

小特集

磁気リコネクション研究の到達点と課題

5. 磁気リコネクションの数値シミュレーション

星野真弘, 柴田一成¹⁾

(東京大学大学院理学系研究科, ¹⁾京都大学大学院理学研究科附属花山天文台)

Computer Simulations of Magnetic Reconnection

HOSHINO Masahiro and SHIBATA Kazunari

Graduate School of Science, The University of Tokyo, Tokyo 113-8656, Japan

¹⁾*Kwasan Observatory, Kyoto University, Kyoto 607-8471, Japan*

(Received 30 August 2001)

Abstract

The nonlinear evolution of magnetic reconnection is investigated using a broad variety of simulation codes such as magnetohydrodynamic (MHD) codes, hybrid codes, and electromagnetic full particle codes. We review several key processes that control the reconnection rate and the structure of the current sheet: 1. the boundary effect on reconnection, namely, driven versus spontaneous reconnection, 2. the topology of reconnection structure, namely, Sweet-Parker versus Petschek reconnection, and 3. non-MHD/kinetic effects such as the Hall current term and the electron inertia term in a generalized Ohm's law. Computer simulations made great strides in understanding how the macroscopic reconnection system responds to microscopic energy dissipation, and vice versa.

Keywords:

MHD simulation, particle simulation, Sweet-Parker vs Petschek reconnection, driven vs spontaneous reconnection, non-MHD effect

5.1 MHD シミュレーション

最初にMHDの適用範囲についてふれておこう。まず、通常の流体近似が成り立つためには、特徴的長さ \gg 平均自由行程(クーロン衝突), 特徴的時間 \gg 衝突時間となる必要がある。太陽の彩層, 光球, 内部ではこれは満たされている。磁気プラズマの場合は, 実効的には, 特徴的長さ \gg イオンのラーモア半径, 特徴的時間 \gg イオンのラーモア周期, となれば, 流体(MHD)近似が有効になる。磁気圏プラズマや実験室核融合プラズマでは, プラズマ全体のサイズや時間はこの条件を満たすのでプラズマ全体を問題にする際はMHD近似が有効であるが, リコネクション問題では電流シートがイオンのラーモア半

径程度になるので, 粒子効果が重要になり, 以下の節で述べるようなハイブリッドシミュレーションや粒子シミュレーションが不可欠となる。

太陽コロナでは, 典型的現象(例えばフレア)のサイズがイオンのラーモア半径の100万倍-1,000万倍のスケールであり, 平均自由行程と比べても同じくらいかそれ以上なので(つまり semi-collisional plasma), MHDが有効である。ただし, フレアにおける磁気リコネクションの拡散領域ではマイクロスケールが出現してそこではMHD近似が破綻していると考えられる。その証拠にマクスウェル分布から著しくはずれた非熱的(高エネルギー)粒子が大量に発生している。このマイクロとマク

corresponding authors' e-mail: hoshino@eps.s.u-tokyo.ac.jp

ロのカップリングが大問題であるが、以下では、マイクロで決まる物理が与えられたものとした上でなされたマクロなMHDシミュレーションについて述べる。

第1章で述べたように、磁気リコネクションが太陽フレア（および他の天体爆発現象）の有力なモデルと考えられるようになったのは、Petschek modelの出現のおかげと言える。しかしPetschek modelはあくまで近似解であって厳密解ではなかった。定常2次元を仮定してもresistive MHD方程式は数学的に恐ろしく難しい方程式である。もっとも、これはもっと簡単なNavier-Stokes流体方程式がちゃんと解けていない（だから乱流問題が未解決）ことを考えると驚くことではない。とにかくPetschekの近似解は本当にresistive MHD方程式の解になっているのかどうか、という疑念がまずあった。そのような時期（60年代から70年代にかけて）、コンピュータが著しく発展し、複雑な非線形方程式を数値的に直接解くことができるようになり、まさに今のような疑問に解答が得られる可能性がでてきた。この問題に対し世界で最初に取り組み成功したのが、わが国のUgai and Tsuda [1]であった（Fig. 1）。彼らは2次元の元で初期に反平行磁場を考え、その間の電流シートに局所的に大きな電気

抵抗を仮定して、非定常resistive MHD方程式を数値的に解くことによりその後の時間発展を詳しく調べた。その結果、十分時間が経過した後ではPetschekが予想したのとよく似たスローショックを含む構造が現われることや、リコネクション率の対数的磁気レイノルズ数依存性などを確かめた。

