さの磁場の方位角方向成分が生じている(図2(d))。

より直感的にこの結果を示すために、時刻 $t=6.5\tau_S$ でのカーブラックホールの磁気圏の構造を3次元的に図3に示す。図3はブラックホールが約1回転したときの状態を表す。中心の黒球は非常に速く回転するブラックホールの地平面を表す。ブラックホールを取り囲む半透明な黄色い面はエルゴ領域の境界面である。この領域を貫く磁力線(ブラックホール回転軸付近の4本の赤色の管)はその領域付近で大きく曲げられる。磁力線の捩れはアルベーン波として外側に伝わっていく。これに対し、エルゴ領域を通らない外側の2本の磁力線(緑色の管)はほとんど捩られない。プラズマの落下に伴い中心方向に少し曲げられるだけである。

エルゴ領域の中の赤道面付近の磁力線はブラックホールと同じ方向(方位角方向)に湾曲している。磁力線はゴム紐のように縮もうとするので、その領域では磁氣的張力がブラックホールの回転と逆方向に働くことになる。もし、ブラックホールの角運動量を正とすると、磁気張力はエルゴ領域中のプラズマの角運動量を負にする。プラズマが失

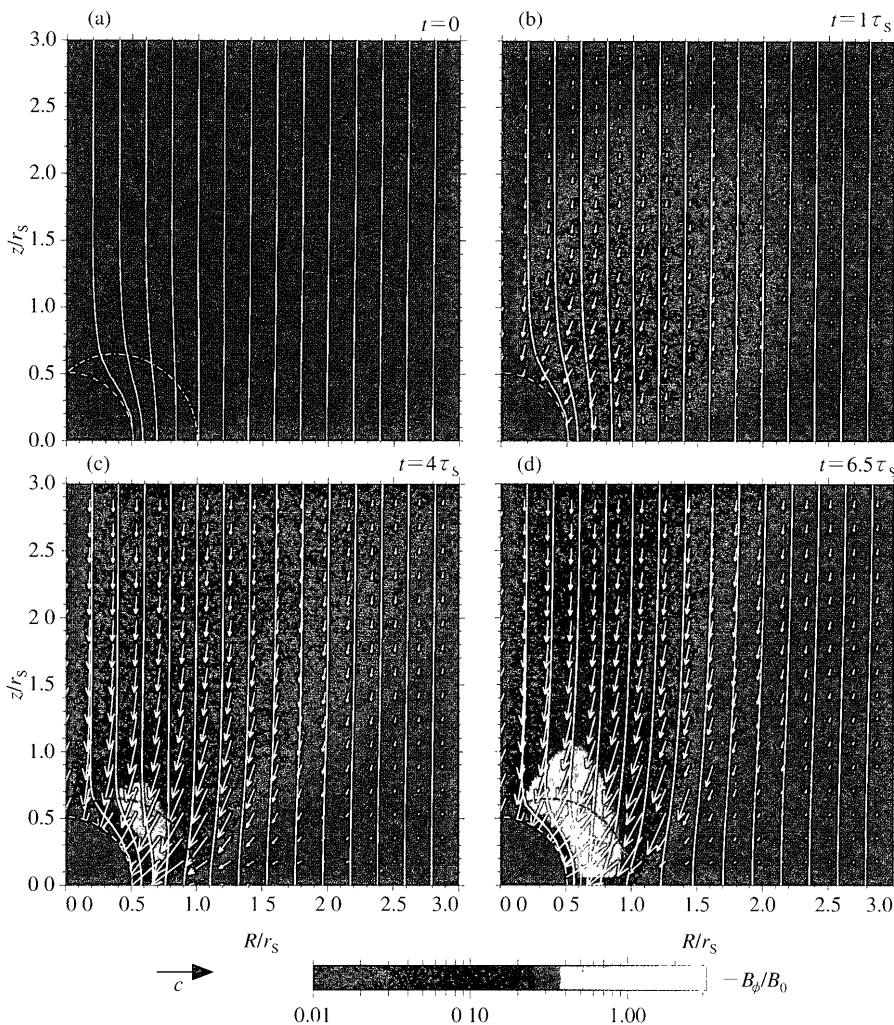


図2 初期に一様な磁場と希薄なプラズマとしてカーブラックホールからなる系の時間発展。(a) $t=0$, (b) $t=1\tau_s$, (c) $t=4\tau_s$, (d) $t=6.5\tau_s$. τ_s は時間の単位でシュワルツシルト半径 r_s を光速 c で割ったものである。カラーは $-B_\phi/B_0$ の値を示している。ここで B_ϕ は磁場の方位角成分, B_0 は初期の磁場の強さ, 矢印はプラズマの速度のポロイタル成分 (紙面に平行な成分), 実線は磁気面を表している。原点のまわりの黒い扇形はブラックホールの地平面の内部に対応し, 地平面の半径は $r_H = r_s(1 + (1 - a^2)^{1/2})/2 = 0.505r_s$ である。また, その付近の一点鎖線はエルゴ領域の境界を, 点線は計算領域の内側の境界を表し, $r = 1.01r_H$ に位置する。

