

小特集

磁気リコネクション研究の到達点と課題

4. 室内実験を用いた磁気リコネクション研究

小野 靖

(東京大学高温プラズマ研究センター)

Laboratory Experiments of Magnetic Reconnection

ONO Yasushi

High Temperature Plasma Center, University of Tokyo, Tokyo 113-8656, Japan

(Received 15 August 2001)

Abstract

Toroidal plasma merging experiments using closed sheet current has received increased attention as a means to solve magnetic reconnection under the conditions of fully isolated boundary and reasonably high temperatures / densities. The observed fast reconnection was caused by the anomalous resistivity of the current sheet triggered by sheet compression shorter than ion gyroradius. A new fast reconnection mechanism, current sheet (plasmoid) ejection, was documented together with its effective mass ejection from the current sheet. Direct ion heating by reconnection outflow was found to be much larger than electron heating by current sheet dissipation, revealing the efficient energy conversion effect of reconnection.

Keywords:

toroidal plasma merging, current sheet, anomalous resistivity, anomalous heating, plasmoid, non-steady reconnection, driven reconnection, spontaneous reconnection, guiding field, reconnection jet

4.1 はじめに

数年前の太陽観測衛星「ようこう」[1]や地球磁気圏観測衛星「Geotail」[2]の打ち上げにより、磁気リコネクション(磁力線再結合)の研究環境は大幅に改善した。太陽コロナでは美しい2次元X線画像によってリコネクションがプラズマを加熱する様子や、地球磁気圏尾部では速度分布関数の計測が可能となり、リコネクションの役割が広く認識されるようになった。しかし、その機構解明となると衛星観測には多くの制約がある。太陽観測衛星は観測対象までの距離が長いので、2次元観測と引き替えに、1) 視線方向の分布の情報がほとんどない、2) 局所計測ができない、3) 特に肝心のつなぎかわる磁力線がわからない(コロナの足下の磁場のみ)と

author's e-mail: ono@katsurai.t.u-tokyo.ac.jp

いった問題がある。地球磁気圏衛星は観測対象の中に入って観測するため、すべてのパラメータが直接観測できるものの、一つの衛星によるピンポイント計測にならざるを得ず、空間的な広がりや分布がわからない。限界を突破するため、どうしても磁気リコネクションの室内実験の必要性がクローズアップされることになる。室内プラズマ実験の一つに核融合プラズマ実験がある。確かに計測の自由度は大きいですが、リコネクション点がプラズマの中に多数存在したり、その局所的な情報がわからないといった問題がある。例えば、逆転磁場ピンチ(RFP)におけるリコネクション(ダイナモ)研究では、広く平均化された情報の中にリコネクションの特性を推定するしかなかった。トカマクの鋸歯状波振動は最もリコネク

ション研究に貢献したが、局所的な磁力線構造を計測・検証することは難しい。こうした状況で、磁気リコネクションを扱う専用の実験が必要であることは、比較的古く1960年代から指摘されてきた。

4.2 オープン系およびクローズ系磁気リコネクション室内実験

マクスウェル方程式 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ により、すべての磁力線は必ず閉じた形状をしている。Fig. 1(b)の磁力線の一部である(a)の四角の部分を実験的に切り出す理論モデルやシミュレーションとは異なり、実験ではすべての磁力線を決める必要がある。1990年までに試みられてきた磁気リコネクション専用実験は極めて少数である。多くの場合、電流シートを電極放電で模擬し、Fig. 2左下のように、上下の導体板に流す電流で反平行の磁力線を作り、電極放電により電流シートを形成する。Fig. 1(a)の四角の領域をなるべくそのまま模擬するもので、電流シートが開いた形をしているので「オープン系」リコネクション実験と呼ぶ。日本の大藪らの先駆的な実験[3]、米国でも Stenzel, Gekelman[4] らの実験、ロシアでは Frank [5]らの実験が広く知られている。Stenzel らは、リコネクションの電流シートのティアリング不安定やリコネクションに伴う流速や加熱などの興味ある物理を明らかにした。この方式は制御性に優れたものの、電流シートが外部回路とつながるため、電流シート内の電界、すなわち磁気リコネクション速度に影響がでてしまう。電流シートや磁場が容器や電極に接合するなど、境界条件に問題が大きかった。

磁気リコネクション専用実験が少なかった理由は、1) X点を含む開いた磁場構造のため、高い磁気レイノルズ数、温度、密度を確保できない、2) 開いた磁場構造を切り出して実験すると境界条件の設定が難しい、3) ダイナミックなリコネクションを進行させつつ、系全体を安定に保つことが難しい、4) 小さな領域で多次元で進行するリコネクションを捉える多次元計測が難しいなどである。これに対して、Fig. 2中央上のようにトカマク、あるいはスフェロマックといったトーラスプラズマを軸対称合体させ、接合面でトロイダル方向に閉じた電流シートが自発的に形成する「クローズ系」の磁気リコネクション実験が開発された[6]。この手法の利点は、1) 系が閉じた形状をしているため、電流シートが自発的に形成される、2) 磁力線の一部を切り出さずに、境界条件に問題のない閉じた磁力線全体を取り扱う、3) プラズマ閉じ込め能力を持つトーラスプラズマ

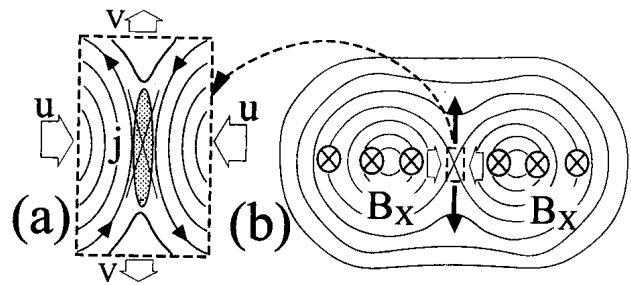


Fig. 1 (a) 2-D slab model of magnetic reconnection and (b) whole configuration of reconnecting field lines.