その後、やはりわが国のSato and Hayashi [2]が、Ugai and Tsuda [1]とは異なる状況設定の元で非定常シミュレーションを行い、Petschekの解が実現することを確認した（Fig. 2）。しかし、ではどのような条件のときにPetschek解が現われるかについては、意見が分かれ、その後の20年にわたる激しい論争の火蓋が切って落とされた。すなわちSato and Hayashiは、Ugai and Tsudaの仮定した局所的抵抗が人為的である点を指摘し、リコネクションは外部からの反平行磁場の押しつけによって起こるという駆動型リコネクション（driven reconnection）モデルを提唱したのである。これに対してUgai and Tsuda modelは自発型リコネクション（spontaneous reconnection）モデルと呼ばれる。Sato and Hayashiのシミュレーションでは、いわゆる異常抵抗モデル

$$\eta = \eta_0 (j - j_c)^2 \quad (\text{for } j > j_c)$$

$$= 0 \quad (\text{for } j < j_c)$$

を採用し（ただし、 η は抵抗率、 J は電流密度、 J_c は J のしきい値である）、境界からの強い流れによる電流シートの圧縮で自動的に電気抵抗が大きくなり、リコネクションが始まる。その後の時間発展は非定常性が強いこと以外はUgai and Tsudaに似ている。Sato and Hayashiは、境界条件によってリコネクション率が決まっていると主張した。この主張は物理的にわかりやすく、また、リコネクションの最も重要な問題に対する解答を与えているので、多くの人に受け入れられた。その後のPriest and Forbes [3]の解析理論も同じ線上の主張である。

ところが、である。実際にMHDシミュレーションして見ると、必ずしもそうはならない。Ugai [4-7]は20年以上の長きにわたり、境界条件だけではリコネクション率が決まらないMHDシミュレーション例を発表し続けた。Ugaiによれば、電気抵抗が一様ときは、どんなに速い流れで電流シートを押しつけても、Sweet-Parker modelが出現するだけで、Petschek modelとはならない。これはその後多くの人によって確かめられた [8-11]。もっともBiskamp [8]は同じ計算結果から全く異なる主張「Petschek modelは間違っている」との結論を引

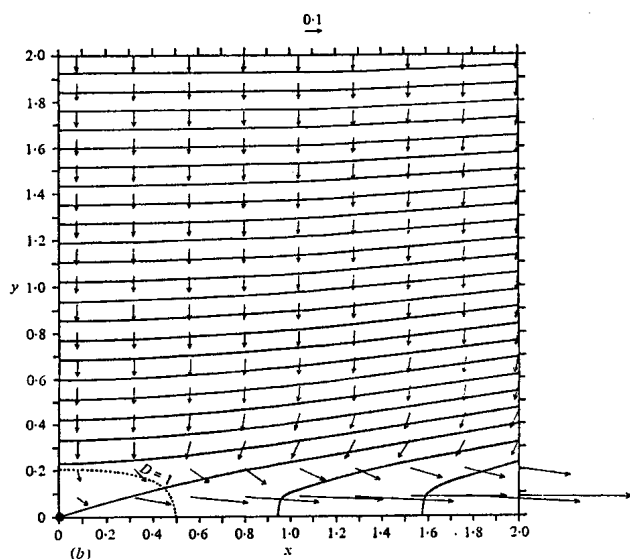


Fig. 1 Ugai and Tsuda's numerical simulation of reconnection. Time dependent compressible MHD equations are solved, and this figure shows the solution in the quasi steady state, reproducing well the characteristics of the Petschek model such as the slow shock. Only one quadrant of the system is shown. Solid curves show magnetic field lines and vectors represent velocity vectors. Local resistivity enhancement is assumed near the origin. The dotted line indicate the boundary of the diffusion region given by $D = |\mathbf{v} \times \mathbf{B} / \eta J| = 1$, and the dot at the origin is the position of the magnetic neutral point.

