

4. 新たなリコネクション研究の芽

4. New Trends of Reconnection Research

4.1 相対論領域のリコネクション

4.1 Relativistic Magnetic Reconnection

銭 谷 誠 司,高 橋 博 之¹⁾ ZENITANI Seiji and TAKAHASHI Hiroyuki¹⁾ 国立天文台理論研究部,¹⁾国立天文台 CfCA

(原稿受付:2013年11月7日)

近年,高エネルギー天体環境でリコネクションを議論するための基礎研究として,特殊相対論効果をとり入れた磁気リコネクションの研究が進んでいる.本節では,運動論および流体論のシミュレーション研究を軸に,これまでの相対論リコネクション研究の進展をレビューする.

Keywords:

magnetic reconnection, relativity, kinetic modeling, magnetohydrodynamics, radiation effects

4.1.1 はじめに

近年、かに星雲やガンマ線バーストなどの高エネルギー 天体周辺のプラズマ環境で、磁気リコネクションの役割が 議論されるようになってきた。こうした環境では、古典的 なプラズマ物理に加えて、相対論・輻射・量子効果といっ たエキゾチックな物理が効くようになる。特に、特殊相対 論効果を考慮した「相対論リコネクション」研究は21世紀 に入って大きく進展しており、今やリコネクション研究の 1ジャンルになったといえるだろう。本節では、相対論リ コネクション研究のあらましを駆け足で紹介する。

相対論効果には、大まかにいうと次の3つのタイプがある。1つめは、ローレンツ因子($\gamma=1/\sqrt{1-(v/c)^2}$)が効いて高エネルギー粒子の慣性が増えることで、流体のバルク要素についても同じことがいえる。2つめは、体積要素がローレンツ収縮して見かけ上のプラズマ密度が高くなることである。3つめは、相対論的温度が流体慣性を増す効果である。流体静止系で見た慣性エネルギーに相当するエンタルピー密度は

$$w = \rho c^2 + \Gamma p / (\Gamma - 1) \tag{1}$$

と表される。ここで, ρ は静止質量密度, Γ は気体の比熱 比,p は圧力であり,プラズマの内部エネルギーが静止質 量エネルギーのオーダーに達すると,実質的な流体慣性が 大きくなることがわかる。

高エネルギー物理学では、相対論プラズマの性質を磁化 パラメータ

$$\sigma \equiv b^2/(\mu_0 w) \tag{2}$$

という無次元量を使って議論する。ここで、b はプラズマ静止系磁場、 μ_0 は透磁率であり、 σ はプラズマ系の磁気エネルギーとプラズマエネルギー密度の比みたいなものだと思えばよいだろう。リコネクション系の代表的速度であるアルヴェン速度は、

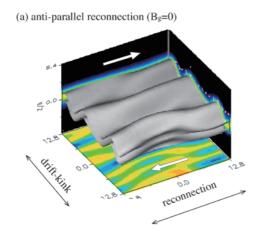
$$c_{\mathbf{A}} = c\sqrt{\sigma/(1+\sigma)} \tag{3}$$

と表され、磁場が強く (つまり σ が大きく) なればなるほど、光速に近づいていく。相対論的リコネクションが議論されるのは $c_A \to c$ となるような $1 \ll \sigma$ の高 σ 環境である。

相対論リコネクションにつながる基礎研究は1970年代にまでさかのぼるが[1,2],最初の本格研究は Blackman & Field[3]による定常リコネクションモデルである.こうした初期の理論[3,4]では,リコネクションのアウトフロー領域でローレンツ収縮効果が効いて(2つ目の相対論効果)エネルギー排出効率が上がるため,相対論リコネクションのリコネクション速度は $R=(v_{\rm in}/v_{\rm out})\approx(v_{\rm in}/c)\approx 1$ 程度まで速くなると考えられていた.これに対し,Lyubarsky[5]は,磁気エネルギーが一度,熱エネルギーに変換されると,3つ目の相対論効果によって慣性が増えるため,アウトフロー速度は速くならないことを指摘した.また,その結果リコネクション速度は非相対論と同じ $R\approx 0.1$ 程度であると予想した.非相対論研究では,リコネクション速度 R が 0.1 に達するかどうかが「速い」リコネクション速度 R が 0.1 に達するかどうかが「速い」リコネ

Corresponding author's address: National Astronomical Observatory of Japan, Mitaka, TOKYO 181-0015, Japan

Corresponding author's e-mail: seiji.zenitani@nao.ac.jp





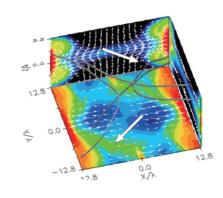


図 1 PIC シミュレーションによる 3 次元リコネクション系の時間発展 [12]. (a) 反平行系での境界層領域 (灰色) と (b) ねじれ磁場系でつなぎかわった磁力線. 白矢印は磁力線の向き、各投影面はプラズマ密度を示す.

クション問題であるが、相対論では、R が 1 か 0.1 かという「さらに速い」リコネクションが議論されていることは興味深い。

4.1.2 運動論シミュレーション

Zenitani & Hoshino [6] は世界で初めて、電子・陽電子プラズマ中の相対論的磁気リコネクションの粒子(PIC)シミュレーションを行い、アウトフロー速度が光速近くに達するリコネクションを再現するとともに、リコネクション領域でDC型の粒子加速が起きることを示した[6,7]. 運動論では、リコネクション領域を通る粒子は Speiser 運動という特徴的な運動をすることが知られている[8]. 相対論リコネクションでは、粒子が Speiser 運動する間にローレンツ因子γ相当の慣性を得て(1つ目の相対論効果)、粒子が加速領域から逃げにくくなり、さらに長時間粒子加速が続く。こうした正のフィードバック機構の結果、粒子加速効果が強められるわけである。リコネクション領域での加速効果は、その後の多くの研究で確認されている[9-11].

初期の運動論研究のハイライトは、3次元系でのモード競合問題であろう。2次元リコネクション面と垂直方向では、反転磁場を支える電流層で相対論的ドリフトキンク不安定というフルート型モードが成長することが明らかになった(図1a)[7]。ドリフトキンク不安定は、リコネクション不安定(相対論的ティアリング不安定)より速く成長したのち、乱流崩壊してプラズマを加熱する。しかし、背景磁場がねじれている(ガイド磁場成分を持つ)場合は、ドリフトキンク不安定が安定化されて、リコネクションとそれに伴う粒子加速が起きる(図1b)。磁気トポロジーの違いによって電流層のプラズマ素過程が切り替わり、磁気エネルギーの解放先もプラズマの熱的成分から非熱的成分に変わってしまうことは、宇宙プラズマのエネルギー配分において運動論物理が重要であることを象徴している[12]。

また、リコネクションジェットが周辺プラズマと衝突する領域で、速度分布関数の非等方に由来する相対論的ワイベル不安定が乱流磁場を作ることも報告されている[13]. 一連の研究で、リコネクション系における運動論プラズマ 素過程が一通り出揃ったといえるだろう.

近年は、より大規模な3次元系でシミュレーション研究が行われている[14,15]. 特に、パルサーからのプラズマ流の先端で起きると考えられている圧縮駆動型リコネクションが、効率的な粒子加速過程として注目を集めている[16].

4.1.3 流体シミュレーション

Watanabe & Yokoyama [17] は相対論磁気流体方程式系に電気抵抗を取り入れた相対論抵抗磁気流体(RRMHD)方程式系を考案し、世界で初めて相対論リコネクションのRRMHD シミュレーションを行った(図2). しかし、数値的な扱いが難しいこともあって^(注)、RRMHD研究はしばらく足踏みしていた。例えば、

$$\sigma > 1/2$$
 (4)

では、式(3)のアルヴェン速度が相対論的音速の上限

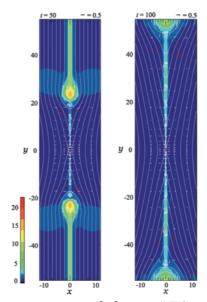


図 2 Watanabe & Yokoyama[17]による世界初の RRMHD シミュレーション、リコネクション系の時間発展とプラズマ密度(カラー)を表す、【Reproduced by permission of the AAS】

 $c/\sqrt{3}$ を超えるため、コードの衝撃波対策が必須である.また、磁気エネルギー優勢領域ではプラズマ圧力の正値性問題があるうえ、系を閉じるオームの法則が硬いことも問題である.これらの問題点のいくつかは、その後の数値解法の改良で克服され[18,19]、2010年代に入って基礎的なシミュレーション結果が出始めた.代表的な結果は、Petschek リコネクションのアウトフロー速度が相対論アルヴェン速度(式(3))で近似できること[20],SweetParker リコネクションのリコネクション速度が系の典型 Lundquist 数S に逆比例 $(R \sim S^{-1/2})$ すること[21],そして、Lundquist 数S が大きくなるとS Sweet-Parker リコネクションがプラズモイド型リコネクションに遷移すること[22]であろう.これらは、いずれも非相対論 MHD リコネクションの性質をそのまま相対論に拡張したものである.

こうした流体リコネクションを少し違う観点から議論したのが、Zenitani[23]が提案した相対論多流体モデルである。この研究では、電子・陽電子をそれぞれ独立させた相対論二流体系で、RRMHD計算に先駆けて準定常Petschekリコネクションを再現した。二流体方程式系は、ラーモア半径や慣性長といった物理スケールを含んでおり、静電波や二流体不安定を再現する。これらが全体のダイナミクスに及ぼす影響はまだまだ未知数であり、今後も基礎研究を積み重ねていく必要がある。

上述の理論問題については、流体シミュレーション結果の多くは、Lyubarkyモデルを支持している[20,21,23]. しかし、リコネクション速度は少し速くなっているため、大きな慣性を持つ相対論的高温プラズマ(3つ目の相対論効果)がエンタルピーフローという形でエネルギーフローを改善していると考えられている.

4.1.4 新しいフロンティア

実際の宇宙空間では、プラズマ粒子のエネルギーはさまざまな放射過程によって光子に引き継がれるだろう。Jaroschek & Hoshino [24] は粒子の運動方程式に放射冷却項を取り入れたPICシミュレーションを行い、電流層のモード競合問題を議論した。そして、シンクロトロン冷却によって磁力線垂直方向のプラズマ圧力が下がるため、反平行磁場中でもリコネクションが優勢になることを示した。流体分野では、Takahashi & Ohsuga [25]が、RRMHD系に輻射輸送を取り入れた相対論抵抗性輻射磁気流体(RRRMHD)方程式系を構築し、Petschek型リコネクションの数値計算に成功している(図3)。そして、アウトフロージェット内では輻射場のエネルギー密度が大きくなり、プラズマフローに対して輻射抵抗が働くといった新しいダイナミクスが報告されている。

また,一般相対論抵抗磁気流体コード (GRRMHD) [26,27]の開発も進んでおり,例えばリコネクションを考慮したブラックホール磁気圏研究への応用が期待されている.

4.1.5 まとめ

ここ10年ほどで相対論リコネクション研究の地平線は一 気に広がった. 運動論シミュレーションでは, リコネク

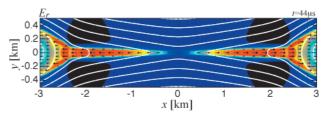


図 3 Takahashi & Ohsuga [25] による RRRMHD シミュレーション.輻射場のエネルギー密度(カラー)と輻射フラックス(矢印)を示す.

ションが魅力的な粒子加速過程であることが認識されたうえ、さまざまなプラズマ素過程が出揃った。今後は、大規模3次元リコネクションや、リコネクションを一要素とする大規模・乱流系への展開が進むだろう。流体シミュレーションでは、リコネクションの基礎的な振る舞いが非相対論研究の素直な延長であることがわかった一方、磁気リコネクション物理の課題である電気抵抗のクロージャー問題は、相対論領域でも未解決のままである。また、輻射輸送や一般相対論を取り入れた展開も視野に入ってきた。今後は、こうした基礎研究を踏まえた応用研究が行われ、高エネルギー天体分野での磁気リコネクションの役割がこれまで以上に明らかになっていくだろう。

- [1] L.M. Zelenyi and V.V. Krasnoselskikh, Astron. Zh. 56, 819 (1979).
- [2] V.S. Semenov et al., PPCF 35, 1441 (1993).
- [3] E.G. Blackman and G.B. Field, Phys. Rev. Lett. **72**, 494 (1994).
- [4] M. Lyutikov and D. Uzdensky, Astrophys. J. **589**, 893 (2003).
- [5] Y. Lyubarsky, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 562, L63 (2005).
- [6] S. Zenitani and M. Hoshino, Astrophys. J. 562, L63 (2001).
- [7] S. Zenitani and M. Hoshino, Astrophys. J. 670, 702 (2007).
- [8] T.W. Speiser, JGR 70, 4219 (1965).
- [9] C. Jaroschek et al., Phys. Plasmas 11, 1151 (2004).
- [10] N. Bessho and A. Bhattacharjee, Astrophys. J. **750**, 129 (2012).
- [11] B. Cerutti et al., Astrophys. J. 770, 147 (2013).
- [12] S. Zenitani and M. Hoshino, Phys. Rev. Lett. 95, 095001 (2005).
- [13] S. Zenitani and M. Hesse, Phys. Plasmas 15, 022101 (2008).
- [14] W. Liu et al., Phys. Plasmas 18, 052105 (2011).
- [15] D. Kagan et al., Astrophys. J. 774, 41 (2013).
- [16] L. Sironi and A. Spitkovsky, Astrophys. J. 741, 39 (2011).
- [17] N. Watanabe and T. Yokoyama, Astrophys. J. **647**, 123 (2006).
- [18] S. Komissarov, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 382, 995 (2007).
- [19] C. Palenzuela, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 394, 1727 (2009).
- [20] S. Zenitani et al., Astrophys. J. 716, 214 (2010).
- [21] H.R. Takahashi et al., Astrophys. J. 739, L53 (2011).
- [22] M. Takamoto, Astrophys. J. 775, 50 (2013).
- [23] S. Zenitani et al., Astrophys. J. 696, 1385 (2009).
- [24] C. Jaroschek and M. Hoshino, Phys. Rev. Lett. 103, 075002 (2009).
- [25] H.R. Takahashi and K. Ohsuga, Astrophys. J. **772**, 127 (2013).

- [26] N. Bucciantini and L. Del Zanna, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 428, 71 (2013).
- [27] K. Dionysopoulou et al., PRD 88, 044020 (2013).
- [注] Watanabe & Yokoyama [17]は可変グリッドを用いていた. 今振り返れば、最小グリッドに合わせた短い時間ステップで硬い方程式に対処し、リコネクション下流側の衝撃波を大きなグリッドで鈍らせていたことに相当し、大変困難な仕事だったことがわかる.



4. 新たなリコネクション研究の芽

4. New Trends of Reconnection Research

4.2 弱電離プラズマ中のリコネクション

4.2 Magnetic Reconnection in Weakly Ionized Plasmas

西塚直人,磯部洋明¹⁾
NISHIZUKA Naoto and ISOBE Hiroaki¹⁾
国立天文台,¹⁾京都大学
(原稿受付: 2013年11月7日)

太陽下層大気(光球・彩層)は低電離,衝突性のプラズマであり、太陽コロナや惑星磁気圏などとは物理状態が大きく異なるが、太陽コロナと類似の形状を示す速い磁気リコネクションが起きていることが観測から示唆される。本節では、太陽における彩層リコネクション・ジェットの観測結果を紹介しながら、弱電離プラズマ中のリコネクション機構について理論・観測を交えて論じる。

Keywords:

magnetic reconnection, weakly ionized plasma, solar chromosphere

4.2.1 彩層リコネクションの観測

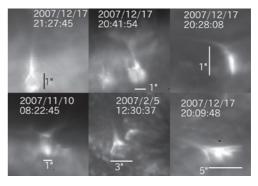
「ようこう」衛星など90年代から2000年代の太陽観測衛星の活躍によって、コロナ中で速い磁気リコネクションが起きているとの学説はほぼ確立された.一方光球・彩層でも、サージ(彩層のプラズマジェット)、エラーマンボム(彩層低部の加熱現象)など、プラズマの加速・加熱を伴うダイナミックな現象が地上観測によって知られており、これらも磁気リコネクションに伴うものであると考える研究者は多かったが、コロナの現象に比べスケールが小さいこと、特に彩層では磁場の直接観測が難しいことなどから、リコネクション領域そのものを分解してとらえたように見える観測はほとんどなかった.

しかし近年,「ひので」衛星の可視光望遠鏡により,彩層中での磁気リコネクションに伴う現象が数多く発見されている。例えば,足元に明るいカスプ型もしくは逆さ Y字構造をもった彩層ジェットが発見された(図1)[1,2].統計研究によると,典型的な長さは1-4千km,幅100-400km,カスプ長(700-2000)km,寿命100-500秒,速度は秒速5-20kmであることがわかった。さらに「ひので」と地上望遠鏡との共同観測によって,ジェットは彩層低部で発生していることが示された[3].黒点の半暗部でも同様のジェット現象が見つかっている[4].これらのジェットはそれまでに知られていた彩層ジェット(サージという)に比べてずっと小さく高頻度で起こり,Parkerによって予言された太陽大気における小規模ユビキタス・

リコネクション[5]を彩層で捉えたものとも考えられる.

彩層ジェットの典型的形状は、浮上磁場と開いたコロナ磁場の磁気リコネクションによって形成される X線アネモネジェットに似ている [6,7]. X線ジェットのほとんどは磁極性混合領域で発生し、太陽コロナにおける磁気リコネクションの間接的証拠と考えられる [6]. 彩層ジェットも同様で、大きさは浮上双極子磁場の大きさで決まるため、小さな浮上双極子磁場が既存磁場と衝突して、彩層中に小さなジェットが形成されると考えられる(図1). 他にも彩層ジェットは多様な磁場形状で発生していることが明らかになり、数値シミュレーションによるモデリングが進められている [8-12].

磁気流体力学現象としての磁気リコネクションは様々な



31 「ひので」衛星による彩層リコネクション・ジェットの観測例(図中の1"は太陽表面で720 km)[2].

author's address: National Astronomical Observatory of Japan, Mitaka, TOKYO 181-0015, Japan

1)Kyoto University, KYOTO 606-8502, Japan

Corresponding author's e-mail: nishizuka.naoto@nao.ac.jp

スケールで起こりうる普遍的な過程であるため、コロナだけでなく彩層でも起こるとは予想されていた[13-17]. しかしながら、太陽彩層中では水素の電離度が10-4程度と非常に低くなるところがあり[15-17](図2)、また密度の高い衝突性プラズマであるため(図3)、無衝突完全電離プラズマとは散逸過程が大きく異なるはずである。そのようなプラズマで速いリコネクションが起こるかどうかはこれまでほとんど調べられていなかった。しかし彩層ジェットの発見と、数値シミュレーションとの定量比較によって彩層(弱電離)リコネクションはコロナリコネクションと同じくらい速いことが示された(図4)[2,3,9,18]. 弱電離プラズマ中のリコネクションは未開拓であり、新たな課題を投じるものとなった。なお本節中で示す物理量の分布は、平均的な大気モデル[19]を用いて計算しているが、実際の

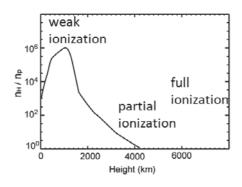


図 2 太陽大気中の電離度の逆数(陽子数に対する中性水素数の割合)の高度変化(高度0が太陽表面).

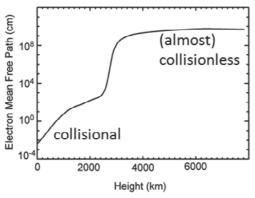


図3 太陽大気中の平均自由行程(衝突頻度)の高度変化.

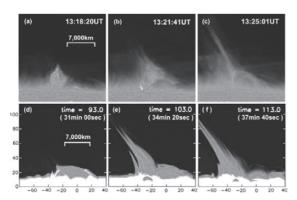


図4 彩層ジェットの「ひので」による観測(上図)と MHDシミュレーションの結果(密度分布;下図)との時間発展の 比較[9].

太陽大気中の物理量分布はダイナミックに変化する.

4.2.2 弱電離プラズマ中での高速リコネクション (1) 彩層プラズマの性質

太陽コロナの場合,異常抵抗が波動粒子相互作用といったミクロな無衝突過程によって引き起こされ,リコネクションの高速化に寄与していると考えられているが,彩層中ではその効果は小さい.彩層で高速リコネクションを可能にする一つの候補としては,弱電離プラズマ中の中性粒子の拡散が考えられる.彩層低部では中性水素の電離度が0.01-0.1%で,イオン・中性粒子間の衝突が重要になる[20,21](図5,彩層上部ではイオン・電子衝突がコロナと同様優勢).このイオン・中性粒子間の衝突力がローレンツカよりも大きくなるとき,この衝突効果は顕著になる.ここで,イオン・中性粒子の衝突力がイオンにかかるローレンツカとバランスしていると仮定すると,

$$\nu_{\mathrm{ni}}\rho_{\mathrm{n}}\left(V_{\mathrm{n}}-V_{\mathrm{i}}\right)=\frac{J\times B}{c}\tag{1}$$

と書ける $(\nu_{ni}$ はイオン・中性粒子衝突周波数). この式の 左辺をイオン中性粒子の相対速度の式に書きかえると、

$$\begin{split} &V_{\rm n} - V_{\rm i} \approx \frac{B^2}{4\pi L \nu_{\rm in} \rho_{\rm n}} \\ &\approx 100 \left(\frac{V_{\rm A}}{10~{\rm km/s}}\right)^2 \! \left(\frac{L}{100~{\rm km}}\right)^{-1} \! \! \left(\frac{\nu_{\rm ni}}{10^3~{\rm Hz}}\right)^{-1} {\rm cm/s} \end{split}$$

となる.一方で彩層中のプラズマ-中性混合流体は常に音速又はアルヴェン速度に近い速度($10-100 \, \mathrm{km/s}$)でダイナミックに動いている.彩層中のダイナミクスの時間スケール($10-100 \, \mathrm{s}$)で生じるイオンと中性流体の変異は高々 $10-100 \, \mathrm{m}$ と,現在の観測で得られる最高の空間分解能($\sim 100 \, \mathrm{km}$)より遥かに小さい.したがって観測されているような大局的な現象を記述する限りにおいては,一流体の MHD での取り扱いが可能である.