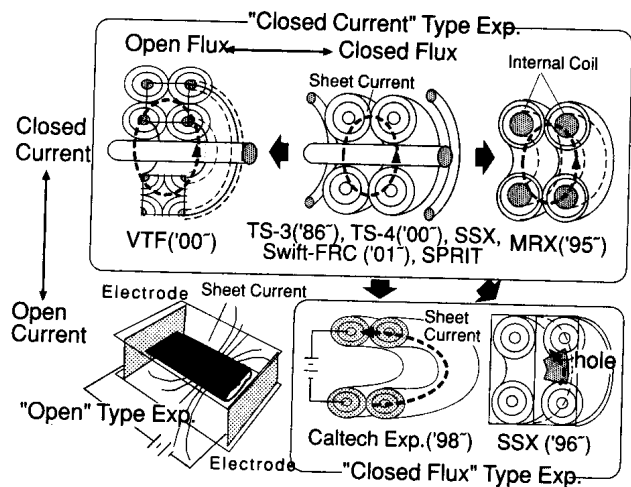


Fig. 2 Family of magnetic reconnection experiments under operation.

を用いるので、ある程度の温度、密度、磁気レイノルズ数が確保しやすいなどである。ただ、電流シート形成も合体も自発的に起こるので、傾斜モードなど不安定に対する配慮が必要である。この手法は、東京大学 TS-3(Tokyo University Spherical Torus No. 3)装置のプラズマ合体実験[6]が先駆けとなっており、その後、1995年にプリンストン大学 MRX (Magnetic Reconnection eXperiment) 装置[7]、1996年にはスワルスマア大学 SSX (Swarthmore Sphreromak eXperiment) 装置[8]、1999年マサチューセッツ工科大学 VTF (Versatile Toroidal Facility) 装置[9]、2000年にはNASA マーシャルスペースセンターの Swift-FRC 装置[10]、Caltech の新装置[11]、東京大学 TS-4[12]など、プラズマ合体を利用した磁気リコネクション実験装置の建設が相次いでいる。これらの装置の概念図を Fig. 2 に示す。これらは相互に似通っているが、境界条件が異なることは注意を要する。TS-3やTS-4装置がコイルから完全に切り離されたトカマクやスフェロマックやRFPを自発的に合体させる自由境界条件を

用いるのに対して、MRX装置はコイルの周囲にスフェレータプラズマを生成・合体する形式で、コイルが誘導電界を印加する半固定境界条件となっている。VTF装置は電流シートこそ閉じているが、磁力線はXポイント付近を四角に切り出した固定境界条件を用いており、磁力線が導体に遮られる点は現存のオープン型の実験CS-3Dと大差がない。SSX, Swift-FRC, SPIRITはTS-3/4と極めてよく似た自由境界実験であり、特に後者2つはスフェロマック合体によるFRC生成のみに特化した装置として、それぞれ建設中、提案中である。SSXはFRC生成以外に局所的なリコネクションを実現するため、2つのスフェロマックの間に穴の空いた導体壁をおくオープン型実験とよく似た実験も計画している。詳細な比較をTable 1に示す。

上記境界条件の差から、第1にリコネクション速度は各装置で大きく異なる。Outflow速度がアルヴェン速度に達するのはコイルから切り離してプラズマを加速できるTS-3/4, SSXで、コイルが磁気軸にあるMRXはその3割程度にとどまり、VTF等磁力線が導体と交わる固定境界条件の実験も遅いものと思われる。反面、リコネクションが遅ければ、室内実験で使われる磁束量には大きな差がないことから、長い時間より定常性の高い($dB/dt \approx 0$)リコネクションが実現できる利点がある。第2に各実験装置のバルクプラズマの磁気レイノルズ数 R_m も差があるが、オープン系のCS-3を除けば概ね合体を用いた実験は300-1,000の中に入る。VTFは、 10^{17} - 10^{18} m^{-3} の低密度プラズマを高周波加熱するコンセプトで、最もcollisionlessな実験となることをめざしている。

第3に装置中の中性粒子の影響に配慮が必要である。いくつかの実験は電子温度が低く(最低3-5 eV)、プラズマは完全電離していない状況である。特に、トカマク合体以外の運転モードを用いると中性粒子の影響を生じる場合が多い。リコネクション領域の電子のエネルギー損失が極めて大きく、電子の加熱や輸送や抵抗等を議論するには問題も想定される。