う分の角運動量は磁場によってエルゴ領域の外に運ばれエルゴ領域外のプラズマの角運動量は正となり, ブラックホールと同じ方向に回転することになる。このようにプラズマの角運動量の再配分は引きずられる空間を横切る磁力線によりもたらされる。磁場による角運動量の再配分によりペンローズ過程と同様にエルゴ領域内で負のエネルギー状態を取るプラズマが形成される可能性がある。

次に, エネルギーの分布とその輸送について見てみよう。図4は時刻 $t=6.5\tau_s$ でのエネルギー (energy-at-infinity) 密度 (カラー) とエネルギー流束密度 (矢印) を示している。ここでエネルギーはカーブラックホールのまわりの巨視的保存量の一つで, 非相対論的極限では静止質量エネルギー, 運動エネルギー, 熱エネルギー, 重力エネルギー, そして電磁エネルギーの和になる。図4(a)はこのエネルギー,

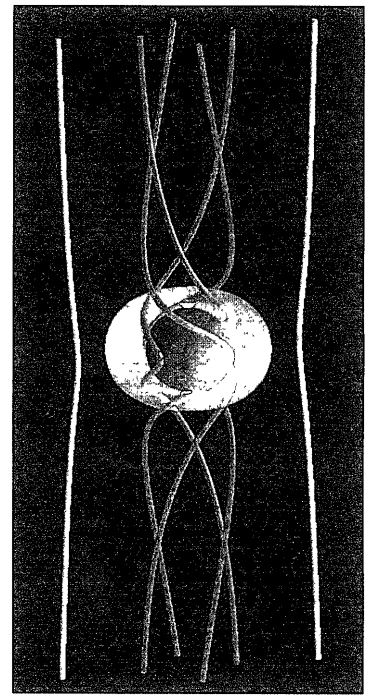


図3 カーブラックホール, プラズマ, 磁場からなる系の時刻 $t=6.5\tau_s$ での3次元クラフィックス。中央の黒球はカーブラックホールの地平面を, ブラックホールの自転角運動量は z 軸方向上向きである。それを取り囲む半透明の黄色い面はエルゴ領域の表面である。この場合, エルゴ領域は上下の極にくほみかある「りんご」のような形をしている。極ではその表面は地平面と接し ($r=r_H$), 赤道面上では半径は r_s である。ただし, ブラックホールの回転がより遅い場合 ($a < 0.8$), エルゴ領域の形は楕円体となる。縦方向に並んだ曲線は磁力線を表している。エルゴ領域を貫く4本の磁力線 (赤色の管) は方位角方向に大きく曲げられている。一方, その領域を通らない外側の2本の磁力線 (緑色の管) はプラズマの落下に伴い少しかだけ動径方向に曲げられる。内側の磁力線に沿って方位角方向の磁力線の湾曲がアルヘン波として上下外側に伝播する。

