

小特集 俯瞰と展望：磁気リコネクション研究の最前線

3. エネルギー変換過程としてのリコネクション

3. Energy Conversion Effects of Magnetic Reconnection

3.1 リコネクションによるプラズマ加熱

3.1 Plasma Heating through Magnetic Reconnection

今田 晋亮, 井 通暁¹⁾

IMADA Shinsuke and INOMOTO Michiaki¹⁾

名古屋大学太陽地球環境研究所, ¹⁾東京大学大学院新領域創成科学研究科

(原稿受付：2013年9月30日)

これまで、実験室プラズマをはじめとして、地球磁気圏、太陽コロナ、さらにはブラックホールのような遙か彼方の天体においてもプラズマ加熱について議論されてきた。プラズマを加熱するプロセスとして様々なものが提案されてきたが、近年、そのエネルギー変換効率、また応用性の高さから、磁気リコネクションが脚光を浴びている。そこで、本節では、太陽コロナ、地球磁気圏尾部、さらに実験室プラズマのプラズマ加熱研究を比較することで今後のこの分野の発展に一石を投じることを試みる。まず、3つの環境におけるプラズマの一般的特性の違いについて述べた後、3つの環境での磁気リコネクションによるプラズマ加熱研究について紹介する。最後に、3つの環境での相違点および共通点、さらには今後のプラズマ加熱研究分野の展望について議論する。

Keywords:

plasma, heating, corona, magnetosphere, laboratory, reconnection

3.1.1 はじめに

様々なプラズマ環境において、磁気リコネクション研究は目覚ましい発展を遂げ続けており、各々の分野で理論・観測の両方面から活発に議論が行われている[1-4]。磁気リコネクションは高速流の生成というだけでなく、プラズマ加熱や粒子加速という他の視点からも盛んに研究が行われており、磁気エネルギーを様々なプラズマのエネルギーに変換する機構(図1:[5])として注目されている。太陽コロナ(太陽フレア)、地球磁気圏尾部(サブストーム)、実験室プラズマにおける磁気リコネクションは観測・実験技術の発展により、非常に細部の物理まで議論することが可能となった。本節ではこの3つのプラズマ環境でのこれまでの成果を比較・理解するため、簡単に各々のプラズマ環境の特徴を述べる。

3つのプラズマ環境を比較するため、大局的、微視的、衝突空間スケールの3つの空間スケールを考える。また、典型的な速度としてアルヴェン速度を考える。ここでいう大局的空間スケールとは磁気リコネクションが起こっている場所から非MHD的な境界までのスケール(例えば太陽フレアの場合、上部コロナから光球まで)のことであり、微視的スケールはイオン慣性長のことをさす。最後の衝突スケールはクーロン衝突を起こすスケール(平均自由行

程)のことである。以上のパラメータを各々のプラズマ環境でまとめると、表1のようになる。各々の環境での密度、温度等のプラズマパラメータは第1章を参照されたい。太陽コロナ、地球磁気圏尾部、実験室プラズマの空間スケールを比較すると、太陽コロナは大局的空間スケールと微視的空間スケールが8桁と非常に異なるが、地球磁気圏尾部

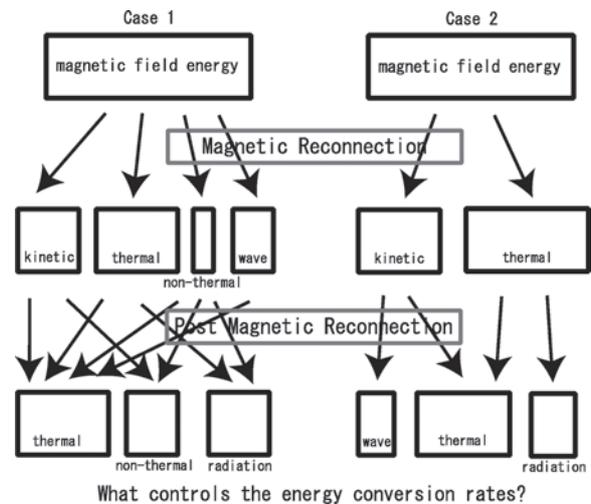


図1 磁気リコネクションによるエネルギー分配の概念図[5].

Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Nagoya, AICHI 464-8601, Japan

¹⁾Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo, Kashiwa, CHIBA 277-8561, Japan

authors' e-mail: shinimada@stelab.nagoya-u.ac.jp, inomoto@k.u-tokyo.ac.jp

表1 太陽コロナ, 地球磁気圏尾部プラズマシート, 実験室プラズマのプラズマパラメータ, 括弧内はそれぞれの大局的空間スケールで規格化したもの, および大局的スケールをアルヴェン速度で伝搬した時の時間.

	太陽コロナ	磁気圏尾部	実験室プラズマ
大局的空間スケール	10^8 m	10^8 m	1 m
微視的空間スケール	1 m (10^{-8})	10^6 m (10^{-2})	10^{-2} m (10^{-2})
衝突の空間スケール	10^5 m (10^{-3})	10^{11} m (10^3)	1 m (10^0)
アルヴェン速度	10^6 m s $^{-1}$ (10^2 s)	10^6 m s $^{-1}$ (10^2 s)	10^5 m s $^{-1}$ (10^{-5} s)

および実験室プラズマでは差が2桁と比較的近い値であることがわかる. 一方, 衝突のスケールは太陽コロナでは大局的なスケールより3桁ほど小さいので, 多少衝突の効果が効くプラズマであることがわかる. 一方で, 地球磁気圏尾部や実験室プラズマは大局的なスケールの方が衝突のスケールより小さく, 衝突の効果より境界条件が効くプラズマであると考えられる. 以上より, 太陽コロナは大局的なスケールとクーロン衝突スケールが近く, 両者の相互作用が期待できるプラズマ環境である. 一方, 磁気圏尾部や実験室プラズマは大局的なスケールと微視的スケールが近く, いわゆるマイクロマクロカップリングが期待できるプラズマ環境であるといえる.

3.1.2 リコネクションによる太陽コロナ加熱

100-200万度程度の高温の太陽コロナがどのようにして形成されるかは, 未だに解決をしていない重要な問題である. これまで, 様々な理論モデルが提唱されてきた. そのなかでも, 有力視されているモデルが小規模磁気リコネクションによってコロナを加熱するものである(ナノフレアモデル). このモデルはParkerが1972年に描いたシナリオで, 光球の運動により磁力線がねじられ, その結果として上空のコロナには磁場に不連続が生じ, その不連続面で磁気リコネクションが起これりコロナを加熱するというものである[6]. 観測的には人工衛星によるX線やEUV撮像観測の目覚ましい発展により, コロナでの活動現象が詳細まで議論できるようになり, 近年打ち上げられた「ひので」およびSDO衛星のデータ解析により微小リコネクションがコロナを加熱しているのか, それとも光球で発生したアルヴェン波が上空で散逸することでコロナが加熱されているのか, 現在も議論が続いている.

太陽コロナ環境下での磁気リコネクションによるプラズマ加熱はコロナ加熱問題を理解する上で非常に重要である. また, これまでイメージング観測でしか太陽フレアの2次元構造は議論することができなかったが, ひので衛星搭載の極端紫外線撮像分光装置(EIS)により太陽フレアの温度や速度などの2次元構造を捉えることができるようになってきた[7, 8]. 図2は太陽フレアのごく初期をEISが捉えたもので左上(a)が150万度プラズマの速度マップ, (b)が600万度プラズマの輝線幅の図で, (a)/(b)の白/黒のコントラストは数千万度プラズマが存在する場所を示す. この結果は, (d)や(e)にあるように磁気リコネクションに伴う高速のジェットの下流で数千万度の高温プラズマが存在すると解釈ができ, 磁気リコネクション領域の近傍が太陽フレアでも観測できるようになったことで注目を集めている.

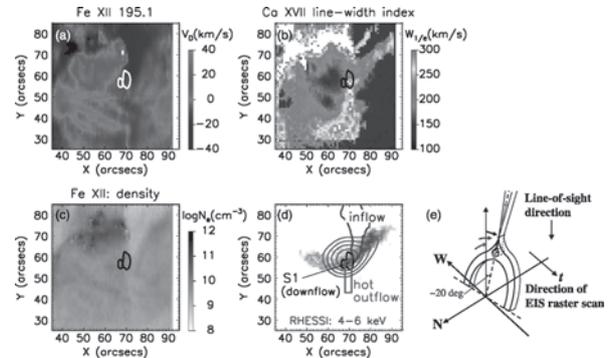


図2 太陽フレアにおけるリコネクション周辺の分光観測[7].