4.3 トーラスプラズマ合体を用いた磁気リコネクション実験

Fig. 3のように同方向のトロイダル電流を持つ2つのトーラスプラズマを近づけると、電流同士が引き合っ、磁気リコネクションを通じて一つに合体する。その際、(1)同極性合体と異極性合体を比較する方法、(2)同極性合体に外部トロイダル磁場を印加する方法により、Xポイントに3成分(2.5次元)磁場構造を持ち込んだ。(1)ではスフェロマックやスフェレータの軸対称合体時、それぞれのトロイダル磁場の極性を同方向(同極性合体)、逆方向(異極性合体)とすると、Fig. 3(a)(b)に示すように磁力線が磁気中性面でそれぞれ約 90° , 180° で交わってつなぎかわることを利用する[6]。別の見方をすれば、同極性合体では紙面に垂直(電流シートに平行)な方向の磁場成分 B_x がつなぎかわる磁場成分 $B_{||}$ とほぼ同一であり、異極性合体ではこれが零となって単純な2成分磁場のみのリコネクションとなる。(2)の合体に使用するトーラスプラズマは、 q 値(磁力線がポロイダル方向に1周する間にトロイダル方向を回る回数)の高い方から、トカマク、スフェロマック、逆転磁場ピンチ(RFP)で、つ

Table 1 Laboratory experiments of magnetic reconnection.

| Device | CS-3D | TS-3 | MRX | SSX | TS-4 | VTF | Swift-FRC | SPIRIT |
|---------------------------|---------------------------|-------------------------------|-------------------------------|--|-------------------------------|-----------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| Institute | G. Phys. Inst. | U.Tokyo | PPPL | Swarthmore C. | U.Tokyo | MIT | NASA | PPPL |
| Construction | 1975 | 1985 | 1995 | 1996 | 2000 | 2000 | Under const. | proposal |
| Method | Open | Merging Tokamak/Spheromak/RFP | Merging Spherator/Spheromak. | Merging Spheromak. | Merging Tokamak/Spheromak/RFP | Merging multi-Pole | Merging Spheromak. | Merging Spheromak. |
| Major Radius | | 20 cm | 35 cm | 20 cm | 50 cm | 100 cm | 20 cm | 40 cm |
| Boundary Conditions | Open Current Open Flux | Closed Current Closed Flux | Closed Current Closed Flux | Open (or Closed) Current Closed Flux | Closed Current Closed Flux | Closed Current Open Flux | Closed Current Closed Flux | Closed Current Closed Flux |
| T_e [eV] | 5-150 | 10-40 | 3-20 | 20 | ? | 15-25 | ? | ? |
| T_i [eV] | 5-300 | 10-200 | 3-20 | 20 | ? | 0.2-10 | ? | ? |
| n_e [m^{-3}] | $1-10 \times 10^{22}$ | $1-50 \times 10^{19}$ | $1-50 \times 10^{19}$ | 10^{19} | $0.5-10 \times 10^{19}$ | $0-2 \times 10^{17}$ | ? | ? |
| R_m | 5-10 | 300-1000 | 300-1000 | 300-1000 | ? | -1000 | ? | ? |
| R/ρ_i | 1-10 | 5-100 | 5-50 | 5-50 | ? | -100 | ? | ? |

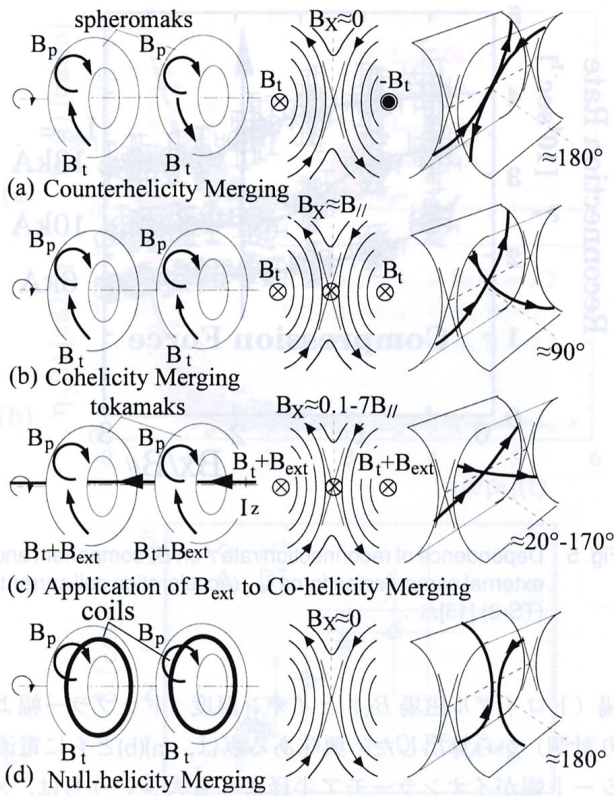


Fig. 3 2.5-D structures of reconnection regions with third field component B_x : (a) counterhelicity merging spheromaks with $B_x \approx 0$, (b) cohelicity merging spheromaks with $B_x \approx B_{||}$, (c) cohelicity mergings of RFPs, spheromaks and tokamaks with varied B_x and (d) null-helicity merging of spheromaks with $B_x \approx 0$.

なぎかわるポロイダル磁場成分 $B_{||}$ を一定に保つと, X 点付近の磁力線同士の角度は q 値が大きいほど小さくなる. すなわち, 外部から印加するトロイダル磁場は, Fig. 3(c)の磁場成分 B_x となり, $B_{||}$ との比は, 合体プラズマの q 値が大きいほど大きい. この手法の利点は, (1)と異なり磁力線の $B_x/B_{||}$ 比を連続的に変化できることである. また, フラックスコア電流を用いることによりスフェレータ同士の合体を行い, 運転によってはトロイダル磁場成分が少ない Null-Helicity (Fig. 3(d)) の合体も行われている. 以下に, こうした合体を用いて, 磁気リコネクションのキーとなる問題がどこまで明らかにされたのか順々に見ていくことにする.