(b) は電磁場の持つエネルギー, (c) はプラズマの流体力学的エネルギーを表している。図4(a)で見られるようにエルゴ領域ではエネルギーが負になっている。特に, 赤道面付近 ($R=0.65r_s, z=0$) で負のエネルギーが深くなっているが, これは(c)に示すように流体力学的エネルギー (プラズマのエネルギー) が大きく負に落ち込んでいることによる。流体力学的負のエネルギー領域は狭いが深いのに対し, 電磁的負のエネルギー領域は広くて浅い (図4(b))。一方, 空間の引きずり効果により生じたアルヘン波の伝播はエルゴ領域内から外へエネルギーを輸送することになる。電磁エネルギーの輸送は(b)の電磁エネルギー流束密度 (矢印) として示されている。ここで, エルゴ領域から持ち出される電磁エネルギーは単位時間 (τ_s) 当たり $L_{EM} = 0.259 B_0^2 r_s^2 c / \mu_0$ である。これは円柱 $R = r \sin \theta \leq 0.8r_s, |z| \leq r_s$ の

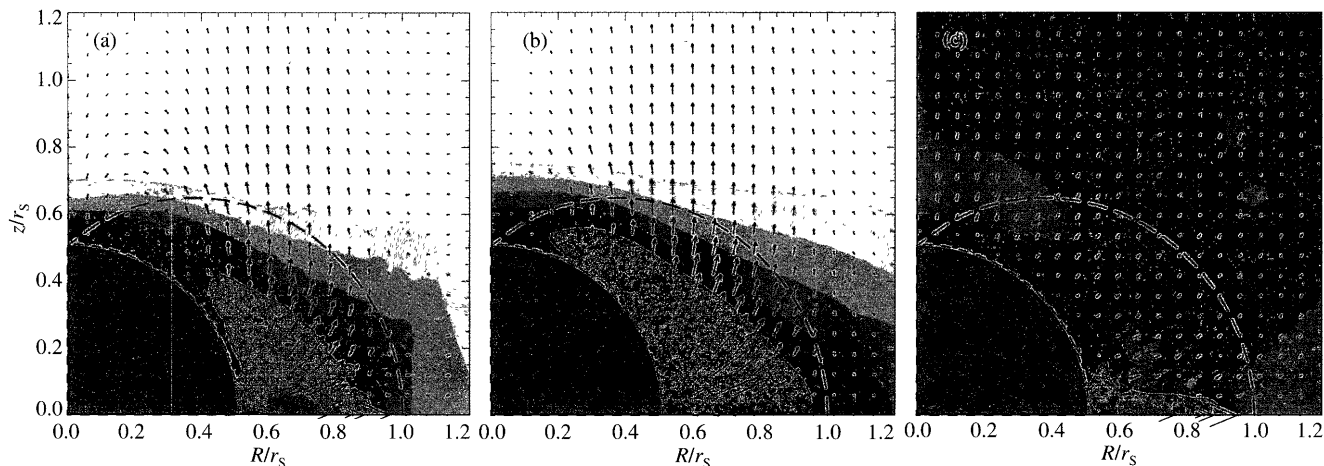


図4 時刻 $t=6.5\tau_S$ での磁場、プラズマ、カーブラックホールからなる系のエネルギー輸送。黒い領域はカーブラックホールの地平面内部を表し、短い破線は計算領域の内側の境界 ($r=1.01r_H$) を、長い破線はエルゴ領域の境界を表す。カラーは (a) 全エネルギー、(b) 電磁エネルギー成分、(c) 流体力学エネルギー成分の密度を表す。矢印はそれぞれ (a) 全エネルギー流束密度、(b) 電磁エネルギー流束密度、(c) 流体力学エネルギー流束密度を表す。