前述のようなりコネクション領域を分光観測で捉えた観測は非常にまれで, たとえイメージング観測であっても, 観測例はそれほど多くない. 何故, 磁気リコネクション領域のような高温な領域を観測することが, これほどまでに難しいのであろうか. 実は, リコネクション領域では電子加熱が起らないのであろうか. この疑問に磁気リコネクションの加熱とプラズマの電離過程とを一緒に考えることである種の答えが示された. 通常の分光観測では電離平衡を仮定して, 電離情報から電子温度を推定する. しかし, 3.1.1節で紹介したように, 太陽コロナは衝突スケールと電磁流体スケールが比較的同じくらいであり, 弱い衝突効果が効いたプラズマ環境である. したがって, 励起, 脱励起, 輻射, 電離, 再結合といった衝突に起因する現象が電磁流体現象のスケール程度で起こる. すなわち, 磁気リコネクションのような非常にタイムスケールの短い現象の場合, 電離は平衡に至らない. そのため, FeXXVI等の高階電離の輝線, 電離平衡を仮定した場合のいわゆる高温輝線は電離が到達していないために光らない. 例えば, Ko[9]やImada[10]ではコロナ質量放出時の電流層やフレア時の磁気リコネクションにおける電離度の時間変化を数値的に計算し, リコネクションおよび周辺領域からの輝線放射量を計算し, 高温輝線がリコネクション領域では光らないことが示されている. 図3はPetschekリコネクションにおけるFeXIIおよびFeXVIII~FeXXIVの放射量計算結果である(色は放射強度をあらわす). (x, y)=(0, 0)にX点があり, そこから斜め方向に遅延衝撃波が伸びている. 点線より下半分(y < 0)は電離平衡を仮定して放射を計算しており, 上半分(y > 0)は電離過程を考慮した放射強度を表している(電離非平衡). この結果よりFeXXIVはX点周り約数十Mmにわたって光らないことがわかる. つまり, FeXVIII程度の少し低い電離度の輝線を観測することの重要性が示唆された. 逆に, FeXVIII~FeXXIVまでを同時観測することができれば電離度の時間変化を追うことがで

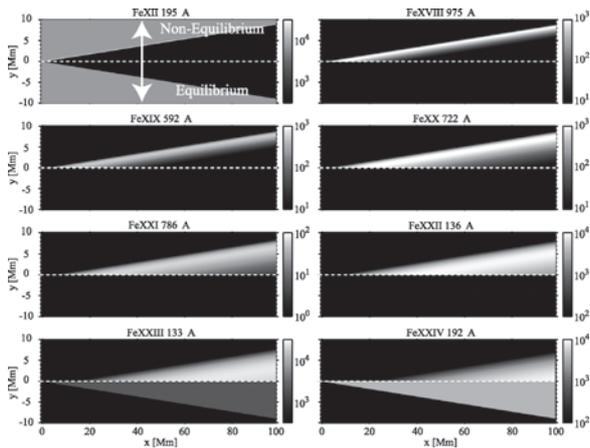


図3 太陽コロナにおける磁気リコネクション領域からの各輝線の輻射強度計算[10].

き、磁気リコネクション領域での電子の加熱履歴を追える可能性が出てきた。現在、次世代の太陽観測衛星計画が検討されており、磁気リコネクション領域の詳細診断を行えるよう議論されている。

このように、太陽フレアでもやっと観測的に熱的に非平衡なプラズマを議論できる段階にたどりついた。残念ながら、フレアプラズマの電子とイオンの温度を別々に議論することは現在のひのでEISをもってしても光子数の都合等もあり非常に難しく、将来の重要課題として残されている。時間変動の少ない領域において（光子数を稼ぐため）、電子・イオン間での熱平衡問題が議論されはじめており、Imada[11]では活動領域のイオン温度を電子温度とは別の方法で計測することに成功している。その結果、活動領域のほとんどの領域でイオン温度は電子温度と同じであり、熱平衡に至っているが、ごく限られた領域ではイオン温度が電子温度より高い値（数倍）を示しており、磁気リコネクションのような非常に速い時間スケールでの加熱現象が通常のコロナで起こっていることが示唆されている。

残念ながら、現在の太陽コロナ中での磁気リコネクション加熱は運動論スケールの物理に踏み込めていない。今後、太陽フレア時のイオン・電子温度の違いや、電離の時間変化から加熱の時間スケールを議論する等して、観測的に運動論スケールの物理に踏み込んでいくことが急務である。

