

『宇宙ジェット —あるパラダイムの終焉—』に対する反論への回答

岡本 功

〈国立天文台 OB〉

e-mail: okamoto@nao.ac.jp

本誌拙著記事『宇宙ジェット —あるパラダイムの終焉—』に対する桜井、新田、工藤、内田各氏のそれぞれ反論やコメントについて、反反論あるいは回答を書きます。私は改めて、『あるパラダイム』、すなわち『フープ・ストレス・パラダイム』の終焉を主張します。しかし、これはジェット形成の各段階で磁場が果たすであろう様々な役割を否定するものではありません。

1. はじめに

私は最近本誌の EUREKA の欄に『宇宙ジェット —あるパラダイムの終焉—』なる記事¹⁾を掲載しました。かなり過激なタイトルのもとに、いささか刺激的な表現で私の主張を述べましたので、もしかしたらかなり強い反響・反撃があるかもしれない、思わないでもありませんでした。しかし、迂闊にも“不穏な動き”があることを察知したのは4月下旬のことでした。最初は不遜にも、「まとめて返り討ちにしてくれよう」と思ったのですが、「待てよ、ここで万が一にも深手を負うようなことがあってはまずい」と考え直し、慎重に構えることにしました。以下に書きます反反論あるいは回答では万全を期したつもりですが、最終判断は客観的な立場に立つ読者の皆さんに委ねられます。

2. 私の月報記事の意図

最近私は MNRAS 誌に MHD (磁気流体) ウィンドのコリメーションと加速に関して二つの論文²⁾を書きました (以下 Ok99, Ok00 と参照)。いうまでもなく、私は日本人の一人ですから、私の母国語は当然日本語です。にもかかわらず、自分の研究成果を発表しそれなりの評価を受けるためには、非母国語である英語で書かねばなりません。この

ことは欧米人に比べて大きなハンディキャップになっています。これは単に私に対してだけでなく、私の研究に興味を持ってくださる日本の研究者の方にとっても多分そうだと思います。というのは、下手くそな英語で書かれた私の長い、判りにくい論旨を理解しなければならないのですから。その上、もし内容に問題があれば、本来ならばその反論は MNRAS 誌に書かれるべきでしょうが、それも「英語でやらねばぬ、面倒だ」ということになりかねません。その間に欧米人が Okamoto を叩き潰してしまうかもしれない。あるいは、そこから何か新しいひらめきを得て更に発展させるかもしれない。ともかくサイエンス以前の言語の問題で欧米人に遅れを取る可能性が大きいのです。

他の多くの分野と同様に、日本の MHD の分野は成熟した分野で、世界のトップクラスの成果が多く出ています。そして、私が『あるパラダイム』と呼んで批判を試みている事柄に関しても、桜井さんはその確立の立役者の一人で、私自身も桜井さんとは逆の立場でその確立に寄与しました¹⁾。そこで、MNRAS 誌に載せた内容をかいつまんで日本語で紹介し、日本の MHD 研究者にもアクセスしやすくして、「岡本叩き」が楽しめるチャンスを欧米人と同等に提供すべきである、と考えた次第です。

私にとってこのような意図を達成するのにもっと

も身近な誌面は天文月報でした。しかし、そこには当然のことながら色々な制約がありました。最初原稿に必要な最小限と思う基本式を本文中に、次いで付録に回しましたが、EUREKAの性格とページ数の制約とから、結局削除しました。また、読者の興味を引きやすいようにという魂胆から、裏話と蛇足と手前味噌も加えました。このような事情から、内容・表現の厳密さの点で、舌足らず、揚げ足、乱暴な言葉遣いなどが生じました。いずれにしても、私の月報記事は「論文」ではありません。

桜井さんが指摘されているように³⁾、このような紙上討論はえてして言葉尻を捉えあって、泥試合になりがちです。また、日本語は紙上討論に適していないかもしれません。その理由は敬称・敬語を用いないとブッキラボウになって、泥試合の印象を強めますし、そうかといってそれらを一々入れるのも煩わしいからです。また、日本語で書けば欧米人のどんな悪口をいってもまず読まれる心配は無い代わり、無責任ないいっぱなしであったり、正しい批判であっても相手に通じないからです。

ともあれ、天文月報の色々な制約を十分承知した上で、フェア・プレーに徹し、今回の誌上討論が日本のMHD分野のいっそうの活性化につながったとすれば、望外の幸せです。

3. 桜井氏の反論に対する回答

私の月報記事¹⁾、MN論文²⁾での主張に関して、桜井さんには二つの大きな誤解があります。一つは、「遠心力により、流れは赤道面へ向けて流れるのが自然」、二つ目は「赤道面での電流層の棄却」をそれぞれ私が主張しているようにとっていることです。まずこれらの誤解をとく努力をしながら、私の主張の「核心」、すなわちTF Eq (MHD運動方程式のトランス・フィールド成分)の漸近形から、漸近領域での磁場・流れの構造に関してどんなことが云えるか、について明らかにしたいと思います。最後にモノポール・モデルの問題点について触れます。

3.1 「遠心力」

桜井さんは、私が「遠心力により、流れは赤道面へ向けて流れるのが自然」と主張しているように書いていますが、私はこのような“強い主張”は陽にはどこにもしていないのです。月報記事では、10年前HN⁴⁾ (Heyvaerts and Norman 1989)を読んで“漠然と感じた疑問”という形で「主として遠心力風を考えると、なぜ磁力線がすべて駆動力の遠心力と90°違う回転軸の方向へコリメイトするのか」としか書いていません。Ok99の1.3節でもほぼ同様の主旨で書いています。関連があるとすれば、9.1節最後のパラグラフで (p.271) “we could persue a 'classical' picture, that is, 'a naive expectation that the field lines will be blown away from the rotation axis due to the centrifugal forces'.”