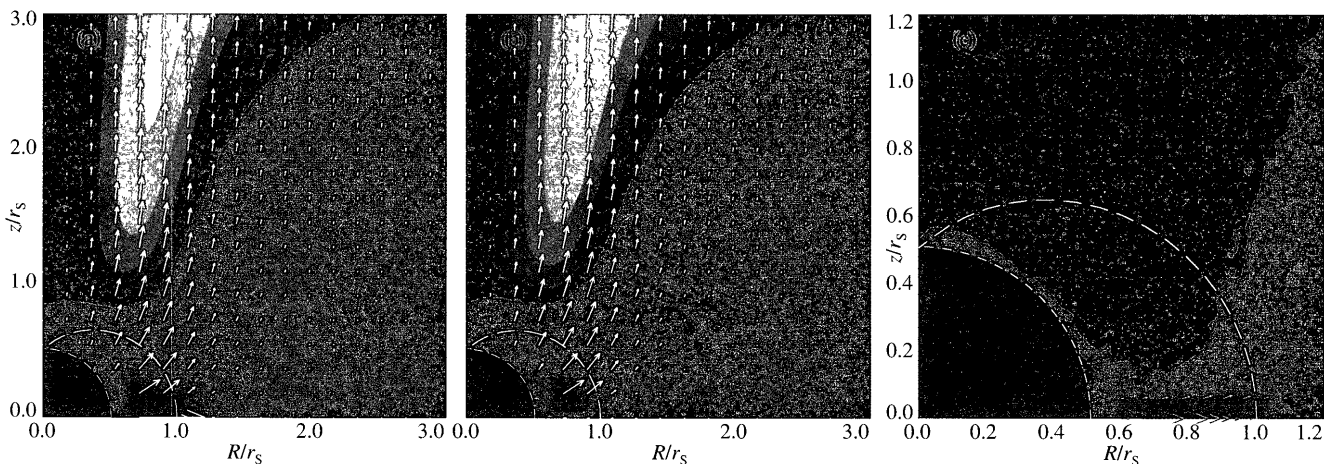


図5 時刻 $t=6.5\tau_S$ での磁場、プラズマ、カーブラックホールからなる系の角運動量の輸送。黒い領域はブラックホールの地平面内部を表す。短い破線は計算領域の内側の境界 ($r=1.01r_H$) を、長い破線はエルゴ領域の境界を表す。カラーは (a) 全角運動量、(b) 電磁角運動量、(c) 流体力学角運動量の密度である。矢印は (a) 全運動量、(b) 電磁角運動量、(c) 流体力学角運動量の流束密度を表す。

表面にわたり電磁エネルギー流束密度を積分することにより求めた値である。

すべてのプラズマはブラックホールに向かって落下しているため、静止質量エネルギーを含めた流体力学的エネルギーのブラックホールへの流入は比較的大きく、 $L_{\text{hyd}} = -0.073B_0^2 r_S^2 c / \mu_0$ となっている。この値は電磁エネルギーパワーの見積もりと同じ面上において流体エネルギー流束密度 (図 4(c)) を積分して求めた。電磁エネルギー、流体力学的エネルギーを合わせたエネルギー全放射率は $L_{\text{tot}} = L_{\text{EM}} + L_{\text{hyd}} = 0.182B_0^2 r_S^2 c / \mu_0$ となり、比較的大きな正味の (net) エネルギーがエルゴ領域から放射されていることがわかる。エネルギー放射は大きく、エルゴ領域のエネルギーを急激に減少させ、時刻 $t=6.5\tau_S$ では (a) で見られるよ

うな負のエネルギー領域が現れる。ここで、(a) に見られるように、 $R \geq 0.5r_S$ のエルゴ領域から正味のエネルギーが放出されているが、極部分からは落下するプラズマによりエネルギーが小さいながらもブラックホールに流入する輸送構造になっている。

このような絶対値が大きく負の流体力学的エネルギーができるためには、流体力学的角運動量がブラックホールの角運動量と反対でかなり大きくなっている必要がある。ポイヤール・リンクリスト座標時間を用いているため角運動量の輸送はブラックホールの地平面を横切っていないので、地平面より外部のプラズマと電磁場の角運動量は保存するはずである。今回の場合、その角運動量はゼロである。すなわち、角運動量の再配分が必要である。

解説 ブラックホール：磁場による回転エネルギーの引抜き

図5は角運動量と角運動量の流束密度を (a) 全角運動量, (b) 電磁成分, (c) 流体成分に分けて示している. 図5(c)に見られるように流体力学的角運動量は負でしかもその絶対値が大きくなっている. しかし, (b) より角運動量の輸送は電磁気的な作用により行われていることがわかる. 赤道面付近では角運動量が引き抜かれてプラズマの角運動量が負になる. 負の角運動量プラズマが落下しているのだから, 外向きの正の流体力学的角運動量流束が見られる (図5(c)). これがブラックホールの角運動量を直接減少させる. 電磁気的な角運動量の輸送は主に磁場の張力によりもたらされる. すなわち, 磁気張力によりプラズマの角運動量を再配分し, 最終的にはエルゴ領域の赤道面付近に相対論的な負の角運動量を持つプラズマができることになる.