3.1.3 リコネクションによる磁気圏尾部加熱

地球のまわりの宇宙空間には、地球磁気圏とよばれる領域が形成されている。地球磁気圏は太陽風と地球の固有磁場が相互作用することで形成され[12]、ダイナミカルに変動していることが知られている。この変動の要因はおもに太陽風に起因し、磁気リコネクションを介して地球磁気圏尾部に太陽風起源のプラズマが輸送される。これをDungeyの対流モデルと呼んでいる[13]。このモデルによれば、太陽風磁場が南向きの時、地球磁気圏の前側（昼側）で磁気リコネクションが起こり、太陽風起源のプラズマが地球磁気圏の中に侵入する。それらが今度は夜側に流され尾部でさらにリコネクションし、また地球向きおよび反地

球向きにプラズマを輸送する。このように磁気圏のプラズマは磁気リコネクションを介して循環している。一方で近年、この磁気リコネクションを介さずに別の方法で太陽風プラズマを磁気圏に輸送する場合も盛んに議論されるようになった[14-16]。どちらのプロセスでプラズマの輸送が起った場合も、地球磁気圏の夜側尾部にプラズマシートと呼ばれる高温な領域（数千万度）を作るのだが、磁気リコネクションによって作られたと考えられているプラズマシートは比較的高温希薄で、逆に磁気リコネクションを伴わないで作られたと考えられるプラズマシートは低温高密度であることが経験的にわかっている。しかし、どうやってプラズマシートのプラズマを加熱しているかは未だによくわかっていない。高温希薄なプラズマシートの磁気リコネクションによるプラズマ加熱がプラズマシートの形成に深く関わっていると考えられ、磁気リコネクションによるプラズマ加熱という視点で盛んに研究されている。プラズマシートは電流層を形成しており、衛星のその場観測によってその性質の詳細が調べられている。イオン温度は定常的に 2×10^7 K程度あり、一方で電子温度はその5分の1程度の 4×10^6 K程度である。磁気圏尾部では平均自由行程が非常に大きく、衝突を介してイオンと電子が熱平衡になることができないからである。このイオン温度と電子温度の比は地球磁気圏の活動度によって変化し、活発なときほど（磁気リコネクションによって太陽風プラズマが流入している時）温度比は低い値を示す（同じ程度の温度になる）傾向にあることが知られている（図4）[17]。これは、磁気リコネクションによるプラズマ加熱はイオン温度・電子温度比の変化を伴うと解釈でき、二流体的な磁気リコネクションのプラズマ加熱の重要性を示唆している。実際、磁

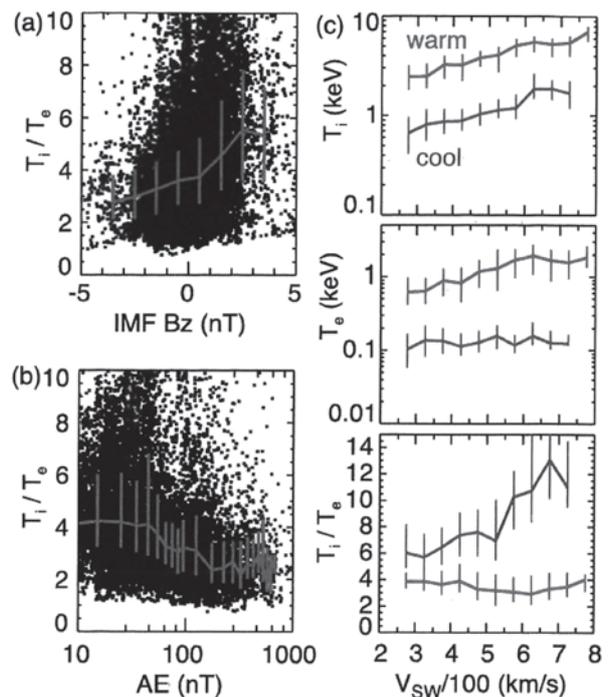


図4 (a)太陽風の磁場の南北成分（南がマイナス）とプラズマシートのイオン・電子の温度比, (b)磁気圏擾乱指数 AE index と温度比, (c)太陽風の速度と温度の関係[17].