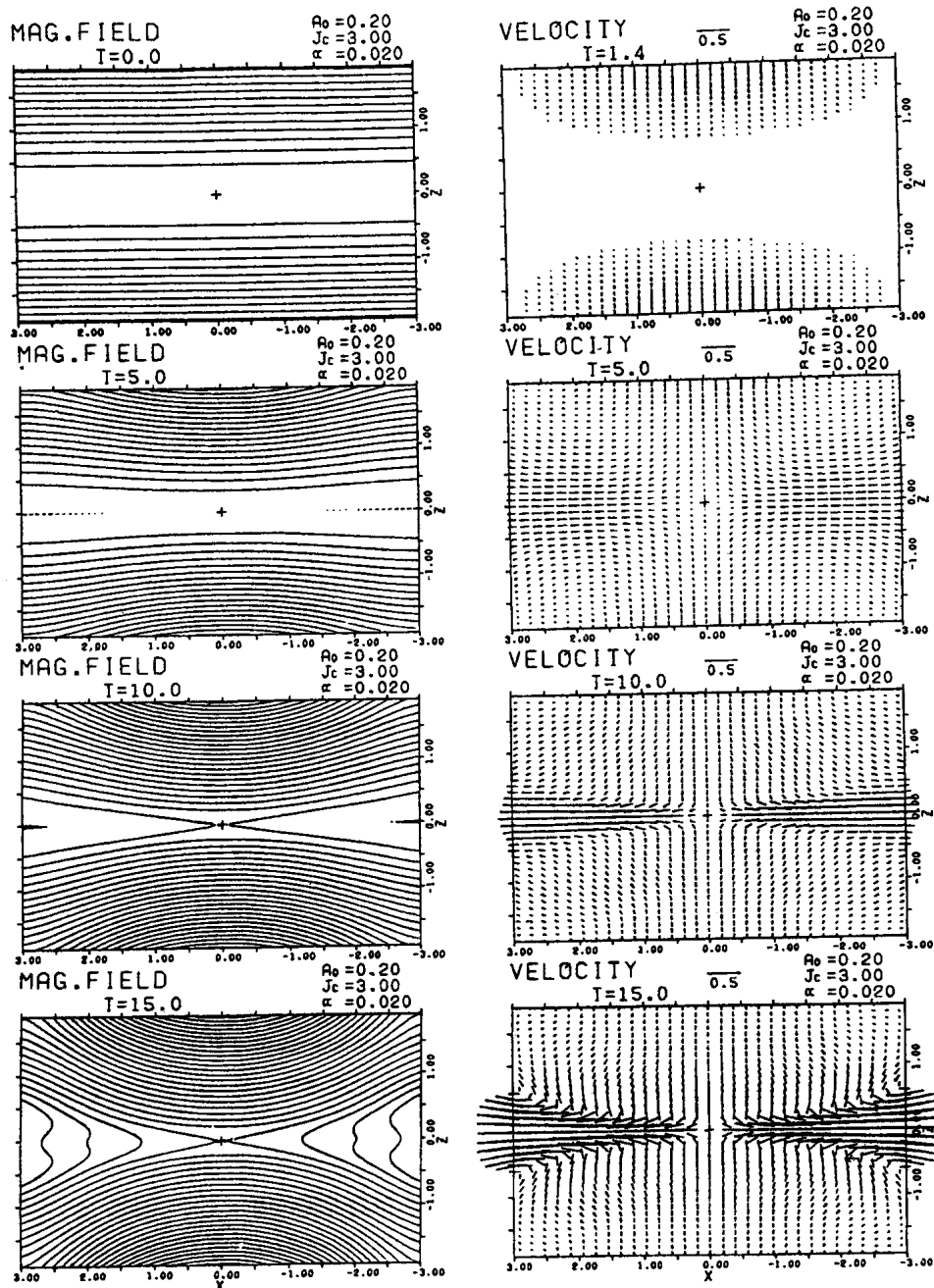


Fig. 2 Sato and Hayashi's numerical simulation of reconnection. Time dependent compressible MHD equations are solved, and these figures show time evolution of the system, revealing how reconnection is driven by the inflow from the top and bottom boundaries. Anomalous resistivity model is used. Slow shocks characteristic to the Petschek model are well reproduced.

き出した (Fig. 3). 一方, Ugai をはじめとする多くの人は「Petschek model 実現の条件は局所的抵抗である」と考えている. 2000年3月に東京で開催された磁気リコネクションの国際会議 MR2000 ではこの点に関してほとんどの参加者は意義を唱えなかった. それどころか, プラズマ理論の大家の Kulsrud が, なぜ一様抵抗を仮定すると Petschek model にはならず, 異常抵抗リコネクションモデルだと高速リコネクションとなるか, などについて

興味深い近似的解析解を発表したのが印象的であった [12]. 会議ではただ一人, Priest だけが反対の見解を示した. Priest は Forbes とともに, リコネクション率は, 境界条件だけで決まるという統一モデル (近似的解析解) を提唱している [3]. しかし, 共著者の Forbes は会議では上記の多数派の意見に賛成していた. 昨年出版された, Priest-Forbes のリコネクションの本 [3] でも, 正直に「数値シミュレーションによれば, 一様抵抗だと