と書きましたので、桜井さんはこれを念頭に置かれて書かれたのでしょう。この文章自体は桜井さんの論文⁵⁾ Sa85からの引用でして、桜井さんはこのような‘a naive expectation’を棄却して、流れ全体のコリメーションを主張しています。9.1節で私はSa85にコメントしていて、言葉のあやでこのような引用をしたわけです。それを拡大解釈すれば、上記の“強い主張”が誤差棒の範囲内で出てくることは認めます。しかし、月報記事でもOk99でも、“陽には”そのような“強い主張”をしているわけではないのです。実際、月報記事でもMN論文でもウィンド領域に対し『2成分モデル』を主張しています。そのうちの「1成分」は軸方向へコリメイトする領域を意味しているのですから。

次に、MHDアウトフローにおける「遠心力」の役割を考えてみましょう。それに必要な最も基本的なTF Eqとその漸近形を書きますと、

$$\left(1 - \frac{B_p^2}{4\pi\rho v_p^2}\right) \frac{\rho v_p^2}{R} = - \frac{\partial}{\partial n} \left(p + \frac{B_p^2}{8\pi}\right)$$

$$-\rho \frac{\partial V}{\partial n} + \rho v_t^2 \frac{\partial \ln \varpi}{\partial n} + \frac{1}{c} j_{\parallel} B_t \quad (1)$$

及び

$$\frac{\rho v_p^2}{R} \frac{1}{c} \approx j_{\parallel} B_t \quad (2)$$

となります²⁾。ここで $\partial/\partial n$ は磁力線に垂直な微分を表し、フラックス函数 P についての微分との間に、 $(\partial/\partial n) = -|\nabla P| \partial/\partial P$ の関係があります。 R は磁力線・流線の曲率半径で、コリメーション問題では死活的重要性を持っているにもかかわらず、これまでの議論では十分それが認識されていませんでした。(1)式左辺は流体の慣性を表し、カーブしている流線に沿って動くときその曲率に比例した“遠心力”が働くことを示しています。この“遠心力”はここで問題となっている右辺第3項の「遠心力」とは異なるものです。(1)式が意味するところは、右辺の各力間の均衡で左辺の $1/R$ が決まり、特にその符合によってコリメイトするかどうかが決まります。

磁力線上の任意の点での接線と水平軸の角度を ψ 、それに沿って測った距離を s と書きますと、 $1/R = (\partial\psi/\partial s)_p$ となります。他方、 R は磁力線を定義するフラックス函数 P と次のように一義的に関係付けられます：

$$\frac{1}{R} = \frac{\nabla^2 P - \nabla P \cdot \nabla \ln \varpi}{|\nabla P|} \quad (3)$$

この式は、 $P = \text{一定}$ の磁力線形状が分かれば、その曲率 $1/R$ が決められるし、逆に $1/R$ が分かれば (3) 式から原理的には $P = P(\varpi, z)$ が求められることを示しています。このように、 R は最も基礎的な量で、これなしにはコリメーション問題は議論できないのです。その他の記号・物理量^{注1)}は通常よく用いられるものです。

注1) 例えば、月報記事¹⁾参照。

コリメーションがよく議論される漸近領域では、 $v_p^2 \gg B_p^2/4\pi\rho$ で、(1)式は重力、ガスとポロイダル磁場の圧力、「遠心力」の各項は落せて(2)式ようになります。生き残っているのは、ローレンツ力のTF(トランス・フィールド)成分だけです。電流の沿磁力線成分はトロイダル磁場で

$$j_{\parallel} = -\frac{c}{4\pi\varpi} \frac{\partial \varpi B_t}{\partial n} = \frac{c B_p}{4\pi} \frac{\partial \varpi B_t}{\partial P} \quad (4)$$

と書けますので、このTF成分は

$$\frac{\rho v_p^2}{R} \frac{1}{c} j_{\parallel} B_t = \frac{\partial B_p^2}{\partial n} \frac{1}{8\pi} - \frac{B_t^2}{4\pi} \frac{\partial \ln \varpi}{\partial n} \quad (5)$$

このように、確かに「遠心力」は消えていて、トロイダル磁場の磁気圧・磁気張力が効いていることが分かります。軸上 ($P=0$) で $B_t=0$ として、桜井さんの主張のように、赤道面近くでトロイダル磁場の蓄積が最も大きいならば、 $B_t < 0$, $j_{\parallel} < 0$, $1/R = \partial\psi/\partial s > 0$ でしょうから、ウィンド領域のすべての磁力線はコリメイトすることになります。これは桜井さんのいう「磁気コリメーションの基本メカニズム」です。しかし、この「基本メカニズム」は両刃の剣でして、 $j_{\parallel} > 0$ の領域では「磁気反コリメーション」となることを次のサブ節で示します。

桜井モデルでは、全ウィンド領域で $j_{\parallel} < 0$ ですから、中心天体のチャージアップを避けるためには、電荷の排出溝を設ける必要があります。ところで、上下両半球で磁場の反対称を仮定していますから、赤道上で $B_p = B_t = 0$ です。もしスプリット・モノポールを導入し、なおかつ $|B_t|$ が赤道面のごく近くで最大になるとすれば、 $|B_t|$ は B_p とともに最大からゼロへ急激に落ちる必要があります。つまり、厚さの無限に薄い排出溝を外向きに電荷が流れればよいわけです。これは桜井さんの赤道面電流層 (current sheet) です。このように、TF Eq の漸近形 (2) 式は“極限的な場合”として桜井さんのすべての磁力線がコリメイトする解 ($1/R > 0$)

を含んでいるのです。このとき、 $|B_t|$ がほぼ最大の蓄積となる磁力線 $P = P_n$ ^{注2)} はウィンド領域を境する磁力線 $P = \bar{P}$ ^{注2)} と殆ど一致することになります。

3.2 私の主張の「核心」

次に、 $|\omega B_t|$ が最大となる磁力線 $P = P_n$ がウィンド領域を境する磁力線 $P = \bar{P}$ と一致しない、すなわち $P_n < \bar{P}$ であるような解を考えてみましょう。以下簡単のため、漸近領域では磁力線 \bar{P} は赤道面上にあるとします。 $P_n \approx \bar{P}$ である「極限的な場合」と対比して、これをはばかりながら「一般的な場合」と呼びます。

$P_n < \bar{P}$ ですから、 $0 < P < P_n$ のドメイン I に対比して $P_n < P < \bar{P}$ のドメイン II が存在します。ドメイン I では桜井さんの「極限的な場合」と同様に $j_{\parallel} < 0$ 、 $1/R > 0$ で磁力線はコリメイトします。これに対して、ドメイン II では $j_{\parallel} > 0$ 、 $1/R < 0$ で磁力線は反コリメイトします。つまり、 $1/R = \partial\phi/\partial s < 0$ ですから、 ϕ は s とともに減少し、磁力線は軸から反り返ることになります。

このことは「遠心力」が落ちているにもかかわらず、軸から離反する流れがあることを意味します。このような流れを起こす力の起源を考えてみましょう。簡単のため、遠心力を駆動源として回転・磁化星から吹いてくる「遠心力風」を想定します。遠心力風ではすべての磁力線・流線がコリメイトするのは「不自然」であることを示すためです。ポイントは軸近くでの「遠心力」の役割がどのように漸近領域でのローレンツ力の TF 成分にバトンタッチされるかにあります。