4.4 磁気リコネクションの縦磁場効果

プラズマ合体を用いた磁気リコネクション実験で最初の注目点は, 磁気リコネクションそのものが実験室で再現できること, そしてそれが縦磁場 B_x に対していかに依存するかを検証することであった. 例えば, 地球磁気

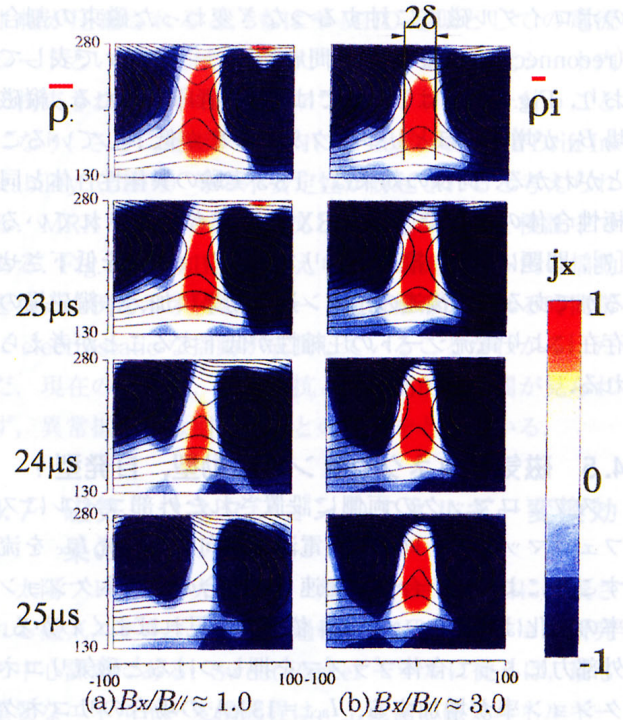


Fig. 4 2-D contours of poloidal flux surfaces and toroidal current densities for merging spheromaks with $B_x/B_{||} \approx 1$ (a) and those for merging tokamaks with $B_x/B_{||} \approx 3$ (TS-3) [12].

圏の昼側で地球磁場と宇宙磁場の交わる角度に対するリコネクション速度の依存性が検証可能である. 2種類の外部トロイダル磁場 B_x について求めたポロイダル磁気面とトロイダル電流密度分布の時間変化 (TS-3の2次元磁気プローブデータより) を Fig. 4(a)(b)に示す[6, 12]. どちらの場合もポロイダルコイルの電流波形は同一で, 2個のプラズマを押しつける力は一定である. 各図の下辺が中心対称軸にあたる. まず, 左右からそれぞれ1個ずつのトーラスプラズマが生成されて, いずれの場合も左右から磁力線が近づいてつなぎかわり, 共通磁束となった磁力線が上下に流れていく様子がよくわかる. 正方向 (各トーラスプラズマのトロイダル電流の方向) の電流密度を青で, 逆方向のそれを赤で大きさに従って表示したトロイダル電流密度分布を見ると, X点付近にトーラスプラズマのトロイダル電流と逆向きのシート状の電流, すなわち, 電流シートが確認できる[6, 12]. $B_x/B_{||} = 3$ の場合は磁気軸が最後まで2個存在するのに対し, $B_x/B_{||} = 1$ の場合は $t = 25 \mu s$ までにはほぼ9割合体が完了している. 2つの場合の合体時間の差は5割程度である. この効果を縦磁場 B_x を連続的に変化させて検証した結果を Fig. 5に示す[13]. リコネクション率は, 全体

のポロイダル磁束に対するつなぎ変わった磁束の割合 (reconnection ratio α) の時間成長率 $\gamma = da/dt/\alpha$ で表しており, Fig. 4(a)(b)は Fig. 5 では赤印, 青印にあたる. 縦磁場 B_x が増えるほどリコネクション率が低下していることがわかる. 同様の効果は, TS-3 実験の異極性合体と同極性合体の比較で[6], MRX 実験でも確認されている[7]. 問題はなぜ, 縦磁場がリコネクション率を低下させるかであるが, 後述のイオン運動効果に加え, 縦磁場の存在により電流シートの圧縮性が低下することが考えられる.

4.5 磁気リコネクションは駆動型, 自発型?

スフェロマックの両側に設置された外部コイルにスフェロマックのトロイダル電流と逆向きの電流 I_{acc} を流すことによって, 合体を加速した場合のリコネクション率の変化は Fig. 5 の γ の I_{acc} 依存性を見ればよくわかる. 外部力によって合体プラズマを押しつけると磁気リコネクション率が増加する. $I_{acc} = 13 \text{ kA}$ の場合のリコネクション率は $I_{acc} = 6 \text{ kA}$ の場合のその約2倍に達する. これは磁気リコネクション速度が X 点の状態によってではなく, 外部コイル電流という外部条件で決定されることを意味しており, 核融合科学研究所の佐藤らによって提唱されてきた駆動型磁気リコネクションモデルの妥当性を示している[6]. 興味深い点は, I_{acc} が大きいほど電流シート層の幅 δ が小さく圧縮されて, 電流シートの実効抵抗率が高くなっていることである. 結果として, 外部力が大きいほど磁気リコネクションが速く進むよう X 点の実効抵抗率が大きくなる, 一種の自己調整機能を有していることは注目に値する. 見かけ上, 駆動型に見える磁気リコネクションを決定しているのは, 自発型を意味する電流シートの異常抵抗という内部要因である.