第2節, ペンローズ過程の解説で示したように, 負の角運動量の絶対値が十分大きければ, プラズマは負のエネルギーを持つことになる. 負のエネルギーのプラズマがブラックホールに吸い込まれるとブラックホールの全エネルギーが減少する. 片や, エルゴ領域から放出されたアルベーン波がプラズマの落下に逆らって外部に放出される. 全体としてみると, これはブラックホールのエネルギーが引き抜かれアルベーン波として放出されたと見ることができる. このような過程を通じて磁場中のブラックホールのエネルギーが自然に引き抜かれる. ただし, このとき減少するのはブラックホールの回転エネルギーであって, ブラックホールの静止質量 (irreducible mass) は減少することはない.

5. 議論

一般相対論的 MHD 数値計算によりカーブラックホールの回転エネルギーはまわりのプラズマと磁場により引き抜かれることを示した. カーブラックホールの空間の引きずり効果によりプラズマがブラックホールのまわりを回転し, 磁場はプラズマに引きずられて振じられる. 特に, エルゴ領域を通る磁場の振れは大きい. 磁場が非常に強い場合でもエルゴ領域のプラズマはブラックホールの回転方向にしか回転しえないので, その領域を通る磁力線は常に強力に振じられることになる. その振れはアルベーン波によって外部へと伝播していく. 磁場が強い場合, アルベーン波は大きなエネルギーをエルゴ領域の外に運ぶことになり, エルゴ領域内のエネルギーは急激に減少する. 最終的にはエルゴ領域内のエネルギーが負になることになる. 負のエネルギーを持ったプラズマがブラックホールに吸収されると, ブラックホールの全エネルギーが減少する. ブラックホールの全エネルギーの減少とエルゴ領域からのアルベーン波の励起・伝播は磁場によるブラックホールのエネルギー引き抜きと見なすことができる. このとき, 負のエネルギーは主にプラズマにより担われるが, それは磁気張力

による角運動量の再配分により実現される.

数値計算で示された磁場によるカーブラックホールのエネルギー引き抜き機構はペンローズ過程とよく似ている. というのはどちらもエルゴ領域で負のエネルギーを実現し, 得たエネルギーを放出すると同時に, 負のエネルギーの物質をブラックホールに落下させてブラックホールの全エネルギーを減少させているからである. ペンローズ過程とここで述べた引き抜き機構の違いは負のエネルギーを実現させるために必要な角運動量の再配分の仕方である. ペンローズ過程では粒子の相互作用により角運動量の再配分を行うのに対し, 磁気的な引き抜き機構では磁気張力が再配分を行う. この一点のみが違うだけで本質的に似た機構なのでここで述べた引き抜き機構を「MHD ペンローズ過程」と呼ぶ.^{24, 32)} 「MHD ペンローズ過程」は広谷ら³²⁾により定常解析解を用いて初めて提示された. 今回の結果は非定常数値計算によるものだが, 物理過程は同じと見なすことができる. 広谷らは MHD ペンローズ過程が実現する条件を議論しそれが実現可能であることを示したが, その過程が実現する具体的なパラメータを用いて密度場や速度場を求めてはいなかった. 一方, われわれは時間発展の計算ではあるが, 具体的に MHD ペンローズ過程が実現する解を求めることに成功した. 広谷らが示した条件は定常状態のときのみ適用可能で, われわれの計算には適用できない. 非定常計算において MHD ペンローズ過程が実現する条件やパラメータを調べるのは, 今後の課題である.

今回の計算ではボイヤー・リンクリスト座標時間を用いているために, 実際に負のエネルギーを持ったプラズマが地平面に吸い込まれていくまでは計算できない. これはボイヤー・リンクリスト座標では地平面が見かけの特異点となり時間の経過が極端に遅くなるためである. 地平面の見かけの特異点を避ける座標としてはカー・シルド (Kerr-Schild) 座標がある. 今後, このような座標系での計算が必要となる.