(2) 両極性磁気拡散と中性粒子の役割

弱電離プラズマを一流体近似を用いて取り扱う時,マクスウェル方程式の磁場の時間発展は,

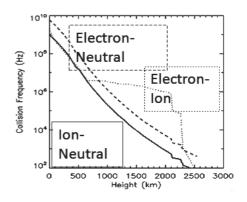


図5 彩層中のイオン・電子,イオン・中性粒子,電子・中性粒子の衝突周波数の高度依存性。

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times \left[V_{\rm n} \times B - \frac{J \times B}{e n_{\rm e}} + \frac{(J \times B) \times B}{c \nu_{\rm ni} \rho_n} - \eta J \right] \tag{3}$$

のように書かれ、右辺第3項がイオン・中性粒子間衝突による両極性拡散の原因となる.この両極性拡散は弱電離プラズマ中で抵抗散逸よりも3桁大きい(図6)[22].両極性拡散は電流シートを薄くする役割をもち、電流シートの電流密度を上げ、抵抗散逸過程を促進してリコネクションレートが増加する.しかしながら、両極性拡散は磁気中性点ではゼロのため、それ自身で磁気トポロジーを変えることはできない[20,23].リコネクション電流シートは、両極性拡散の効く状況下でティアリングモードに対して不安定であり[24]、その結果、複数のプラズモイドをシート内に形成し、プラズモイド噴出によって時間依存リコネクションへと発展する(2.2、3.3節参照).ティアリングモード発展時間は、中性粒子によるアルヴェン速度 $V_{\rm An}$ (= $V_{\rm Ai}(\rho_{\rm I}/\rho_{\rm II})^{1/2}$)を用いて、

$$\tau_{\text{tearing}} = \sqrt{\tau_{\text{An}}\tau_{\text{d}}} = \left(\frac{L^3}{V_{\text{Ai}}\eta}\right)^{1/2} \left(\frac{\rho_{\text{n}}}{\rho_{\text{i}}}\right)^{1/4} \tag{4}$$

で与えられる. V_{Ai} はイオンアルヴェン速度, τ_{An} は中性粒子アルヴェン時間, τ_{d} は抵抗散逸時間, L は電流シートの厚みを表す. 一方で両極性拡散時間は $\tau_{amb} = c \nu_{ni} \rho_{n} L / J B$ なのであり, これを用いてティアリングモード発展時間を修正すると.

$$\tau_{\rm amb;tearing} = \sqrt{\tau_{\rm amb}\tau_{\rm d}} = \left(\frac{L^3}{V_{\rm Ai}\eta}\right)^{1/2} \tag{5}$$

となり、両極性拡散によってティアリングモード発展時間は 短縮される. 具体的には $L=10~{\rm km}$ に対して 56 秒, $L=1~{\rm km}$ に対して 2 秒となり、観測をよく説明している [2].

(3) 弱電離リコネクションの数値シミュレーション研究

ここで一流体 MHD による弱電離リコネクションの数値 シミュレーションを紹介する[24]. 電流シート付近に一様 に両極性拡散を仮定すると、その効果によって電流シート がより速い速度で薄くなり、Sweet-Parker 電流シートを形 成することが示された(図7). そしてさらに薄くなると, 電流シートはティアリングモードに対して不安定になり, 電流シート内にプラズモイドが形成され, パイルアップと 噴出を開始する. プラズモイド噴出によってインフローが 誘導され、リコネクションはダイナミックな(スロー ショックを伴う時間依存) 高速リコネクションへと遷移す る.一方で、両極性拡散を局所的に仮定してやると、イン フローも局在化し、定常スローショックを伴う Petschek 型高速リコネクションへと遷移する. これらの結果をみる と, 両極性拡散は電流シートを薄くする時間スケールを短 縮する役割があるのと同時に、拡散領域の非一様性やイン フローパターンの局在化を促す効果があると言え, 結果と してリコネクションの高速化へと導く可能性が示唆され る.

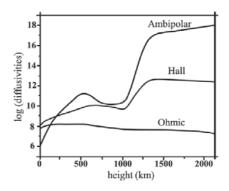


図 6 彩層中の抵抗散逸、ホール拡散、両極性拡散の各値と大気中の高さ[22].

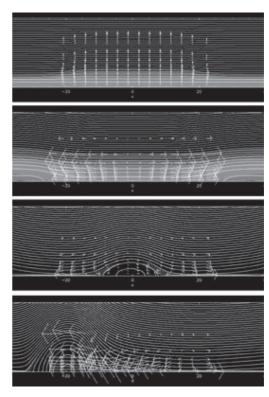


図7 弱電離プラズマを考慮した MHD シミュレーションによる リコネクション電流シートの時間発展. 白線は磁力線, 矢 印はプラズマ - 中性混合流体の速度場を表す[24].

4.2.3 まとめ

「ひので」による太陽彩層観測によって,完全衝突・弱電離プラズマ中でも高速リコネクションが起きている(らしい)ことが明らかになってきた. 弱電離プラズマは従来のリコネクションモデルでは網羅されてこなかった領域であり, 両極性拡散といった中性粒子の役割などリコネクションの基礎物理を知る上での鍵を与えてくれるものではないかと期待される.

何が彩層弱電離プラズマ中のリコネクションを高速化させるのかというのが一番の問題である。その解として、1つは両極性拡散による電流シートの薄化の促進、もう1つは両極性拡散(もしくはより一般的に抵抗)の非一様性・局所性やティアリング不安定性によるインフローパターンの高速化(スローショックの形成)が挙げられる。またリコネクションによって発生する乱流も関係しているかもしれない。いずれにせよ、従来のミクロ物理によって引き起

こされる高速化モデルが適用できない彩層中での高速リコネクションの観測的発見は、従来着目されてこなかった中性粒子の拡散効果や、グローバルなダイナミクスの重要性を示唆するものである.

地上実験室プラズマによる弱電離リコネクションの再現と測定は、素過程を知る上で非常に強力な方法であり、近年、彩層パラメータを用いた実験が始められている[25,26].しかしながら、弱電離プラズマ中でのリコネクション、特に両極性拡散を捉えるような実験は、従来の装置では到達できないような長時間のプラズマ状態の維持を必要とするため、依然として挑戦的課題である。一方で太陽物理にとっては、彩層リコネクションの解明は、彩層・コロナ加熱といった長年の最重要課題を解明する上で重要であると同時に、地上では実験しがたい宇宙プラズマ実験室としての価値がある。今後の太陽物理の将来計画では、チリのALMA電波望遠鏡や次期太陽観測衛星Solar-Cによる彩層のさらなる解明も計画されており、実験室プラズマと太陽研究の今後のさらなる連携と成果を期待する。

- [1] K. Shibata et al., Science 318, 1591 (2007).
- [2] N. Nishizuka et al., Astrophys. J. 731, 43 (2011).
- [3] S. Morita et al., Publ. Astron. Soc. Jpn. 62, 901 (2010).

- [4] Y. Katsukawa et al., Science 318, 1594 (2007).
- [5] E.N. Parker, Astrophys. J. 330, 474 (1988).
- [6] M. Shimojo et al., Sol. Phys. 178, 379 (1998).
- [7] K. Shibata et al., Astrophys. J. 431, L51 (1994).
- [8] H. Isobe et al., Astrophys. J. 679, L57 (2008).
- [9] N. Nishizuka et al., Astrophys. J. 683, L83 (2008).
- [10] T. Magara, Astrophys. J. 715, L40 (2010).
- [11] N. Nakamura et al., Astrophys. J. 761, 87 (2012).
- [12] S. Takasao et al., Publ. Astron. Soc. Jap. 65, 62 (2012).
- [13] Y.E. Litvinenko, Astrophys. J. 515, 435 (1999).
- [14] T. Takeuchi and K. Shibata, Astrophys. J. 546, L73 (2001).
- [15] J. Chae et al., Astrophys. J. 602, L65 (2004).
- [16] L.R. Bellot Rubio and C. Beck, Astrophys J. 626, L125 (2005).
- [17] S.W. McIntosh, Astrophys. J. 657, L125 (2007).
- [18] K.A.P. Singh et al., Phys. Plasmas 18, 111210 (2011).
- [19] J.E. Vernazza *et al.*, Astrophys. J. Supp. 45, 635 (1981).
- [20] E.G. Zweibel, Astrophys. J. 340, 550 (1989).
- [21] E.T. Vishniac and A. Lazarian, Astrophys. J. **511**, 193 (1999).
- [22] K.A.P. Singh and V. Krishan, New Astron. 15, 119 (2010).
- [23] A. Brandenburg and E.G. Zweibel, Astrophys. J. **427**, 91 (1994).
- [24] H. Isobe and others (unpublished).
- [25] N. Nishizuka et al., Astrophys, J. 756, 152 (2012).
- [26] E.E. Lawrence et al., Phys. Rev. Lett. 110, 015001 (2013).



4. 新たなリコネクション研究の芽

4. New Trends of Reconnection Research

4.3 恒星におけるスーパーフレア現象

4.3 Superflare Phenomenon in Stars

柴田一成
SHIBATA Kazunari
京都大学大学院理学研究科附属天文台
(原稿受付: 2013年11月7日)

最近,太陽で起きている最大級のフレアの100~1000倍ものエネルギーを放出するスーパーフレアという現象が,太陽とよく似た星で大量に発見された.現在の太陽の大フレアでも,人工衛星の故障や停電,通信障害など,現代文明に様々な被害を及ぼしているため,もしスーパーフレアが我々の太陽で起きれば,全地球規模の停電や通信障害など現代文明は大惨事になることが予想される.果たしてスーパーフレアは我々の太陽で起きるのか? 起きるとすれば頻度はどれくらいか? また,スーパーフレアの発生メカニズムは何か? 太陽フレアの磁気リコネクション・モデルに基づき,これらの謎の解明にせまる.

Keywords:

flares, superflares, stars, sun, magnetic reconnection, dynamo

4.3.1 はじめに

太陽フレアのメカニズムに関する研究はこの20数年で著しく進展し、その中心エンジンは磁気リコネクションであることが、ほぼ確立した(例えば、Shibata and Magara 2011[1]のレビューを参照). その際、我が国の「ようこう」衛星(1992 – 2001)が大きな役割を果たした.

一方,恒星フレアについても,わが国の「あすか」衛星をはじめとする X 線天文学の発展により,自転速度の速い (>10 km/s) 若い星あるいは連星系中の星では,太陽フレア ($10^{29}-10^{32} \text{ erg}$) よりずっとエネルギーの大きなスーパーフレア ($10^{33}-10^{38} \text{ erg}$) が多数発生していることが明らかになってきた(例えば[2]).また,星の自転速度が大きいほど,全磁束が多く X 線が強い(図 1),ということもわかってきた(例えば[3,4]).さらに,磁気リコネクション理論に基づけば,太陽フレアから恒星フレア,さらには原始星のスーパーフレアまで,共通の物理で統一的に説明できることが判明した[6].

我々の太陽は自転速度が2 km/s程度しかないので、全磁束は少なく X 線も弱い(図 1). そのため、太陽ではスーパーフレアも起こらないと考えられていた。ところが、2000年に米国のSchaeferら[7]は、過去の天文観測の記録の中から、自転速度の遅い(<10 km/s)太陽型星(G型主系列星)で、9 例のスーパーフレアを発見し、驚きを呼び起こした。ただし、Schaeferらは、これらのスーパーフ

レアは、ホットジュピター(中心星のすぐ近くを周る木星程度の巨大惑星)によって引き起こされていると主張した。したがって、我々の太陽にはホットジュピターがないのでスーパーフレアは起きない、と考えられていた。Schaeferらのデータは信頼性が低く観測条件も一様ではないので、どこまで信用してよいか?果たして、太陽でスーパーフレアは起きるのか?

4.3.2 太陽型星におけるスーパーフレアの発見

我々は、太陽のような年老いた自転速度の小さな星では スーパーフレアは起きない、あるいは、起きるとすれば

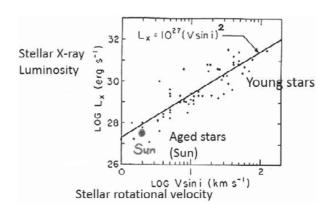


図1 恒星の回転速度とX線光度との関係([5], original は[3]).

Kwasan Observatory, Kyoto University, KYOTO 607-8471, Japan

author's e-mail: shibata@kwasan.kyoto-u.ac.jp

ホットジュピターの存在が必要,という「天文学界の常識」 を疑うところから始めた.

太陽フレアの統計的研究から、大きなフレアも小さなフレアもメカニズム(電磁流体的リコネクション)は共通であり、エネルギーが大きくなるとフレアの発生頻度は少なくなる、ということが知られている(その関数形はべき型で、地震の統計と似ている。図4参照)言い換えると、頻度は小さくてもスーパーフレアは起きるかもしれない(!)、というわけだ。もし、通常のフレアの発生頻度の経験則が、もっと大きなスーパーフレアでも成り立つならば、最大級の太陽フレアの1000倍のスーパーフレアだと、発生頻度は数千年に一回程度である。そのため、数千年間、太陽を観測し続ける必要があるが、それはもちろんできない。しかし、星はそれこそ星の数ほどあるので、太陽型星を大量に観測したらよいのではないか。1万個の太陽型星を大量に観測したらよいのではないか。1万個の太陽型星を1年間観測したら、太陽を1万年間観測したのと同等のデータが得られよう。

さてでは、具体的に、大量の星をどう観測しようかと 色々な人に相談していたある日、国立天文台の関口教授から、耳よりな話を教えてもらった。太陽系外惑星探査衛星 ケプラーは、83000個の太陽型星を常時モニター観測して おり、30分に一回のデータが、すでに世界に公開されてい るという。ケプラーで観測された83000個の太陽型星を3ヶ 月間観測すれば、太陽を2万年間観測したのと同等のデー タが得られる。これなら、発生頻度の少ないスーパーフレ アも見つかるかもしれない!

しかし、83000個×3ヶ月/30分のデータは膨大である. これら膨大なデータの中から、稀なスーパーフレアを見つけ出すのは大変だ.人手が必要である.それで、私が学部1回生向けに開講している電磁気学入門の講義で、「誰かスーパーフレア探査の研究を手伝ってくれる人いませんか?どうせ君たちはヒマでしょ……」と助っ人を募ったら、意欲的な1回生が5人集まり、それで探査が始まった.

ケプラー衛星は、星の前を惑星が横切るときの光度のわずかな減少を精度よくとらえることにより、太陽系外惑星を検出しようというミッションであるが、我々はその逆をやった。つまり、スーパーフレアが起これば星の明るさがわずかに増える。最大の太陽フレアでは、太陽全体の明るさの0.01%程度の増光にすぎないが、100倍のスーパーフレアだと1%程度の増光があると期待される。そのわずかな増光を徹底的にサーベイしたのである。

そのような経緯でケプラー・データの解析を始めた結果,当時1回生の柴山君の頑張りによって最初の数例が発見され(2010年12月),その後,続々と148個の太陽型星に計365例のスーパーフレアが発見されるに至った(Maeharaら[8]).なお,その後にオープンされた500日間のケプラー・データの解析から,279個の太陽型星で1547個のスーパーフレアが発見されている[9].

図2にスーパーフレアの典型例を示す. 縦軸が星の明るさ, 横軸が時間(日単位)である. これを見ると, 星自身が周期数日~10日で明るさの1%程度の準周期変動を示している. 時折, スパイクのような短時間変動があるが, こ

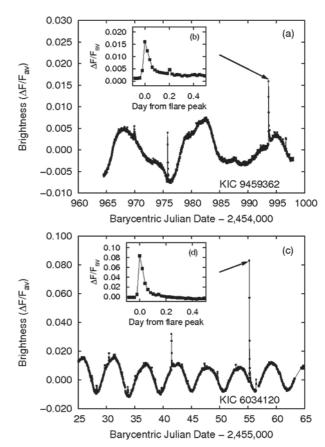


図2 太陽型星のスーパーフレアの典型例. 縦軸は星の明るさを 平均の明るさで規格化したもの. 横軸は日単位の時間. 星 の明るさ自身が1%程度の変動を示している. 挿入図の スーパーフレアのエネルギーを見積もると,最大の太陽フ レアのエネルギーの(a)1000倍,(b)10000倍となる[8].

れがスーパーフレアだ. 挿入図にスーパーフレアの拡大図を示す. (a)のスーパーフレアは星の明るさの1.5%もの増光を示している. また,継続時間も0.1日,つまり2時間ほども続いている. ちなみに,これは可視光(いわゆる白色光)観測であり,同じ方式で太陽フレアを観測すると,最大級の太陽フレアでも,太陽全体の明るさの0.01%程度の増光にしかならないし,継続時間もせいぜい5分程度なのだ.このスーパーフレアで解放された全エネルギーを見積もるとおよそ1035 erg すなわち最大級の太陽フレアの1000倍程度となる. (b)のスーパーフレアは10000倍の1036 erg にもなる.

4.3.3 スーパーフレアの正体は何か?

多くのスーパーフレアを示す星の明るさの変化を調べる と、ここで示したのと似たような明るさの準周期変動を示 す星が多いことが判明した.これは何を意味するのだろう か?

我々は、これは星の表面に巨大な黒点があり、星が自転をしているためではないかと考えている。実際、そのような巨大黒点があるとして星の明るさの自転にともなう変化をモデル化してやると、観測された星の明るさの変動が良く再現できる[10].もちろん、これは一つの解釈であって、自転や巨大黒点の証明になるわけではないが、巨大黒点が

あるならば、巨大なフレアが起こることは、太陽フレアの磁気リコネクション・モデルをそのまま適用すれば、自然に理解できる。なぜなら、磁気リコネクションモデルはスケールフリーの電磁流体力学に基づいているからである。太陽フレアのエネルギーを蓄えている活動領域コロナのサイズをLとし、その空間 L^3 の平均磁場強度をBとすると、そこに蓄えられている磁気エネルギーは、 $L^3B^2/(8\pi)$ と書ける。L を10万 km (= 10^{10} cm),B を 100 G とすると、磁気エネルギーは 4×10^{32} erg となり、これが最大の太陽フレアのエネルギーに対応する。スーパーフレアのエネルギー 10^{35} erg を説明するためには、L を10倍、つまり、100万 km (= 10^{11} cm) にすればよい。

活動領域とは黒点近傍の磁場の強い領域のことを指す. 大きな活動領域があっても小さなフレアは無数に起きる が、ある活動領域での最大のフレアは、活動領域の体積で リミットされる. 最大のフレアの体積は, 母体の活動領域 コロナの体積に比例するといってよい. 一方, 活動領域コ ロナを作る元は、黒点である. 黒点が小さければ、活動領 域コロナは小さくなり、黒点が大きければ、活動領域コロ ナも大きくなる. 観測された太陽フレアのエネルギーと黒 点面積との関係を統計的に調べると、それぞれの黒点領域 (活動領域) で起こるフレアの最大エネルギーは黒点面積 の3/2乗に比例する(つまりフレアの最大エネルギーは黒 点の直径の3乗に比例する). すなわち、フレアの最大エ ネルギーは黒点のサイズで決まるのだ.このことから, スーパーフレアを起こしている星では、太陽の黒点(半径 ~1万 km) の10倍程度のサイズ (半径~10万 km) の巨大 黒点があると予想される. 実際, 星の明るさの変動量は 1%程度であり、これは、太陽半径 (~70万 km) を考える と, 明るさの変動量は, (黒点半径/太陽半径)2~0.02つ まり2%となり、大体合っている.

なお、読者の中には黒点の磁場の強さは色々変化しないのか?と疑問に思われる方もおられるかもしれない.黒点の磁場強度は、星の表面(光球)のガス圧で決まっている.黒点というのは、光球のガス圧で閉じ込められた磁束管(の断面)だからである.つまり黒点磁場強度は、 $B^2/8\pi = p$ で決まる.ガス圧pは 10^5 dyn/cm² 程度なので、磁場強度は、2000 G 程度となる.(実際は、黒点サイズにより、ファクター2くらいは変わりうる.)太陽型星では年齢や自転速度によらず、光球のガス圧はほぼ一定なので、黒点磁場強度、したがって活動領域コロナの平均磁場強度も、星によらず一定であると思ってよい.

4.3.4 太陽でスーパーフレアは起きるのか?

さて、どうやら太陽型星でスーパーフレアが起きている ことが確かになったが、太陽くらいの年老いた星、つまり、 自転速度の遅い星では、起きているのか?

図3をご覧いただきたい。上図は、スーパーフレアのエネルギーを、その星の自転周期の関数としてプロットしたものである。星の自転周期は、前述の星の明るさの準周期変動から見積もった周期であり、あくまで、間接的な推定値であることに留意いただきたい。これを見ると、自転周

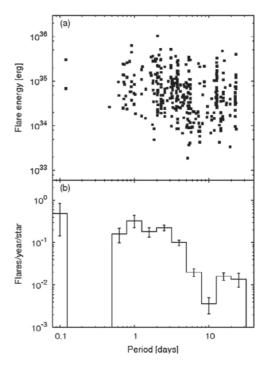


図3 太陽型星の自転周期の関数としての(上図)スーパーフレアのエネルギー,(下図)スーパーフレアの発生頻度.(Maehara et al. 2012)[8].

期が長くなっても、最大のフレア・エネルギーが減らないのが驚きである。ちなみに太陽の自転周期は約25日なので、図の右端のデータに相当する。そこでも、10³⁵ erg(最大の太陽フレアの1000倍のスーパーフレア)が起きているのだ! 下図を見ると、発生頻度は自転周期が長くなるにつれ、減ってきているので、平均すれば、図1とは矛盾していないことがわかる。

先に、Schaeferら[7]は、太陽にはホットジュピターがな いから、太陽ではスーパーフレアは起きない、と主張した と書いた. これらのスーパーフレアを起こしている太陽型 星ではどうなのだろうか? ここで、我々が使用している データがケプラー衛星のデータであることが役立った. つ まり、ケプラー衛星は、太陽系外惑星探査衛星なのだ. ホットジュピターの検出には最適のデータである. それで 発見された系外惑星と我々のデータを詳しく比較してみた ところ,何と,これらの星には一つもホットジュピターは みつからなかった. もし、すべてのスーパーフレアがホッ トジュピターによって引き起こされているならば、ホット ジュピターの一般的な検出確率が10%程度であることか ら,十数個のホットジュピターがみつかるはずである. そ れが一つも見つからなかったことは、少なくともホット ジュピターはスーパーフレア発生のための必要条件ではな い,ということを意味する.これは、それまでの常識を覆 す発見であり、我々の太陽でもスーパーフレアが起きる可 能性があることを示唆する!

では、発生頻度はどれくらいなのか?図3は、太陽型星(星の表面温度が5100度~6000度で、いわゆる主系列星)の場合のデータなので、太陽(表面温度5800度)にもっとよく似た星(表面温度が5600度~6000度で、自転周期が10日

以上)に限り,発生頻度を詳しく調べてみたら,最大級のフレアの100倍(10^{34} erg)のスーパーフレアは800年に一度,1000倍(10^{35} erg)のスーパーフレアは5000年に一度となることがわかった.その発生頻度を太陽フレアの発生頻度と比較したものを**図**4に示す.

図4を見ると、興味深いことに、フレア・エネルギーの 関数としてのスーパーフレアの発生頻度は、べき関数となり、太陽フレアの発生頻度のべき関数と大体一致する.こ のことは、スーパーフレアの発生メカニズムが、太陽フレ アのそれと共通(磁気リコネクション)であることを示唆 する.

4.3.5 おわりに

前節の結果, 我々は, Nature への投稿論文に次のように 書いた:「最大級の太陽フレアの100倍~1000倍のスー パーフレアが太陽で発生する可能性は否定できない. その 頻度は、800年~5000年に一度である. 発生頻度は小さい が、これは、2年前に日本で起きた東日本大震災を起こし た大地震の発生頻度(1000年に一度)と同程度である」と. ところが、Nature のレフェリーもエディターも、そんな世 界を恐怖のどん底に陥れるようなことを書いてはいけない と、その文章を削るように要求してきた、それどころか、 「太陽ではスーパーフレアは起きない」と書け、さらに、 「図4は太陽でスーパーフレアが起きる可能性があるかの ように読者を惑わせるから削除せよ」,と要求してきた. しかも,「これらのレフェリーとエディターの要求に従う のが嫌なら,他の雑誌に出したらどうか」,とまで言って きた. Nature には論文をぜひ出したいが、嘘を書くわけに はゆかない. 我々は大いに困惑した. まるでガリレオ・ガ リレイの心境であった.