源近くではダイポールの ($R < 0$)、フォース・フリーに近いので、MHD 加速はまだ効きません。粒子は遠心力によってまずは磁力線に沿って流れ始めるでしょう。磁力線は根元で天体に凍結していますから、粒子の角速度はほぼ磁力線のそれ $\alpha(P)$ に等しく、 $\omega = v_t/\varpi = \alpha(P)$ 。源を離れるにつ

れて、慣性のため粒子の角速度は磁力線のそれから遅れてきます。同時に、磁場に粒子が乗っていますから、ポロイダル磁場 B_p からトロイダル成分 B_t が造り出されます。 B_t は B_p の swept-back 成分ですから、上半球で負です。粒子のトロイダル速度は $v_t = \alpha(P)\varpi + (\eta(P)/\rho)B_t$ で、 $< \alpha\varpi$ です。この回転の効果で造り出された B_t が MHD 加速・コリメーション/反コリメーションに重要な役割を果たすわけです。

回転によって造り出された B_t はポロイダル電流 j_p を造ります。沿磁力線成分は (4) 式で与えられ、垂直成分は

$$j_{\perp} = \frac{c}{4\pi\varpi} \frac{\partial\omega B_t}{\partial s} \tag{6}$$

となります。このとき、 $P =$ 一定の線が磁力線を与えるように、 $c\varpi B_t/4\pi =$ 一定の線は「電流線」を定義します。 j_{\perp} 、 j_{\parallel} はこの電流線の曲がり具合で決まります。MHD 加速・コリメーションの物理を議論する場合には、磁気圧・磁気張力よりも電流・ローレンツ力の方がより分かりやすいのです。それを見るために、MHD 運動方程式の他の 2 成分、すなわち沿磁力線成分及びトロイダル成分の漸近形を書きますと

$$\begin{aligned} \rho v_p \frac{\partial\omega v_t}{\partial s} &= \frac{1}{c} j_{\perp} B_p \varpi, \\ \rho v_p \frac{\partial v_p}{\partial s} &= -\frac{1}{c} j_{\perp} B_r \end{aligned} \tag{7}$$

漸近領域でも MHD 加速が持続するためには、(6)、(7) 式から $j_{\perp} > 0$ 。すなわち、赤道側から軸側へ磁力線を横切って流れなければなりません。これは $c\varpi B_t/4\pi$ が磁力線 P に沿って s の増加関数でなければならないことを示しています。これはまた磁力線に沿ってポインティング・フラックスが減少するということにも対応しています。

今考えている漸近領域では、確かに「遠心力」

注2) 例えば、月報記事¹⁾参照。

は無視できる大きさですが、その代わりに演じるのがローレンツ力のTF成分 $j_{\parallel} B_t / c$ です。この力は軸側のドメインI ($0 < P < P_n$) では桜井さんのいうコリメーションの「基本メカニズム」として働くのですが、赤道側のドメインII ($P_n < P < \bar{P}$) では逆に反コリメーションの作用、すなわち遠心力の代役を果たすのです。前のサブ節で「両刃の剣」といったのはそのためです。ここで注意したいのは、中心天体や磁力線の回転について何も悪い病的な仮定はしていないということです。桜井さんは「赤道が全く回転しておらず、中緯度から高緯度は回転している」といった、不自然な星を考えればトロイダル磁場の蓄積は中緯度で最大となり...」と述べていますが、ここで桜井さんがどのようなイメージを抱いているのか理解できません。ドメインをI, IIに分ける磁力線 $P = P_n$ では、 $j_{\parallel} = 0$ で、そこで $c \oint B_t / 4\pi$ の $s =$ 一定での極値を与えます。 $|B_t|$ の極値を与えるものではありません。このように、ドメインIIでは反コリメーションの「基本メカニズム」が遠心力の役割を果たすのです。

回転・磁化天体からのMHDアウトフローについての私の基本的なイメージは、このような2成分モデルです。ウィンド領域はドメインI, IIに分けられ、ドメインIではコリメーションの基本メカニズムが働き ($j_{\parallel} < 0, 1/R > 0$)、ドメインIIでは反コリメーションのメカニズムが働きます ($j_{\parallel} > 0, 1/R < 0$)。ここで、『閉じた電気回路』の条件 (current-closure condition) が極めて重要な役割を果たします。定常状態では中心天体は電氣的に中性であるべきで、電氣的中性を保つためには、このグローバルな条件が不可欠なのです。(4), (6) 式はローカルな電荷保存則 $\nabla \cdot \mathbf{j} = 0$ を恒等的に満たします。しかし、この電荷保存則はグローバルな『閉じた電気回路』の条件が成り立つことを保証するものではありません。病的な現象が起きないためには、電流線は中心天体から出て、滑らかな曲線を描いてまた中心天体に戻る必要があるのです。『閉じた電気回路』の条件は定常MHDウィンド問題において境界条

件、臨界条件と同様の重要な役割を持っているのです。特に、加速・コリメーションの問題では決定的な役割を果たします。

3.3 赤道面電流層とスプリット・モノポール・モデル

ここで、桜井さんのもう一つの誤解、つまり「岡本氏が棄却した赤道面での電流層」についての誤解を解かなければなりません。というのは、私は月報記事、MN論文のどこでも赤道面での電流層の存在の可能性を否定したことはないからです。実際、桜井さん同様、私も赤道面を挟んで上下両半球で磁場の反対称性を仮定しています。従って、 $P = \bar{P}$ で $B_p = B_t = 0$ です。他方、軸上 ($P = 0$) で $B_t = 0$ ですから、電流線を定義する函数 $c \oint B_t / 4\pi$ は、 $s =$ 一定の曲面上で考えるとき、 P の函数としてどこかで極値 (最小値) を持ち、そこでは $j_{\parallel} = 0$ になります。それを $P = P_n$ と書いています。

問題は $P = P_n$ をどこに置くかです。そのような物理的自由度は『閉じた電気回路』の条件から出てきます。桜井さんは中心天体表面の磁場に対する境界条件にスプリット・モノポールを選んでいきます。私の考えでは、これは磁力線・流線が最もコリメイトしやすい環境を与えたことになります。何故なら、スプリット・モノポールの境界条件は、「ドメインIIを赤道面上に縮退させる」ことにより、『閉じた電気回路』の条件が陽には出てくることを禁じる作用をするからです。かくして、上記の「一般的な場合」にローレンツ力のTF成分 $j_{\parallel} B_t / c$ が遠心力の代役をしていたドメインIIはこの赤道面電流層に圧縮されてしまうのです。

これに対し、私のイメージでは、前記のように、定常・軸対称の下でのMHDアウトフローの基本的な構造はコリメイトするドメインIと反コリメイトするドメインIIからなっています。そして、沿磁力線電流はそれぞれ負と正です。しかし、ドメインIIでは函数 $c \oint B_t / 4\pi$ は赤道面に向けて ($P \rightarrow \bar{P}$)、ゼロに帰着するのですが、連続的にゼロに