5.1 既存の理論との関係について

ここで MHD ペンローズ過程とこれまで発表されている理論との関係について明確にしておきたい. まず, ブランドフォード・ズナエック機構との関係について述べる. 本来ブランドフォード・ズナエック機構は磁気張力によるブラックホール回転エネルギーの引き抜きとして解釈されている. この機構が働くことはブラックホールから外向きにエネルギー流束が発生することで示される. このエネルギー流束はブラックホールへ向かう負エネルギー流束と見なすことができ, 特にプラズマの効果を取り入れた場合は「負エネルギー降着流」と解釈されている.¹⁹⁾ しかし, これまでエネルギーそのものは評価されたことはなかった. 最近, 著者の一人 (小出) はブランドフォード・ズナエック機構

における電磁場のエネルギーを評価することにより、この機構の新しい解釈・再定義を行った。²⁵⁾ ブランドフォード・ズナエック機構の働く条件は定常の場合、磁力線の角速度がブラックホールの自転角速度より小さいことである。実はこの条件は地平線面付近で電磁エネルギーが負になる条件と一致する。²⁵⁾ 結果として、ブランドフォード・ズナエック機構は負の電磁エネルギーによるブラックホールの自転エネルギーの引抜き機構と解釈・定義できる。プラズマの慣性がありプラズマの流体力学的エネルギーが正であっても、電磁エネルギーが負で全体のエネルギーが負であればブラックホールのエネルギーが引き抜かれるが、これはブランドフォード・ズナエック機構と見なすことができる。これに対し、磁気張力によるプラズマの角運動量の再配分により生じる負の流体力学エネルギーを介したブラックホールのエネルギー引抜き過程がMHDペンローズ過程である。今回われわれが示した結果では流体力学エネルギー、電磁エネルギー共に負になっているので、MHDペンローズ過程とブランドフォード・ズナエック機構が同時に働いていると評価できる。

パンスリーとコロニティはエルゴ領域からの電磁氣的放出パワーをブランドフォード・ズナエック機構によるエネルギー・パワーと同程度と見積もった。²⁰⁾ 今回の数値計算に対応するパワーは $L_{\text{BZ}} \sim 0.2B_0^2 r_s^2 c / \mu_0$ となる。これは数値計算で得られた電磁エネルギーのパワー $L_{\text{EM}} = 0.259 B_0^2 r_s^2 c / \mu_0$ を説明するものとなっている。

横沢ら²²⁾は電磁氣的エネルギーが負になることを非定常GRMHD計算により示したが、磁場がプラズマにあまり影響を与えないほど弱く、エネルギーは正のままで負のエネルギー領域はできない。今回のわれわれの計算では磁場を非常に強くできたために、磁場によりエルゴ領域内で電磁エネルギーだけではなく流体力学エネルギーも負になることを示した。磁氣的作用によりエルゴ領域に負の流体力学エネルギー領域ができることは広谷ら³²⁾により高橋ら^{17, 19)}の解析的方法を用いて示されている。

5.2 ジェット形成の可能性について

電磁エネルギーを輸送するアルペーン波がブラックホールから十分遠くに離れた重力から自由な領域に達すると($r \gg r_s$)、磁気圧(あるいは熱エネルギーに散逸した場合はガス圧)によりプラズマが加速される可能性がある。³³⁾ 実際今回の計算でも $r > 20r_s$ において空間の引きずり Ω 効果による磁場の圧力により、非常に速度の小さい($v_p < 0.002c$)外向きの流れが見られた。アルペーン波の磁気エネルギーすべてが運動エネルギーに変換されるとすると、この機構によりローレンツ因子 $\Gamma = 1 + B_\phi^2 / (2\mu_0 \rho c^2)$ のジェットが形成される。アルペーン波の磁場(B_ϕ)が強くと、プラズマの密度(ρ)が十分小さければ、相対論的ジェット