結局のところ、Nature 論文に関しては、恒星のスーパーフレアの観測結果の報告ということにとどめ、思案のあげく、「Schaefer ら[7]は、『太陽ではスーパーフレアは起きない』と言っている。しかし、これらのスーパーフレア星の周りにはホットジュピターはみつかっていない」と書き、その判断は読者に委ねることにした。そのかわり、別

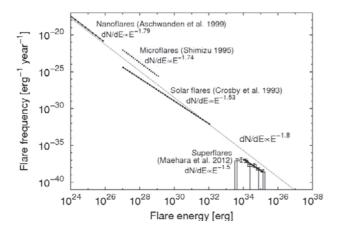


図 4 スーパーフレアの発生頻度と太陽フレアの発生頻度の比較、縦軸はフレアの発生頻度、横軸はフレアのエネルギー (Shibata *et al.* 2013)[11].

の論文を書いて、そこに図4と共に我々の主張「太陽で スーパーフレアが起きる可能性は否定できない」とはっき りと書き、論文は日本天文学会のレフェリー付きジャーナ ル (Publ. Astron. Soc. Japan, 通称, PASJ) に投稿した. 幸 い論文は良識のあるレフェリーに送られ、エディターも偏 見なく扱ってくれて、改訂ののち2013年6月に無事出版さ れた (Shibata et al. [11]). この論文では, 現代の太陽ダイ ナモ理論 (未確立なので, 現在流行っている理論) に基づ き, スーパーフレアの基となる巨大黒点が太陽の差動回転 によってどれくらいの時間スケールで生成されるかオー ダー計算した. それによると, 100倍のスーパーフレア (10³⁴ erg) を発生させうる巨大黒点は8年で生成さ れ,1000倍のスーパーフレア (10^{35} erg) だと40年かか る. ただし、このようにして生成された巨大磁束をいかに して太陽内部(対流層の底)に閉じ込めておくか、という 大問題が未解決のまま残されている. この問題(巨大黒点 生成のダイナモ理論)は、太陽物理学者、宇宙物理学者、そ してプラズマ物理学者へのチャレンジといえよう.

スーパーフレアの観測,特に,自転速度や黒点サイズ (あるいは平均磁場強度)の測定は,今のところ,あくまで間接的な測定であるので,今後,分光学的方法[12]により直接的に測定する必要がある.現在,京大グループで開発しつつある 3.8 m 新技術光学赤外線望遠鏡[13]は,太陽型星のスーパーフレアや星自身の分光観測のために世界で最も適した望遠鏡であるので,その早期の完成が望まれる.

謝 辞:本研究は、日本学術振興会先端研究拠点プログラム (日米欧 COE 共同研究プログラム) (小野靖・東大教授 代表) より多大な支援を受けた、記して謝意を表したい。

- [1] K. Shibata and T. Magara, Living Review in Solar Physics 8, 6 (2011).
- [2] K. Koyama et al., PASJ 48, 87 (1996).
- [3] R. Pallavicini et al., Astrophys. J. 248, 279 (1981).
- [4] A. Pevtsov et al., Astrophys. J. 598, 1387 (2003).
- [5] T. Tajima and K. Shibata, *Plasma Astrophysics* (Addison-Wesley, 1997).
- [6] K. Shibata and T. Yokoyama, Astrophys. J. 526, L49 (1999); K. Shibata and T. Yokoyama, Astrophys. J. 577, 422 (2002).
- [7] B.E. Schaefer et al., Astrophys. J. 529, 1026 (2000).
- [8] H. Maehara et al., Nature 485, 478 (2012).
- [9] T. Shibayama et al., Astrophys. J. Suppl. 209, 5 (2013).
- [10] Y. Notsu et al., Astrophys. J. 771, 127 (2013)
- [11] K. Shibata et al., PASJ 65, 49 (2013)
- [12] S. Notsu et al., PASJ 65, 112 (2013).
- [13] 柴田一成:太陽大異変-スーパーフレアが地球を襲う日 (朝日新書, 2013).



4. 新たなリコネクション研究の芽

4. New Trends of Reconnection Research

4.4 リコネクション応用の開拓

4.4 Application Study of Magnetic Reconnection

小野 靖

ONO Yasushi

東京大学大学院新領域創成科学研究科

(原稿受付:2013年11月7日)

実験室で磁気リコネクション加熱が実証されたのは近年のことで、短時間に極めて大きなプラズマ加熱を生むことが注目を集めている。小型実験でも数十メガワットに達するリコネクション加熱を応用する動きが球状トカマクST、磁場反転配位FRC等で広がり、有望な成長分野になりつつある。磁気リコネクションに関する実験室天文学からの核融合プラズマ閉じ込め実験へのフィードバックといえる磁気リコネクション応用について述べる。

Keywords:

magnetic reconnection, plasma merging, ion heating, outflow

4.4.1 はじめに

自然・実験室のプラズマの磁気エネルギー開放の多く、例えば太陽で発生するフレア、トーラスプラズマ実験の合体や鋸歯状波振動では大きなプラズマ加熱がみられ、磁気リコネクションに起因することが明らかになっている。図1(a)の説明のようにリコネクションで発生するアルヴェン速度に近いアウトフロー(運動エネルギー)が下流

でつなぎ変わった磁力線に衝突してファーストショック等を形成しつつ、イオン熱エネルギーに変換される[1][3.1節]. 二流体的領域では下流に負のポテンシャルを形成して一部のイオン加速を助長することがわかってきた[2]. そのパワーは大半径20cmの小型実験でも10MWを超え、この2、3年は、合体・リコネクション加熱が大型実験にも採用されるようになった。図2に示す球状トカマクST

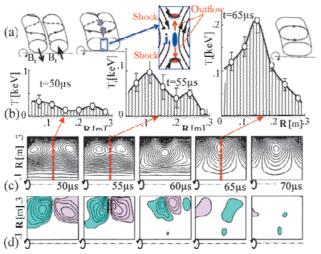


図 1 (a) 2 個の合体するスフェロマックプラズマの磁力線概念 図と(b) そのイオン温度の径方向分布と(c)r-z 平面上のポロイダル磁気面と(d)トロイダル磁場分布(赤:正極性, 青:負極性)[8].

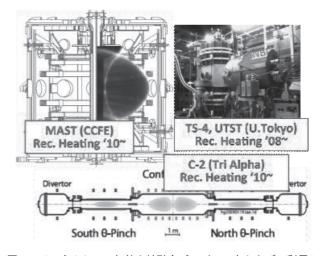


図 2 リコネクション加熱を核融合プラズマの立ち上げに利用した実験:MAST 球状トカマク実験(英国カラム研)、TS-4/ UTST 実験(日本東大)、C-2 FRC 実験(米国 Tri Alpha Energy Project) [1,4,6,10].

Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo, TOKYO 113-8656, Japan

author's e-mail: ono@k.u-tokyo.ac.jp

[3] では英国カラム研究所の MAST 実験[4], 磁場反転配位 FRC[5]では米国 Tri Alpha Energy Project の C-2実験[6]で成果をあげている。リコネクション応用ではそのエネルギー変換効果を直接利用するプラズマ加熱・加速の他、間接的に利用して磁気へリシティーや磁束の注入(足し算の効果)を行う実験も D. Wells の実験[7] 以来の歴史を持つが、ここでは前者の直接利用に焦点をあててみたい。

4.4.2 リコネクション加熱機構とその応用

リコネクション加熱機構については3.1節で述べたが,応用する立場から大切なのは,再結合磁場とプラズマ加熱の関係である[1,4].リコネクションによるエネルギー変換は,再結合する磁場のエネルギーの一部を主として以下の2つの経路でイオンと電子の熱・運動エネルギーに変換する.

- 1) X 点から下流領域に発生するリコネクションアウトフローによるプラズマ加速 (主としてイオン), さらにショックを始めとする高密度領域での熱化によるイオン加熱,
- 2) 電流シートの電界によるプラズマ加速 (主として電子), さらに電流シートにおける熱化による電子加熱 (オーム加熱).

電流シートの体積に比べ、リコネクション下流領域の体 積は極めて大きく、イオン加熱エネルギーが電子加熱エネ ルギーを大きく上回る. イオン加熱は基本的にリコネク ションのアウトフローによって生み出されるので、第1章 の Sweet-Parker モデルでアルヴェン速度のオーダーとし たアウトフローの運動エネルギーが根源である. 現在まで の実験で、アウトフロー速度は主として、1)再結合磁場に よるアルヴェン速度の7~8割程度であり、2)短いタイ ムスケールでは、外部から駆動されるインフロー速度とガ イド磁場による減速の影響を受けることがわかってきた が、反面、3)外部に駆動されるインフローが決まれば、た とえアウトフローが、2)のガイド磁場で減速されようと インフロープラズマ束からアウトフロープラズマ束を差し 引いた分は電流シート内に蓄積されることになり、蓄積が 限界に来ればプラズモイドとなってリコネクション下流へ 放出され,この時,一気にアウトフローが増えて,イオン 加熱パワーも急増する. 長い時間でみれば、アウトフロー プラズマ束はインフロープラズマ束に一致するので、イオ ン加熱エネルギーのガイド磁場依存性は軽微になる. 大型 実験MASTにおける最近のリコネクション実験では、多数 のプラズモイドと考えられるプラズマ放出現象が高速度カ メラ画像で確認され、結果としてもリコネクションのイオ ン加熱のガイド磁場依存性は殆ど認められていない. 図3 は、ほぼ密度一定の状況の下、合体・リコネクション加熱 によるイオン温度上昇分が再結合磁場の二乗に比例してい ることを示す TS-3, MAST 等の実験結果である[8]. 多く の実験についてリコネクションのイオン加熱エネルギーを プロットすると, このように再結合磁場の二乗の直線にき れいに乗ることがわかってきた[1,4]. これはリコネク ション加熱の応用上, 計画が立てやすく, 好ましい比例則

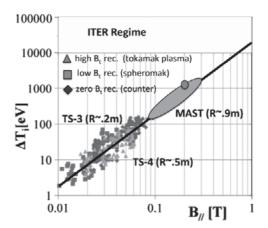


図 3 トーラスプラズマ合体によるイオン温度上昇分 △ T_i の再結 合磁場 B_i依存性 (電子密度一定下のスキャン)[4,8].

といえる。磁気圏分野では再結合磁場の3乗に比例するとの加熱比例則が主張されているが、これはアウトフローが速ければ合体が早く終わる室内実験に対して、磁気圏では一定時間内の加熱を問題とするため。アウトフローが速ければ、その分、さらなる磁気エネルギー供給があるためであり、両者は概ね対応している。

4.4.3 リコネクション加熱の応用

リコネクション加熱を積極的に応用した例は、1)磁場 反転配位 FRC の合体加熱, 2)球状トカマク ST の合体加 熱,3)逆磁場ピンチ RFP の Sawtooth 加熱などに見られ る. リコネクション加熱が有効に作用するキーは、リコネ クション時の熱損失時間 (閉じ込め時間) τ_{loss} に比べて, リ コネクション加熱時間 τ_{rec} が短いことといえる. そのため には、1)リコネクション領域が図1(c)の磁気面のように 閉じた磁気面に厚く覆われており、リコネクション加熱エ ネルギーが閉じ込められること、2)リコネクション領域 に閉じ込めを阻害する壁、電極、コイルなどが含まれない こと、 $3)\tau_{rec} < \tau_{loss}$ を確保するインフローの適切な駆動が なされることなどの配慮が必要である. リコネクション は、(a) 合体のようにPrivate磁束をCommon磁束に変える プロセス (Push モード) と、(b) その逆のプロセス (Pull モード) が考えられる. 前者はリコネクションが進むに 従ってリコネクション領域を取り囲む再結合した磁束が増 えて閉じ込め向上に寄与するが、逆の場合はリコネクショ ン領域を取り囲む磁束が最終的にはゼロになるので注意を 要する. 実際, 前者の ST 合体の場合, リコネクション加熱 エネルギーの90%以上が閉じ込められるが[1], pull モー ドのリコネクション実験は多くが損失となって、そのイオ ン温度は4-20 eV 程度で低温である[2].

(1) 磁場反転配位 FRC の合体加熱

図1に示すのは、互いに逆向きのトロイダル磁場をもつ2個のスフェロマックを合体させた場合の磁力線図とイオン温度の径方向分布、ポロイダル磁気面、トロイダル磁場のr-z平面分布である。この場合、トロイダル磁場の全てとポロイダル磁場の一部がリコネクションのアウトフローを介してイオン熱エネルギーに変換される。図1(d)のトロ

イダル磁場が消えていくと同時にイオン温度が急上昇することがわかる. 温度上昇はわずか10 μsec の間に10 eV から210 eV へ、その加熱パワーは大半径20 cm の装置でも30 MWに達し. ベータ値も10%から70-90%程度に急上昇してFRCが生成される. 最近の2次元ドップラー計測の進歩[9]により、図1のようにリコネクション下流領域でイオン温度に2つのピークを形成することが明らかになった[1]. イオン温度上昇がクリアに計測できるようになり、リコネクション加熱であることがはっきりした例といえる.

FRC 実験で最大規模を有する Tri Alpha Energy Project の C-2装置でも、合体・リコネクション加熱が採用されて 成果をあげている[6,10]. C-2装置は図2の下段に示され るようでテータピンチ法で生成したFRC(トロイダル磁場 を有する)を2個合体させている.通常,移送によって FRC はトロイダル磁場を生じるので, 図1と同様の異極性 トロイダル磁場を有するスフェロマック同士の合体・リコ ネクションと考えられている.図4右上のFRC合体 (0-0.03 msec) における排除磁束半径の軸方向分布を見る と, 2 個の FRC (スフェロマック) が近づき合体すること がわかる. この際にリコネクション加熱により、トータル 温度 $(T_i + T_e)$ が 30 eV から 600 eV (イオン温度は不明) へ 急上昇していることがわかる. 合体するトーラスの磁場分 布がないものの, リコネクション加熱がはじめの 30 μsec で発生し.極めて効率よくプラズマ(恐らくイオン)を加 熱し、磁場によって閉じ込められていることがわかる.

(2) 球状トカマク ST の合体加熱

ST についても、同様にリコネクションによるプラズマ加熱が高ベータを容易に得る手法として利用されはじめている。3.1節の図7がその場合のイオン温度の半径方向分布であるが、そこに見えるリコネクション下流領域のイオン加熱は文献[1,3]で2次元的に捉えられている。

近年、合体加熱は最大のST実験装置の1つである MASTで採用され、これまでCSコイル磁束を補うために 用いられてきた合体実験がこんどはプラズマ加熱を最大に

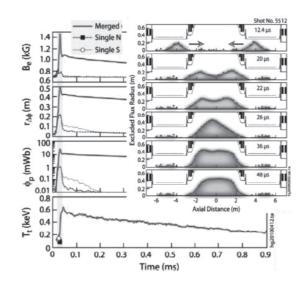


図 4 FRC 合体 (0-0.3 msec) における排除磁束半径の軸方向分布 (右上) と外部ポロイダル磁場 $B_{\rm e}$, 排除磁束半径 $r_{\Delta\phi}$, ポロイダル磁束 $\phi_{\rm p}$, トータル温度上昇 $T_{\rm t}$ の時間変化[10].

するべく行われている。2kGに迫るポロイダル磁場を有することから、図3のスケーリング則の予想通り、合体によって1.2keVに達するイオン温度を記録して、話題となった[4].図5左に2個のSTを合体させた場合のプラズマ電流、電子温度、イオン温度の平均値を示す。リコネクションによりイオンが10msecという短いリコネクションによりイオンが10msecという短いリコネクション時間で1.2keVに加熱され、電子温度がイオン・電子のエネルギー緩和によりゆっくり追随するのがわかる。電源の制約からプラズマ電流はセンターソレノイドコイルの誘導でトロイダル電流を立ち上げる図5右の場合の半分以下であるが、イオン加熱は3倍程度であり、リコネクション加熱が有効であることがわかる。

(3) 逆磁場ピンチ RFP の Sawtooth 加熱

Sawtooth 振動もトーラスプラズマ中で自発的に繰り返されるリコネクション現象と考えられる。リコネクション領域をとり囲む磁束がかなり少ないことから、以前の RFP はイオンが加熱されてもリコネクションが終われば元の温度に戻る例が多くみられたが、近年、リコネクション発生直後に磁場揺動を抑制するパルスポロイダル電流駆動 (PPCD) を行ったところ、発生したリコネクション加熱エネルギーを配位内に蓄積できることがわかった[11,12]。図6はその一例で、磁場揺動の時間変化の矢印で示す2回のイベントにより、下段のイオン温度では徐々にイオン加熱が進んでいることがわかる。1回のリコネクション加熱でのイオン温度の分布は図6右のようになり、イオン温度

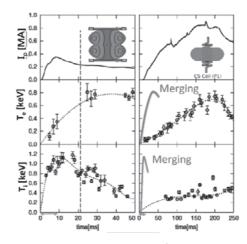


図5 ST の合体 (0-10 msec) 立ち上げの場合(左), センターソレノイド立ち上げ(右)の場合のプラズマ電流 I_p , 電子温度 T_e , イオン温度 T_i の時間変化[4].

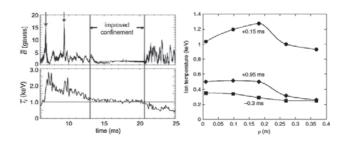


図 6 RFP の Sawtooth 振動の際の磁場 (左上) とイオン温度 (左下) の時間変化[11] とリコネクション前後のイオン温度の 半径方向分布[12].

上昇は1keVを越える.

4.4.4 まとめ

リコネクションの応用研究として、近年、急進展するリコネクション加熱の核融合応用を概観した.太陽フレアに見られるようにリコネクションは短時間に再結合磁場エネルギーを主としてイオン運動エネルギーに変換し、ファーストショックなどの適切な熱化機構があれば、メガワット・ギガワットクラスの高出力加熱源として利用可能である.さら加熱時間はリコネクション時間程度と短く、これより長いエネルギー閉じ込め時間をもつ磁場配位ならば、核融合閉じ込め配位の加熱や高ベータ化に極めて有用である.リコネクション加熱はMAST、C-2装置等の大型装置に採用されて解明が進み、応用に向けた更なる技術開発が成されるはずであり、今後の展開が期待される.

- [1] Y. Ono et al., Phys. Rev. Lett. 107, 185001, (2011).
- [2] J. Yoo, M. Yamada *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 215007, (2013).
- [3] 小特集 球状トカマク研究の進展-核融合エネルギー 開発に向けて-,プラズマ・核融合学会誌 88,706 (2013).
- [4] Y. Ono et al., Plasma Phys. Cont. Nucl. Fus. 54, 12409, (2012).
- [5] L.C. Steinhauer, Phys. Plasmas 18, 070501, (2011).
- [6] M.W. Binderbauer et al., Phys. Rev. Lett. 105, 045003, (2010).
- [7] D.R. Wells, Phys. Fluids 9, 1010, (1966).
- [8] Y. Ono et al., Fusion Energy 2012, EX/8-2, (2013).
- [9] H. Tanabe et al., Nucl. Fusion 53, 093027, (2013).
- [10] H.Y. Guo et al., Phys. Plasmas 18, 056110 (2011).
- [11] D.J. Den Hartog et al., Nucl. Fusion Lett. 47, L17 (2007).
- [12] B.E. Chapman et al., Nucl. Fusion 49, 104020, (2009).



5. リコネクション研究の課題と将来

5. Problems and Future of Reconnection Research

5.1 シミュレーション研究の課題と将来

5.1 Problems and Future of Simulation Studies

宇 佐 見 俊 介, 銭 谷 誠 司¹⁾
USAMI Shunsuke and ZENITANI Seiji¹⁾
核融合科学研究所, ¹⁾国立天文台
(原稿受付: 2013年11月7日)

今日, 計算機シミュレーションが磁気リコネクション研究になしてきた貢献は誰もが認めるところである。その一方で、その巨視的な発展から微視的な機構まで含めた全体像の理解にはまだまだ不十分と言ってよい。数あるシミュレーションモデルはそれぞれ本質的ともいえる課題を抱えており、全体像へのアプローチに必要な大規模かつ第一原理に基づいたシミュレーションを行うことができないためである。そこで、ここではグローバルな第一原理計算モデルをよく模擬できると注目されている多階層シミュレーションの一例を採り上げ、また、シミュレーション研究の今後について述べる。

Keywords:

simulation, magnetohydrodynamics (MHD), particle-in-cell (PIC), hybrid, Vlasov, first-principle, multi-hierarchy

5.1.1 はじめに

計算機シミュレーションは磁気リコネクション研究にとって非常に有用な手法である。これまでに、磁気流体 (MHD),ハイブリッド、粒子コードなど様々な手法のシミュレーションコードによる研究がなされ、多くの成果が生み出されている。その一方で、これら「伝統的な」シミュレーションは、いかなるミクロな効果によって速いリコネクションを引き起こす電気抵抗が発生するのか?リコネクションを引き起こす電気抵抗が発生するのか?さらには、この2つは互いにどう関わっているのか?といった全体像を明らかにするまでには至っていない。ここでは、いくつかのシミュレーションモデルを採り上げて、その成果とそれぞれのモデルが持つ本質的ともいえる課題について述べたい。

5.1.2 シミュレーションの現状と課題

まずMHDモデルを採り上げる. MHDモデルはメモリや時間といった計算コストが低いため、地球磁気圏全体などの大規模な系をターゲットとしたシミュレーションが行われている[1]. しかし、MHDモデルにおける磁気リコネクションの時間発展は、散逸をもたらす電気抵抗の形に大きく左右されるが、本来ミクロな効果によって生み出される電気抵抗をMHDモデルは求めることができないため、何らかの仮定を導入して電気抵抗が与えられたものとして

解いている[1-3].しかし、今日に至るまで、現実をよく再現する電気抵抗のクロージャー関係は知られていない。これはリコネクション物理における未解決の最重要課題だといえるだろう。

MHD系にHall項を追加したHall MHDモデルにも同じことがいえる。Hall 項は速いリコネクション率を維持するために重要だとされている[4]が、エネルギー散逸には関与しないうえ、電子流体の磁気凍結を破ることはできない。Hall MHD系では、ホイッスラー波が分散性をもつなど、数値的な取り扱いも難しくなる。

では、電子を流体法、イオンを particle-in-cell (PIC) 法のような粒子法で扱うハイブリッドモデルはどうであろうか. 後述するフル粒子モデルに比べて計算コストは低いが、電子流体の磁気凍結を破る電子の非ジャイロ運動[5,6]を扱えないことから、MHDモデルの電気抵抗と同じ問題を抱えている.

それでは、(電子、イオンとも粒子で扱う)粒子モデルを考えよう。粒子モデルは、第一原理に基づいて電気抵抗を自己無撞着に求めることができるため、リコネクションの微視的構造を調べることに適している。しかし、粒子モデルは計算コストが非常に高く、広い領域を計算することは難しい。近年、Daughton等は10¹²個の粒子を用いた大規模な粒子シミュレーションを行い、電子スケールの運動論不安定によって、磁力線が乱流的に発展することを報告し

 $Corresponding\ author's\ address:\ National\ Institute\ for\ Fusion\ Science,\ Toki,\ GIFU\ 509-5292,\ Japan$

Corresponding author's e-mail: usami.shunsuke@nifs.ac.jp

ている (図1 参照) [7]. しかし, このシミュレーションの計算領域は, 地球磁気圏に当てはめると 1 万 km 程度のボックスに過ぎない. 仮に100 万 km サイズである地球磁気圏全体を, Debye 長をグリッド幅として粒子モデルで扱おうとすると, 必要なメモリサイズは 10^{27} B 以上という極めて膨大な値となる[8].

最後に、粒子モデルと同じく第一原理手法である Vlasov モデルを考える. Vlasovモデルは、Lagrange粒子の運動の代わりに位相空間密度という Euler 量を扱うため、領域分割を用いた超並列計算に適しており、次世代の計算手法だと考えられている. しかし、要求される計算量が粒子モデルよりも大きいことや、ジャイロ運動の安定性やエネルギー保存といった数値解法の課題も多く残されている. 最近、初期結果が出始めたところであるが[9,10]、本格的な研究に使われるようになるのはもう少し先であろう.