4.6 電流シートの異常抵抗と粒子運動効果

問題は, 4.4や4.5で見られた効果がいかなる理由によって生じるかであるが, このような成長率の違いを生じる原因を, イオンラーモア半径と電流シート幅との関連から検証してみる. この関係を直接的に捉えるために, 縦軸に実効抵抗率 η_x を, 横軸にイオンラーモア半径 ρ_i で規格化した電流シート幅 δ を時間に沿ってプロットしたものを Fig. 6(a)(b)に示す(TS-3実験). (a)は外部圧縮力 I_{acc} を変化した場合, (b)は $B_x/B_{||}$ を変化した場合, それぞれ十数ケースの $\eta_x, \delta/\rho_i$ の時間発展を同じグラフ上にプロットした. イオンラーモア半径は X 点における磁

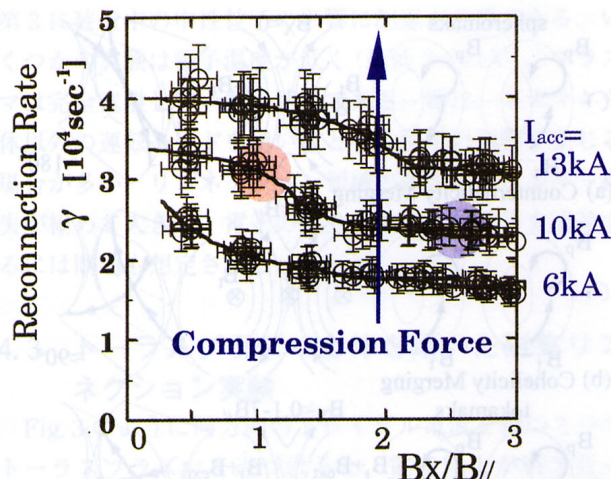


Fig. 5 Dependence of reconnection rate γ on B_x component and external compression force I_{acc} (acceleration coil current) (TS-3) [13].

場 (トロイダル磁場 B_x) とイオン温度 (ドップラー幅より計測) から算出した. 興味ある点は, (a)(b)ともに電流シート幅がイオンラーモア半径よりも大きい場合は, X 点の実効抵抗率は古典抵抗の2倍程度で一定なのに対し, イオンラーモア半径よりも小さくなると, X 点の実効抵抗率が急上昇することである. これは, $B_x/B_{||}, I_{acc}$ のどちらを変化させてもすべてのデータが一つの線上に一致する. Fig. 4(a)の場合には, 電流シートが急激に圧縮されてイオンラーモア半径以下の幅に狭められて, 異常抵抗を生じ, 結果的に速いリコネクションが発生している. Fig. 4(b)のように, 大きな外部トロイダル磁場の影響でイオンが小さい半径のラーモア運動を行う場合は, 電流シートの幅はイオンラーモア半径よりも常に大きく, 実効抵抗率はほぼ一定の小さな値となっている. このように, 電流シート幅がイオンのラーモア半径付近に低下するため生じる異常抵抗 (不安定による電子の散乱) が, 前述のリコネクションの縦磁場効果や外力依存性を実現させているものと考えられる. すなわち, 電流シートを圧縮する力を大きくすれば, 電流シート幅はその分圧縮されてイオンラーモア半径以下となってリコネクション速度は増加する. また B_x 成分が小さくなると, イオンラーモア半径が増加するために電流シート幅をそれ以下に圧縮することが容易になって, やはりリコネクション速度は増加するといえる. MRXでも極めて遅いインフロー (TS-3の1/3以下) で準定常なリコネクションを $20 \mu\text{s}$ 程度実現して, この間のシート幅を検証している. Fig. 6(c)に示すように, 準定常期間

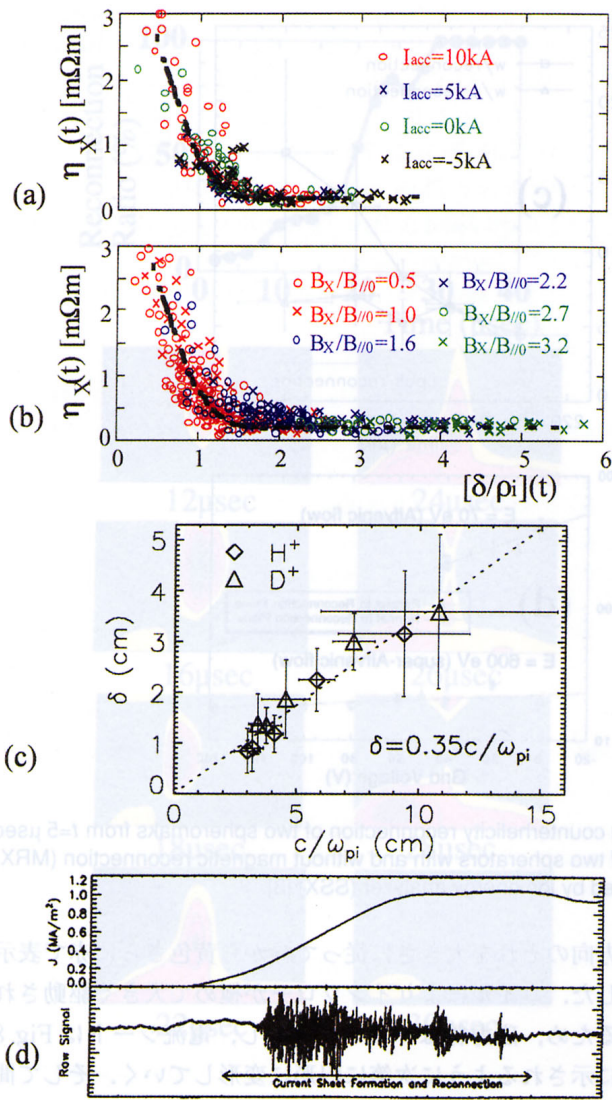


Fig. 6 Time evolutions of effective current-sheet resistivities η_X as a function of current sheet thickness δ normalized by ion Larmor radius ρ_i when four different acceleration-coil currents I_{acc} (a) and six different B_X fields (b) are applied to the merging toroids (TS-3) [12,13]. (c) dependence of current sheet thickness δ on ion skin-length c/ω_{pi} and (d) time evolutions of sheet current density and electrostatic fluctuation signal at neutral sheet (MRX) [14].