($\Gamma \gg 1$)が形成されると期待される。

今回の数値計算ではエネルギーが放出されているが、物質はほとんどブラックホールに向かって落下している。これはエルゴ領域のプラズマにより捩じられた磁力線の磁気エネルギーが開いた磁力線の場合すぐに外に伝わり、ブラックホール付近のプラズマの運動エネルギーに変換される前に遠方に逃げてしまうためである。ここでも磁力線が閉じていれば磁気エネルギーが磁束管内に蓄えられ、プラズマの運動エネルギーに変換されジェットが形成される可能性がある。ブラックホール赤道面付近に環状電流があれば、まわりにこのような閉じた磁力線をつくる。また、相対論的速度で磁場を垂直に横切るプラズマには電荷分離が起こるが、この電荷が空間の引きずり効果やプラズマの運動により回転して生じる電流も閉じた磁場をつくる。^{34, 35)} エルゴ領域内外をつなぐ閉じた磁力線は急速に捩じられ、磁場の方位角成分による磁気圧により磁力線は上下に引き伸ばされる。その際にプラズマを引きつれていくと、プラズマの上下への流れが生じることになる。いずれは反平行な磁場が形成されることになるので、磁気リコネクション¹²⁾が引き起こされると考えられる。これは星の双極子磁場と降着円盤の非相対論的計算を行った林ら^{36, 37)}の計算に似ている。この場合非常に高速のプラズモイドが放出され、その速度は相対論的速度になるであろう。今後、このような問題の一般相対論的MHDシミュレーションの発展が期待される。

6. おわりに

本稿では強い磁場、電気抵抗がゼロの希薄なプラズマ中にあるカーブラックホールが空間の引きずり効果によりエルゴ領域からアルペーン波を励起・伝播させ、そのとき生じる負のエネルギーのプラズマによりカーブラックホールの回転エネルギーが減少することを数値計算の結果を用いて説明した。このカーブラックホールの回転エネルギーの引抜き機構はペンローズ過程と似ており、MHDペンローズ過程と呼べる。ペンローズ過程との違いは角運動量の再配分にペンローズ過程では粒子の相互作用を使うが、MHDペンローズ過程では磁気張力を使うことである。今回の研究では回転エネルギーの引抜きの基本的機構を明らかにすることはできたが、ジェット形成に至る具体的な機構には言及できなかった。ブラックホールの回転エネルギーを活動銀河核、マイクロクェサー、ガンマ線バーストなどの相対論的ジェットの形成機構に直接結び付けるためには、さらに磁場配位などを工夫した計算が必要となるだろう。

現在わが国では電波観測天文衛星(現在VSOP-2と呼ばれる)を打ち上げ、超高精度(高空間分解能)の電波

望遠鏡網(超長基電波干渉計)を構築する計画が練られている。この観測網を用いると、M87の場合では中心のブラックホールの半径の10倍程度を分解して観測できる。²⁾ これにより降着円盤まわりの磁場配位やプラズマの状態が観測される可能性がある。これらの精度の高い観測とさまざまな物理過程を取り入れた大規模な計算との直接比較により、これらの天体の謎が解き明かされていくと期待される。