ここまでシミュレーション分野が直面している課題について述べたが、磁気リコネクションを引き起こすミクロな非線形過程の解明に大きな課題がある現状では、リコネクション研究に第一原理シミュレーションを用いることは必須である。その一方、これからは磁気リコネクションのグローバルな構造発展をみるため、非常に大規模な3次元シミュレーションを行っていく必要性が増していくであろう。すなわち、系全体に及ぶような大規模3次元の第一原理に基づいた計算を行うことが、シミュレーションによる磁気リコネクション研究の理想といえる。

5.1.3 多階層シミュレーション

しかし、前節で述べたように第一原理計算は負荷が非常に高いという壁があり、理想とするシミュレーションの実現にはコンピュータ技術の途方もない進歩を待たねばならない。そこで、その理想的シミュレーションの前駆的段階として、グローバルな領域を現在レベルのスパコンで扱うことができ、かつ第一原理シミュレーションの結果をよい精度で模擬できる多階層もしくはマルチスケールシミュレーションが期待されている。多階層モデルは、世界で多くの研究者が注目して取り組み始めているホットなトピックスである[11]。一口に多階層モデルといっても、その種類は多岐多様にわたり、その全てをここで紹介することはできない。本節では、宇佐見等が取り組んでいる、MHD手法とPIC手法で解く領域(階層)を連結する多階層モデルについて述べる。

図2は磁気リコネクションの上流方向についての階層構造を模式的に示したものである[12]. リコネクション点付近では、粒子が非ジャイロ的なメアンダリング運動をしている. リコネクション点からイオンメアンダリング運動の振幅程度までの領域は、電流層の幅や磁場の勾配スケールが粒子のミクロ運動のサイズと同程度であり、運動論的効果が重要な役割をする(運動論領域). 一方, リコネクション点から離れるにしたがって、現象は空間スケールの大きいゆっくりとした振る舞いへ移行していく、運動論領域の外側では、二流体として扱えるようになる(中間領域). さらに、リコネクション点からイオン慣性長より離れた場所

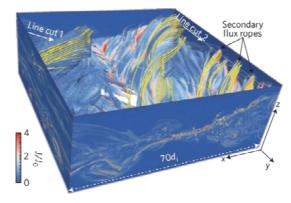


図1 大規模粒子シミュレーションの結果.電子の運動論的な物理により、乱流的に生成された2次的なねじれた磁力線構造が見えた([7]より引用).

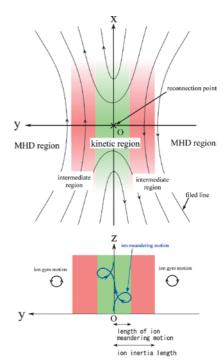


図2 上流方向についての磁気リコネクション階層構造を模式的 に表した図. リコネクション点からの距離によって、運動 論領域、中間領域、MHD 領域に分けられる.

では、プラズマの振る舞いは一流体的な描像で記述できる (MHD 領域).

この階層構造の特徴を利用して、字佐見等は領域によって計算手法を変える領域分割法(境界連結法とも呼ばれる[13])に基づいた多階層シミュレーションモデルを開発した。シミュレーション領域は図3のように上流方向について分割されている(MHD領域:19.875 $< |y/(c/\omega_{ce})| < 57.375$, インターフェイス領域:17.875 $< |y/(c/\omega_{ce})| < 19.875$, PIC領域: $|y/(c/\omega_{ce})| < 17.875$, ここで ω_{ce} は電子サイクロトロン振動数, c は光速).磁気中性面およびその近傍はPIC手法を用いて解き、この領域をPIC領域と呼ぶ.PIC領域は図2で示された運動論領域と中間領域をカバーする.一方、PIC領域の外側はMHD手法によって解き、この領域をMHD領域と名付ける.磁気リコネクションを発生させる電気抵抗は、PIC領域における運動論的効果から自己無撞

着に生成されると仮定しているので、MHD 領域には理想 MHD 方程式を用いる。2つの領域の間には、有限幅のインターフェイス領域を設け、ここでPIC、MHD の情報を交換する。この領域の物理はMHD手法、PIC手法の両方を用いて解く。紙面が限られている関係上、連結手法の詳細と検証結果については、文献[14-16]を参照されたい。

多階層モデルの結果として、図3の左図に磁力線、右図に流体速度ベクトルが描かれている[16]. わかりやすくするため、流体速度ベクトルについては、下流境界近くのインターフェイス領域周辺を拡大表示している. プラズマおよび磁場が MHD 領域からインターフェイス領域を経てPIC 領域へスムーズに伝わり、PIC 領域の中央で磁気リコネクションが駆動されていることがわかる.

多階層モデルの次の段階として、磁気リコネクション下流方向の階層間連結がある。しかし、磁気リコネクションの発生にともない様々な加熱・加速が起こり、下流では粒子速度分布が Maxwell 分布から大きくずれているなど[17]、下流方向の階層連結には解決すべき物理的・技術的課題が残っている。また、リコネクション点は一般には時間変動するので、PIC 領域をダイナミックに動かす必要があるであろう。

5.1.4 まとめと展望

計算機シミュレーションは磁気リコネクション研究に非常に有用なツールであり、世界中で様々な手法のモデルが用いられ、多くの成果を上げている。その一方、マクロな発展からミクロの機構まで含めたリコネクションの全体像の理解にはまだまだ不十分である。これまでの「伝統的な」手法には本質的ともいえる課題があり、現在および近い将来のスパコンを持ってしても、グローバルな規模で第一原理に基づいたシミュレーションを行うことができないためである。

そこで、グローバルな第一原理シミュレーションをよい近似で模擬できると期待されている多階層シミュレーションの一例を挙げた。この多階層モデルでは領域分割法を採用し、磁気中性面近傍のミクロな物理が重要な領域は第一原理計算である PIC 法を、遠方の領域は MHD 法を用いて解き、インターフェイス領域で PIC と MHD の情報をやりとりする。現在、MHD領域から PIC 領域へプラズマを流入させて PIC 領域で磁気リコネクションを駆動する多階層シミュレーションに成功している。

多階層モデルが進展しつつあるとはいえ、やはり、理想である第一原理計算で系全体の領域を扱うことをめざすべきであろう。その際に懸念されるのは、シミュレーションの大規模化によるデータの増大である。2000年初頭に性能世界一であったスパコン(地球シミュレータ)の演算速度は40 TFlops、メモリサイズは10 TBであった。それから約10年後の2013年6月現在、世界最高性能レベルのスパコンの多くは1 PB以上のメモリを持つに至っている[18]。今後もスパコン性能が向上し続けていくことは間違いない。それにより、シミュレーション規模をますます大きくすることができ、出力されるデータは近い将来ペタバイト、エク

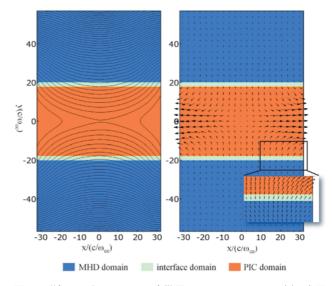


図3 磁気リコネクションの多階層シミュレーションの例. 左図は磁力線、右図は流体速度ベクトルを表している. MHD 領域から PIC 領域ヘプラズマを流入させることにより、PIC 領域中央で磁気リコネクションが駆動された.

サバイトへと増加していくのは明らかである。このような膨大なシミュレーションデータから何かを導き出すためには、解析手法やデータの解釈を含めて、広い意味での「理論」の発展・改良が不可欠になるであろう。また、際だって大きなスケールのシミュレーションが行われると、そのこと自体の話題性・インパクトから、ともすればその結果は無批判に科学的事実であると受け入れられてしまうこともある。しかし、多くのシミュレーション結果は、それぞれのモデルの仮定から導かれた結果であり、現実世界ではこうした仮定で扱えない想定外の要素が働いている可能性もある。そのためにも、シミュレーション研究で予言された物理過程を観測・実験で実証することは非常に重要である。

- [1] T. Tanaka et al., J. Geophys. Res. 115, A05220 (2010).
- [2] M. Ugai, Phys. Fluids B4, 2953 (1992).
- [3] M.M. Kuznetsova *et al.*, J. Geophys. Res. **112**, A10210 (2007).
- [4] J. Birn et al., J.Geophys. Res. 106, 3715 (2001).
- [5] R. Horiuchi and T. Sato, Phys. Plasmas 1, 3587 (1994).
- [6] M. Hesse et al., Phys. Plasmas 6, 1781 (1999)
- [7] W. Daughton et al., Nature Phys. 7, 539 (2011)
- [8] R. Horiuchi et al., private communication (2013).
- [9] H. Schmitz and R. Grauer, Phys. Plasmas 13, 092309 (2006).
- [10] T. Umeda et al., Comput. Phys. Comm. 180, 365 (2009).[11] 草野完也 他:プラズマ・核融合学会誌 85, 577 (2009).
- [12] A. Ishizawa and R. Horiuchi, Phys. Rev. Lett. **95**, 045003 (2005).
- [13] T. Sugiyama and K. Kusano, J. Comput. Phys. **227**, 1340 (2007).
- [14] S. Usami et al., Plasma Fusion Res. 4, 049 (2009).
- [15] S. Usami et al., Comm. Comput. Phys. 11, 1006 (2012).
- [16] S. Usami et al., Phys. Plasmas 20, 061208 (2013).
- [17] J. Drake et al., J. Geophys. Res. 114, A05111 (2009).
- [18] http://www.top500.org/



5. リコネクション研究の課題と将来

5. Problems and Future of Reconnection Research

5.2 高エネルギー宇宙物理学分野の課題と将来

5.2 Problems and Future of Magnetic Reconnection Research in High Energy Astrophysics

松 元 亮 治, 高 橋 博 之¹⁾
MATSUMOTO Ryoji and TAKAHASHI Hiroyuki¹⁾
千葉大学大学院理学研究科, ¹⁾国立天文台 CfCA
(原稿受付: 2013年11月7日)

X線天文衛星やガンマ線望遠鏡等による観測を通して、突発的な X線・ガンマ線増光を示す天体が多数発見されてきた。これらのフレア現象では、太陽フレアに類似した天体表面で発生する磁気エネルギー解放に加えて、中心天体の周りに形成される降着円盤および降着円盤コロナ、中心天体近傍から噴出するジェット・アウトフロー中での磁気エネルギー解放と粒子加速が寄与していると考えられている。ブラックホール近傍から噴出するジェットやパルサー風では電磁エネルギーをいかにして熱エネルギーや運動エネルギーに変換するかが問題となっており、その機構として磁気リコネクションによる磁気エネルギー散逸が候補になっている。高エネルギー宇宙物理学分野は相対論的な磁気リコネクションおよび粒子加速の理論・シミュレーション研究と観測・実験の連携を通して急進展が期待される分野であり、100年来の課題である宇宙線加速機構の研究も新たな段階に入りつつある。

Keywords:

high energy astrophysics, relativistic jet, black holes, pulsar wind, magnetars

5.2.1 天体高エネルギー現象

様々な天体において、激しい時間変動、プラズマ噴出、X線・ガンマ線放射、粒子加速等を伴う高エネルギー現象が観測されている。表1に代表的な天体爆発現象の光度、継続時間、解放されるエネルギー、メカニズムを示す。突発的増光天体の検出に適した Swift 衛星や国際宇宙ステーションの日本実験棟「きぼう」に搭載された全天 X線監視装置 MAXI などを用いて、この10年の間に多数の爆発的増光天体が発見されてきた。また、Fermi 衛星、MAGIC、HESS、VERITAS等のガンマ線望遠鏡によって GeV-TeV 領域の高エネルギーガンマ線フレアが検出されてきた。これらの現象の多くには磁気エネルギーの蓄積と解放が関与している可能性があり、磁気リコネクションと粒子加速過程を考慮したモデル構築が課題となっている。

ガンマ線バーストは突発的なガンマ線増光が観測される 現象で、その発生源が銀河系内にあるか、銀河系外にある かについて、1990年代末まで論争が続いていた。最終的に はガンマ線バーストが起きた場所に X 線残光が発見さ れ、その位置が遠方の銀河と一致したことから発生源が銀 河系外にあることが確定し、宇宙最大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うち継続時間が数秒よりも長いバーストは太陽の数十倍の質量の恒星の中心核が重力収縮してブラックホールを形成する際に相対論的ジェットを噴出する現象であると理解されている. しかしながら, ジェットの噴出機構, ガンマ線放射機構の詳細は未解明である.

表1 爆発的増光を示す天体現象の例.

爆発的増光現象	光度 (J s ⁻¹)	継続時間 (s)	総エネル ギー (J)	メカニズム
ガンマ線バースト	10^{43-47}	0.1 - 100	10^{44-46}	ブラックホール形成
ブレーザーフレア	10^{39-41}	10^{2-5}	10^{42-46}	磁気リコネクション?
潮汐破壊事象	10^{35-41}	~108	10^{42-45}	恒星の潮汐破壊
超新星爆発	10^{36-37}	~107	10^{43-44}	炭素燃焼または重力崩壊
マグネターフレア	10^{34-40}	0.1 - 100	10^{35-40}	磁気リコネクション?
X線ショット	10^{31-32}	0.1 - 1	10^{30-31}	磁気リコネクション?
X 線バースト	10^{29-31}	10-100	10^{32-33}	中性子星表面核燃焼
パルサー星雲フレア	10 ^{28 - 29}	105-6	10^{33-34}	磁気リコネクション?
原始星フレア	10^{25-26}	10^{3-4}	10^{28-29}	磁気リコネクション
フレア星	10 ²²⁻²³	10^{2-4}	10^{24-27}	磁気リコネクション
太陽フレア	10^{20-22}	10^{2-3}	10^{22-25}	磁気リコネクション

 $Corresponding\ author's\ address:\ Graduate\ School\ of\ Science,\ Chiba\ University,\ Chiba,\ CHIBA\ 263-8522,\ Japan$

Corresponding author's e-mail: matumoto@astro.s.chiba-u.ac.jp

ブレーザーは電波銀河等のジェット(図1)を正面から 観測した天体と考えられており、TeV 領域の高エネルギー ガンマ線放射とその突発的な増光(フレア)が観測される ことがある。数分間の時間スケールでの時間変動を説明す るためには荷電粒子を TeV 以上に効率良く加速する必要 があり、相対論的ジェット中での磁気リコネクションに伴 う高速プラズマ流による粒子加速等が考えられている。

潮汐破壊事象は巨大ブラックホールの潮汐力によって恒星やガス雲が破壊される現象であり、ブラックホールへの降着率が急増するために増光とジェット噴出が観測される.

以下では、降着円盤におけるエネルギー解放とジェット噴出(図2)について解説した後、この10年の間に研究が大きく進展したパルサー風と強磁場中性子星と考えられているマグネターにおける磁気リコネクションについて述べる.

5.2.2 降着円盤とジェット形成

降着円盤に代表される差動回転プラズマ中では、磁気回転不安定性(図3)が成長して角運動量が効率的に輸送され、物質降着が可能になる[1]. 観測される激しい時間変動やX線ショットと呼ばれるフレアは円盤内部に多数形成される電流層で発生する磁気リコネクションに起因する可能性がある[2]. また、3次元磁気流体シミュレーションにより、方位角磁場の向きが10回転程度の時間スケールで準周期的に反転するダイナモが発生することが示された[3,4]. 磁気回転不安定性とダイナモを室内実験で再現することをめざすプラズマ実験との連携も進められている.

降着円盤と中心天体が磁力線で結ばれている場合、円盤の回転によって捩じられて膨張する磁気ループ中で磁気リコネクションが発生してプラズモイドが噴出する(図4(a))。実験室におけるスフェロマックプラズマ生成にも類似したこの機構は原始星フレアのモデルとして提唱され[5]、中性子星降着円盤にも適用された[6]。膨張する磁気ループは鉛直方向に絞られた磁気タワー(図4(b))となり、間歇的に発生する磁気リコネクションによって生成さ

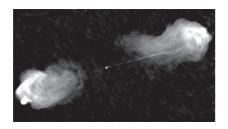


図 1 活動銀河 Cyg A の中心核から噴出するジェットの電波画像 (Credit: NRAO/AUI).

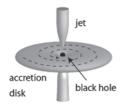


図2 降着円盤とジェットの模式図.

れたプラズモイドが磁気タワー中で互いに衝突・融合していく(図4(c)).

中心天体がブラックホールの場合でも円盤コロナに浮上した磁気ループが円盤の差動回転によって捩じられて膨張し、円盤およびブラックホールを貫く大局磁場を形成する。このような大局磁場に沿って円盤物質が噴出してジェット・アウトフローが形成される。中心天体が回転ブラックホールの場合には磁場を通したブラックホールの回転エネルギーの引き抜きもジェットの加速に寄与する[7]。

5.2.3 パルサー風とパルサー星雲フレア

パルサーは様々な波長帯でミリ秒-数秒程度の周期のパルス型の光度曲線を示す中性子星である。星表面の磁場強度は10⁴⁻⁸ Tにもなる。このような強磁場天体が回転することによって相対論的なアウトフロー(パルサー風)が形成され、磁気エネルギーを輸送する。パルサーの周りにはパルサー風が掃き集められた超新星残骸物質と衝突することで衝撃波を形成して電子を加速し、シンクロトロン放射や逆コンプトン散乱によって電波からγ線に至る波長で明るく輝く広がった構造(パルサー星雲)が観測される(図5)。

Kennel & Coroniti[8] は Crab 星雲の衝撃波下流の流れから衝撃波上流におけるポインティングフラックスと運動量フラックスの比 σ を見積もった。その値は0.003と中性子星



図3 磁気回転不安定性の模式図.実線は磁力線をあらわす.

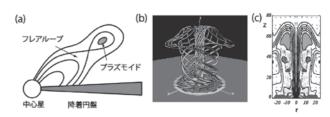


図4 (a)中心天体と降着円盤が磁気ループで結ばれている場合 に発生するフレアのモデル. (b)形成される磁気タワーの 磁力線形状. (c)ポロイダル面に投影した磁力線とプラズ モイド.

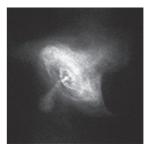


図5 チャンドラ X 線望遠鏡によって撮像された Crab 星雲. (Credit: NASA/CXC/SAO)

表面で期待される値($\sigma=10^{3-4}$)に比べて非常に小さな値であった。つまり中性子星近傍で発生するパルサー風がもつ膨大な磁気エネルギーの大半は末端衝撃波上流へと運ばれる間に何らかの機構によって散逸されていることを示している。これは σ 問題と呼ばれ現在でも未解決の大問題である。

この磁気エネルギー散逸過程の理論モデルのひとつに磁 気リコネクションがある. 中性子星の磁軸と回転軸が傾い ている場合、太陽風と同様にパルサー風内には磁場の正極 と負極が交互に現れる折り畳まれた電流シート構造が形成 される. この電流シート内で磁気リコネクションが起こる ことにより、磁気エネルギーが散逸すると考えられている [9-12]. この電流シートの形成やパルサーのエネルギー放 出率を説明するために、パルサー磁気圏の大局的な相対論 的 Force-Free シミュレーション[13, 14] や相対論的磁気流 体計算[15,16], さらに粒子計算による大局的数値計算も 行われている[17-19]. これら大局的数値実験結果から, 剛 体回転速度が光速を超える光円柱近傍から外側に形成され る電流シートにおいて磁気散逸が起きることがわかってき た. この電流シート内における磁気リコネクションや末端 衝撃波で一部の電子が加速され、パルサー星雲で観測され る高エネルギー放射源になると考えられる[20,21].太陽 風研究にヒントを得た分野連携研究の成果である.

パルサーの光度は非常に安定している.しかし2010年9 月, イタリアのγ線望遠鏡 AGILE と NASA のγ線望遠鏡 Fermi によって 100 MeV を超えるγ線フレアが Crab パル サーにおいて観測された[22,23]. その光度は静穏期の6 倍もの明るさをもっている. またγ線フレアの継続時間は 4日程度である。 逆コンプトン散乱や自由 - 自由放射では 冷却時間が長過ぎること、また低エネルギー側のスペクト ルから推定されるシンクロトロン放射と矛盾しないことか ら、この高エネルギーγ線はシンクロトロン放射によるも のだと考えられる、その場合 1 GeV 以上の放射を説明する ためには電子は1PeV以上まで加速されている必要があ る. しかし、4日間という短い時間でどうやって1PeV まで電子を加速するか、が問題となる、現在粒子加速の標 準理論としてよく用いられる衝撃波加速ではこのフレアの 継続時間を説明できないため、シンクロトロン冷却時間よ りも速い何らかの粒子加速機構が必要となる. いずれにせ よ Crab フレアがどのような機構で起きるのか、様々な理 論モデルが提案されている最中であり[24,25],磁気リコ ネクションを通して高エネルギー電子が生成されている可 能性も指摘されている[26,27].

5.2.4 マグネターフレア

電波パルサーよりもさらに強い磁場をもつマグネターの 観測においても大きな進展があった。マグネターは、その 名の通り宇宙で最も強い磁場をもつ天体で表面磁場強度は 10^{9-11} T にもなる。マグネターは大小様々な爆発を何度も 起こす。最もエネルギーの大きいフレアは巨大フレアと呼ばれ、最近では2004年12月27日、我々から 15 kpc 程度離れ た銀河系内にあるマグネターで巨大フレアが観測された [28-30]. その爆発エネルギーは 10^{39} J にも達し、多量の γ 線が地球に降り注いだため地球磁気圏にも影響を与えた。

この爆発のエネルギー源は何か?マグネターのパルス周 期等から回転エネルギーを見積もると10³⁸ J程度しかなく, マグネターの巨大フレアを説明できない. 一方で星表面磁 場が 10¹¹ T であることから, マグネター内部には少なくと も10⁴⁰ Jの磁気エネルギーが蓄えられていると推測できる. この磁気エネルギーが星表面のクラスト下に蓄えられると そのローレンツ力によってクラストに亀裂が生まれ、磁気 圏へと磁気エネルギーが輸送される[31,32]. このエネル ギー輸送によって大局的な磁場構造が変形され、磁気リコ ネクションを通して巨大フレアを起こす(図6)と考えら れている[33-35]. マグネターの巨大フレアが磁気リコネ クションによるものである,という直接的証拠はない. し かし磁気圏に膨大な磁気エネルギーが蓄えられるとマグネ ターのもつ慣性モーメントが変化するために巨大フレア前 後で自転周期が変化することや定常的な放射スペクトルが 変化することが理論的に示唆されており[36],この理論モ デルをサポートする観測的結果も得られている[37-39]た め、このマグネターモデルは現在の標準モデルとなってい る.

しかし肝心のトリガー機構である相対論的磁気リコネクションの研究自体はほとんど進展していない.この理由として、そもそも相対論的プラズマのリコネクション研究が始まったばかりであること、強磁場中ではシンクロトロン冷却を始めとする輻射の取り扱いが必要となるため、非常に難しくなること[40,41]、また、10¹¹ Tもの強磁場になると複雑な量子効果を取り入れる必要があること、があげられる.しかし今後相対論的天体現象を理解するためにこれらの効果を考慮することは避けては通れない道であり、磁気リコネクションモデルと数値計算技法の発展が待たれる(4.1節参照).