でシート幅がイオンスキン長 (β 値が 1 程度なので、ほぼイオンラーモア半径に等しい) 程度に落ち着くことを計測している [14]。シート幅がイオンラーモア半径を下回ると損失が増えることから、この付近が安定なシート幅になるものと考えられる。

この効果に関してさらに踏み込んだ微視的なメカニズムについては、現在、第 5 章に示すようないくつかの説が唱えられている。イオンラーモア半径以下に電流シ-

ト幅が圧縮されると、もはや MHD 近似としての電流シートという概念は成り立たず、イオンは電流シート内に拘束されず、その外でメアンダリング運動を行うことになり、さらに電流シート内には Lower Hybrid Drift Instability (LHDI) 等の不安定性が誘起されると考えられる。MRX ではこの異常抵抗と不安定との関係を検証中である。Fig. 6(d) に LHDI と考えられる電流シート内の揺動を捉えた例を示す [14]。シート電流が形成される時間帯に electrostatic な揺動が成長していることがわかる。ただ、現在のところ、異常抵抗との時間的な相関が見られず、異常抵抗とは別の現象との見方をとっている。

4.7 磁気リコネクションのエネルギー変換効果の検証

太陽フレアの膨大な運動・熱エネルギー放出に代表される磁気エネルギーの解放過程は、リコネクション研究の中心課題である。Sweet-Parker モデルに従えば、最も重要なエネルギー変換過程は、上流側の磁気エネルギーが電流シートの抵抗損失として熱エネルギーに変換される過程と考えられるが、近年の太陽コロナの磁気リコネクションでは、電流シートの拡散から見積もった加熱エネルギーは、実際に観測されるプラズマ温度を説明するにはあまりに小さいことがわかってきた。代わって注目され始めたのは、磁気リコネクション点の下流側でプラズマ粒子加速によって生ずるエネルギー変換である。実験によってこうした粒子加速効果や加熱効果、エネルギー変換効果を検証することができるであろうか。TS-3 で B_X が零の異極性合体のイオン温度を計測してみると、イオンのみが選択的に加熱される現象が発見された。Fig. 7(a) に、ドップラー幅法で測定したイオン温度の径方向分布を示す [15]。初期にイオン温度は一様に 10 eV と低温であるが、合体とともに ($t = 10 \mu s$) 急上昇を始め、合体が終了する 10 μs 以内に最大 200 eV に到達している。電子温度の上昇は 10 eV 以下で小さいため、これはイオンのみの選択的加熱現象といえる。Fig. 7(b) に示す磁気リコネクション過程のエネルギーフローを見るとイオンの熱エネルギーの上昇は 180 J と計算され、これは合体プラズマの磁気エネルギー減少分 230 J の約 80% に達することが判明した。一方、X ポイント領域の電流シートの抵抗損はわずか 20 J と少なく、イオン熱エネルギー上昇分に比べてはるかに小さい。これは電流シートの抵抗損によるプラズマ加熱の古典的イメージと大きく異なる。消滅した磁気エネルギーがアウトフローを通じてイオンの熱エネルギーに変換されたと結論される