最後に、著者の一人(小出眞路)は本稿に対して助言を頂いた小出美香氏に感謝します。

参考文献

- 1) <http://heritage.stsci.edu/2000/20/index.html>
- 2) 平林 久 日本物理学会誌 **56** (2001) 308.
- 3) 福江 純 『宇宙ジェット—銀河宇宙を貫くプラズマ—』(学研研究社, 1993).
- 4) T. J. Pearson, *et al.* *Nature* **290** (1981) 365.
- 5) I. F. Mirabel and L. F. Rodriguez *Nature* **371** (1994) 46.
- 6) S. J. Tingay, *et al.* *Nature* **374** (1995) 141.
- 7) S. R. Kulkarni, *et al.* *Nature* **398** (1999) 389.
- 8) 村上敏夫 日本物理学会誌 **54** (1999) 11
- 9) M. Miyoshi, *et al.* *Nature* **373** (1995) 127.
- 10) Y. Tanaka, *et al.* *Nature* **375** (1995) 659
- 11) X. Chen, J. H. Swank and R. E. Taam *Astrophys. J.* **477** (1997) L41.
- 12) 柴田一成, 福江 純, 松元亮治, 嶺 重慎 『活動する宇宙—天体活動現象の物理—』(裳華房, 1999).
- 13) R. D. Blandford and D. Payne *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **199** (1982) 883
- 14) Y. Uchida and K. Shibata: *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **37** (1985) 515.
- 15) K. Shibata and Y. Uchida: *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **38** (1986) 631.
- 16) R. Penrose *Nuovo Cimento* **1** (1969) 252
- 17) 高橋真聡, 富松 彰 日本物理学会誌 **46** (1991) 835
- 18) R. D. Blandford and R. Znajek *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **179** (1977) 433.
- 19) M. Takahashi, S. Nitta, Y. Tatematsu and A. Tomimatsu *Astrophys. J.* **363** (1990) 206.
- 20) B. Punsly and F. V. Coroniti *Astrophys. J.* **354** (1990) 583.
- 21) J. R. Wilson: *Proc. 1st Marcel Grossman Meeting on General Relativity*, ed. R. Ruffini (North-Holland, Amsterdam, 1977) p. 393.
- 22) M. Yokosawa *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **45** (1993) 207
- 23) S. S. Komissarov: *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **326** (2001) L41
- 24) S. Koide, K. Shibata, T. Kudoh and D. L. Meier *Science* **295** (2002) 1688, Published online 24 Jan 2002; 10.1126/science.1068240
- 25) S. Koide: *Phys. Rev. D* **67** (2003) 104010.
- 26) S. Koide, K. Shibata and T. Kudoh *Astrophys. J.* **495** (1998) L63
- 27) S. Koide, K. Shibata and T. Kudoh *Astrophys. J.* **522** (1999) 727.
- 28) S. Koide, D. L. Meier, K. Shibata and T. Kudoh *Astrophys. J.* **536** (2000) 668
- 29) R. M. Wald: *Phys. Rev. D* **10** (1974) 1680.
- 30) T. Kudoh, R. Matsumoto and K. Shibata: *Astrophys. J.* **508** (1998) 186
- 31) D. L. Meier, S. Koide and Y. Uchida: *Science* **291** (2001) 84
- 32) K. Hirofumi, M. Takahashi, S.-Y. Nitta and A. Tomimatsu: *Astrophys. J.* **386** (1992) 455

- 33) H. J. G. L. M. Lamers, J. P. Cassinelli: *Introduction to Stellar Winds* (Cambridge Univ. Press, 1999)
- 34) R. Khanna: *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **295** (1998) L6
- 35) A. Tomimatsu: *Astrophys. J.* **528** (2000) 972.
- 36) M. R. Hayashi, K. Shibata and R. Matsumoto: *Astrophys. J.* **468** (1996) L37
- 37) 林 満 日本物理学会誌 **56** (2001) 107.

著者紹介



小出眞路氏 専門はプラズマ物理学。現在は主に宇宙プラズマ関係、とくにフラクショナルのまわりのプラズマの放電計算を行っている。



柴田一成氏 専門は太陽・宇宙プラズマ物理学。宇宙における激しい活動現象(太陽フレア、宇宙ジェット、カシム線ハーストなど)、およびこれらの現象を



工藤哲彦氏 専門は天体物理の理論; 宇宙ジェット, 天体磁気流体現象の解明。最近CIP法を用いた磁気流体力学の数値シミュレーションコードを開発し、それを用いて天体現象を研究している。

(2002年5月10日原稿受付)

Black Hole: Extraction of Rotational Energy by a Magnetic Field and Relativistic Jet Formation

Shinji Koide, Kazunari Shibata and Takahiro Kudoh

abstract: Relativistic jets have now been discovered in several different classes of astrophysical objects, including active galactic nuclei, microquasars, and gamma-ray bursts. Since such extremely high speed jets are never ejected from any ordinary object, it is believed that the objects with extremely strong gravity—black holes—exist and are responsible for the jet ejection. The energy of such jet may be supplied from the energy of black hole itself. However, the black hole swallows every material, information, and energy, even light around it. How does the black hole radiate the power? Recent numerical experiments show the rotational energy of the black hole can be extracted by the large-scale magnetic field naturally and Alfvén wave is induced to propagate outward along the magnetic field lines. In this article, we outline the unusual phenomena around the rotating black hole.