なってもよいし（電流層なし）、ある値から急激にゼロに落ちてよい（電流層あり）と思っています。これはポロイダル磁場 B_p の $P \rightarrow \dot{P}$ についての振る舞いとも関連があります。

いずれにしても、月報でもどこでも、私はこの両者のいずれかでなければならぬとはっていないのです。ましてや、赤道面での電流層を棄却してないのです。私が主張しているのは、遠心力風に対し、ドメイン II を赤道面に圧縮して、すべてのウィンド領域でコリメイトさせているモノポール・モデルよりは、二つのドメインからなる 2 成分モデルの方が自然であろうということです。

結局、桜井さんがすべての磁力線をコリメイトさせることに成功したのは天体表面での境界条件としてモノポール・モデルを選んだからであるということになります。この結果を、非モノポールである現実的な磁場構造（例えば、ダイポールのな）に対しては、拡張できない、というのが私の主張です。これは“極限的な場合”の結果であって、“一般的な場合”の結果ではないのです。

ここで、HN について一言付け加えます。Heyvaerts and Norman, 特に Heyvaerts は桜井さんの計算結果に強い影響を受けています。彼等は、桜井さんが主張するように、この結果は広く一般的に成り立つであろう、従って解析的に証明できるはずであると考えたようです。彼等は桜井さんの主張を受けて、一般的に MHD アウトフローはコリメイトするという“定理”を解析的に創作しました。彼等の結果、従って『あるパラダイム』についての Blandford⁶⁾ のサマリーを引用すれば、

"Under some quite general assumptions, collimation of the outflow to either parabolic or cylindrical surfaces is inevitable asymptotically"

ということになります。しかしそこはさすがに Blandford でした、HN 及び HN の結果を相対論的ウィンドに拡張した Chiueh, Li and Begelman⁷⁾ (CLB) に対し、

"The analyses are unfortunately sensitive to the assump-

tions made at the boundary conditions at large cylindrical radius"

というコメントを付けています^{注3)}。彼等が物理的にも数学的にも間違っているという私の根拠は、彼等の議論が MHD 方程式の TF Eq から決まる磁力線の曲率半径 R の符号に基づいていない、という点にあります。これは救いようのない欠陥です。

3.4 モノポール・モデルの功罪

最後に、モノポール・モデルが MHD アウトフローの理論の歴史において果たした役割、あるいは功罪について触れておく必要があります。

これは太陽風の流れの構造を明らかにするため、まず Weber and Davis⁸⁾ によって使われました。その後バルサーが発見されると、バルサー風・磁気圏構造の解明に広く使われるようになりました⁹⁾。モノポールは当然動径構造で、従って磁力線は真直ぐでプラズマ粒子が“最も流れやすい”構造をしています。逆に、これは磁場エネルギーを流れのエネルギーに転換するのに“最もやりにくい”構造でもあるのです。

現在バルサー風理論では“a long-standing puzzle”と呼ばれる未解決の問題があります。カニ星雲の観測では、バルサーから吹き出すプラズマ流がそれを取り巻く星雲にぶつかる所では、ウィンド・エネルギーはプラズマ粒子の運動エネルギーで占められていることを示唆しているのに対し、モノポール・モデルに基づくウィンド理論はポインティン

注3) 彼がコメントの表現をこの程度に留めているのには更に深い理由があります。ブラックホール回転エネルギーの抜き取りに関して、Blandford-Znajek 過程はよく知られています。これについて Punsly and Coronite が因果律の観点から批判を続けています。ブラックホール風に対するブラックホール地平面は、遠心力風に対する無限遠と同等である。無限遠の境界条件が上流の解に影響しえないと同様に、地平面はそこに流れ込む流れの上流で解を決める条件に影響を与えることはできない。つまり、彼は、Thorne や Phinney 等とともにこのような因果律問題を抱えているけど、自分は因果律問題を語る資格がないといっています。

グ・フラックス優位を予測しているからです。このパサー風理論における混迷の原因は、私の意見によれば、モノポール・モデルにあります。モノポールを仮定すれば、当然中心のパルサーから無限遠に至るまで動径磁場ですが、これはウィンド領域の至る所、特に中心部及び漸近領域において不適切なのです。まず、パルサー磁気圏の中心部では磁場が圧倒的に強く、磁場構造はフォース・フリーに近いでしょう。そこでは“曲率輻射”などによって大量のMHD粒子を創出する必要があります。しかし動径構造はそのような状態を記述するには不適当です。更に、漸近領域では偽りの疑似フォース・フリー状態を造り出します。そこでは磁場と流れの相互作用は希薄になり、従ってMHD加速を事実上止めてしまうのです。

漸近領域で流線が動径的であるとすれば、それは粒子の運動エネルギーが磁場エネルギーより圧倒的に大きくて、粒子が弾丸のように真直ぐ飛んで行くからでしょう。ところが、パルサー風モノポール・モデルでは、これが逆です。つまり、モノポールを仮定しているため磁場は動径的で、疑似フォース・フリー的状态を造り出し、ポインティング・フラックスが粒子エネルギーに転換されないで無限遠まで届いてしまうのです。相対論的MHD運動方程式のTF Eqの漸近形を調べてみると、非相対論的な場合と同様に^{注4)}、無限遠に向けてポインティング・フラックスがゼロに帰着しない限り、磁力線は無限遠に届かないということを示すことができます。このように、パルサー風理論における永年の未解決の問題はモノポールの仮定を捨て去ることによってのみ解決できると私は信じています。

モノポール・モデルは磁力線に沿った流れの基本的な構造を明らかにすることに大きな役割を果たしました。これはMHD運動方程式のTF Eqを解くことを犠牲にして得られた結果でした。本来MHD運動方程式は非線形ですので、これは正しく“片手

落ち”なのです。パルサー風理論においてモノポール・モデルが果たした役割は功罪半ばすると思うのですが、非相対論的MHDウィンド理論の場合でも同様ではないかと思っています。

3.5 まとめ

桜井さんはMHDアウトフローに関する一つの基本的な事実を明らかにしたのは紛れもない事実です。今後もある前提の下ではすべての磁力線・流線が回転軸方向へコリメイトすることを示した論文として参照され続けるでしょう。この事実は、欧米におけるのと同様日本においても、正当に評価されるべきことです。