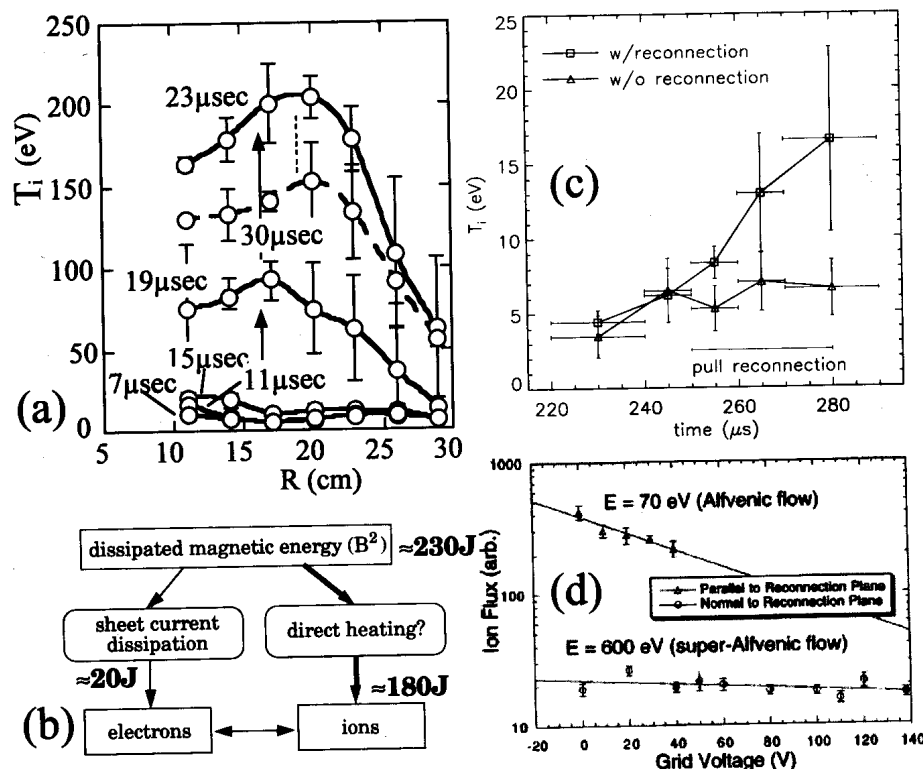


Fig. 7 (a) Radial profiles of ion temperature and (b) energy flow during counterhelicity reconnection of two spheromaks from $t=5 \mu\text{sec}$ to $20 \mu\text{sec}$ (TS-3) [15], (c) time evolutions of ion temperatures of two spheromaks with and without magnetic reconnection (MRX) [16] and (d) super Alfvénic flow of merging spheromaks measured by ion energy analyzer (SSX) [8].

[15]. 電流シート内の局所的なイオン・電子温度の計測はMRXでも行われ、Fig. 7(c)にその結果を示す。上記アウトフローによるイオン加熱に比べるとかなり低いが、イオン温度が 17 eV まで加熱され、リコネクションのない場合の 7 eV に比べて高いことがわかる。これは異常抵抗そのものを発生させる不安定性がイオン加熱にも貢献していることを示している[16]。さらにSSX実験では、Fig. 7(d)に示すようにアウトフロー中にアルヴェン速度を大幅に超える速度成分を有する高速粒子が存在していることが報告されている[8]。

4.8 プラズモイドの発生と間欠リコネクション

では、異常抵抗でも賄いきれない大きなインフローがある場合、あるいは異常抵抗の効果が少ないMHD領域の場合はリコネクション速度は単に電流シート抵抗によってその上限が決められるのであろうか。TS-3では、二重に配置された外部圧縮コイルを使用してトーラスプラズマを外部から強く押しつける実験を行い、結論として電流シートの間欠放出現象を見出している。Fig. 8下図では正方向(合体プラズマのトロイダル電流の方向)のトロイダル電流密度を大きさによらず青で、逆

方向のそれを大きさによって緑から黄色さらに赤で表示した。コイルによりインフローが極めて大きく駆動されるため、磁力線はパイルアップし、電流シートはFig. 8に示されるように次第に円形に変形していく。そして間欠的に電流シートが放出されることが判明した。TS-3で作られる磁束の範囲で最大2回のシート放出が観測されている。興味ある点はこの電流シート放出の間欠的発生がリコネクションの高速化を引き起こす点で、Fig. 8上では放出時に合体率(reconnection ratio) α が急増していることがわかる[12]。この時、電流シートとともにプラズマ粒子も排出され、結果的にMass Ejectionが促進される形で高速リコネクションが発生していることが最近の密度計測からも確かめられている。高速リコネクションの一つの形態は非定常・間欠リコネクションであることが示唆される。

4.9 理論モデルとの照合

室内実験を用いて古典的な理論モデルの検証を試みることも徐々に可能になってきている。理論的近似としてしばしば用いられる定常モデルと比較を行う際、障害となっているのはリコネクションとともに磁場構造が変化

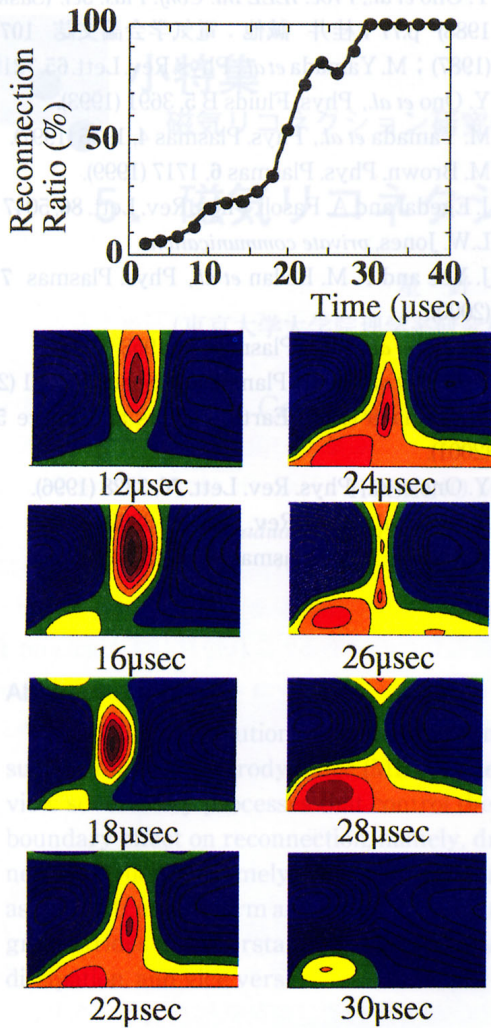


Fig. 8 Current sheet ejection observed in 2-D contours of toroidal current density (lower) and time evolution of reconnection ratio α (reconnected flux / total flux) (upper) (TS-3) [12].