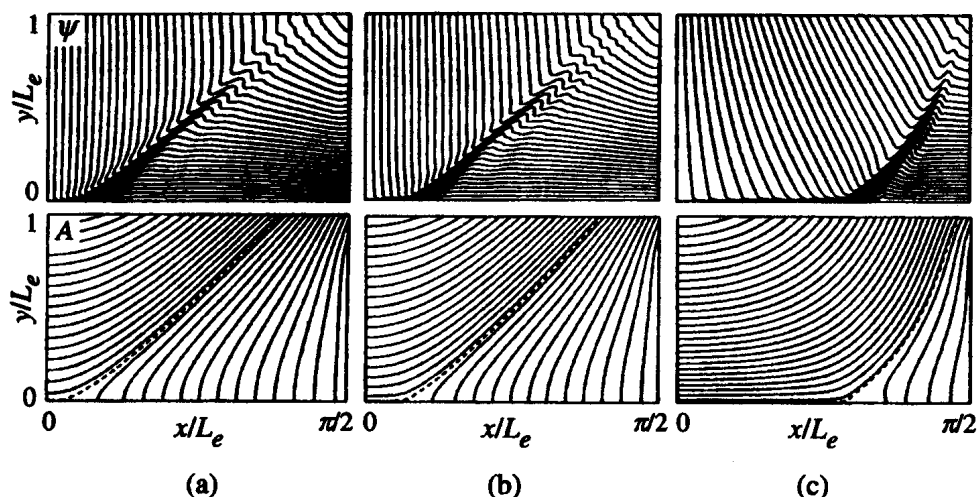


Fig. 3 Biskamp's numerical simulation of reconnection. Time dependent incompressible MHD equations are solved, and these figures show the solution in the quasi-steady state. Stream lines (top panels) and magnetic field lines (bottom panels) are shown for three different magnetic Reynolds number (left: $R_m = 1,746$, middle: $R_m = 3,492$, $R_m = 6,984$). Only one quadrant of the system is shown in each figure. Uniform resistivity is assumed. Note that the diffusion region length increases with increasing R_m , which is different from the characteristics of the Petschek model.

Sweet-Parker になり、局所的抵抗を仮定すれば Petschek model が得られる」と書いてある。

しかし、では局所的抵抗はいかにして産み出されるのか？ これはマイクロプラズマの性質のみで決まっているのか？ そもそも定常 Petschek model は正しいパラダイムなのか？ Tajima and Sakai [13] は、非定常性をフルに考慮した新しい高速リコネクションのモデル「爆発的リコネクションモデル」を提案しており、注目に値する。このモデルでは「電流の局所化」が速いリコネクション（拡散領域の局在化）をもたらしている[14]。魅力的なアイデアであるが、数値シミュレーションによる検証はまだ不十分である。一方、多くの MHD シミュレーション [15-20] によれば、プラズモイド噴出にともなって大きなリコネクション率が見られる。これは一様抵抗、異常抵抗によらず low beta のときに普遍的に観測される。ひょっとしたら、このようなプラズモイド噴出の非定常なダイナミクスが、速いリコネクション（とくに爆発的リコネクション）の謎を解く鍵を握っているのかもしれない[21]。

5.2 運動学的シミュレーション

電磁流体リコネクションでは、マイクロ物理で支配される電気抵抗は多かれ少なかれ現象論的に与える必要があり、適当な電気抵抗のモデルの下で、巨視的構造発展に関して、境界条件の問題、定常・非定常の問題、2次元3次元性の問題など様々な観点で議論が進んできている。一方運動学的プラズマシミュレーション研究の役割

は、①マイクロ過程としての異常電気抵抗の発生とその非線形発展を理解すること、②2次元でリコネクションの基本過程を自己無撞着に再現できる無衝突リコネクションの非線形発展の理解が主な目的であるが、③最近の並列ベクトル計算機の技術革新もあり、空間3次元のシミュレーションで、電気抵抗のマイクロな発生機構とリコネクションの巨視的構造発展を自己無撞着に扱う野心的な研究もようやく始まった。