気リコネクションが起こっている場所を観測すると、電子とイオンが独立に加熱されている様子がしばしば観測される。磁気リコネクション X 点のごく近傍では、通常の磁気圏プラズマではイオン温度が電子に比べ5倍程度高いのであるが、時にはイオン温度を超えて電子が加熱される様子が観測されている。これはイオンに比べ電子の加熱領域はきわめて小さく、ごくごく X 点近傍のみで起こっていることを示唆している。磁気リコネクションイベントを10個ほど用いて、これらの性質を Imada[18]では統計的に研究している。結果、非常に薄い電流層で起こっている磁気リコネクションでは強い分極電場が発達し、激しく電子加熱が起こり、さらには高エネルギー電子が生成されることが示された。このように、加熱の問題は単に加熱だけにとどまらず、3.2節で議論されるような粒子加速の種粒子の生成という視点でも非常に重要である。一方で、磁気リコネクションに伴うイオン加熱に関しては、X 点周りのみの電子加熱に比べてもう少し大きいプラズモイド等を含むスケール（磁気リコネクション領域全体）で起こっていると考えられている。古くは、Hoshino[19]等で議論されており磁気リコネクション領域全体でのイオンの加熱・加速・プラズマ混合過程についての粒子計算と磁気圏観測の比較研究がある。近年、複数編隊衛星による観測や大規模な数値計算が可能になったことにより、大きな領域を高精度で議論できるようになった。そのため、イオンダイナミクスの研究は再度注目を浴びるようになった。Drake[20]では、Phan[21]で報告された太陽風中での磁気リコネクションの結果をイオンの質量の違いという視点から再解析し、それと大規模計算結果を比較しイオン種ごとの加熱が異なることまで踏み込んで、リコネクションにおけるイオン排気領域において非磁化イオンがピックアップされることで加速・加熱をしていることを明らかにした（図5）。以上のように、電子の加熱は狭い領域、イオンの加熱は広い領域

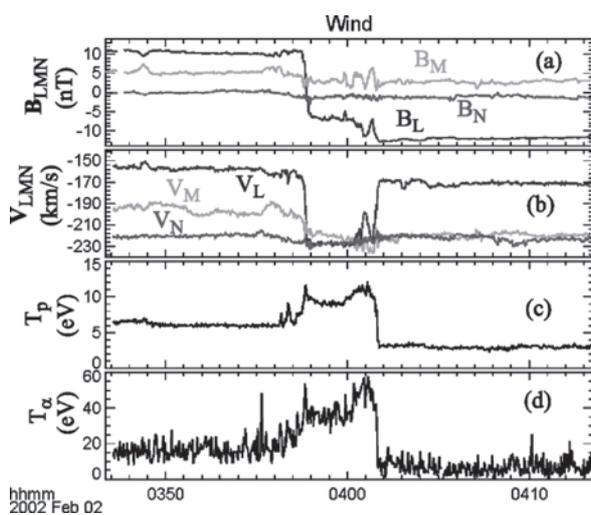


図5 衛星直接観測による太陽風中で観測された磁気リコネクション。磁気リコネクションにおけるイオン排気領域（04：00頃）においてイオンが加熱されている。重いイオン（ p はプロトン、 α はヘリウム）の方が強い加熱を受けている[20]。Lはつながる前の磁場方向、Mはガイド磁場方向、Nはつながり変わった後の磁場方向を表す。

で起こっていると考えられているので、全体として磁気リコネクションによる加熱はイオンが支配的になり、磁気圏活動度が高い時間のプラズマシート中のイオン・電子の温度比はますます大きくなりそうである。しかし実際には、逆に図4のように温度比は1に近づくセンスである。これは、いくら計算機や観測技術の目覚ましい発展によりマイクロからマクロスケールまでの議論ができるようになったとはいえ、例えば磁気圏全体を粒子計算で行うことはできず、依然としてプラズマシートの加熱に磁気リコネクションがどれほど関わっているのか解明されていない。大きいスケールでの加熱と磁気リコネクションにおける非常に局所的な加熱との関係を理解し、統一的に磁気圏の加熱を議論することはプラズマ加熱を理解するという意味において、有意義であると考えられる。