5.2.5 今後の課題

高エネルギー宇宙物理学分野における最近10年間の研究の進展と課題について解説した。マグネターフレア等に太陽フレアの研究成果を適用したモデルが成功しつつあるが、相対論的磁気リコネクションについての理解は端緒についたばかりであり、理論シミュレーションと観測・実験

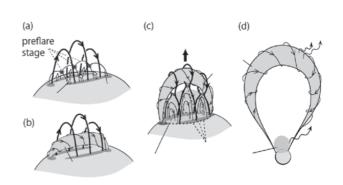


図 6 マグネターフレアのモデル (画像提供:政田洋平).

の連携研究をさらに進める必要がある。中心天体近傍のポインティングフラックス優勢な噴出流から,遠方の運動量フラックス優勢流にどのように遷移させるかという σ 問題についてはパルサー風の場合に太陽風をヒントにしたシミュレーションによって解決に向けた進展があった。分野連携研究をさらに進めることによってブラックホール近傍から噴出する相対論的ジェットにおける σ 問題も解決できるものと期待される。

Crab 星雲のガンマ線フレアやブレーザーの TeV フレア 等の観測を通して、予想外に短いタイムスケールで粒子が TeV 以上にまで加速されていることが明らかになってきた. 相対論的磁気リコネクションが速い粒子加速に寄与している可能性があり、運動論シミュレーションによる研究を加速する必要がある. これを通して宇宙線の起源という 100年来の問題の解決にもつながることが期待される.

- [1] S.A. Balbus and J.F. Hawley, Astrophys. J. 376, 214 (1991).
- [2] M. Machida and R. Matsumoto, Astrophys. J. 585, 429 (2003).
- [3] H. Nishikori et al., Astrophys. J. 641, 862 (2006).
- [4] J. Shi et al., Astrophys. J. 708, 1716 (2010).
- [5] M.R. Hayashi et al., Astrophys. J. 468, L37 (1996).
- [6] Y. Kato et al., Astrophys. J. 600, 338 (2004).
- [7] R.D. Blandford and R.L. Znajek, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 179, 433 (1977).
- [8] C.F. Kennel and F.V. Coroniti, Astrophys. J. 283, 694 (1984).
- [9] F.V. Coroniti, Astrophys. J. **349**, 538 (1990).
- [10] F.C. Michel, Astrophys. J. 431, 397 (1994).
- [11] Y. Lyubarsky and J.G. Kirk, Astrophys. J. 547, 437 (2001).
- [12] J.G. Kirk and O. Skjæraasen, Astrophys. J. 591, 366 (2003).
- [13] A. Spitkovsky, Astrophys. J. 648, L51 (2006).
- [14] J. Li, A. Spitkovsky and A. Tchekhovskoy, Astrophys. J. 746, L24 (2012).
- [15] S.S. Komissarov, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 367, 19 (2006).

- [16] A. Tchekhovskoy *et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 435, L1 (2013).
- [17] T. Wada and S. Shibata. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 376, 1460 (2007).
- [18] T. Wada and S. Shibata. Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 418, 612 (2011).
- [19] S. Yuki and S. Shibata, Publ. Astron. Soc. Japan 64, 43 (2012).
- [20] K. Nagata et al., Astrophys. J. 680, 627 (2008).
- [21] L. Shironi and A. Spitkovsky, Astrophys. J. 741, 39 (2011).
- [22] A.A. Abdo et al., Science 331, 739 (2011).
- [23] M. Tavani et al., Science 331, 736 (2011).
- [24] P. Sturrock and M.J. Aschwanden, Astrophys. J. **751**, L32 (2012).
- [25] Y. E. Lyubarsky, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 427, 1497 (2012).
- [26] E. Clausen-Brown and M. Lyutikov, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 426, 1374 (2012).
- [27] B. Cerutti, et al., Astrophys. J. 770, 147 (2013).
- [28] K. Hurley et al., Nature 434, 1098 (2005).
- [29] D.M. Palmer et al., Nature 434, 1107 (2005).
- [30] T. Terasawa et al., Nature 434, 1110 (2005).
- [31] R.C. Duncan and C. Thompson, Astrophys. J. **392**, L9 (1992).
- [32] C. Thompson and R.C. Duncan, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 275, 255 (1995).
- [33] M. Lyutikov, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 367, 1594 (2006).
- [34] R. Gill and J.S. Heyl, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 407, 1926 (2010).
- [35] Y. Masada et al., Publ. Astron. Soc. Japan 62, 1093 (2010).
- [36] C. Thompson et al., Astrophys. J. 574, 332 (2002).
- [37] P.M. Woods et al., Astrophys. J. 552, 748 (2001).
- [38] S. Mereghetti et al., Astrophys. J. 628, 938 (2005).
- [39] N. Rea et al., Astrophys. J. 627, L133 (2005).
- [40] C.H. Jaroschek and M. Hoshino, Phys. Rev. Lett. 103, 075002 (2009).
- [41] H.R. Takahashi and K. Ohsuga, Astrophys. J. **772**, 127 (2013).



5. リコネクション研究の課題と将来

5. Problems and Future of Reconnection Research

5.3 太陽観測の課題と将来

5.3 Problems and Future of Magnetic Reconnection Research in Solar Observations

清水敏文,原 弘久1)

SHIMIZU Toshifumi and HARA Hirohisa¹⁾ 宇宙航空研究開発機構宇宙科学研究所,¹⁾自然科学研究機構国立天文台 (原稿受付: 2013年11月7日)

2006年秋から開始された太陽観測衛星「ひので」による極紫外線コロナ輝線の分光観測,彩層の高解像度撮像観測,そして光球の高精度ベクトル磁場観測から,太陽で観測される活動現象全般にわたって,磁気リコネクションがますます重要な物理機構であることが認識されてきている。ここでは,「ひので」による観測研究の展開を簡単に述べ,また明らかになってきた限界に基づいて,今後磁気リコネクション研究に必要とされる観測を議論する。さらに,それを実現することをめざして検討が進められている次世代観測衛星計画 SOLAR-C を紹介し、SOLAR-C による観測をハブとして広範に研究連携が行われることへの期待を述べる。

Keywords:

Solar plasma, magnetic reconnection, spacecraft observation, Hinode, Solar-C

5.3.1 「ひので」による観測研究の展開

太陽観測衛星「ようこう」[1] は、百万度のコロナと爆発現象であるフレアの X 線観測を2001年まで行い、フレアにおける磁気リコネクションの数々の観測的証拠を発見し、フレアの磁気リコネクション説をほぼ疑いないものにした[2].「ようこう」の後継機として2006年秋に打ち上げられた太陽観測衛星「ひので」[3] は、フレアのような爆発的現象で重要な役割をする物理機構をさらに深く観測的に理解することを科学目標の一つに掲げている。ここで物理機構の中心にあるものは、磁気リコネクションであり、「ようこう」で観測的にとらえられなかったインフローやアウトフロー、また高磁気レイノルズ数をもつコロナで高速の磁気リコネクションの発生を説明する Petschek モデルが理論的に予想する衝撃波構造を探ること等が期待されている。

5.3.1.1 極紫外線コロナ輝線分光によるフレア観測

「ひので」搭載の極紫外線撮像分光装置を使ったコロナ輝線の分光観測により、噴出構造を伴うフレア中にドップラー速度で10km/s程度のインフローや300-1000km/sのアウトフロー[4,5]が空間分布をもった構造として観測されるようになり、輝線分光データの分析からその温度や密度等のパラメータが調べられてきている。一つの例(図1)では、フレア開始時にアウトフローとフレアループの間に孤立した高温・高密度領域の形成が報告されてい

る. また,この高密度領域とアウトフローの境界には MHD ファーストモード衝撃波,そしてアウトフローとインフローの境界にはスローモード衝撃波が存在しても矛盾しないプラズマのパラメータ関係になっていることが示された[5]. 想像以上に長期にわたった太陽極小期に「ひので」は打ち上げられたため,「ひので」による本格的なフ

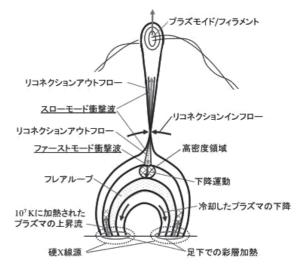


図1 噴出構造をともなう典型的なフレアの観測的描像。

ISAS of JAXA, Sagamihara, KANAGAWA 252-5210, Japan

Corresponding author's e-mail: shimizu@solar.isas.jaxa.jp

レア観測は、フレアの発生頻度が上昇する2010年以降である。衝撃波構造が示唆される領域について、さらに多くのフレアで今後調べられ、一般的性質が明らかにされていくだろう。しかし、構造が微細であることや、感度が十分でないために、フレア現象の進行速度に追随した撮像分光観測が現状ではできていないというのが正直なところである。

5.3.1.2 X線ジェットとリコネクション・ジェット

「ようこう」の X 線観測が発見した X 線ジェットは一方 向で低速 (200-300 km/s) であった. 「ひので」搭載の X 線望遠鏡によるコロナの画像観測では,撮影の頻度が大幅に向上したことにより,少数ではあるがコロナ中のアルヴェン速度 (1000 km/s) 程度の X 線ジェットが観測された [6]. しかし一方で,極紫外線分光観測によるドップラー速度の直接計測によると,視線方向とジェットの方向の差を考慮しても,ほとんどのジェットはコロナでの音速 (150-200 km/s) 程度であり,遷移層温度 (8万度)でのみ音速を遥かに超える磁気的な加速を示唆するジェットが検出されただけである [7,8]. これは,ジェットの時間スケールに比べて,空間スキャンを必要とする撮像分光装置の低い撮像頻度と,輝度の低いリコネクションジェットに対して装置感度が十分でない可能性が高い.

5.3.1.3 彩層の撮像観測が開いた新しい領域

「ひので」の可視光磁場望遠鏡は、X線・紫外線のみならず、可視光で観測できる彩層においても高速のジェット現象がいたるところで発生していることを発見した[9-11]. 彩層とは、光球とコロナの境界に存在する約1万度の大気である。この発見は、望遠鏡の口径と波長で決まる回折限界の解像度(約0.2秒角)での連続観測が、大気圏外からの観測で初めて実現できたことに依っている。397 nmに中心波長をもつ広帯域フィルタでの高解像度観測(図2)は、「ようこう」で発見されたコロナの X線ジェットを小型にしたような類似構造(逆 Y 字のような構造から上空にプラズマ構造が延びる構造)が彩層で頻発していることをとらえた。この彩層ジェットは、X線ジェットと同様に、開いた背景磁場に小さな閉ループが浮上してできる X 点で磁気リコネクションが開始して発生すると解釈されている。 X線ジェットとの違いは、X 点がコロナではなく彩層中にあ

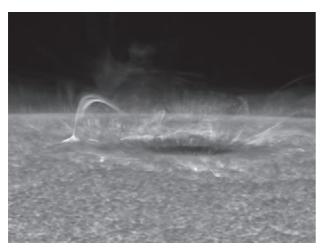


図2 足元での加熱によって噴出する彩層ガス.

ることである[9]. 彩層でこのような速い磁気リコネクションが起こることは大変意外なこととして受け取られた. 彩層は温度が比較的低いため、プラズマ構成要素の大部分を占める水素の電離は部分的となっており、また密度がコロナと比べて何桁も高いために粒子同士の衝突頻度が高い. このような条件下では、コロナで考えられているような異常抵抗が現れて高速のリコネクションが発生するとは考え難いからだ. これを説明するため、弱電離プラズマ中の中性粒子と荷電粒子間の相互作用で発現する拡散機構が電流シートを薄くする効果[12]を生み出し、それによって速い磁気リコネクションを説明しようとする試みがなされており(4.2節)、その真偽を決定づける観測が待たれている.

「ひので」による彩層の動画観測は、彩層やコロナ中の磁力線に励起されたアルヴェン波の存在を明瞭に検出した. 「ひので」は太陽の縁に見える針状の彩層構造 (スピキュール) [13] やプロミネンスの微細構造 [14] が横に揺れる様子や、ジェットの発生により横波が伝播 [15] する様子をとらえたのである. 彩層でとらえられたこれらの波動は、その上部にある百万度のコロナの加熱や太陽風加速のエネルギー源としても認識されており、コロナに持ち込まれ消費されるエネルギー量の定量的評価が今後益々重要であると認識されてきている.

5.3.2 必要とされる太陽観測

太陽物理学にはまだ多くの科学的課題がある。1)コロナや彩層はどのように加熱されているのか? 2)太陽風はどこからどのように吹き出しているのか? 3)太陽大気にみられる多様な磁場構造はどのように形成されているのか? 4)太陽フレアのような爆発はどのように発生するのか? 5)太陽の磁気活動の周期(11年)性はどのように生み出されているのか?は主要な重要課題であろう。

これらの課題に対して提案された理論モデルの中には, 何らかの形で、磁気リコネクションが素過程として仮定さ れている. また, フレアの発生や磁気構造の形成などでは, 磁気リコネクションが重要な物理過程として働いていると 観測的にも示唆されている. したがって, 磁気リコネク ションおよびその太陽大気における役割をより深くより定 量的に観測的に理解することが、各課題を解くために求め られている. そのために、磁気リコネクションの現場およ びその周辺における温度、密度、磁場といったプラズマ物 理量をできるだけ精密に把握することが必要である. その うち, 磁場については,「ひので」の可視光磁場望遠鏡が 初めて高精度の直接計測を実現したが、その磁場は光球面 に分布する磁場である. 光球はプラズマβが1より遥かに 大きい領域であり、ここで測定した磁場を境界条件として 用いて、上空にある磁場が支配的となるコロナにおける磁 場を推定することは適切ではない. このため、光球上空の 彩層,特にガス圧支配から磁場支配にかわるプラズマ β<1の領域, 彩層上部での磁場測定が熱望されている. こ の領域の磁場が光球磁場とともに取得できれば、光球から 彩層への磁場のつながりを理解した上で磁気リコネクショ

ン過程により発生していると考えられている彩層での磁気 的活動現象を調べることができるし、コロナ磁場の推定が 原理的に可能となってくるということで、コロナ中の磁気 リコネクション現象についても理解の進展が望めるだろう.

さらに、大事な情報は、太陽大気でのエネルギーの輸送 を定量的に把握することである. 例えば、コロナ加熱の解 明においては、「ひので」によって検出できるようになっ た波動がどのようなモードでどれだけのエネルギーを太陽 大気内で運搬するのか、そしてそれがどのように熱化され るのか、を観測的に把握することが重要である. このよう な波動の励起や熱化などの過程においては, 磁気リコネク ションが果たす役割は大きいと想像されるが、ほとんどわ かっていない. この理解には、磁場の精密観測に加えて、 分光手法による彩層からコロナに至る太陽外層大気を一つ のシステムとして速度・密度・温度計測を行うことが重要 な情報を与えるだろう. 数千度から数百万度・数千万度と 多様なプラズマから成る太陽大気において, 複雑に絡みあ うエネルギーのやり取りを理解することが、ダイナミック スを巨視的に把握して, かつローカルに起きる磁気リコネ クション(X ポイント)とリンクすることへの道であろう.

5.3.3 次世代太陽観測衛星 SOLAR-C

太陽研究者は、太陽観測研究を推進することで、フレアやコロナ加熱などの太陽活動の起源を理解すると共に、太陽プラズマで起きている物理素過程を理解し、太陽磁場の起源とその変動に迫りたいと考えている。さらに、そこからの実用的な発展として、宇宙天気予報を実現し、人類の宇宙進出を支え、また近年注目を集めている太陽活動の地球環境への長期的影響を理解することも重要である。

次世代の太陽観測衛星として SOLAR-C 計画[16]の検討 が現在進められている. この衛星は、太陽の光球からコロ ナにつながる磁気プラズマ活動の本質を探り、太陽活動・ プラズマ現象の総合的な理解をめざして, 彩層上部の磁場 を光球磁場と同時に精密計測して、また彩層からコロナを 分光的に同時診断する高感度・高解像度の紫外線分光望遠 鏡や高解像度の撮像望遠鏡を搭載する[17]. 彩層磁場は、 0.01% の測光精度が必要となる難易度が高い観測であり、 安定した計測環境が唯一実現できる宇宙環境(衛星)から の観測となる. この計測を実現するには、口径1mを超え る大型望遠鏡が必要となる(図3). 彩層磁場の計測に よって、SOLAR-Cの重要課題の一つとしてあげられてい る磁気リコネクションの定量的な理解やその太陽大気での 役割を調べる. また, 磁場が支配的となる (プラズマ β<1) 領域で計測された磁場から推定されるコロナ磁場 は精度が大きく向上するので、コロナ磁場に蓄積されるエ ネルギー量や磁場形状を精度よく求めることができ, フレ ア発生に関する定量的な議論や評価が可能となってくるだ ろう. また、彩層および光球における磁場・速度場の精密 計測と同時に, 彩層からコロナを同時にカバーする紫外線 分光観測は、複雑なエネルギー輸送の様子、またエネル ギー輸送と磁気リコネクションとの因果関係を巨視的にと らえるだろう.

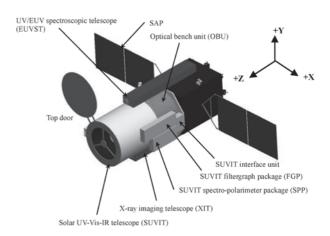


図3 次世代太陽観測衛星 SOLAR-C の外観.

SOLAR-C は、磁気リコネクションにおけるエネルギー変換の様子を診断する観測能力も備える.フレアによって形成される高温プラズマに満たされた磁気ループは、「ようこう」による磁気リコネクションの証拠を与えたが、一方で、輝度が低い X ポイントにおける物理量を探る上で最大の障害である.SOLAR-C に搭載される紫外線分光望遠鏡は、散乱光の発生を大きく抑えた光学系の採用や従来の装置に比べて一桁高い感度をもつことから、暗い X ポイント近傍のアウトフロー領域を高頻度で、また様々な遷移層・コロナ・フレア輝線で分光的に診断できるようになろう.このような観測によって、磁気リコネクション発生領域において磁場のエネルギーが熱や運動エネルギーに変換される現場を初めて詳細に診断することができると期待される[18].

5.3.4 広範な研究連携への期待

このような定量的な診断が「ひので」が明らかにしたサ ブ秒角の空間構造(太陽表面で50-200 km 程度)を解像し て行われることで、太陽プラズマで起きる様々な活動現象 の巨視的な物理描像を描くことができ, まさに太陽は宇宙 にある磁気プラズマの基本過程を理解するための宇宙プラ ズマ実験室とみなすことができる.しかし、エネルギー散 逸スケールである電流シートの空間スケールを探ることは 到底不可能であり, 局所的な物理状態の推定は, 実験室プ ラズマや地球磁気圏の「その場」観測から得られた描像や 局所的な物理情報に基づく必要がある. 太陽プラズマでの 条件では、観測される構造とエネルギー散逸スケールには 7 桁以上の差があり、相互比較には注意が必要であるが、 数値シミュレーションは両者をつなぐ上で今後ますます重 要な役割を果たすはずである.また、最近始まっている太 陽観測と地上プラズマ実験との連携研究は新たな可能性を 拓き始めている. この連携研究では、「ひので」で観測さ れた小さな角度で交差する磁束管どうしの磁気リコネク ション現象をトーラスプラズマ合体実験にて再現させ、太 陽観測では得られない局所的な物理状態を調べる試みがな されたのである[19].

SOLAR-C の彩層磁場観測や分光観測は、彩層やコロナで起きる様々な磁気リコネクション現象のXポイント周辺

での巨視的な磁場配位や物質・エネルギー輸送の様子を高い確度で特定することに寄与するだろう。この観測は、実験室プラズマや磁気圏の「その場」観測で得られた局所的な物理量と融合させることで、局所的スケールから巨視的スケールまでを総合的に連結させて磁気リコネクション現象を論じることができるようになると期待している。

- [1] Y. Ogawara et al., Solar Phys. 136, 1 (1991).
- [2] 柴田一成:プラズマ・核融合学会誌 77,955 (2001).
- [3] T. Kosugi et al., Solar Phys. 243, 3 (2007).
- [4] S. Imada et al., Astrophys. J. 776, L11 (2013).
- [5] H. Hara et al., Astrophys. J. 741, 107 (2011).

- [6] J.W. Cirtain et al., Science 318, 1580 (2007).
- [7] S. Kamio et al., PASJ 59, S757 (2007).
- [8] Y. Matsui et al., Astrophys. J. 759, 15 (2012).
- [9] K. Shibata et al., Science 318, 1591 (2007).
- [10] Y. Katsukawa et al., Science 318, 1594 (2007).
- [11] T. Shimizu et al., Astrophys. J. 696, L66 (2009).
- [12] A. Brandenburg and E.G. Zweibel, Astrophys. J. **427**, L91 (1994).
- [13] B.De Pontieu et al., Science 318, 1574 (2007).
- [14] T.J. Okamoto et al., Science 318, 1577 (2007).
- [15] N. Nishizuka et al., Astrophys. J. 683, 83 (2008).
- [16] SOLAR-C 計画:http://hinode.nao.ac.jp/SOLAR-C/
- [17] T. Shimizu et al., SPIE 8148, 81480B (2011).
- [18] S. Imada et al., Astrophys. J. 742, 70 (2011).
- [19] N. Nishizuka et al., Astrophys. J. 756, 152 (2012).



5. リコネクション研究の課題と将来

5. Problems and Future of Reconnection Research

5.4 磁気圏観測の課題と将来

5.4 Problems and Future of Magnetic Reconnection Research in Magnetospheric Observations

藤本正樹 FUJIMOTO Masaki JAXA 宇宙科学研究所 (原稿受付: 2013年7月1日)

太陽周辺の宇宙空間(太陽圏)は、太陽から吹き出すプラズマ流(太陽風)で満たされている。太陽系の惑星の中で固有磁場をもつものは、太陽風との相互作用により、その周辺に「磁気圏」と呼ばれる宇宙空間を形成している。その磁気圏内では様々なプラズマ・ガスのダイナミクスが発展するが、その究極の駆動源は太陽風磁場と惑星磁気圏磁場との磁気リコネクションであると考えられている。その重要性が故に、磁気リコネクションは磁気圏観測を実施する探査機において重要な観測ターゲットとなってきた。ここでは、その流れの中で、(1)比較的大きなリソースを活用することが可能な地球磁気圏観測衛星においては、磁気リコネクションのエンジン部分における電子スケール物理解像が次なる課題となっていること、(2)観測データ性能という意味ではレヴェルは落ちるものの、異なるパラメータ空間における磁気リコネクション物理の観測を可能にする惑星磁気圏観測から多くを学びつつあることを概観する。

Keywords:

in-situ spacecraft observations, multi-scale physics, comparative magnetospheric study

5.4.1 磁気圏とは

惑星が固有磁場をもつ場合,その双極子磁場は太陽から吹き出す超音速のプラズマ流である太陽風と衝突することになる.この相互作用が「磁気圏」と呼ばれる宇宙空間を惑星の周辺に作りだす(図1).地球の場合,磁気圏のサイズは,太陽方向に地球半径の10倍程度に広がったものである(このサイズは,太陽風の動圧と固有磁場の磁気圧とのバランスから決定される.).