しかし、これは“極限的な場合”に起きるが、それをそのまま一般化はできない、というのが私の意見です。HNは解析的にこれを示したとこれまで欧米では広く受け取られ、私が『フープ・ストレス・パラダイム』と呼ぶ定説の確立に最大の貢献をしました。私の分析では、これまで解析的にこれを実証した人はいません。桜井さんがまだ「パラダイムは死なず」と主張するのならば、実際に現実的な境界条件の下で、Sa85, Sa87と同様にTF Eqを解くことによって実証する必要があります。コリメーション・モデル、2成分モデルのいずれが正しいかを最終的に決めるのは多分観測事実でしょう。現時点でGreenhill et al.¹⁰⁾の結果は回転星からの遠心力風について後者を支持しているように見えます。

4. 新田氏の「どこ吹く風」¹¹⁾について

新田氏は私と桜井氏との論争を混戦模様と表現している。そして、私の見解を「いくつかあり得る選択肢のうちの一つを拡大解釈して、それが唯一の選択であるかのように主張していると“感じられる”」としている。また、桜井さんの私への反論についても、「無限遠方での漸近的振る舞いを考察するには別の視点が必要だと考えて」、第3の説を展開している。以下の反反論において、私の選択が

^{注4)} 例えば、月報記事¹⁾、4節(3)式以降の議論参照。

“唯一”のものであり、同氏の第3の説は数学的な遊戯にすぎず、物理的根拠に欠けていることを示す。

4.1 新田氏の漸近解の分類及びその現れ方について

漸近領域における流線構造を同氏は、HN、CLB にならって円柱解、放物解、円錐解、水平解に分類する。これは、HN、CLB が磁力線の漸近形状をあらかじめ仮定し、TF Eq にフィットさせたやり方の二番煎じである。無限遠方での解の在り方を数学的に議論することが物理的に意味を持つのは、それらの解がファースト磁気音速点を越えて、ウィンドの源や有限の所の解と接続できることを示せた場合である。一般的には、因果律に反することなく、無限遠方での解を有限の所の解に対する境界条件として用いることはできない (HN に対する Blandford のコメント参照)。しかし、新田氏はそのような可能性は議論していない。

4.2 「収束するのか？しないのか？」

ここで私、桜井さんと HN、CLB、新田氏の間には決定的な違いがあることを指摘しなければならない。私と桜井さんは、一方は“一般的な場合”を解析的に、他方は“極限的な場合”を数値的に取り扱っているが、根本的な所は共通している。それは共に MHD 運動方程式の TF Eq そのものを扱っているという点である。これに対し、HN、CLB^{注5)}、新田氏は TF Eq をバイパスして、磁力線形状を仮定し、それに対する電流分布を議論している。私は既に HN の磁場モデルの問題点を指摘している (Ok99, p267)。彼等の磁場モデルを TF Eq (2) 式にフ

ィットしてみると、無限遠でしか適合させることができない。新田氏は漸近領域で上記のように分類した解のジグソーパズルを作り上げても、上流から吹いてくる風が同氏が選んだ解に適應してくれる保証はない。正しい TF Eq をバイパスしては、正しい解に到達することはできない。

新田氏は円柱解又は放物解と円錐解の組み合わせによって得られる、「一部の解は回転軸方向へ収束するが、残りは収束しない」ような複合解を念頭に置いているように感じられる。新田氏が云っているように、これは私の主張と似て異なるものである。二つのドメインを分けているのは、私の場合は、 $j_{\parallel} = 0$ となる磁力線 $P = P_{\parallel}$ である。新田氏の場合は、円柱解又は放物解と円錐解との境であるようであるが、なぜそのような境界が存在するのか、物理的な説明が必要である。

4.3 「4. 岡本氏の説について」

4.3-1) 新田氏は、私の解を「円錐解」であると決めつけている。彼は英語表現での“asymptotically conical”を「円錐解」としているが、これをより正確に“漸近的円錐解”とするならば、これは私の解と殆ど一致する。しかし彼はこれを漸近領域での“円錐解”(conical)と混同している。“円錐解”は“漸近的円錐解”と決定的に異なる。前者では、磁場構造は円錐形で ($1/R = \pm 0$)、磁力線は直線、 $j_{\parallel} = j_{\perp} = 0$ 、 $\cos \theta B_{\parallel} / 4\pi = \text{一定}$ である。これはモノポールに相当し、漸近領域で疑似的なフォース・フリー状態になっている。その結果無限遠まで電流が流れ、ポインティング・フラックスがゼロにならない。後者では、漸近的に $1/R \rightarrow \pm 0$ で、TF Eq (2) 式が成り立っており、この式からポインティング・フラックス $\rightarrow 0$ とならぬ限り、前述のように磁力線は無遠に届かないことを示すことができる。

4.3-2) 新田氏によれば、私は「先に電流分布を仮定して、その分布を実現する流線の漸近形を決めている」そうである。そして、従来の (HN、CLB、新田氏による) 議論では、「流線の漸近形を

注5) 実をいうと、CLB は既に 1991 年に (1) 式の相対論版に相当する式を導いていた。彼等の式 (11) は、あまりすっきりしたものではないが、磁力線の曲率半径を正しく含んでいるのである。にもかかわらず、彼等は磁力線の曲率半径の物理的意味を十分理解していなかったため、相対論的 TF Eq を用いずに、HN の議論の相対論版を作ることに熱中した。その結果、フープストレス・パラダイムの確立の後押しをしまった。

あらかじめ仮定して、その場合の電流分布を議論して結論に至ってきた。」前述のように、この両者には決定的な違いがある。私の場合、TF Eq (2) 式を満たす電流分布と流線の漸近形を“同時に”議論しているのに対し、新田氏の場合、“仮定した流線の漸近形”に対し電流分布を議論している。HN 同様、TF Eq に基づいていないことは救い難い欠陥であるように感じられる。

4.3-3) 私の議論の「核心」は前述のように、TF Eq の漸近形 $\rho v_p^2/R \sim (1/c) j_{\parallel} B_{\perp}$ が何を意味するかという点である。新田氏にとって、私の指摘は「観念的であり核心をついていないように感じられる」そうであるが、それはTF Eq を直接扱う代わりに、あらかじめ仮定した流線の漸近形を用いる手法を用いているためであろうと感じられる。また、「敵を知り、己を知れば、百戦危うからず」であるが、彼は敵を知らな過ぎるよう感じられる。

以上のように、私は彼の持論、すなわち「第3の説」に同意しない。

5. 工藤氏のコメント¹²⁾に対する回答

工藤さんは今回の月報誌上論争にタイミングよくこの分野を概観する記事を書いてくれました。欲をいえば、これがクリティカル・レビューであれば、もっとよかったと思いますが、それは時間的に無理であったでしょう。その論文リストには、私のMN論文でレフェリーに要求されてコメントしたものが含まれています。それらの論文に対する私の見解についてはMN論文²⁾を参照下さい。