3.1.4 実験室プラズマにおける加熱

実験室プラズマにおける巨視的スケールでの加熱観測例として、磁場閉じ込め核融合実験においてバースト的なりコネクションイベントが発生する際に、蓄積された磁気エネルギーの減少に同期してイオン温度が急激に増加する現象が主に少数イオンのドップラー計測によって観測されてきた[22-26]。このとき電子温度にはほぼ変化がみられないのに対して、特に顕著な例では図6に示すようにイベントから0.1 ms程度の時間内にイオン温度が数倍に急上昇している。

これらの巨視的な実験においては、明確なりコネクションアウトフローは確認されておらず、イオン加熱の直接的なメカニズムとして、大域的なティアリングモードがカスケードした電磁揺動からのランダウ減衰や電子/イオンサイクロトロン減衰などが提案されてきた。近年のラザフォード散乱を用いた多数イオン温度の直接計測[27,28]では加熱効率がイオン質量の1/2乗に比例する傾向が得られており、この結果を説明するメカニズムとして径方向揺動電場による熱化機構が提案されている[29]。このような大域的なイオン加熱現象に関しては、局所的なりコネクション現象そのものの観測は行われておらず、加熱は大域的な熱輸送が関与することに留意する必要がある。

局所的なりコネクション現象を観測する室内実験は80年代から実施されてきたが、リコネクションによるエネルギー変換の直接的な帰結としてのイオン加熱の観測は一連のプラズマ合体実験[4,30-32]を待たねばならなかった。リコネクション下流域でのイオン加熱の例[32]を図7に

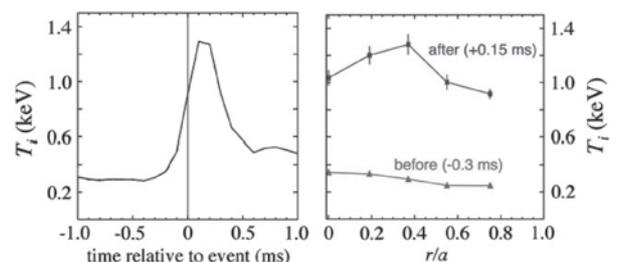


図6 リコネクションイベントの際のイオン加熱の様子[26]。

示す。この実験では X 点からの双方向アウトフロー（パネル(b)）がファーストショックにより熱化することによってイオン加熱（パネル(a)）をもたらしていると解釈されている。ここでイオン温度および流速は少数不純物イオンのドップラー分光によって計測されたものであり、アウトフロー速度は局所的なアルヴェン速度の70~80%に達していることが示されている。

また、低ガイド磁場の場合には、二流体効果が支配的となって X 点付近で荷電分離が生じるため、下流に向けてポテンシャル勾配が形成され、電場による非磁化イオンの加速および加熱が報告されている[33]。この実験では、イオン温度は少数イオンのドップラー分光にて、イオン流速はマッハプローブによって計測されている。このように、リコネクションの結果としてのイオン加熱現象は各種室内実験において普遍的に観測されているが、熱化機構は必ずしも単一とは限らず、装置構成や磁場構造（ガイド磁場の強弱）、プラズマパラメータに大きく依存すると考えられる。

リコネクション室内実験におけるイオン加熱観測例が多

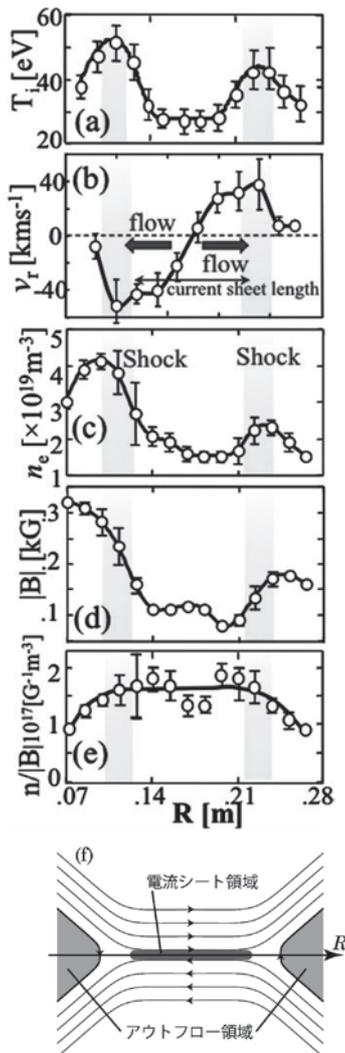


図7 リコネクション下流域でのイオン加熱の様子[32]。R（半径）軸は(f)に示すように磁気中性線に沿った方向を示しており、R=0.14~0.20 m付近が電流シート領域であり、R < 0.14 mおよびR > 0.20 mがアウトフロー領域に相当する。