5.2.1 異常電気抵抗の起源の研究

まず2次元数値計算でのこれまでの理解からいくつか整理してみよう。MHD シミュレーションにおける異常電気抵抗は、電流駆動型プラズマ不安定によって励起されるイオン音波や LHDI (Lower Hybrid Drift Instability: 低周波混成帯ドリフト不安定) などが候補と考えられている。イオン音波の励起には、イオンと電子の相対速度がイオンの熱速度を超える必要があり、イオンと電子温度が同程度のプラズマシートでは、相対速度はイオン速度の数十倍を超える必要がある。このような薄いプラズマシートは少なくとも地球磁気圏では観測されず、またそのように薄い電流層ができる前に他の電流駆動型の不安定がおきると考えられる。

次の候補は LHDI でありイオン温度が電子温度より高いプラズマシートで電子散乱に有効に働く波動を励起することがよく研究されている (e.g., Huba *et al.*, 1978 [22])。1980年代から、粒子シミュレーションで LHDI の励起とその非線形過程が調べられた (e.g. Tanaka and Sato, 1981 [23])。密度勾配のある領域では LHD 波動が励

起されることは確認された。しかし、磁気中性面では高ベータであるため LHD 波動は電子と共鳴して減衰するため、リコネクションに必要な電気抵抗の起源となれないことも議論された (e.g. Drake *et al.*, 1983[24])。一方、1990年代後半になると LHD 波動よりも低周波波動の励起と LHDI の競合過程の研究も数値シミュレーションで可能となり、磁気中性面を蛇行させる低周波のプラズマ不安定の非線形発展が議論されている。このような波動は低周波であるため電子散乱にはそのままの形では有効に働かないと思われるが、LHD のような波動との競合過程を介した複合系での今後の研究が期待できる。実験室プラズマや地球磁気圏でのプラズマシートでは、シートの厚さがイオンラーモア半径程度になり、電気抵抗を決めるミクロスケールと構造を決めるマクロスケールが相互に競合したシステムを作っていることがわかってきており、マイクロとマクロのスケールが競合する物理がクローズアップされている (e.g., Shinohara *et al.*, 2001 [25])。

5.2.2 無衝突リコネクションの数値シミュレーション研究

2次元系で自己無撞着に取り扱えるリコネクションの研究として、無衝突リコネクションがある (Coppi *et al.*, 1966[26])。異常電気抵抗のメカニズムとは異なり、無衝突リコネクションにおける等価電気抵抗は、高周波短波長の波動を必要としない。熱速度をもつ粒子が X 点領域を有限の時間で横切る際にリコネクション電場の方向に加速を受けることで等価抵抗の役割を果たすメカニズムである。もし粒子の質量がゼロであるとすると、X 点で粒子は無限に加速されてリコネクション電場を打ち消してしまうので電気抵抗はゼロとなる。しかし粒子が有限の質量を持つため加速された粒子は有限の速度をもち加速域から排出され、加速された粒子の電流とリコネクション電場はある一定の値を保つ。これが無衝突リコネクションの等価電気抵抗であり、ゼロ周波数のリコネクション電場と粒子のランダウ共鳴という捉え方もできよう。このような磁場散逸のメカニズムを介してリコネクションの発展を議論することが行われてきている。

無衝突リコネクションの研究は1960年代から始まっている。等価電気抵抗には、イオン慣性が支配するスケールと電子慣性が支配するスケールがあるが、まずそれぞれの役割やイオンと電子の競合過程がどのようになっているかが重要である。線形成長段階においては、イオンのスケールと電子スケールはそれぞれ磁気中性面でのメアンダリング粒子の軌道半径 (d) が決めるので、系全体

の電気伝導度は $\omega_{pe}^2 \tau_e d_e + \omega_{pi}^2 \tau_i d_i$ と評価できる (e.g., Coroniti, 1985[27])。ここで添字 i と e は、イオンと電子を表し、 ω_{pe} 、 ω_{pi} はそれぞれ電子およびイオンのプラズマ周波数、 τ_j は拡散領域の粒子滞在時間である。 τ_j は、リコネクションの波数 (k) と粒子の熱速度 ($v_{th,j}$) を用いて、 $\tau_j = 1/(k v_{th,j})$ と表せる。以上より通常は、上式の第1項がイオンの寄与する第2項よりも大きく、電子の等価電気抵抗が系の発展を記述することが知られており、電子の温度などに敏感に線形成長は決まると考えられている。このような研究は、1980年代のベクトル計算機時代にいくつか行われ、線形段階が理論的予測と一致することが確かめられている。