簡単のために、地球磁気圏を考え、太陽風中の磁場は南向きである場合を考えよう。太陽風が最も強く磁気圏を圧縮する昼側の赤道面において、磁気圏内の磁場は北向きであるのに対し、磁気圏境界外側の磁場は南向きである。つまり、磁気圏前面において、反対向きの磁力線が強く圧縮されつつ対峙する状況が生まれる。ここでは磁気リコネクションが起きることが期待される。そして、実際にリコネクションが起きると、磁力線の一方の端は地球に突き刺さったまま(つまり、磁気圏の磁力線という属性を維持したまま)、他の端は太陽風とともに反太陽方向に流されるため、磁気圏内に磁力線の動き(磁気圏対流)が生まれるため、磁気圏内に磁力線の動き(磁気圏対流)が生まれるため、磁気圏内に磁力線の動き(磁気圏対流)が生まれる

すことが期待される.こうして完全な「閉じた磁力線」と なった磁力線は磁気圏対流によって昼側へと運ばれて,こ

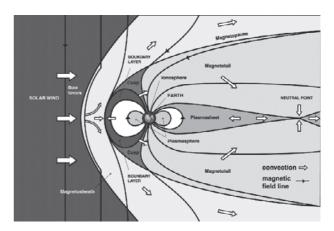


図1 地球磁気圏の概観、左から磁場を持った太陽風が地球の固有磁場に衝突する、磁気圏前面で太陽風磁場と地球磁場との間で磁気リコネクションが起きると、その磁力線の一方の端は太陽風とともに流れるため、磁力線は尾部へと運ばれる、尾部で再度、リコネクションが起き、閉じた磁力線が再生され、この磁力線は磁気圏前面へと磁気圏対流によって運ばれる。このサイクルが、磁気圏物理の基本である

IFAS of JAXA, Sagamihara, KANAGAWA 252-5210, Japan

author's e-mail: fujimoto@stp.jsas.jaxa.jp

のサイクルが繰り返される.これが、磁気圏物理の考え方 の第一歩である.

上は、磁気圏内においては特に2か所で磁気リコネクションが起きており、そこに探査機を飛ばせばリコネクション過程を「その場」観測することを期待できる場所があることを示す。最近20年間の磁気リコネクション過程の理解の深化は、これら「その場」での詳細観測データに負うところが少なからずあるが、ここでは、その概要を振り返る。

現在の問題意識へと直接繋がる観測データを出したのは、1992年に打ち上げられた日米共同磁気圏観測衛星 Geotail である(なお、Geotail は打ち上げ後20年以上経過した現在でも稼働中である)。Geotail 搭載の低エネルギー粒子観測機器は、その高感度性を最大限に活用することにより、イオン・電子の速度空間における分布関数形状を把握し、そこから粒子ダイナミクスとそれを生み出すプラズマの集団的な振る舞いを議論することを可能にした。特に磁気圏尾部の磁気リコネクションに関して、エンジン部分の周囲の広がるイオンと電子とが分離して振る舞う領域(イオン慣性領域)を観測的に同定することに成功した(最新成果としては Nagai[1])。

磁気リコネクションのエンジン部中心においては、電子が電磁場で加速され、その領域から反対向きのジェットのペアとして吹き出す。その電子ジェットが磁力線を引き擦るようになり、その動く磁力線にイオンが絡みつくように運動することで(電子に比べて)ゆっくりと加速され、やがては電磁流体ジェットを構成するようになる。イオン慣性領域とは、電子に遅れてイオンが加速される領域のことであり、Geotail以前に理論的に議論はされることがあったが、観測実証を可能にしたのはGeotailの高性能データである。Geotail以後、観測データの解釈においても、粒子データを流体描像に基づいて処理した物理量(密度、流速、圧力)の電磁流体モデルを意識しながらの解釈というスタイルだけでなく、イオンと電子の二流体性やプラズマの粒子性を意識したデータ解析研究も活発に実施されるようになった。これは実験室プラズマ分野においても同様である。

欧州宇宙機構 ESA の磁気圏探査衛星 Cluster-II(2000年 打ち上げ) は Geotail が開拓した問題意識を, 編隊観測とい う新しい手段で深めた. Geotail までの磁気圏観測データに おいては、プラズマ構造が時間変化しない間に探査機がそ れを横切るものと仮定して解析・解釈を行ってきた. 実際 のデータは時系列なのであるが、ある場所での時間変化を 想定せず、空間勾配がある速さをもって探査機を横切った と解読するということである。つまり、「時空分離」に関 して、曖昧さがつきまとうことは否めなかった。それに対 して、Cluster は4機の探査機が編隊を組んで観測する. そ れにより,空間勾配が計測できるようになる,時空分離が 可能になる等、Geotail が見出した磁気リコネクションにお けるイオン慣性領域物理の把握において, 定量性を高める うえで大きなステップとなった. さらに, Cluster は高性能 の電場計測器を搭載しており、 そこから様々な電子スケー ル物理が磁気リコネクション領域に潜んでいることも明ら

かになりつつある (たとえば、Khotyaintsev[2]).

5.4.2 次世代の地球磁気圏における磁気リコネ クション観測

観測機器屋は、「世界で初めて X を見た」ということを 大事にする。しかも、その X が重要で、かつ、不思議なも のであることを好む。磁気リコネクションの物理でそれに 該当するものは、エンジン部分中心での電子加速領域だろう。

粒子シミュレーション結果は、そこでは電子が電場方向 に「自由に」加速されていることを示す. 「自由に」ではあ るが、加速時間は有限であり、そのことが加速された電子 が担う電流密度の強度を制限する:このことが、いわゆる 「異常電流抵抗」の本質であろう.加速の結果,電子は ジェットのペアとして噴き出し(それが故に加速時間は有 限である)、磁気リコネクションによるジェット発生とい うことの初期動作が完了するのである.面白いのは、(1) 電子が「自由に」加速される現場はプラズマ中では稀であ ること(何らかの理由でそのような電場はシャット・ダウ ンされることがほとんどである),(2)そのような稀なこと があってはじめて磁気リコネクションが可能になること, (3)磁気リコネクションという物理過程は、稀で微小な領 域を大規模な全体の中で生成し、かつ、維持していること、 そして、(4)このような複雑な「手続き」を必要とするにも かかわらず、磁気リコネクションは宇宙空間ではそれなり に頻繁に発生し、かつ、大規模な影響をもつ、最も重要な 物理プロセスのひとつであることだ.

NASA の MMS (Magnetospheric Multi-Scale) 衛星は, 4機編隊で磁気リコネクション電子領域の物理解明を狙う ものである. 観測領域としては、まずは磁気圏前面の境界 層を狙う. そこで、編隊を組む衛星の相互距離を10km 以下に制御し、電子スケール現象を空間分解できるように する. そのうえで、10 msec オーダーの高速電子計測を実 施し, その時間分解能 (データ解析時点では, 空間分解能) で電子分布関数を取得する, さらには, 高精度で電場の三 成分観測も実施する(MMS のように衛星がスピン衛星の 場合、スピン軸方向への電場計測用アンテナ長は衛星姿勢 安定性の観点から限定されてしまい、衛星自身が場を乱す 効果を取り除くことが困難で,高精度の3成分電場計測は チャレンジングである). 粒子シミュレーションでは、粒 子軌道を追跡することでエンジン部分中心において電子が 電場によって「自由に」加速される様相を可視化すること が可能だが, 衛星観測データの場合は, 電子の速度空間に おける粒子分布と電磁場の空間構造情報から再構築するこ とになる. 鍵は、(1)温度非等方性をきちんと評価できる データ性能であるか、(2)磁場配位によっては電子ですら 完全には磁力線に巻き付いていないだろうから、それを non-gyrotoropyから検出することが可能なデータ性能であ るか、より根本的には、(3)エンジン部中心では電子が強 烈な電流密度を担うはずだが、電子流速を精度よく求めて 電流密度を計算することができるデータ性能であるか、そ して、(4)それと電場データを組み合わせて電磁場からの

エネルギー変換率(J·E)を精度よく求めることができるデータ性能であるのかである。エネルギー変換率のうちの非電磁流体力学成分こそがリコネクション・エンジンを同定するうえで最良の指標である、との主張もある(Zenitani [3])。

MMSの打ち上げ予定は,2014年10月である。観測データは、それを解析すべく待ち構えている研究者だけでなく、理論・数値実験の研究者、さらにはエンジン部分の電子物理に実験室プラズマから迫りつつある研究者が待ち望んでいる。

5.4.3 電子加熱に関する新しい知見

磁気リコネクションは、電磁場からのエネルギー変換過程として注目されるもので、どのようなエネルギーにどのような割合で変換されるのか、という疑問は中心的課題である。地球磁気圏前面における豊富な観測事例をコンパイルすることで、電子加熱は2%のシェアをもつ、という結果が最近発表された(Phan[4]).研究の手順は、以下の通りである:(1)磁気圏境界においてリコネクション・ジェットを同定する、(2)そこにおいて、上流側(リコネクション以前)と下流側(リコネクション・ジェット内)のデータを取得する、(3)下流と上流の電子温度、電磁場条件等を比較する。結果は、上流から流入するポインティング・フラックスの約2%が電子加熱に費やされている、というものであった。

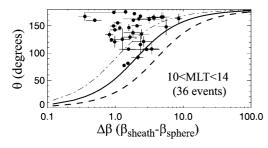
この結果は、以下のように書き直すこともできる:

(下流電子温度)/(上流電子温度)

= 1 + (0.02/(上流電子ベータ))

ここで、上流電子ベータとは、上流電子の圧力を、上流での磁気リコネクションを起こそうとしている磁場成分による磁気圧で割ったものである。この式の語るところは、上流の電子ベータが 0.02 という低い値でなければ、温度比が 2 を超えるような大きな電子加熱を磁気リコネクションにおいて獲得することはできないということである。

さて、宇宙プラズマ・ガスが加熱される際には、非熱的成分も同時に生成される(粒子加速)ことが多く、その過程には興味が集まっている。その問題意識から上の式を眺めると、温度比が小さい(例えば、<2)加熱現象には粒子加速が伴わないのだと想定すれば、磁気リコネクションに



おいて電子加速を得るためには、電子ベータは 0.01 のオーダーでなければならないということになる.「磁気リコネクションによる電子加熱」というストーリーは様々な天体物理の現場で語られることであるがそういう話が成立するには、その現場の電子ベータが制限を満たさなければいけないということを示唆するということである.実は、粒子加速に関する議論は今回の研究に使われたデータセットで行うことはできない.今後の検証を待ちたい.その展開次第で、これは太陽・天体プラズマ研究者らとの議論が白熱するアイテムとなるのではないかと想像する.

5.4.4 比較惑星磁気圏の観点から

磁気圏前面での磁気リコネクションは、片側は磁気圏プラズマ、別の片側は太陽風プラズマである。太陽風プラズマとはいえ、それは磁気圏のさらに前面にあるバウ・ショック(太陽風は超音速であることに注意されたい)での加熱を経たものであることに注意したい。ショック通過後の下流にある太陽風プラズマの状態は、ショック・パラメータによって規定される。つまり、磁気圏境界の太陽側のプラズマ状態は太陽風や惑星間空間磁場によって規定され、また、それらに応じて変化する。一方の磁気圏側では基本的には北向きの磁場であり、また、プラズマは低ベータ状態にある。

磁気圏境界の太陽側状況へと太陽風と惑星間空間磁場がもたらす変化のうち、ここでは、プラズマ・ベータと磁場の向きに注目する。プラズマ・ベータはバウ・ショックのアルヴェン・マッハ数に大きく依存し、地球磁気圏前面においては、おおよそ、 $0.1\sim1$ の範囲で変化する。これは、磁気圏境界を跨いだプラズマ・ベータの値のジャンプ($\Delta\beta$ と呼ぶ)に多様性を生みだす。また、惑星間磁場の方向はいろいろと変化する。これは、磁気圏境界をまたいで磁場の方向が様々に変わることを意味し、この変化する角度(シア角 θ と呼ぶ)に多様性を生み出す。つまり、ある観測された磁気圏境界は、($\Delta\beta-\theta$)平面上のある場所を占めるが、いくつかの事例を集めると、それらはこの平面上の様々な場所に散らばることになる。

では、実際にこのプロットを作ってみる. ただし、磁気 圏境界を観測した際に磁気リコネクションが同定されたも のと、そうではなかったものを別々にプロットしてみる (図2). その結果は、ある理論予想線の上下に、見事に、

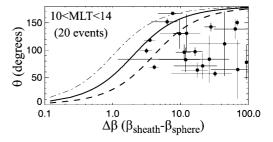


図 2 $(\Delta \beta - \theta)$ 問題の地球磁気圏における検証・磁気圏境界を跨いだプラズマ・ベータの値のジャンプ $(\Delta \beta$ と呼ぶ)と磁気圏境界を跨いで 磁場方向が変化する角度 (シア角 θ と呼ぶ)を計測し、観測された磁気圏境界ごとに $(\Delta \beta - \theta)$ 平面上にプロットしたもの、ただし、磁 気圏境界を観測した際に磁気リコネクションが同定されたもの (左)と、そうではなかったもの (右)を別々にプロットしている、結果は、ある理論予想線の上下に別れるものである。参考文献[5]より改変、

別れるものである (Phan[5]). この理論予想は, Δβ は磁気リコネクションを起こす磁場の方向への電子スライド運動を誘起するが,それが大きすぎると磁気リコネクション領域のスライド運動があまりにも速くなって磁気リコネクションそのものを阻害する (シア角が180度の反平行状態でない限り,起きない) (Swisdak[6]) というものである. 図 2 の結果は、地球磁気圏において観測される多様性の範囲内で、理論予想がかなりの確度で検証されたことを示す.

太陽系の惑星のうち、水星、地球、さらに木星以遠のガ ス・氷惑星は固有磁場をもつ. ここでは、水星、地球、土 星を $,(\Delta\beta-\theta)$ 問題の視点で比較してみよう。磁場をもっ た太陽風が双極子磁場にぶつかるという意味では、これら の3つの設定は同じである.一方で、大きく異なるのは磁 気圏前面境界の太陽側でのプラズマ状態である. 太陽風の 速度は太陽からの距離に対して不変であるが、アルヴェン 速度は太陽からの距離応じて大きく下がる.これは、惑星 のバウ・ショックのアルヴェン・マッハ数が、太陽から離 れるほど大きくなること、 $(\Delta \beta - \theta)$ 問題の視点で言い直せ ば、磁気圏前面の太陽側プラズマのベータは太陽から離れ るほど大きくなることを示す. つまり, 水星, 地球, 土星 を比較すると, $\Delta\beta$ が大きく異なるのである. 一方でシア角 θ は、いずれの惑星においてもランダムであろう。実際に $\Delta\beta$ 値を計算し**図2**の理論予想を参照しながら考察すると、 「水星磁気圏境界面上では、いつでもどこでもリコネク ションが起きている. 土星の場合,シア角が180度(反平 行)となる、きわめて限られた領域でのみリコネクション が起きる. 地球では、ある程度の制限が加えられており、 磁気圏境界面上のそれなりの面積範囲でリコネクションが お行儀良く起きている.」という描像に至る. 水星探査機 (NASA MESSENGER) と土星探査機 (NASA Cassini) の 観測結果はこの描像と矛盾するものではなく、今後の検証によってBigPicutreを確実なものとしていくことに期待を持たせるものである。高度によってプラズマ・ベータが大きく変化する太陽大気での磁気リコネクションに対しても、含意するところが多いのではないだろうか。

5.4.5 最後に

このように考えてくると、地球磁気圏のパラメータ空間上で置かれている位置の面白さということに言及したくなる。前半部でマルチスケール物理という視点がホットであると述べた。それが磁気リコネクション物理の核心に迫るものだと信じているが、観測的研究においてもこの視点を持ち得るのは、地球磁気圏パラメータが、衛星観測データ解析においてマクロ(数千km)~メソ(1000km)~ミクロ(10km)というスケールをまたがった連携を意識することが可能な値に、たまたま、なっているからではないだろうか?後半部で($\Delta\beta-\theta$)問題について述べたが、もし地球磁気圏前面の磁気リコネクションが水星型(滅茶苦茶なデータからパターンを見出すのが困難)だったり、土星型(まず観測されることがなく、かつ、グローバルな効果も限定的)だったりしたら、われわれは磁気リコネクションの理解へと進むための枠組みを構築できていただろうか?

- [1] T. Nagai et al., J. Geophys. Res. 116, A04222, doi:10.1029 /2010JA016283 (2011).
- [2] Y.V. Khotyaintsev *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 165002 (2010).
- [3] S. Zenitani et al., Phys. Rev. Lett. 106, 195003 (2011).
- [4] T.D. Phan et al., Geophys. Res. Lett. 40, 4475 (2013).
- [5] T.D. Phan et al., Geophys. Res. Lett. 40, 11, (2013).
- [6] M. Swisdak et al., J. Geophys. Res. 108, 1218 (2003).



5. リコネクション研究の課題と将来

5. Problems and Future of Reconnection Research

5.5 室内実験の課題と将来

5.5 Problems and Future of Magnetic Reconnection Research in Laboratory Experimental Studies

井 通 暁,小 野 靖,蔵 満 康 浩¹⁾
INOMOTO Michiaki, ONO Yasushi and KURAMITSU Yasuhiro¹⁾
東京大学大学院新領域創成科学研究科,¹⁾国立中央大学(台湾)

(原稿受付:2013年11月7日)

本節では、室内実験におけるリコネクション研究の現状を概観し、高速リコネクション機構およびエネルギー変換過程を解明するために克服すべき課題を明らかにする。また、室内実験研究における新たな展開の例を紹介し、広範な天体現象を再現しうる室内実験研究の実現への展望を記す。

Keywords:

magnetic reconnection, laboratory experiment, laboratory astrophysics, plasma diagnostics

5.5.1 はじめに

磁気リコネクション研究における室内実験の利点は、多種・多次元・マルチスケールの計測手段を適用可能であること、プラズマパラメータや境界条件の制御下でリコネクション現象を発生させうること、という2点に集約することができよう。例えば、太陽観測における空間分解能はプラズマの微視的スケール(ラーモア半径や慣性長)に比べて圧倒的に大きく、一方で地球磁気圏においては逆に観測点数の不足により大域的な空間構造を把握することが困難であったのに対して、室内実験では微視的スケールから巨視的スケールにまたがるリコネクション現象を直接観測することが可能である。さらに、パラメータや境界条件を変化させてリコネクション現象への影響を観測することができる。

一方で室内実験の欠点としては、太陽や地球磁気圏などとのプラズマパラメータおよび境界条件の不一致を指摘することができる。室内実験によって磁気リコネクション現象を再現しようとする試みは70年代前半から開始されたが、当初は直線型の装置中での電極放電が用いられていた。このためプラズマ中の磁力線や電流が固体壁と交差・接触しており、磁気レイノルズ数が非常に小さく(10以下)、衝突が支配的となるような領域での実験にとどまっていた。電流シート形成過程[1]やイオンアウトフローパターン[2]、ホイッスラー波の発生[3]などの実験結果が報

告されているが、総じてイオンラーモア半径が装置サイズよりも大きいような電子 MHD 環境下での実験となっていたため、太陽コロナや地球磁気圏などの高磁気レイノルズ数のプラズマ中で如何にして磁束凍結が破れ、高速なリコネクションやエネルギー変換がもたらされるのかを議論することは困難であった。

その後90年代になって、磁場閉じ込め核融合装置にアイ デアを得た軸対称トロイダル系における放電実験が開始さ れた. この種の実験においては磁力線や電流がプラズマ中 で閉じる構造を有しており,数百を超える磁気レイノルズ 数が達成されることによって、大域的な MHD 条件の下で 自律的にリコネクションを発生させることがはじめて可能 となった. トロイダル系の室内実験におけるリコネクショ ン研究は、主に(a)高速リコネクション機構の解明、(b)リ コネクションにおけるエネルギー変換過程の解明をめざし たものであった. 言い換えると、(a)ではイオンスケール を下回るような微視的領域が, (b)ではそのような微視的 領域から下流側の巨視的 MHD 領域への接続部分を対象と した観測が重要となる.本節では、(a)(b)それぞれについ ての課題と今後の展望を述べた上で, (c)室内実験におけ る新展開の例を紹介し、リコネクション室内実験研究の方 向性を示す.

5.5.2 高速リコネクション機構の探究

太陽フレアなどにみられる高速な磁気エネルギー解放が

 $Corresponding\ author's\ address:\ Graduate\ School\ of\ Front\ Science,\ The\ University\ of\ Tokyo,\ Kashiwa,\ CHIBA\ 277-8561,\ Japan$

Corresponding author's e-mail: inomoto@k.u-tokyo.ac.jp

何によってもたらされているかがリコネクション研究の最も興味深いテーマである。TS-3装置[4]においては、電流シートの半幅が局所的なイオンラーモア半径を下回った場合に電流シートの散逸が促進されるという実験結果[5]が示されており、イオンの運動論的な効果による高速リコネクションの実現を示唆するものである。またMRX装置[6]においては無衝突プラズマを用いて二流体効果の検証が行われ、ホール効果によってリコネクション電場が増加する[7]ことが報告されており、地球磁気圏尾部のリコネクションの衛星観測結果[8]とのよい一致を示している。

Special Topic Article

これらの実験においては、ガイド磁場(リコネクション 磁場に直交する磁場) やリコネクションを駆動する外力, あるいはプラズマ密度を変化させることによって、イオン ラーモア半径やイオン慣性長, 平均自由行程と電流シート 幅との大小関係を変え、高速リコネクションが発生する条 件の抽出に成功しているが、実際にリコネクション電場を 増進する微視的機構 (あるいは異常抵抗) の同定には至っ ていない. このような微視的機構の源として有力であるの は、ドリフト不安定性などに起因する揺動の存在である. 電流シート内部における静電揺動[9]や電磁揺動[10,11]の 発生と、リコネクション速度との間に正の相関が存在する ことも報告されている. 揺動発生の原因としては, 低域混 成ドリフト不安定性以外に,電流シート内部で加速された 電子のドリフトによる不安定性の可能性が指摘されている が,直接的な観測結果はいまだ得られていない.室内実験 における今後の課題の一つは、微視的スケールでの観測を 充実させることによって電子散逸機構を同定し, その発生 要因を明らかにすることであろう.

ここまで示してきた実験例では、定常・軸対称なリコネ クション現象が仮定されているが、最近ではプラズモイド の形成・放出現象に代表される非定常性[12-14] や三次元 性[15-17] の発現によるリコネクション高速化が注目され ており,より高い時間空間分解能を有する多次元計測の整 備が望まれる. また、MAST を除く多くの実験室プラズマ の磁気レイノルズ数は、 $10^2 - 10^3$ 程度であり十分な大きさ であるとはいえない. 一方, 10⁴-10⁵の高い磁気レイノル ズ数をもつ MAST 実験や5.5.4で述べるレーザープラズマ 実験では、プローブなどの有力な局所計測手段が使えず, 室内実験の利点が十分に生かせない. 近年のシミュレー ション研究の進展により、104を超える高磁気レイノルズ 数においては定常な Sweet-Parker 的リコネクションに代 わって、プラズモイド(ティアリングモード)の発生を伴 う非定常なリコネクションに移行するとの予測がなされて おり (2.3および3.4参照), 太陽コロナや地球磁気圏プラ ズマにおけるリコネクションを再現するための高磁気レイ ノルズ数室内実験の実現および、高磁気レイノルズ数に対 応した多次元局所計測の開発が強く期待される.

5.5.3 リコネクションによるエネルギー変換機 構の解明

リコネクションによって解放された磁気エネルギーの大 部分は、アウトフローの形でイオンの運動エネルギーに変 換され、その後熱化すると考えられる、室内実験において は、主として少数イオンの発光スペクトルを用いたドップ ラー分光計測によるイオン流速ならびにイオン温度計測が 行われ, イオンへのエネルギー変換に関する定量的な検証 が進められてきており、概ねアルヴェン速度の0.5-1倍程 度の速度をもつアウトフローと, それに対応する加熱が報 告されている[18-21]. 最近では, 二流体効果によって生 じた静電ポテンシャルによるイオン加速とその熱化[22] が報告されており、フローを介したイオン加熱機構の解明 が進んでいる. しかしながら, 多くの実験装置においてア ウトフロー方向の十分な領域が確保されているとは言い難 く,加速・加熱における境界条件の影響が懸念される.ま た, イオン種によってリコネクション加熱効率が異なるこ とを示唆する実験結果[23]も報告されており、バルクイオ ン加熱に関しては太陽フレア観測などとの連携研究の推進 が期待される.