工藤さんは、その「3.2 アンティテーゼ」において、コリメーションのパラダイムに反対するものとして「新田さんの研究」と「岡本さんの研究」を取り上げています。「新田さんの研究」に反対する私の見解は前節で述べた通りです。ここでは工藤さんの「岡本さんの研究」について、若干の補正を試みます。

工藤さんは、私が示した論点として「電流がどのように流れるかきちんと考察せよ」と受取っている

ようですが、これは“遠からずといえども当たらず”です。私の論点は、磁場構造を決めるときはウィンド領域のどこでも、従って漸近領域においても、「基本的なMHD運動方程式のTF Eq をきちんと考察せよ」という至極当然のことなのです。漸近領域ではTF Eq (1) は(2)式に、すなわち $\rho v_p^2/R \sim (1/c) j_{\parallel} B_{\perp}$ に帰着します。どんな理論でも、正しいものであれば、コリメイトしようとしまいと、漸近領域ではこの式を満たすべきなのです。逆に、これを満たしていない磁力線構造はどこかがおかしいのです。

実は、先の月報記事¹⁾で既に指摘したことですが、HNはこの式に等価な式にたどり着いていたのです。しかし彼等は磁力線の曲率半径の物理的意味、ひいてはこのTF Eq の重要性に気付いていなかったのです。従って、彼等のコリメーションに関する“定理”は最も基本的なこの式に基づいていないのです。新田氏の議論も同様です。物理の基本式に基づかず、仮定の上に築かれた理論は砂上楼阁と同じです。

漸近領域を流れるMHDアウトフローに対し、この式が要求しているのは、「磁力線の曲率 $1/R$ は電流の沿磁力線成分 j_{\parallel} に反比例すべし」ということです。このことから、“一般的な場合”には、“極限的な場合”に縮退していた『閉じた電気回路』の条件が重要になってくるのです。その結果として、私はMHDアウトフローの基本的な構造は2成分構造であると主張しています。

最後に、工藤さんがこのテーマへの貢献として考えている計画が一刻も早く実現することを願っています。

6. 内田氏のコメント¹³⁾に対する回答

遺憾ながら、桜井さんがリマークしていたにもかかわらず、まず言葉尻の問題から始めます。

1) 私と桜井さん、新田氏との共通の土俵は『定常・軸対称の仮定』です。この仮定の下でTF Eq の解の有り様を「技術的側面」から議論してい

ます。この土俵を内田さんは『或る特殊な仮定』と記述しています。宇宙ジェットに関して、これが常に『或る特殊な仮定』かどうかは議論の分かれるところだと思います。私の立場と内田さんの立場は相補的でありえると思われませんが、ここではこれ以上深入りせず、単なる見解の相違と理解しておきます。

2) 『パラダイム』について、MHD アウトフローに関して、paradigm という言葉を用いたのは私が初めてではありません。Begelman¹⁴⁾ は Blandford and Payne¹⁵⁾ の仕事を先駆的な仕事とし、このとき導入した自己相似解の手法を paradigm としています。それを延長して、私は Sakurai, HN らの仕事を加えて、MHD アウトフローが一般的にコリメイトするという基本的性質があるという主張（これが間違いであると主張していますが）を “hoop-stress paradigm” と私の論文²⁾ で呼んでいます。単に略して paradigm といっている場合もあります。

月報記事の原稿を書くとき、最初はタイトルをフープストレス・パラダイムとしていたのですが、最初から専門語を入れるのも読者に取付き難い印象を与えろと思ひ、『あるパラダイム』としました。欧米では「トロイダル磁場による大規模コリメーション」というコンセプトは事実上パラダイムとして幅をきかせていました（私の意見では証明無しに）。内田さんが「コメント」で書いているように、私は『あるパラダイム』、すなわち『フープ・ストレス・パラダイム』を批判しているものであり、これは『(磁場が本質的役割を果たしているという)パラダイム』の正否とは全く無関係であるということはいまでもないことです。私の記事が内田さんの『パラダイム』を否定しているような誤解を月報読者に与える確率を正確に見積もる技術を持ち合わせていませんが、もしそれがゼロでないとするれば、実害を生じることのないよう願うばかりです。

3) 『私が、「或る特殊な仮定を置いた近似的な取扱いが不完全であった」という、別の人達はとっくに気付いていた事に、最近になって気付いた』

という内田さんの御指摘についてですが、ここでいっているのは多分桜井さんの論文⁵⁾ についてだと思われま。釈迦に説法かもしれませんが、どんなモデル・論文であっても、現実の現象の前では、程度の差こそあれ、不完全でしょう。私としては、別の人達はとっくに気付いていたという不完全さの程度・内容に大変興味があります。これに関して二つ英文論文を MNRAS に書いていますので、それに応じて、私は訂正なり釈明なりの記事を書けるべきでしょう。『別の人達はとっくに気付いていた事』が何か文書になっていましたらそれを参照したいと思ひますので、御教示願えれば幸いです。

4) 私は宇宙ジェットの成因に関する Uchida-Shibata を始めとする、多くの方々の数値シミュレーションの仕事について常々強い畏敬の念を抱いていました。私は不幸なことに大型計算機を使いこなす能力に欠けていましたので、これらの方々がスパコンを駆使して、優れた結果を迫力ある動画でディスプレイされるのに、圧倒されると同時に、強い羨望の念を覚えるのが常でした。

ただ、今回の『『あるパラダイム』は問題がある』という私の主張とは直接関連がありませんでしたので、これらの世界トップクラスの研究成果には言及しませんでした。また、私の月報記事が出たのは SKYLIGHT ではなく、EUREKA でした。しかし、タイトルに『宇宙ジェット』という大胆な見出しを掲げながら、内田さん達の仕事に言及しなかったことが「無視している」ことになったとすれば、「失礼しました」というより他はありません。

以上、内田さんのコメントに対し、部分的な言葉尻を捉える形で回答を書きました。もう少し補足すれば、内田さんが指摘しておられる方向のサイエンス及びそれへのアプローチの仕方は今後ますます重要性を増していくことでしょう。今後の一層の御活躍をお祈りしています。それに対し、私は悲しいことに、『或る特殊な仮定』の下で数学的技術を頼りにして模型的な議論を積み重ねていくという、非常に古典的・伝統的な手法しか持ち合わせ

ておりません。従って、宇宙の真理探究の速度と到達度において、格段の差が生じるでしょうけれど、私は最前線から少し下がって後から、ウサギを追うカメのようにゆっくりと追っかけていくことにします。

7. 後書き

今回の私の記事¹⁾は、私の特異な体験に基づいて、私のサイエンス面での主張とともに手前味噌を並べ立てました。タイトルがかなり挑発的で、表現も過激であったのでしょうか。そのためか、予想した以上の反響があり、異例の展開となりました。