一方、大雑把に言って、電磁流体力コネクションの時間スケールは、アルヴェン速度がプラズマシートを伝播する程度の時間スケールで決まると考えられおり、無衝突リコネクションにおいても、同様な時間スケールで決まるのではないかという考え方がある。リコネクションの時間発展は、線形段階では電子の温度などに左右されても、非線形段階になると巨視的構造がミクロスケールのエネルギー分配を適当に決め、電子の加熱をコントロールして、最終的には電磁流体的外部条件だけで決まるのではないかという仮説が論じられていた。これは電磁流体の枠組みで議論されていた、リコネクションの成長が現象論的電気抵抗のモデルに大きく左右されないという考えを、運動学的枠組みでも検証しようとする試みが背景にある。

1990年頃から、2次元の粒子シミュレーションで、イオンと電子の質量比を変えてリコネクションの発展を調べる研究が行われ、イオン・スケールで規格化 (例えばアルヴェン伝播時間) された磁力線のつなぎ変え率は、質量比によらずほぼ一定になることがわかった (Horiuchi and Sato, 1994[28]; Hesse *et al.*, 1999[29])。イオンのスケールで規格化しているため、質量比を変えると等価電気抵抗の強さが変わるので、線形段階の成長率は質量比によるのであるが、非線形段階では質量比によらないという結果は驚きである。運動学的リコネクションの研究に新しい方向性を示している。この結果から、電子ダイナミクスがうまく外部条件で調整され時間発展していると考えられるが、なぜ非線形では時間発展が初期の電子スケールのパラメータに依存しないかは、いくつかの議論があり今後の課題として残されている部分も多い。

リコネクションの特徴的時間発展スケールが電磁流体的外部条件だけで決められるという考え方は、例えて言

えば、障害物の前にできる衝撃波の問題に類似している。衝撃波下流のプラズマ状態は、衝撃波上流のプラズマパラメータを決めれば、保存則を表したランキン・ユゴニオ条件で決まる。上流の低エントロピーのプラズマを衝撃波面で加熱するマイクロ過程は、上流の物理量によって異なり、様々な波動励起が複雑に関連しているはずである。しかし、下流の電磁流体物理量はそれらの詳細物理にはよらず一意に決まる（イオンと電子の熱エネルギーの分配は、マイクロ過程まで立ち入らないと決まらないが、全温度は詳細物理によらない）。リコネクションにおいても、エネルギー散逸領域では、複雑なマイクロ過程が進行しているも、リコネクション後のプラズマ全温度とか速度などは詳細物理にはよらないという考え方を捉えてよいかも知れない。

この研究の流れは、粒子シミュレーションだけでなく、ハイブリッドシミュレーション（電子は流体近似とするが、イオンは粒子として取り扱う）、2流体MHDシミュレーション、1流体MHDシミュレーションを用いて、比較実験へと発展している。空間2次元のもとで巨視的プラズマパラメータの初期条件を同じにして非線形発展を調べてみると、粒子、ハイブリッド、2流体はほぼ同じ成長曲線を描き、1流体MHDだけが遅い成長を示した（Fig. 4）（Shay *et al.*, 2001[30]；Birn *et al.*, 2001[31]）。この数値実験の結果は、イオンと電子の慣性の違いが組み込まれることが必要であることを示しており興味深い。著者たちは、一般化されたオームの法則においてホール電流項を入れることが必要であることを主張している。

しかし、粒子シミュレーションの分布関数から密度・速度・圧力項を計算して、一般化されたオームの法則のどの項がリコネクション領域で卓越するかを調べてみると、ホール電流項よりも電子の圧力非対角成分項のほうが卓越しているという結果も報告されている（Hesse *et al.*, 1999[29]）。この結果を受けて、磁場拡散領域での電子の非ジャイロ運動が重要であると提唱する研究者もいて、ホール電流項が物理の本質であるような考え方にはいまだ疑問が残されている。また先程、1流体のMHD系だけ成長時間が遅かったという結果を紹介したが、その計算では電気抵抗のモデルを時間的空間的に一定にしている。しかし、電気抵抗のモデルをマクロ物理量の関数として記述すれば成長率が早まるという見方もされている。マイクロな過程で何が外部条件にコントロールされ散逸を担っているかは今後の課題であると思われるが、マイクロな磁場散逸過程に外部条件によって自己調整され