し、下式の左辺 dB/dt が零にならないことであった。

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B}$$

MRX ではその特徴であるゆっくりと続くインフローを利用して、 $dB/dt = 0$ の状態を 20 μsec 程度作り、定常リコネクションの Sweet-Parker モデルの証明を行っている [17]。一般にアルヴェン時間で規格化したリコネクション速度 $V_i/V_A = 1/\sqrt{S}$ は、 $S = \mu_0 L V_A / \eta_{\text{spitzer}}$ のように磁気レイノルズ数 S の $1/2$ 乗に反比例する。 $dB/dt = 0$ だけでは、Fig. 9(a) のようにモデルに合致しないため、(1) 電流シートの異常抵抗、(2) さらに電流シート内の熱圧力

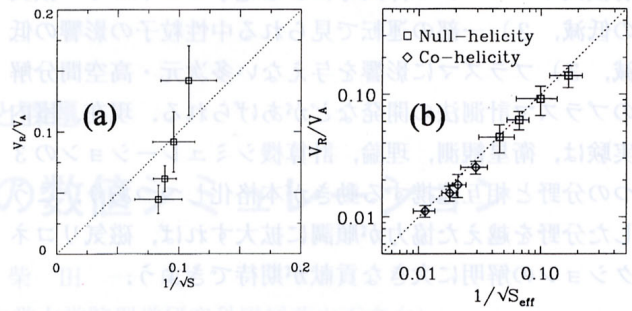


Fig. 9 Dependences of reconnection inflow speed normalized by Alfvén speed on magnetic Reynolds number S before (a) and after (b) the correction of Sweet-Parker model (MRX) [17].

の時間変化(非定常効果)を考慮するなど、Sweet-Parker モデルを一般化する必要があることが判明した。 Fig. 9 (b) に、アルヴェン速度で規格化したリコネクション速度と(1)(2)の効果に基づいて修正した後の磁気レイノルズ数との関係を示す。一般化により、磁気レイノルズ数の $1/2$ 乗に比例するリコネクション速度を得て、モデルと合致することを報告している [17]。この結果はいくつかの示唆を与えている。すなわち、Sweet-Parker モデルでリコネクション速度を説明する上で電流シートの異常抵抗や電流シートの圧力分布が重要であること、そして $\frac{dB}{dt} = 0$ によって定常のリコネクションを実現しようとしても、実際にはシート内の粒子蓄積が徐々に進行するなど、圧力変化が生じて定常モデルの実現がなかなか難しいことである。

4.10 まとめ

磁気リコネクションは、すべての磁化プラズマの磁場構造変化を理解するための要素物理として、現在、再び実験研究が盛んになりつつある。プラズマ合体を用いた磁気リコネクション実験は、「Xポイント」という「特定の場所」の「特定の物理」を抜き出して検証する専用物理実験が成立する可能性を示したものといえる。通常とは逆に、プラズマ閉じ込め実験を「磁気リコネクション」というプラズマ物理の解明の道具として利用した実験ともいえよう。実験室プラズマは、人為的にプラズマが制御でき、しかも計測の自由度も最も大きい長所を有している。従来、問題であった温度密度の確保や境界条件も、クローズ系実験の登場によりある程度の解決が可能となった。実験数もこの数年で7、8グループに急増し、磁気リコネクション現象の解明のためのパワフルなツールとして期待を集めている。今後の課題としては、1) 放

射損失やプローブの挿入等による電子のエネルギー損失の低減, 2) 一部の運転で見られる中性粒子の影響の低減, 3) プラズマに影響を与えない多次元・高空間分解のプラズマ計測法の開発などがあげられる。現在, 室内実験は, 衛星観測, 理論, 計算機シミュレーションの3つの分野と相互連携する動きが本格化しつつあり, こうした分野を越えた協力が順調に拡大すれば, 磁気リコネクションの解明に大きな貢献が期待できよう。

参考文献

- [1] S. Masuda *et al.*, *Nature* **371**, 495 (1994).
- [2] Y. Saito *et al.*, *J. Geophys. Res.* **100**, 23567 (1995).
- [3] N. Ohyaib *et al.*, *Phys. Fluids* **17**, 2009 (1974).
- [4] R. Stenzel and W. Gekelmann, *J. Geophys. Res.* **86**, 649 (1981); *ibid.* **87**, 101 (1982); W. Gekelman and H. Pfister, *Phys. Fluids* **31**, 2017 (1988).
- [5] A. Frank *et al.*, *Contrib. Plasma Phys.* **36**, 667 (1996).
- [6] Y. Ono *et al.*, *Proc. IEEE Int. Conf. Plas. Sci.* (Saskatoon, 1988) p.77; 桂井 誠他: 電気学会論文誌 **107A**, 65 (1987); M. Yamada *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 721 (1990); Y. Ono *et al.*, *Phys. Fluids B* **5**, 3691 (1993).
- [7] M. Yamada *et al.*, *Phys. Plasmas* **4**, 1936 (1997).
- [8] M. Brown, *Phys. Plasmas* **6**, 1717 (1999).
- [9] J. Egedal and A. Fasoli, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5047 (2001).
- [10] L.W. Jones, *private communication*.
- [11] J. Yee and P. M. Bellan *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 3625 (2000).
- [12] Y. Ono *et al.*, *Phys Plasmas* **4**, 1953 (1997).
- [13] Y. Ono *et al.*, *Earth, Planets and Space* **53**, 521 (2001).
- [14] M. Yamada *et al.*, *Earth, Planets and Space* **53**, 509 (2001).
- [15] Y. Ono *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 3328 (1996).
- [16] S. Hsu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3859 (2000).
- [17] H. Ji *et al.*, *Phys. Plasmas* **6**, 1743 (1999).