数存在するのに対して、電子加熱の報告例はほとんど存在しなかった。アウトフロー加熱に関しては解放される磁気エネルギーの大部分がイオンに向かうため、下流域で電子加熱が観測されないのは当然であるが、一方で X 点近傍においては電子の運動量散逸の結果としての電子加熱が生じる可能性がある。ただし、小型実験装置においては電子の熱輸送係数が大きいため、X 点近傍での電子温度は5 eVから13 eV程度までわずかに増加したとの報告[31]にとどまっている。これに対してより大型の核融合向けプラズマ合体実験では、強いガイド磁場の存在によって電子の熱輸送係数が抑制されており、より顕著な電子加熱が観測されている[32]。図8に大型実験におけるトムソン散乱による電子温度分布観測例を示す。プラズマ合体のタイミングで電子温度が大幅に上昇しており、特に X 点近傍では150 eVもの顕著な加熱が観測されている。

3.1.5 まとめ

太陽コロナ、地球磁気圏尾部、実験室プラズマにおける磁気リコネクションの加熱について議論してきた。いくつか、磁気リコネクションにおける加熱に関して、この三者の環境で共通・関連している部分があるのでまずそれをまとめる。まず、地球磁気圏尾部、実験室プラズマの両者とも、イオン加熱と電子加熱の違いについて明確な観測結果が提示されており、運動論効果ないし二流体効果が重要であることが示唆されている。太陽コロナでも、電子とイオン温度の区別が難しく間接的な結果しかないが、やはり二流体効果の効果も近年議論されはじめている。続いて、イオン加熱の場所についてであるが、実験室プラズマによりアウトフローのすぐ下流で加熱が観測されており、いくつかの例では熱化機構がわかってきている。一方、地球磁気圏では、もちろん以前よりアウトフローのすぐ下流で高温

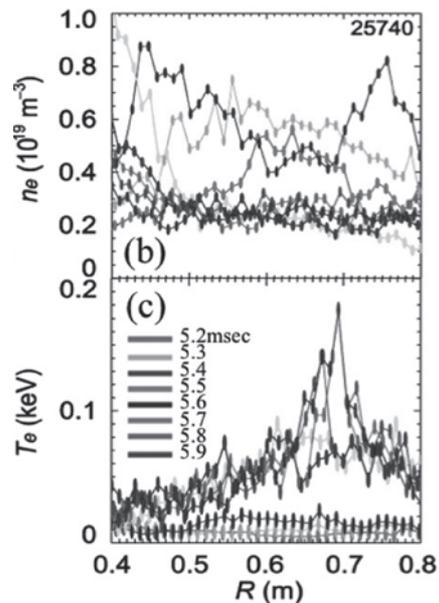


図8 大型プラズマ合体実験における電子加熱の例[32]。位置関係は図7(f)と同様であり、R = 0.6~0.7 m付近が電流シートと考えられる。

表2 太陽コロナ, 地球磁気圏尾部プラズマシート, 実験室プラズマにおける磁気リコネクション加熱の理解の状況: ○は確実なもの, △は議論が必要だが観測されたという論文が存在するもの, ×は全く観測されていない. 参考にする図も示してある.

	太陽コロナ	磁気圏尾部	実験室プラズマ
大局的イオン加熱	○: 図2	○: 図4, 5	○: 図6
アウトフロー観測	△: 図2	○: 図5	○: 図7
速進衝撃波観測	△: 図2	△: 図5	○: 図7
イオンダウストリーム加熱	△: 図2	○: 図5	○: 図7
大局的電子加熱	○: 図2, 3	○: 図4	○: 図8
X点電子加熱	×	△	○: 図8

のプラズマが観測されることはよくあったのだが, この加熱とプラズマシート全体の加熱とが依然結びついていないように思える. 太陽コロナも含めて, この局所的なアウトフロー下流加熱と, 大局的な加熱との関係の理解は今後重要なトピックになると考えられる. 最後に電子加熱についてであるが, 地球磁気圏尾部, 実験室プラズマの両者とも, まだまだ今後議論が必要な段階ではあるが, 磁気リコネクションのX点近傍で電子加熱が起っている観測結果が得られている. 太陽コロナでは残念ながら, どこで電子加熱が起っているか直接議論できる段階ではないが, 今後, 電離過程等を考慮することにより, どこで電子加熱が起っているか間接的に議論できるようになることが期待される. 今後, 電子加熱における三分野のさらなる発展が期待される. 以上をまとめると表2のようになる.