このようにかなり突発的に月報誌上で発生した論争でしたので、基本的なルールを設ける暇がありませんでした。例えば、名誉を穢された人が相手と決闘をする場合、そこには自ずから守るべき基本的なルールがありました。今回の参加者は8人になりましたが、世話人あるいはレフリー的な立場の人が必要であったでしょう（実質的には工藤さんが果たしてくれましたが）。今回最も不利な立場に置かれたのは桜井さんでした。私は物議を醸した張本人として、他の皆さんの原稿を読んで反論を書くという有利なポジションを占めることができました。その結果、4人の原稿を前にして色々考察を巡らすことができましたが、桜井さんは最初に原稿を全員に送りましたので、全員の標的になり、かつ各人の意見に対し再反論が書けない立場に置かれました。

この『あるパラダイム』が終焉したかどうかは当事者にとって、大問題ですが、専門外の方々から見れば単なる「コップの中の嵐」と映ったかもしれません。そのようなことを天文月報という「情報誌」で行うことが適切であったかどうかの判断は私の役割を超えています。決着の着いてない、contraverticalな問題についての論争も誌上で取り上げるかどうかは、月報の編集方針とも絡んできます。

ともあれ、今回4人の方に、特に桜井さん・新田氏の反論に、回答を書くことにより、コリメーション問題に対する私の理解が一段と深まったことは大きな収穫でした。

参考文献

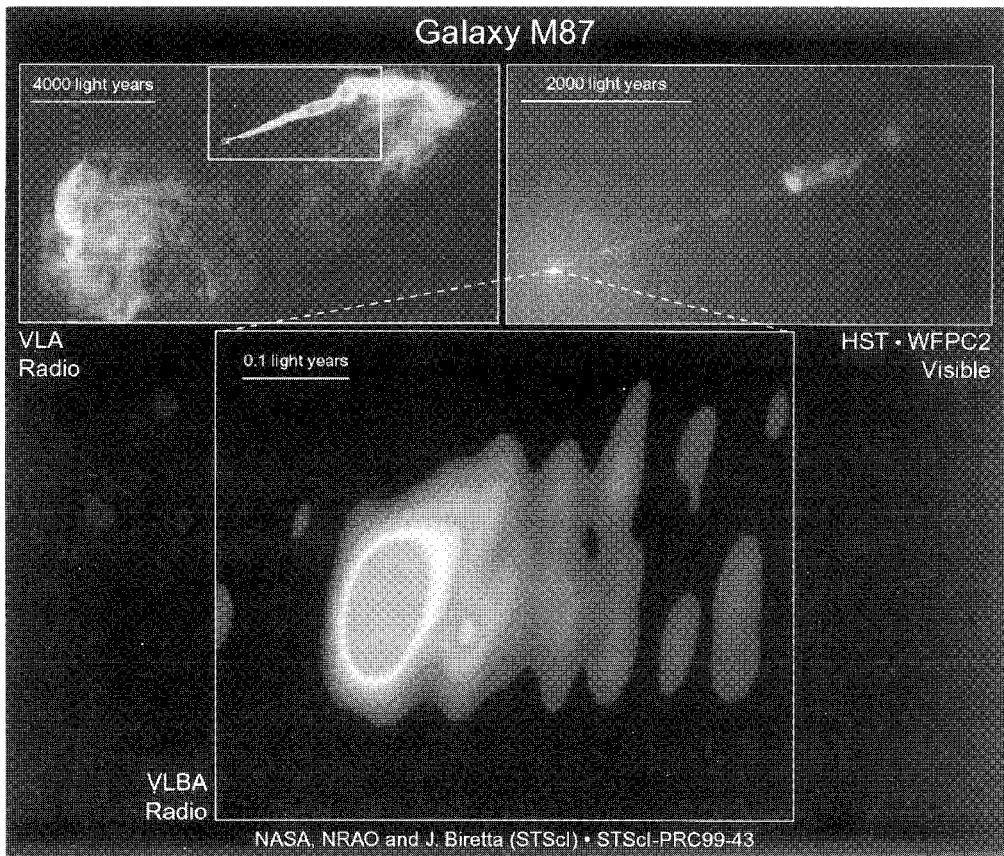
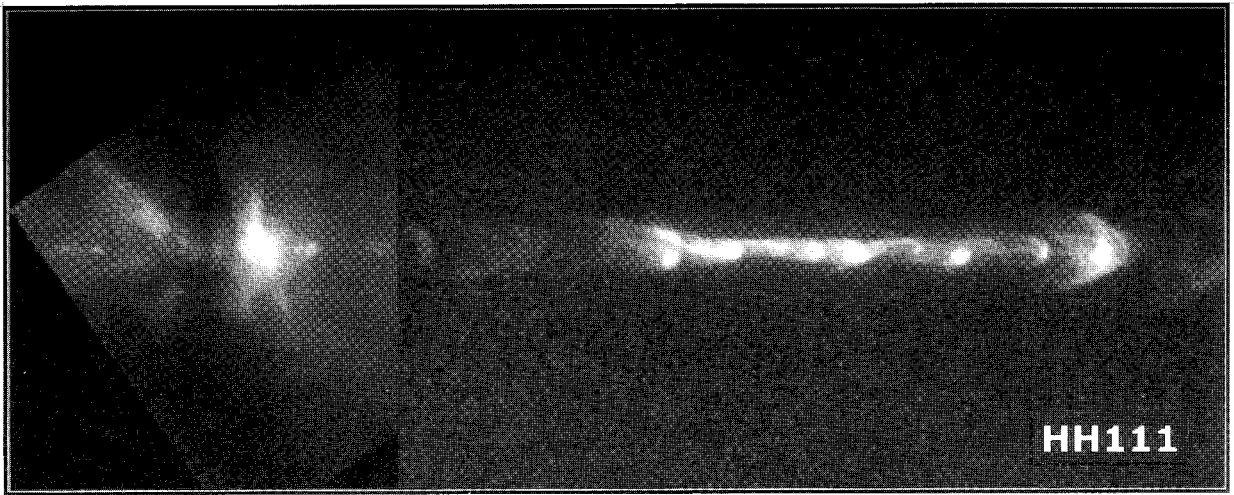
- 1) 岡本 功, 2000, 天文月報, 93, 3, 134
- 2) Okamoto I., 1999, MNRAS, 307, 253; Okamoto I., 2000, MNRAS, in press
- 3) 桜井 隆, 2000, 天文月報, 93, 8, 447
- 4) Heyvaerts J., Norman C., 1989, ApJ, 347, 1055
- 5) Sakurai T., 1985, AA, 152, 121; Sakurai T., 1987, PASJ, 39, 821
- 6) Blandford R.D., 1993, in *Astrophysical jets*, eds. Burgarella D., et al., Cambridge University Press, 15
- 7) Chiueh T., Li Z.-Y., Begelman M. C., 1991, ApJ, 377, 462
- 8) Weber E. J., Davis L., 1967, ApJ, 148, 217
- 9) Michel F. C., 1969, ApJ, 158, 727; Goldreich P., Julian W. H., 1970, ApJ, 160, 971; Kennel C. F., Fujimura F. S., Okamoto I., 1983, J. Geophys. Ap. Fluid Dyn. 26, 147; Beskin V. S., Okamoto I., 2000, MNRAS, 313, 445
- 10) Greenhill L.J., Gwinn C.R., Schwartz C., Moran J.M., Diamond P.I., 1998, Nature, 396, 650; 堀内真司, 2000, 天文月報
- 11) 新田伸也, 2000, 天文月報, 9 付録, 532.
- 12) 工藤 哲洋, 2000, 天文月報, 9 付録, 520
- 13) 内田 豊, 2000, 天文月報, 9 付録, 528
- 14) Begelman M. C., 1995, Proc. Natl. Acad. Sci. USA, vol. 92, pp. 11442-11446
- 15) Blandford R.D., Payne D.G., 1982, MNRAS, 199, 883