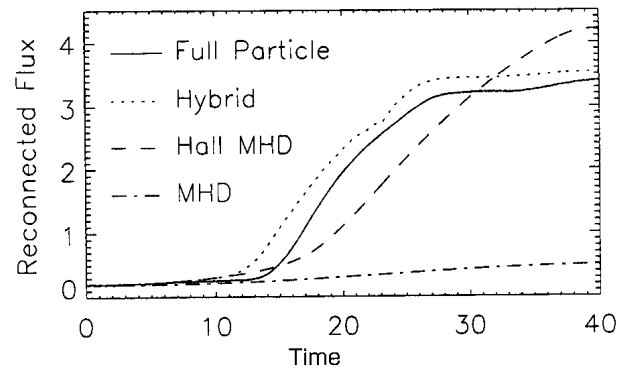


Fig. 4 The reconnected magnetic flux versus time from a variety of simulation models: full particle, hybrid, Hall MHD and MHD (for resistivity of 0.005). (This figure is from Birn *et al.*, 2001 [31]).

る機能が備わっていれば、加速加熱されたプラズマが流れ出る領域での巨視的な物理量は、大きく影響されることはないのかも知れない。

以上のように、運動学的領域においても、リコネクションの発達がおよそ外部条件で決まるという「指導原理」を支持する計算機実験結果が揃ってきているのは興味深い。その詳細物理の理解はいまだ戦国時代である。また、粒子数値シミュレーション実験の場合、イオンと電子の運動量・エネルギー交換のプロセスを精度よく再現しているかどうか疑問が残るケースも見受けられる。今後の更なるスーパーコンピュータの性能向上が待ち望まれる。特に、磁場拡散領域で、電流層は、時間発展に伴い薄くなり、イオン電流が担う層と電子電流が担う層の2重構造になる。イオン電流層の厚さはおよそイオンスキン長（またはイオンラーモア半径）で、電子はイオン電流層で決められるメアンダリング半径程度であることが議論されているが、なぜイオン電流層がイオンスキン長程度になると構造発展が止まるのか、明確な答えは得られていない。さらにプラズマが排出される方向のサイズの議論も、リコネクション全体での磁場散逸の効率を理解するうえでは非常に重要な物理量であるが、つなぎ変わった磁場の下での複雑な粒子運動のため理解は困難を極めている。

また以上の研究は、リコネクションが発達している非線形段階の過程であり、定常状態のリコネクションに移行するかどうか、移行後の定常リコネクション率が何で決まるかなど、今後に残された問題も数多い。また空間3次元のもとで、異常電気抵抗のマイクロ過程や無衝突リコネクションの等価電気抵抗の競合過程、その電気抵抗と巨視的リコネクション構造との相互作用の野心的研究

もはじまっており, 更なる計算機能力の向上と合わせて, 今後の発展が大いに期待される. 異常電気抵抗のところでは簡単に触れた, 蛇行するプラズマシートの不安定モードと無衝突リコネクションの競合 (e.g., Pritchett *et al.*, 1996[32]), そして従来の LHDI などをも含む複合系でのプラズマ過程は興味ある問題である. 単にそれぞれのモードが独立に表れるのではなく, 相互に影響しあって新たな構造や電気抵抗の起源となりうる波動を形成する可能性が大いにあるからである.

5.2.3 高エネルギー粒子加速

最後に, 非熱的高エネルギー粒子形成の問題について簡単に触れておきたい. 地球磁気圏では, リコネクションに伴って電子もイオンもおよそ 1 MeV 程度まで伸びるべき形の高エネルギースペクトルを形成することが観測されている (Baker *et al.*, 1979[33]; Christon *et al.*, 1988[34]). 磁気リコネクションは, 高速で回転する中性子星の磁気圏や様々な天体現象でも重要な役割を果たすことが議論されているが, 衝撃波加速などと併せて, 宇宙での高エネルギー粒子形成過程の一つとして重要な要素である.

前節では, リコネクションの発展が, ミクロな過程の詳細物理によらず, 電磁流体的外部条件で決まるかもしれないという「指導原理」を紹介した. しかし, リコネクションにおける非熱的高エネルギー粒子形成の問題は, やはりミクロ過程の詳細物理まで踏み込まないと解けないのではないと思われる. もしプラズマシートに励起された様々な波動により統計的散乱を受けて加速されるのであれば, 無衝突衝撃波で議論されるフェルミ加速過程のように, べき形のエネルギースペクトルを説明できるかもしれない. しかし最近の地球磁気圏観測によると, リコネクション領域では波動が乱流場ではなく, 大振幅の短波長の静電ソリトンの波動が観測されることが報告されている (Kojima *et al.*, 1994[35]). その波が粒子加速に効くかどうかは今後の研究が待たれるが, 同様のソリトンの波動は極域のオーロラ粒子加速帯やバウショックなどでも観測される普遍的現象であることがわかっており, 高エネルギー電子形成にとって大切であることが議論されている (Shimada and Hoshino, 2000[36]).