一方で、電子へのエネルギー付与の実験的検証について は、その空間スケールの小ささおよび熱輸送係数の大きさ のため、なかなか進展がみられなかった. リコネクション 領域からの電子アウトフローについては、2.5 mm間隔で設 置されたピックアップコイルによって、幅5~10 mm 程度 の(電子)電流層の存在が観測されており、その値が電子慣 性長の8倍程度でスケールすることが報告されている[24]. 観測された電子アウトフロー速度は、電子アルヴェン速度 の1/8-1/7程度の大きさであり、粒子シミュレーション結 果に比べて大幅に小さい値となっている. リコネクション における電子加熱が顕著に観測された例はほとんど存在し ていないが、最近になって直径4mの大型実験装置MAST における高ガイド磁場下でのリコネクション時に、X 点近 傍で 100 eV を超える電子加熱が観測されており[25], エ ネルギー閉じ込めのよい環境下においては電子へのエネル ギー付与が顕著に発生する可能性が示唆されている.

今後の課題としては、イオンへのエネルギー付与についてはアウトフローの熱化を定量的に検証しうる下流領域サイズの確保と、イオン種に関する依存性の検証が、電子へのエネルギー付与に関しては、良好なエネルギー閉じ込めを実現した上で、非接触の電子温度計測や高エネルギー電子計測を整備することが必須であろう。最近では大型のトカマク式核融合実験装置 KSTAR において電子サイクロトロン放射のトモグラフィ計測が実施され、リコネクション発生部位の電子温度構造のダイナミクスが明らかにされつつある[26]。今後予定される MAST 装置のアップグレード等と合わせて、大型核融合実験装置を活用することによるリコネクション研究の進展も期待される。

5.5.4 リコネクション室内実験の広がり

リコネクション現象そのものを対象とした研究のほかに 太陽や磁気圏におけるリコネクション現象の再現を目的と した室内実験研究も実施されている.最近では,太陽黒点 半暗部のライトブリッジ現象の再現実験[27],コロナルー プの巨視的な安定性[28],磁気圏尾部リコネクションの衛 星観測再現実験[29]などを通して衛星観測結果を補完し, 解釈しようとする試みがなされている.また,電離度の小さい太陽彩層におけるリコネクション現象を再現する目的で,弱電離プラズマ中でのリコネクション実験[30]が実施されており,高い注目を集めている.

ここまで記してきた数々の室内実験ではプラズマの発生 (放電) は強電場によってもたらされており、典型的な密度・温度・磁場としては $10^{20}\,\mathrm{m}^{-3}/0.1\,\mathrm{keV/1\,T}$ 以下程度の領域に限定されていたが、全く異なるプラズマ発生アプローチとして高出力および高強度レーザーを用いる手段がある。非相対論的なロングパルス(高出力レーザー)を使うのか、相対論的な超短パルス(高強度レーザー)を使うのか、磁場は永久磁石か電磁石か、または自己生成磁場か等、様々な実験条件により $10^{23-26}\,\mathrm{m}^{-3}/\mathrm{20}\,\mathrm{eV}$ - 数十 MeV $/0.1\,\mathrm{T}$ - $10^4\,\mathrm{T}$ とバラエティに富んだパラメータにおけるリコネクション室内実験環境を実現することができる。

磁気リコネクション研究の基礎をなすレーザーを用いた 磁場の生成実験は古くから行われており、非相対論的なロ ングパルスを個体に照射することで、100 T オーダーの強 磁場が生成されることが知られていた[31,32]. レーザー 照射面から吹き出すアブレーションプラズマはターゲット 垂直方向に大きな密度勾配(∇n)をもつのに対し、この方 向の温度勾配(∇T)は小さく、むしろターゲット接線方向 に大きな温度勾配をもつため、いわゆるバロクリニック効 果 $(\nabla T \times \nabla n)$ により磁場が生成される. このためレーザー 照射面, 照射時間の近傍では非常に強い磁場が照射面を取 り囲むように生成される. この強磁場を用いることが磁場 閉じ込め型装置とは異なるレーザーを用いた磁気リコネク ション研究の大きな特色となっている. 2本のレーザーの 照射位置をわずかにずらすと、2つの磁気バブルが拡大し ながら衝突する. 衝突面における磁場が2つのバブルで反 対方向を向くことから磁気中性面が生成され、ここで磁気 リコネクションが可能となる. 近年著しく発達したプロト ンビームを用い、リコネクション磁場の高時間分解計測に 最初に成功したのがイギリスのグループである[33,34]. 複数のレーザーを用いて個体を照射する場合、それぞれの 照射面で生成された磁場が相互作用し, これらが電子の輸 送に影響を及ぼす. 特に多数本のレーザーを用いる慣性核 融合においては、磁場の生成とその相互作用がプラズマの 輸送に本質的な役割を果たすと考えられている[35]. ま た,磁気リコネクションは宇宙における様々な現象の重要 な要素であり、太陽フレア等に応用しようとする研究が中 国のグループを中心に行われている[36,37]. これらの レーザーを用いた磁気リコネクションはレーザー生成強磁 場を用いた強い磁場駆動型の磁気リコネクションであり、 粒子コード等を使った理論的な研究も進められている [38,39]. 日本では阪大レーザー研において磁気リコネク ション研究が進められており、特に上に述べた中国のグ ループとの Gekko XII レーザーを用いた共同研究が2011年 度より開始されている。また、2013年には上海光机所の Shenguang II レーザーを用いた共同実験が行われてお り、ガイド磁場がある場合の強磁場リコネクションに関し 興味深い結果が得られている. また最近では、2枚のディ

スクを U 字型のコイルで繋いだターゲットを高出力レーザーで照射することで 1kT の強磁場の生成に成功しており [40], この超強磁場を使ったリコネクション実験も中国と阪大のグループにより始められている.

また、リコネクションにおける電子スケールの物理を解 明するためのレーザー実験が近年になって新たに提案され ている. 電子スケールの物理は、その時間的空間的な小さ さから人工衛星を用いた観測においても困難であり、粒子 コード等の数値シミュレーションを用いた研究が一般的で あった[41]. 新たに提案されたレーザーを用いた電子駆動 リコネクション実験では、弱い垂直外部磁場中で薄いプラ スチックをレーザーで照射し高速のプラズマ流を生成す る. 磁場のエネルギーはプラズマの運動エネルギーより何 桁も小さく、プラズマの流れによってこの磁場は容易に変 形され磁気圏尾部のように引き延ばされた構造が作られ る. 磁場はイオンを磁化するには弱く, 実験のシステムで は電子だけが磁化される. このように引き延ばされた磁場 構造中に電子電流が流れ、電子の運動に支配された磁気リ コネクションが起こると期待されている. これまでの実験 で、カスプ状の構造を伴うプラズモイド的な構造の撮像 と,この構造の伝搬速度が電子アルヴェン速度程度になる ことが示されている. これらの結果は電子スケールの磁気 リコネクションが起こっていることを強く示唆している.

さらに、今後の課題としてはレーザーを用いた相対論的 な磁気リコネクションの研究の進展が期待される. 電子ス ケールの物理は観測が困難ではあるが人類が観測できると ころで起こっていると信じられている.一方,相対論的な リコネクションはパルサー等の非常に強い磁場をもつ天体 等で重要な役割を果たすと考えられており、人類が到達で きない遠方の天体での出来事である. 必然的に理論・シ ミュレーションを用いるしか研究手法がなかったが、これ を相対論的な高強度レーザーを使って模擬することが狙い である. レーザー強度が 10¹⁸ W/cm² を超えると, 電子の運 動が相対論的になる.この相対論的な電子を用い,5.5.4節 の最初に紹介したバロクリニック効果による磁場の生成を 相対論的な領域に拡張する. 最近の報告によると、相対論 的な高強度レーザー (4×10¹⁹ W/cm²) を用いることで 10 kT に達する超強磁場が生成され、相対論的な電子ビー ムにより超高時間分解での計測が行われている[41]. 台湾 の国立中央大学では 100 TW レーザー (10²⁰ W/cm²) を用 い, 複数本の相対論的パルスを個体に照射し, 相対論的な 磁気バブルの衝突による磁気リコネクション実験が計画さ れている. 相対論的な場合は、バロクリニック効果による 磁場の生成に加え、相対論的な時空の歪みによる磁場生成 が起こることが理論的に示されており[42], どのような磁 場が生成されるかということ自体が興味深い研究対象と なっている. 近年計画されている将来の超高強度レーザー (GekkoExa や ELI 等) では、イオンが相対論的になる 10²⁶ W/cm²が視野に入ってきており、どのような磁場が生成 され、またそれがどのように散逸されるのか、新たな研究 領域が開かれると期待されている.

5.5.5 まとめ

磁場閉じ込め型室内実験において高速リコネクションおよびエネルギー変換機構を解明する上での問題点は、真に微視的な電子スケール物理の観測が困難である一方で、真に巨視的な構造を再現可能な装置サイズが実現できていないという点にある. 現在の磁場閉じ込め型室内実験のパラメータでは、電子スケールは1mmを下回る大きさとなっており、微視的構造を同定しうる分布計測の実現は困難である. 逆に、例えば電子慣性長が10mmのオーダーになるような低密度プラズマを用いるという方法もあるが、このような場合には水素イオンの慣性長が数十cmのオーダーになってしまうため、数mのサイズをもつ巨大な実験装置を用意しない限りは巨視的なMHD条件を満たすことはできない.

計測分解能の確保ならびに高磁気レイノルズ数の実験を行うという意味において、今後の室内実験では強リコネクション磁場・低密度・高温・大装置サイズが要請される。また、電子へのエネルギー輸送を検証するためには、接触型の計測(プローブ)から非接触計測(電磁波等)への移行が重要であり、プラズマ計測手段の進展がリコネクション室内実験における新たな領域を切り拓くことが期待される。

レーザーを用いたリコネクション研究は比較的新しく、計測器も可視光や X 線を使ったイメージング、電子や陽子を用いた電磁場の計測等、視線方向への積分によるものが多い。有効な 3 次元局所計測手段が少なく、構造自体も 3 次元であることから、計測データを物理的に解釈するためにしばしば数値シミュレーションの助けを借りているのが現状である。さらに現象の理解を深めるためには、計測器の充実と計測方法そのものの開発が今後必要となってくると考えられる。しかしながら、上に述べてきたように、超強磁場や相対論的な拡張等、レーザーでなければなし得ないユニークな研究領域を開拓していけると考えている。

- [1] S. Syrovatskii, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 19, 163 (1981).
- [2] R. Stenzel and W. Gekelman, J. Geophys. Res. 86, 649 (1981).

- [3] W. Gekelman *et al.*, J. Geophys. Res.: Space Phys. **87**, 101 (1982)
- [4] Y. Ono et al., Phys. Fluids B 5, 3691 (1993).
- [5] Y. Ono et al., Phys. Plasmas 18, 111213 (2011).
- [6] M. Yamada et al., Phys. Plasmas 4, 1936 (1997).
- [7] Y. Ren et al., Phys. Rev. Lett. 95, 055003 (2005).
- [8] F.S. Mozer et al., Phys. Rev. Lett. 89, 015002 (2002).
- [9] T.A. Carter et al., Phys. Plasmas 9, 3272 (2002).
- [10] H. Ji et al., Phys. Rev. Lett. 92, 115001 (2004).
- [11] M. Inomoto et al., Phys. Plasmas 20, 061209 (2013).
- [12] M. Yamada, Phys. Plasmas 18, 111212 (2011).
- [13] Y. Ono et al., Phys. Plasmas 18, 111213 (2011).
- [14] M. Inomoto et al., Plasma Fusion Res., to be pulished.
- [15] J. Egedal et al., Phys. Plasmas 18, 111203 (2011).
- [16] T. Ii and Y. Ono, Phys. Plasmas 20, 012106 (2013).
- [17] S. Dorfman et al., Geophys. Res. Lett. 40, 233 (2013).
- [18] Y. Ono et al., Phys. Plasmas 4, 1953 (1997).
- [19] S.C. Hsu et al., Phys. Plasmas 8, 1916 (2001).
- [20] M.R. Brown et al., J. Fusion Energ. 27, 16 (2008).
- [21] Y. Ono et al., Phys. Rev. Lett. 107, 185001 (2011).
- [22] J. Yoo et al., Phys. Rev. Lett. 110, 215007 (2013).
- [23] G. Fiksel et al., Phys. Rev. Lett. 103, 145002 (2009).
- [24] Y. Ren et al., Phys. Rev. Lett. 101, 085003 (2008).
- [25] Y. Ono et al., Plasma Phys. Control. Fusion 54, 124039 (2012).
- [26] G.S. Yun et al., Phys. Rev. Lett. 107, 045004 (2011).
- [27] N. Nishizuka et al., Astrophys. J. 756, 152 (2012).
- [28] E. Oz et al., Phys. Plasmas 18, 102107 (2011).
- [29] J. Yoo and M. Yamada, J. Geophys. Res.: Space Phys. 117, A12 (2012).
- [30] E.E. Lawrence et al., Phys. Rev. Lett. 110, 015001 (2013).
- [31] M.A. Yates et al., Phys. Rev. Lett. 49, 1702 (1983).
- [32] J.A. Stamper, Laser Part. Beams 9, 841 (1991).
- [33] P.M. Nilson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97**, 255001 (2006).
- [34] P.M. Nilson et al., Phys. Plasmas 15, 092701 (2008).
- [35] C.K. Li et al., Phys. Rev. Lett. 99, 055001 (2007).
- [36] J. Zhong et al., Nat. Phys. 6, 984 (2010).
- [37] Q.L. Dong et al., Phys. Rev. Lett. 108, 215001 (2012).
- [38] W. Fox et al., Phys. Rev. Lett. 106, 215003 (2011).
- [39] W. Fox et al., Phys. Plasmas 19, 032118 (2012).
- [40] S. Fujioka et al., Scientific Rep. 3, 1170 (2013).
- [41] S. Zenitani et al., Phys. Rev. Lett. 106, 195003 (2011).
- [41] W. Schumaker et al., Phys. Rev. Lett. 110, 015003 (2013).
- [42] S.M. Mahajan and Z. Yoshida, Phys. Rev. Lett. **105**, 095005 (2010).

•

小特集 俯瞰と展望:磁気リコネクション研究の最前線

6. まとめ~リコネクション研究の進歩とこれから~

6. Summary - Present and Future of Magnetic Reconnection Research -

小野 靖,松元亮治¹⁾,星野真弘²⁾,清水敏文³⁾,堀内利得⁴⁾
ONO Yasushi, MATSUMOTO Ryoji¹⁾, HOSHINO Masahiro²⁾, SHIMIZU Toshifumi³⁾ and HORIUCHI Ritoku⁴⁾
東京大学大学院新領域創成科学研究科,¹⁾千葉大学大学院理学研究科,²⁾東京大学大学院理学系研究科,
³⁾宇宙航空研究開発機構,⁴⁾核融合科学研究所

(原稿受付:2013年11月7日)

MHD 領域から運動論領域へ急速に分野を拡大しつつ、分野融合も進展する、磁気リコネクション研究について、本小特集では、その10年の研究を俯瞰し、将来を展望してきた、理論・シミュレーション、太陽観測、地球磁気圏観測、天文観測、室内実験等、広汎な分野で進展しつつあるリコネクション研究の最新の成果と将来をレビューしてきた、共通物理として考えられる2大テーマ:高速リコネクション機構(2章)とリコネクションのエネルギー変換(3章)を概説し、さらに成長著しい新分野や新概念について紹介(4章)した上で、主要分野における進展と今後の展開(5章)をまとめてみた。

この10年, リコネクション研究の特徴は, 第1章**図3**に示した論文数によく現れているように

- 1) 研究が深化すると共に、
- 2) 研究領域は拡大を続けてきた.

1)の部分では10年前の謎の多くを解明したものの、2) のように新たな領域が次々加わり、あるいは新段階に遷移 して明確に新たな発展期に入った点が特徴である. 具体的 に、その物理は MHD 領域から、二流体さらに運動論領域 へと大幅に領域を拡大し、それらがミクロ・マクロ間で相 互作用する新しい物理を形成し, 分野拡大は相対論リコネ クション, 弱電離リコネクションという新顔も生んでい る. 研究分野でみても、理論・実験室・磁気圏・太陽とい う10年前の顔なじみも各々深化するとともに、分野が連携 して、例えば宇宙天気といった新分野を生み、新顔として も降着円盤をはじめとする天体分野や応用研究としてのリ コネクション加熱が生まれている. 研究の深化による現象 解明が新たな学問領域を創成し、研究分野の拡大を生む循 環になっている。第1章最後に掲げた論点整理「リコネク ション研究10年の成果と新段階への遷移」をあげながら、 この10年の進歩を簡単にまとめてみよう.

遷移1:MHD リコネクションから,二流体・運動論的リコネクションへ進化

各分野が個別或いは連携して努力した結果, MHD 領域

に限れば、謎の多くは解明されてきた. 例えば、アウトフローを介したプラズマ加熱などはその典型である. 反面、研究の進展につれて、「MHD 領域では説明できない二流体、さらには粒子運動領域といえる局所の X 点物理が、何桁もスケールの大きな巨視的な磁場構造変化 (MHD 領域)と結びついて現象を決める」という新たな描像が現れている. これには、微視的な物理と巨視的な物理の双方を検証し、さらにその相互作用を解き明かすことが必要であることを意味している. 進歩した計算機解析、観測技術、実験技術をもってしても極めて挑戦的な研究テーマを形成している. MHD から、二流体・運動論への流れは、リコネクションの2大テーマであるリコネクションの高速化とエネルギー変換にもはっきり現れている.

遷移 2:高速リコネクション機構は 1) 異常抵抗, 2) 非定常, 3) 3次元へ展開

MHD・時間定常・2次元を仮定した Sweet-Parker モデ ルを出発点として、長年にわたって MHD に基づいた高速 リコネクション機構が研究されてきたが、この10年の進歩 は、その3つの仮定が破れる形で高速リコネクションの発 生が説明されてきた. MHD という仮定が破れた(a) beyond MHD 領域として、粒子運動によって発生する微視的 不安定、具体的にはドリフトキンク不安定性などが電子を 散乱することによって(巨視的にみた)異常抵抗が発生し, リコネクションが高速化するのはその典型である. これは 計算速度・規模の進歩が著しい計算機シミュレーションや 室内実験や観測が連携して実証が進められてきた. また, 電流シートが電流方向にどこまでも一様であることを仮定 した(b) 2次元性の破れも、リコネクションを高速化する. 上流側の磁気圧を増加させた場合に電流シートの3次元変 形が自発的に成長し、同時にインフローが増加する.また、 現実のプラズマでは、リコネクション速度と外部駆動され るリコネクションインフローは一致する必要はなく,必然 的にその差はリコネクション領域へのプラズマ・磁束のパ イルアップという形で現れ、(c)定常性の破れも発生す

 $Corresponding\ author's\ address:\ Graduate\ School\ of\ Frontier\ Sciences,\ The\ University\ of\ Tokyo,\ TOKYO\ 113-8656,\ Japan$

Corresponding author's e-mail: ono@k.u-tokyo.ac.jp

る.この場合、電流シート内部でプラズモイドが発生一成 長一放出を繰り返すこととなり、特にその放出に同期する ようにリコネクション速度が過渡的にも平均としても増加 する.各々の項目がどの分野で検証されているかは表1を 参照いただきたい.

遷移3:エネルギー変換は、Sweet-Parker 的描像から、イオンと電子で異なる1)バルクプラズマ加熱と2)非熱的高エネルギー粒子生成へ進化

磁気リコネクションのエネルギー変換は、MHD を越え て、イオン加熱と電子加熱の異なるメカニズムが明確にな り, 非熱的粒子加速機構も次第に明らかになりつつある. X点付近のリコネクション電場によって、軽い電子が加速 され (3.4節の表記を繰り返すと, (a) 電子の X 点バルク加 速), 非磁化のイオンが電子のアウトフローに追随しなが ら磁化し、その際イオンが加速・加熱する((b)イオンの ダウンストリームバルク加速・加熱). この描像は運動論 スケールを議論できる理論,実験室,磁気圏の表1の3分 野で共通である. 低ガイド磁場の場合, 2次的効果として リコネクションの電流シート中心と下流が電子過多となっ て負の静電ポテンシャルを形成し、その電界によってイオ ンを加速する.加速されたイオンの熱化については, ファーストショックの形成が全分野で確認され((f) ファーストショックでのイオン加熱・熱化),イオンの熱 化が認められているが, 反面, 粘性や微視的不安定の寄与 も大きいはずであり((g)粘性・微視的不安定によるイオ ンのシート・ダウンストリーム加熱),今後の課題である. 電子の熱化機構も不明な点が多く, (d) X 点の高エネル

表 1 観測されるリコネクション現象の比較(◎:研究が確立, ○:研究例がある,△:不完全な研究例がある,×:研究 例がない。

	室内 実験	磁気圏 観測	太陽 観測	天体 観測
構造変化	0	0	0	0
X点	0	0	0	Δ
電流シート幅	0	0	×	×
電流シート長	0	0	0	×
インフロー	0	0	0	×
アウトフロー	0	0	0	\triangle
イオン加熱	0	0	0	×
電子加熱	0	0	0	\triangle
非熱的粒子加速	0	0	0	0
非ジャイロ的速度分布	0	0	×	×
ダウンストリーム加熱	0	0	0	\triangle
X点加熱	0	0	×	×
ファーストショック	0	0	0	0
スローショック	×	0	0	×
電子・イオン運動領域	0	0	×	×
シート内揺動	0	0	×	×
アルヴェン波	0	0	0	0
プラズモイド	0	0	0	0
3次元リコネクション	0	0	0	\triangle
弱電離リコネクション	Δ	×	0	\triangle
相対論リコネクション	×	×	×	0

ギー電子生成, (e)電子の X 点加熱の差は衝突だけでは説明できない.

非熱的粒子加速では、プラズモイドが形成する衝撃波を 通過する際に受ける加熱・加速を考慮すると、多数の粒子 が硬いベキ分布になる((i) プラズモイドと衝撃波の相互作 用による高エネルギー粒子生成)。複数のプラズモイドが 何度も磁気リコネクションによって合体を繰り返す事で、 多段階の粒子加速を生じ((h) 多段リコネクションによる 高エネルギー粒子生成)、k) 乱流が効率よく粒子を加速 し、高エネルギー粒子を生成すると考えられている。 波動 が伝わる様子がはじめて太陽で観測され、(j) アルヴェン 波を介したプラズマ加熱が議論されている。エネルギー変 換の理解にはやはり大きなスケールからエネルギーを直接 プラズマに伝える微視的スケールの乱流までを同時に理解 する必要があり、観測器、計測器、計算資源の制約から加 熱・加速の関係の理解は今後も挑戦的なテーマとなっている。

遷移4:シミュレーションは MHD・クローズ境界から、 粒子・オープン境界へ進化

10年前には数テラ~数10テラスケールのスパコンが、現 在では数ペタ~数10ペタスケールに発展したため、ミクロ な狭い領域や2次元に限定されていた粒子シミュレーショ ンが3次元で、広い範囲までカバーできるようになり、 MHD では解らなかった重要な問題に粒子シミュレーショ ンにより光をあて、さらに、オープン境界モデルの開発・ 導入により、リコネクションが発生しているミクロなリコ ネクション領域とそれを取り囲むマクロな領域との間での エネルギーやプラズマの流れが記述できるようになった. これにより、磁気リコネクションのダイナミカルな振る舞 いが急速に解明されてきた. ダイナミカルに発展する系で のプラズマ不安定性に伴う異常抵抗発生や間欠的リコネク ションがその典型的な例といえる. 大きなメモリーを消費 する粒子シミュレーションがより広範な領域に適用可能に なるものの, それで巨視的な現象を追いかけることは現在 の計算機では不可能であり、階層シミュレーションという 挑戦的な課題が取り組まれている.