Ending of one paradigm for astrophysical jets

Isao OKAMOTO

National Astronomical Observatory, OB

Abstract: This article again claims that the "hoop-stress paradigm" has finished its historical role in study of collimation mechanism for large-scale astrophysical jets.



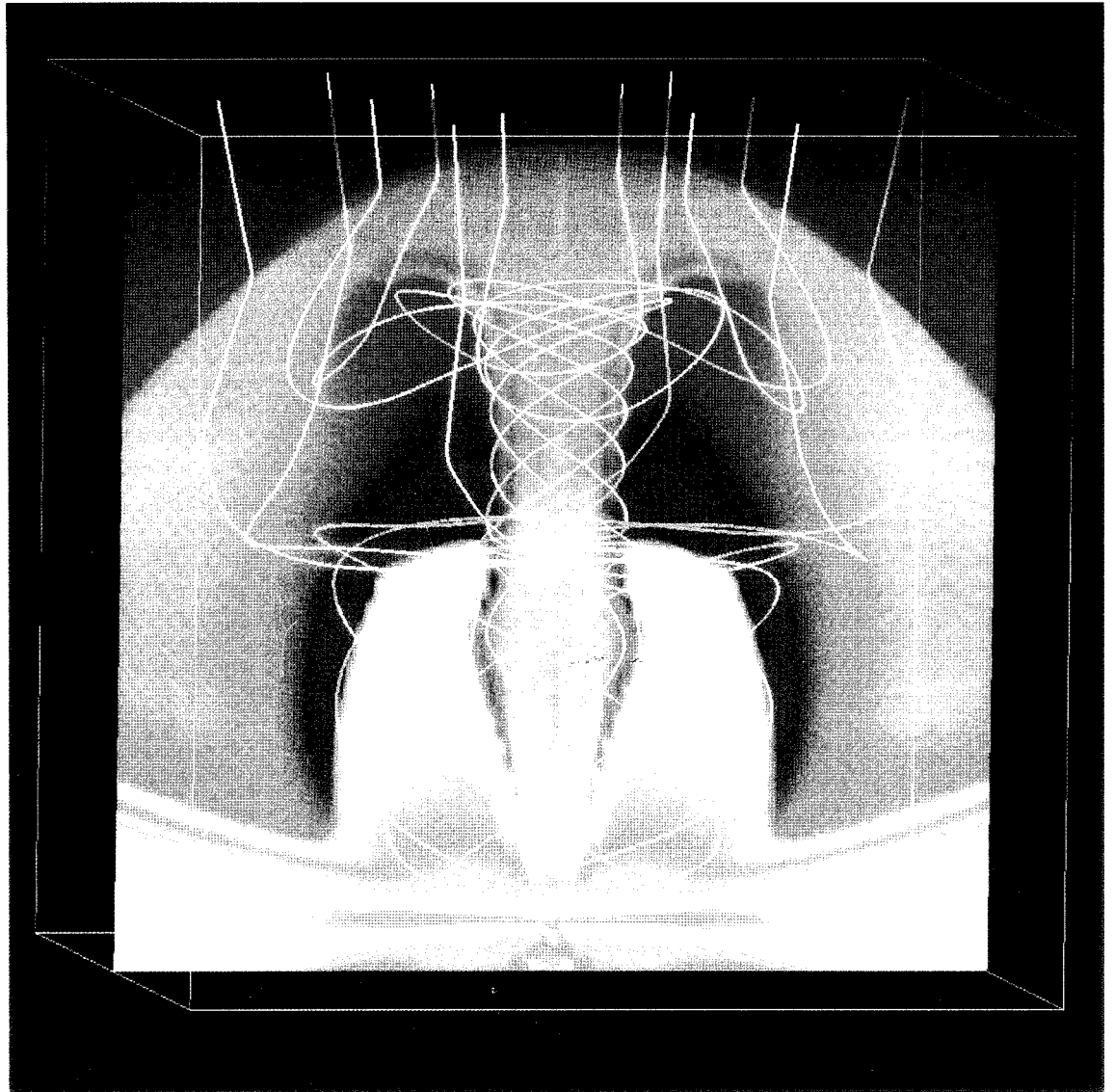
宇宙ジェットの例。上は原始星（恒星に至る形成過程にある）からのアウトフロー，下は，活動銀河核（超大質量ブラックホールを含む）からのアウトフローである。共に，非常に良く収束したジェットが確認できる。中心天体の種類（形成途上の星とブラックホール），流れのスケール（10万倍ほど違う），アウトフローの構成物質（原始星では普通の物質であるが，活動銀河核では電子-陽電子[物質-反物質]対プラズマの可能性）などが異なっているにもかかわらず，両者の流れの形状は極めてよく似ている。この類似性は，偶然の結果ではなく，流れを作る機構が両者で共通しているためだと研究者は考える。本特集号では，このようなジェットの形成原因に関する議論が関わされている。（新田伸也）

図上: HH-111 原始星からのアウトフロー（ハッブル望遠鏡）。

赤外線で見えた中心部（左），可視光で見えたジェット（右）。

図下: M87 活動銀河核（ブラックホールを中心とするシステム）からのアウトフロー。

電波で見えた像（左上; VLA），可視光で見えた像（右上; ハッブル望遠鏡），電波干渉計で拡大した像（下; VLBA）。



降着円盤から噴出するジェットの数値シミュレーション