参考文献

- [1] M. Ugai and T. Tsuda, *J. Plasma Phys.* **17**, 337 (1977).
- [2] T. Sato and T. Hayashi, *Phys. Fluids* **22**, 1189 (1979).
- [3] E.R. Priest and T.G. Forbes, *J. Geophys. Res.* **97**, 16757 (1992); E.R. Priest and T.G. Forbes, *Magnetic Reconnection* (Cambridge Univ. Press, 2000).
- [4] M. Ugai, *Phys. Fluids* **25**, 1027 (1982).
- [5] M. Ugai, *Phys. Fluids* **26**, 1569 (1983).
- [6] M. Ugai, *Phys. Fluids B* **4**, 2953 (1992).
- [7] M. Ugai, *Phys. Plasma* **1**, 2853 (1994).
- [8] D. Biskamp, *Phys. Fluids* **29**, 1420 (1986); D. Biskamp, *Nonlinear Magnetohydrodynamics* (Cambridge Univ. Press, 1994); D. Biskamp, *Magnetic Reconnection in Plasmas* (Cambridge Univ. Press, 2000).
- [9] M. Scholer, *J. Geophys. Res.* **94**, 8805 (1989).
- [10] M. Yan, L.C. Lee and E.R. Priest, *J. Geophys. Res.* **97**, 8277 (1992).
- [11] T. Yokoyama and K. Shibata, *Astrophys. J.* **436**, L197 (1994).
- [12] R. Kulsrud, *Earth Planets Space* **53**, 417 (2001).
- [13] T. Tajima and J.-I. Sakai, *Astrophys. J.* **321**, 1031 (1987).
- [14] T. Tajima and K. Shibata, *Plasma Astrophysics* (Addison-Wesley, Reading, 1997).
- [15] L.C. Lee and Z.E. Fu, *J. Geophys. Res.* **91**, 6807 (1986).
- [16] Z.E. Fu and L.C. Lee, *J. Geophys. Res.* **91**, 13373 (1986).
- [17] T. Yokoyama and K. Shibata, *Astrophys. J.* **549**, 1160 (2001).
- [18] H. Kitabata, T. Hayashi, T. Sato *et al.*, *J. Phys. Soc. Japan* **65**, 3208 (1996).
- [19] T. Magara, K. Shibata and T. Yokoyama, *Astrophys. J.* **487**, 437 (1997).
- [20] S. Tanuma, T. Yokoyama, T. Kudoh and K. Shibata, *Astrophys. J.* **551**, 312 (2001).
- [21] K. Shibata and S. Tanuma, *Earth Planets Space* **33**, 473 (2001).
- [22] J.D. Huba, N.T. Gladd and K. Papadopoulos, *J. Geophys. Res.* **83**, 5217 (1978).
- [23] M. Tanaka and T. Sato, *J. Geophys. Res.* **86**, 5541 (1981).
- [24] J.F. Drake, J.D. Huba and N.T. Gladd, *Phys. Fluids* **19**, 988 (1983).
- [25] I. Shinohara, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* (2001) *in press*.
- [26] B. Coppi, G. Lavel and R. Pellat, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1207 (1966).
- [27] F.V. Coroniti, *J. Geophys. Res.* **90**, 7427 (1985).
- [28] R. Horiuchi and T. Sato, *Phys. Plasmas* **1**, 3587 (1994).
- [29] M. Hesse *et al.*, *Phys. Plasmas* **6**, 1781 (1999).
- [30] M.A. Shay *et al.*, *J. Geophys. Res.* **106**, 3759 (2001).
- [31] J. Birn *et al.*, *J. Geophys. Res.* **106**, 3715 (2001).
- [32] P.L. Pritchett, F.V. Coroniti and V.K. Decyk, *J. Geophys. Res.* **101**, 27413 (1996).
- [33] D.N. Baker *et al.*, *J. Geophys. Res.* **84**, 7138 (1979).
- [34] S.P. Christon *et al.*, *J. Geophys. Res.* **93**, 2562 (1988).
- [35] H. Kojima *et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **21**, 2919 (1994).
- [36] N. Shimada and M. Hoshino, *Astrophys. J. Lett.* **543**, 67 (2000).