遷移 5:室内実験は 1) リコネクション加熱, 2) 粒子・二流体性物理を解明, 3) プラズモイド放出に進出し, 4) 応用研究, 5) 弱電離リコネクションがスタート

トーラスプラズマ合体実験の出現で室内実験は比較的容易に温度・密度の確保が可能になり、室内実験は世界中で装置数を大幅に増やし、表1に示すように多くの物理課題の解明に幅広く貢献してきた。特に MHD 領域の研究から粒子運動領域の研究への遷移について、両領域の空間スケールが近い室内実験の果たした役割は大きい。シート幅がイオンラーモア半径に近づくと急増する異常抵抗やホール効果のために現れる四重極磁場の実証はその好例である。プラズマ加熱研究も、合体プラズマの良好な閉じ込めを利用して、下流領域のイオン選択加熱や X 点領域の電子加熱が検証された。さらに MW クラスのプラズマ加熱が簡

単に得られることから、応用研究がスタートし、英国MAST合体実験で良好なプラズマ加熱特性を得て話題になっている。プラズモイドでも、その放出がリコネクション速度を上昇させるなどの新しい物理を見出している。太陽コロナのプラズモイドやライトブリッジを模擬するなどの異分野連携研究でも更なる発展をとげている。衛星の磁気圏観測を室内実験で模擬したり、分野連携に直接貢献する実験も今後の実験の方向性といえる。レーザープラズマを用いた室内実験は従来にない高磁場、高エネルギー状態を作ることが可能であり、プラズマパラメータ上ではフロンティアになるものと期待される。今後とも新分野におけるリコネクション物理の実証や応用に多用されよう。

遷移6:磁気圏観測では、時間から空間を分離する多点・ 2次元観測がスタートし、非対称リコネクションや非熱的 粒子加速などの運動論的リコネクション物理へ進化

磁気圏観測では、室内実験や太陽・天文観測と異なり、単一衛星による1回だけの観測で、リコネクション領域の全体像を捉えるのは困難であり、リコネクション領域を何度も観測したデータを統合することで研究を行うのが一般的である。しかし、過去20年以上にわたり、太陽・天文観測では不可能な、速度分布関数を始めとしたプラズマの「直接観測」の利点を活かして、リコネクションのミクロ物理とマクロ物理の関係を明らかにしようとする試みが行われてきた。そして、この10年程度の著しい進歩は、ミクロ配置のESAクラスター衛星やマクロ配置のNASAテミス衛星など、複数衛星による編隊観測が行われるようになり、電流層程度のスケールの構造だけでなく磁気圏全体にわたるマクロ観測で、リコネクションおよびオーロラ・サブストームの理解は大きく進んできたことである。

例えば、リコネクションの発達前の電流層がイオンのラーモア半径程度に薄くなり分極電場が発達することや、リコネクション中での非熱的高エネルギー粒子生成が、X点だけでなく、高速リコネクション流とプラズモイドの後面領域で更に多段階加速されることなどがわかってきた。そして、どのような条件のときに高エネルギー粒子の加速効率がよいのかについても明らかになりつつある。

しかし、これまでのミクロ配置の編隊衛星では、速度分布関数の時間分解能が十分でないため、ラーモア半径程度のX点を支配する磁場拡散過程の解明はまだ不十分である。理論・シミュレーション研究では、X点では非マックスウェル分布になっていることが期待されており、磁場拡散領域の完全理解には、ミクロな物理情報を含んだ速度分布関数の観測が必須である。X点の物理は、2014年秋に打ち上げ予定のNASAのMMS衛星計画で、ミクロスケールの編隊観測による高時間分解能の速度分布関数の観測に期待が高まっている。

遷移7:太陽観測は1)フロー・加熱の高精細衛星観測がスタート、2)波動、3)弱電離リコネクションが新たな研究対象へ

太陽観測衛星「ひので」が2006年9月に打ち上げられ、

太陽大気における磁気リコネクション現象の研究は新たなフェーズに入った. 高解像度で精密計測された太陽表面(光球)の磁場ベクトル観測が初めて得られるようになり,数値解法や数値シミュレーションと連携して,磁気リコネクションのトリガー機構や,短時間のうちにコロナ磁場の3次元構造を変え,莫大な磁場エネルギー解放やプラズマ噴出に発展する過程に関して研究が発展している.また,紫外線輝線の分光や軟 X 線撮像によってコロナプラズマの振る舞いが 2 次元情報として得られ,リコネクションの加熱や流れ場の観測的な診断が進められている.現在,活動極大期にある太陽の観測継続によって,巨大フレアの観測例の蓄積が進み,巨視的に捉えたリコネクション現象の全貌がさらに明確化されるだろう.

また、彩層の高解像度動画観測によって、太陽大気で励起された波動が初めて観測され、また弱電離・衝突プラズマであっても、コロナのように、彩層プラズマが上空に噴出するジェット状現象が様々な形態で発見されてきた。リコネクション現象に起因する波動も観測され、磁力線を伝わりエネルギーを上空コロナに伝達する波動(アルヴェン波)の役割が注目を集めている。リコネクションは、太陽フレアなど突発的な爆発だけではなく、定常的に高温(100万度以上)に熱せられたコロナや太陽風を作るエネルギー源として重要視されている。実験室プラズマや磁気圏研究で得られた知見は太陽プラズマ研究では有用であり、逆に巨視的な3次元構造変化をとらえることが得意な太陽観測との連携は今後とも重要度を増している。

遷移8:降着円盤,活動銀河中心核ジェットをはじめ,天体活動現象における電磁エネルギーからプラズマのエネルギーへの変換にとって磁気リコネクションが不可欠な要素へ進化

降着円盤では磁気回転不安定性の成長に伴って随所に電 流層が形成される. ブラックホール候補天体の短時間 X 線増光(X線ショット)の前後で観測されているプラズマ 加熱は磁気リコネクション起源である可能性がでてきた. また、磁気リコネクションによって生成されたアウトフ ローとの衝突を通して荷電粒子が効率よく加速されること も明らかになってきた. 同様な機構によって活動銀河中心 核から噴出するジェット中で発生するフレア(ブレーザー フレア) 時に荷電粒子が数分間でTeVまで効率良く加速さ れる理由を説明できるかもしれない. 中性子星磁気圏から 噴出するパルサー風では赤道面付近に形成される折り畳ま れた電流シートで磁気リコネクションが発生することに よって磁気エネルギーを散逸し、プラズマエネルギーに変 換することができることが示された. 相対論的ジェットに おいても電流シートでの磁気散逸によって電磁エネルギー をプラズマのエネルギーに変換することが可能であり、 「σ問題」を解決する糸口が得られつつある.

遷移9:非相対論から相対論的リコネクションへ拡大

運動エネルギー, 熱エネルギー, 磁気エネルギー等が静止エネルギーに比べて無視できない相対論的プラズマを扱

う相対論的散逸性磁気流体シミュレーション技法が確立した。また、相対論的な PIC コードを用いた大規模シミュレーションも実施されるようになった。これらの手法を適用することによって、相対論的磁気リコネクションの素過程を明らかにする研究が進展した。また、パルサー風等における電磁エネルギーからプラズマエネルギーへの変換等、遷移8を促す計算が可能になった。

遷移10:異分野融合・国際連携の具体化:データドリブンシミュレーション,観測の模擬実験,分野連携国際会議など

リコネクション研究の急拡大を支えた大きな要因は、分野融合と国際連携である。MR2000 会議以来、過去10年以上にわたって、理論・シミュレーション、室内実験、磁気圏観測、太陽観測の協力は進展し、早い段階で天文も加わった。当初は、リコネクション国際会議MRXXXを共同企画するところから始まり、徐々に分野連携研究を進め、

成果をあげてきた、これらの主要5分野は、表2に示す 各々独特な計測や物理解明手段をもち,物理解明には得 手,不得手がある.太陽や天体の観測は,きれいな2次元 画像計測が得られるものの、遠距離計測のため、局所的な 物理量を計測するには多くの制約がある, 衛星がリコネク ション領域を飛行する磁気圏の観測は局所的な物理量は何 でも計測できるが、衛星の数は最近でも精々4個であり、 空間分布の計測は苦手である. 実験室は, リコネクション を発生させて殆どの物理量が計測できるが、磁気レイノル ズ数は宇宙に比べてはるかに低く,表3のようにプラズマ パラメータは制約が多い. 理論・シミュレーションは、ど んな問題も解けるが、現象を理解する方程式に多くの仮定 があり、実験や観測の検証が不可欠である。 リコネクショ ン物理を明らかにするには、相補的な研究が不可欠でとい える. 実際, MR2000 会議以来, 分野連携研究が活発にな り、さらに分野融合研究へと進化してきた。例えば、宇宙 天気という太陽のフレア発生から地球磁気圏, 地球そのも

表 2 各分野におけるリコネクション計測の比較 (L:局所計測, I:視線積分計測, S:一点計測, 1D: 1 次元計測, 2D: 2 次元計測, T:トモグラフィー計測).

	室内実験	磁気圏観測	太陽観測	天体観測
磁場	磁気プローブ(L, 2D) シュタルク効果(L, 1D) 磁場構造再構成(L, 2G)	フラックスゲート磁力計 (L,S) サーチコイル磁力計(L,S)	ゼーマン効果偏光計測 (L,光球表面,2D) ハンレ効果偏光計測 (L,彩層,2D)	ゼーマン効果(L, 星間雲, 2D) ファラデー回転(I, 2D)
電子密度	トムソン散乱(L, 2D) 干渉計(I, 1D), 静電プロープ(L, 2D) X 線カメラ(I, 2D)	3次元静電分析器(L,S) (L,3D)	軟 X 線撮像 (I, 2D) 紫外線輝線比 (I, 2D)	電波パルス到達時間遅れ計測 (I, 2D) X 線イメージング(I, 2D)
イオン温度	ドップラー幅トモグラフィー(T,2D) エネルギー分析器(L,2D) レーザー蛍光誘起法(L,2D)	3次元静電分析器(L,S) (L,3D)	異種紫外線輝線間非熱的幅 (I,2D)	ドップラー幅計測(I,2D) 電離モデル(I,2D)
電子温度	トムソン散乱(L, 2D) 静電プロープ(L, 2D) X 線カメラ(I, 2D) ライン光ペア(I, 1D)	3 次元静電分析器(L,S) (L,3D)	軟 X 線撮像 (I, 2D) 紫外線輝線強度 (I, 2D)	X 線スペクトル解析 (I, 2D) コンプトン散乱 (I, 1D)
プラズマ流	マッハプローブ(L. 2D) ドップラーシフトトモグラ フィー(T, 2D) ドップラープローブ(L, 2D)	3 次元静電分析器(L,S)(L,3D)	ドップラーシフト(I,2D) 紫外線輝線非熱的幅(乱流) (I,2D) 画像内物体追跡(I,2D)	電波干渉計画像 (I, 2D) ドップラーシフト (I, 2D)
電場	静電プロープ(L, 2D)	EXB 電子ビーム (L, S)		

表3 各分野の磁気リコネクションにおけるプラズマパラメータの比較.

	合体トーラスプラズマ		磁気圏プラズマ(尾部)		太陽フレア(コロナ)		降着円盤
	シート	バルク	シート	バルク	シート	バルク	バルク
磁場[T]	0.01 - 0.2	0.01 - 0.5	<10-9	$1-2\times10^{-8}$	_	10-3-10-2	$0.1 - 10^4$
電子密度[m-3]	$10^{19} - 10^{21}$	$10^{19} - 10^{20}$	$10^4 - 5 \times 10^6$	$< 10^{4}$	_	$10^{14} - 10^{15}$	$10^{12} - 10^{30}$
イオン温度[K]	$10^5 - 10^7$	$10^5 - 10^7$	$10^8 - 10^9$	$10^5 - 10^6$	_	_	$10^4 - 10^{12}$
電子温度[K]	$10^5 - 10^7$	$10^5 - 10^6$	$(0.2-2) \times 10^8$	$10^5 - 10^6$	_	10^{6}	$10^4 - 10^{10}$
アルヴェン速度[m/sec]	$10^4 - 10^6$		2×10^{6}		$10^6 - 10^7$		$10^3 - 10^8$
ベータ値	0.05 - 1	0.05 - 1	>10	<10-2	_	10-3-10-2	0.01 - 100
磁気レイノルズ数	$1 - 10^2$	$10^2 - 10^5$	$10^2 - 10^4$		_	$10^{12} - 10^{14}$	$10^4 - 10^{24}$
イオンラーモア半径[m]	0.003 - 0.5	0.001 - 0.5	$>7 \times 10^{6}$	2×10^4	_	0.1 – 1	$10^{-4} - 1$
イオン慣性長[m]	0.01 - 0.1	0.01 - 0.03	2×10^{5}	2×10^{6}	_	1-10	0.001 - 100
電流シート幅[m]	0.003 - 0.1		$<10^6-10^7$		1-100		
電流シート長[m]	0.1 - 0.7		$10^8 - 10^9$		< 107		
リコネクション時間[sec]	$10^{-5} - 10^{-3}$		$60 - 10^3$		$10^2 - 10^4$		$10^{-3} - 10^{7}$

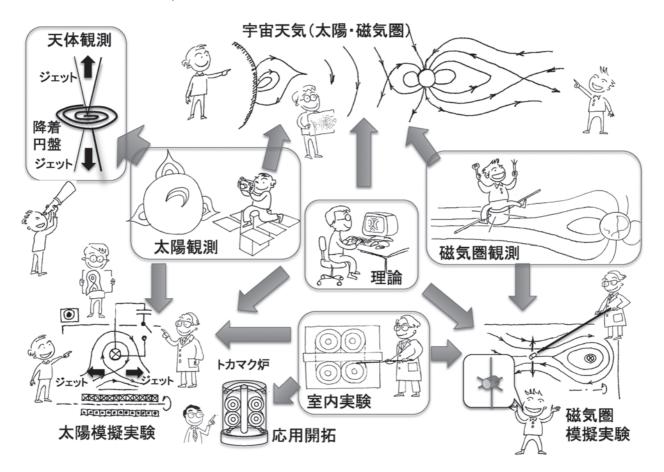


図1 理論,実験室,磁気圏,太陽各分野の磁気リコネクション研究と近年の異分野融合研究の動き,および,天文学,応用研究への研究 領域拡大。

のに影響を及ぼすまでを検証するプロジェクト (図1上参 照)が立ち上がった.これは、磁気圏観測と太陽観測、理 論が融合した本格的な計画研究である. 2000年代後半から は、日米で磁気リコネクション・自己組織化に関する国際 COEプロジェクトが次々と立ち上がり、次々に大規模な融 合研究が企画されるようになった. 太陽彩層のライトブ リッジの磁場構造が図1左下のように外部磁場中に浮かぶ 磁力管に似ていることから室内実験で模擬してジェットを 立証する成果をあげている。図1右下のように高速で上下 に揺れる磁気圏尾部を航行する衛星から見た各種計測結果 がどうなるかを室内実験のプローブ計測で検証する実験 (ジョグ実験) もっている. 日米を中心とする国際 COE は異分野連携と同時に国際連携も急拡大し、深化させてき た. 最大規模の球状トカマク実験MASTでリコネクション 加熱実験がはじまったのはその典型といえ、室内実験とし ては最も高い磁気レイノルズ数下で最も高いリコネクショ ン加熱を観測している.

以上のような研究の遷移がこの10年のリコネクション研

究を新たな段階へと導き、領域拡大を生んできた. 今後の リコネクション研究を発展させるキーは、5つに増えた主 要研究分野が新段階への対応を一層深化させ、異分野連携 と国際連携を進めることにありそうである。前述したよう に主要5分野はそれぞれ物理検証に得手、不得手があり、 すべてを単独で解明するのは難しい. 物理の全体像を明ら かにするには複数分野の相補的な研究が不可欠であり、分 野融合的な研究手法の有効性も実証されてきた. カバーす るプラズマパラメータも表3のように極めて広範囲である が、領域を横断する共通物理が幾つも存在することがリコ ネクション研究10年の中で明らかにされてきたことも事実 である. 分野を横断する一般性の高いリコネクション物理 の解明が, 一段深いリコネクション物理の理解や新分野の 創成につながり、リコネクション研究のさらなる飛躍につ ながるはずである. 今後10年のリコネクション研究に与え られたミッションは、異分野が連携して横断的なリコネク ション物理を解明し、広範なパラメータ領域におけるリコ ネクション物理の全体像を捉えることではないだろうか.

の 小特集執筆者紹介 ののの



ぜん 谷誠 じ司

1976年生まれ、東京大学大学院理学系研究 科,宇宙科学研究所,NASAゴダード研究所を 経て,国立天文台理論研究部 特任助教.地球 磁気圏を足場にして磁気リコネクションの理

論・シミュレーション・観測研究を進めるとともに、プラズマ素過程の知識を高エネルギー天体現象に持ちこむ道を模索しています。



たかはしひろゆき

国立天文台天文シミュレーションプロジェクト,革新的ハイパフォーマンスコンピュータインフラ (HPCI) 特任助教.相対論的抵抗性輻射磁気流体シミュレーションを用いてブ

ラックホール降着円盤におけるジェットやフレアといった活動性について調べています. 最近の興味はカメラとダイビングです.



にし づか なお と 西 塚 直 人

国立天文台ひので科学プロジェクト/ロンドン大学マラード宇宙科学研究科 特任研究員, 東京大学大学院新領域創成科学研究所 共同連携研究員.主な研究分野は太陽観測衛星「ひの

で」を用いた太陽プラズマ物理の理論的・観測的研究.近年は太陽物理学者として初めて実験室プラズマにて太陽彩層ジェットの再現実験に挑戦,成功する.



いそ べ ひろ あき 磯 部 洋 明

京都大学学際融合教育研究推進センター特任 准教授. 主な研究分野は太陽物理学. 理学, 工 学, 人文社会科学にわたる宇宙に関する学際 的な研究の推進も行っており, 最近は人文系

の学会にも出入りしている.



とば た かず なり 柴 田 一 成

京都大学大学院理学研究科附属天文台教授,1981年京都大学博士課程中退,理学博士,愛知教育大助手,助教授,テキサス大客員研究員,国立天文台助教授を経て,1999年より

現職,2004年より附属天文台長を兼任.専門は,太陽宇宙プラズマ物理学.主に太陽や宇宙における爆発現象(フレアやジェット)の研究.近年は太陽フレアが地球や社会,生物に及ぼす影響に関心を持っており、宇宙生存学を開拓しようとしている.



まの やすし 小野 靖

東京大学大学院新領域創成科学研究科先端エネルギー工学専攻教授. 1989年東京大学大学院. 工学博士. プリンストン大学客員研究員,東京大学助手,専任講師,助教授を経て2004年

より現職. 総長補佐. 主な研究分野は, 磁気リコネクション等のプラズマ基礎現象の実験的解明と応用開拓, 実験室天文学. 球状トカマク, 逆転磁場配位をはじめとする高ベータ閉じ

込め研究. 趣味はクラシック音楽鑑賞で、夜な夜な CD 他で最新演奏を楽しみながら原稿書きに勤しみ、もし時間があれば国内外のピアノ、オーケストラの演奏会に出没します.



す 佐 見 俊 介

2004年名古屋大学大学院理学研究科博士課程 修了,現在核融合科学研究所助教.研究分野 は,プラズマ物理のシミュレーション.現在の ターゲットは磁気リコネクションです.長年

キーホルダーを集めており、500近く持っています。他にもいるいる収集することが楽しいと気づき、各地で買ったり研究会でもらったりしたボールペン、クリアファイルなどが指数関数的に増加中…. さらに最近、コーヒーカップも増えているような気がします。



まった 見いよう じ治

千葉大学大学院理学研究科教授. 1988年京都 大学大学院理学研究科宇宙物理学専攻修了. 理学博士. 千葉大学教養部講師, 千葉大学理学 部助教授, 教授を経て2007年より現職. 主な研

究分野は天体活動現象の理論シミュレーション研究. 特にブラックホール降着円盤の時間変動を磁気流体数値実験によって再現する研究を行っている.



清水敏文

宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所・太陽系科学研究系・准教授. 1995年東京大学大学院・博士 (理学). 日本学術振興会特別研究員,国立天文台助手・主任研究員を経て,2005

年より現職.専門は太陽物理学.衛星・搭載望遠鏡の開発し、磁気リコネクション現象としてのマイクロフレア、コロナ加熱、太陽磁場のダイナミックスの観測的研究に取り組む.趣味は週3回のジム通いでのストレス発散.



原 弘久

自然科学研究機構国立天文台SOLAR-C準備室長・准教授、専門分野は太陽物理学、観測ロケット・科学衛星などの飛翔体を使った大気圏外からの観測より、太陽コロナの磁気活動

について研究を行っている。国内・国外問わず研究会開催地の街を散歩して小さな発見をすることを楽しみにしている。



なじ もと まさ 樹

1964年大阪生まれ.まだ日本語も怪しかった幼少期をロンドン,多感な中学生時代をニューヨークで過ごす.1992年東京大学大学院にて理学博士を取得.名古屋大学,東京工業

大学と経て、2006年より JAXA 宇宙科学研究所教授. 現在,太陽系科学研究系研究主幹,及び,宇宙科学国際調整主幹も兼任. プラズマ物理の数値計算から出発し,惑星磁気圏を含む太陽圏空間物理を研究分野としつつ,惑星探査にも乗り出す.



井 通 暁

東京大学大学院新領域創成科学研究科複雑理 工学専攻准教授.専門は核融合・基礎プラズ マ実験.肩こりと疲れ目が年来の持病でした が,ここ数か月は目のかすみがあまりにひど

くなった(老眼?)ので、PC用メガネを使い始めてみました.



くら みつ やす ひろ蔵 満 康 浩

国立中央大学(台湾)物理系准教授.2002年九州大学大学院,理学博士.荷電粒子の加速に関し,宇宙から実験室まで幅広く興味を持っており、最近はレーザーを用いた実験室宇宙物

理,特に宇宙線加速に関連した無衝突衝撃波の生成実験や磁気リコネクション実験を行っている.家族でキャンパスを散歩するのが最近の幸せ.



星野真弘

東京大学大学院理学系研究科・地球惑星科学 専攻・教授. 1958年10月生まれ. 1986年東京大 学大学院・理学博士. NASA/ゴダード宇宙飛 行センター, ローレンス・リバモア研究所, 理

化学研究所,宇宙科学研究所を経て,1998年より現職.専門は宇宙惑星プラズマ物理学.



堀 内 利 得

自然科学研究機構 核融合科学研究所ヘリカル研究部 数値実験研究プロジェクト研究総主幹,教授.主な研究分野は,プラズマシミュレーション研究で,特に,プラズマの自己組織

化,無衝突磁気リコネクションの物理,連結階層モデルの開発 に取り組んでいます.趣味は、休日の山歩きで、山の景色、森 林浴、野生動物との出会いを楽しんでいます.最近では、 熊、猿、イノシシ、ニホンカモシカに出会いました.