これまで議論してきたように, 三者各々のプラズマパラメータは違い, 境界条件で決まるような大局的スケール, プラズマ運動論で決まるような微視的スケール, さらにクローン衝突で決まるスケールの関係は異なる. それぞれの環境でスケール間結合を含めてプラズマ加熱を議論し, 比較・考察することは, 物理の普遍性の探究という視点からも非常に重要であることはいままでもない. また, 観測的視点からは各々のプラズマ環境には得意不得意があり(例えば, 太陽コロナは大局的な物理の観測は得意だが, 微視的スケールは不得意. 磁気圏尾部ではその反対), 共通している物理に関しては, お互いの観測を用いて相補的に物理を議論することが可能となる. 三分野の協力・共同研究が, 磁気リコネクション研究の発展には不可欠であり, 今後ますます重要になると考えられる.

参考文献

- [1] S. Tsuneta *et al.*, Publ. Astron. Soc. Japan 44, L63 (1992).
 [2] E.W. Hones, Space. Sci. Rev. 23, 393 (1979).

- [3] P.J. Baum and A. Bratenahl, Phys. Fluids 17, 1232 (1974).
 [4] Y. Ono *et al.*, Phys. Rev. Lett. 76, 3328 (1996).
 [5] S. Imada *et al.*, *The Sun, the solar wind, and the heliosphere*, Vol. 4, ed. M.P. Miralles & J.S. Almeida (IAGA Special Sopron Book Series, Berlin: Springer) 63, (2011).
 [6] E.N. Parker, Sol. Phys. 121, 271 (1989).
 [7] H. Hara *et al.*, Astrophys. J. 741, 107 (2011).
 [8] S. Imada *et al.*, Astrophys. J. 776, L11 (2013).
 [9] Y.-K. Ko *et al.*, Astrophys. J. 722, 625 (2010).
 [10] S. Imada *et al.*, Astrophys. J. 742, 70 (2011).
 [11] S. Imada *et al.*, Astrophys. J. 705, L208 (2009).
 [12] W.G. Pilipp and G. Morfill, J. Geophys. Res. 83, 5670 (1978).
 [13] J.W. Dungey, Phys. Rev. Lett. 6, 47 (1961).
 [14] M. Fujimoto and T. Terasawa, J. Geophys. Res. 99, 8601 (1994).
 [15] J.R. Johnson and C.Z. Chen, Geophys. Res. Lett. 24, 1423 (1997).
 [16] P. Song and C.T. Russell, J. Geophys. Res. 97, 1141 (1992).
 [17] C.-P. Wang *et al.*, J. Geophys. Res. 117, A08215 (2012).
 [18] S. Imada *et al.*, J. Geophys. Res. 116, A08217 (2012).
 [19] M. Hoshino *et al.*, J. Geophys. Res. 103, 4509 (1998).
 [20] J.F. Drake *et al.*, J. Geophys. Res. 114, A05111 (2009).
 [21] T.D. Phan *et al.*, Nature 439, 175 (2006).
 [22] R.B. Howell and Y. Nagayama, Phys. Fluids 28, 743 (1985).
 [23] T. Fujita *et al.*, Nucl. Fusion 31, 3 (1991).
 [24] E. Scime *et al.*, Phys. Rev. Lett. 68, 2165 (1992).
 [25] A. Ejiri *et al.*, Nucl. Fusion 43, 547 (2003).
 [26] D.J. Dan Hartog *et al.*, Nucl. Fusion 47, L17 (2007).
 [27] S. Gangadhara *et al.*, Phys. Rev. Lett. 98, 075001 (2007).
 [28] S. Gangadhara *et al.*, Phys. Plasmas 15, 056121 (2008).
 [29] G. Fiksel *et al.*, Phys. Rev. Lett. 103, 145002 (2009).
 [30] S. Hsu *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84, 3859 (2000).
 [31] Y. Ono *et al.*, Phys. Rev. Lett. 107, 185001 (2011).
 [32] Y. Ono *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 54, 124039 (2012).
 [33] J. Yoo *et al.*, Phys. Rev. Lett. 110, 215007 (2013).