

無衝突プラズマにおける爆発的磁気リコネクションの理論

On the Theory of Explosive Magnetic Reconnection in a Collisionless Plasma

廣田 真

Makoto HIROTA

東北大学流体科学研究所

Tohoku Univ., Institute of Fluid Science

宇宙プラズマや磁場閉じ込め核融合プラズマでは、非常に速い磁気リコネクション (磁力線のつなぎ換え) が起きていると考えられ、そのメカニズムを理論的に説明する試みは半世紀以上にわたって行われてきた。具体的には、太陽フレアや磁気圏サブストーム、トカマクプラズマにおける鋸歯状振動などの例があり、観測される磁場構造の急峻な崩壊は、しばしば爆発現象とも形容される。実際、磁気エネルギーがプラズマの運動・熱エネルギーへと解放されるこの過程は、背景磁場を自由エネルギー源とした爆発的不安定性として記述できる可能性がある。本研究では爆発的かどうかを判定する指標を定義した上で、それを直接数値計算によって検証した。さらに、変分法を応用した新しい理論モデルを構築して爆発的不安定性を予測した。

古典的な抵抗性 MHD 理論において有名な Sweet-Parker モデル [1] は、定常な磁気リコネクションを仮定している。また、テアリング不安定性の非線形発展を記述する Rutherford 理論 [2] ではリコネクション領域以外を準静的な MHD 平衡と仮定する。これら既存の理論は非定常・非平衡な爆発現象を想定しておらず、予想される現象の時間スケールは観測より遥かに遅くなってしまう。一般に、速い磁気リコネクションは希薄かつ高温な無衝突プラズマにおいて観測される傾向にある。このような電気抵抗の小さいプラズマでは、二次的不安定性としてプラズモイド (小さな磁気島構造) が発生することが数値計算で観察されており [3]、これが磁気リコネクション速度をさらに上昇させることが近年注目を集めている [4, 5]。

一方、無衝突プラズマでは、電気抵抗よりも電子慣性やホール効果、有限ジャイロ半径効果といった非 MHD 的な微視的スケール階層の寄与が無視できなくなる。これらを考慮した二流体モデルやジャイロ流体モデル、ジャイロ運動論的モデルの数値計算では、テアリング不安定性の成長率そのものが非線形段階で加速する傾向が数多く報告されている [7, 8, 9, 10, 11]。本研究では、この加速の機構を爆発的不安定性として説明できないかと考え、理論的考察を行った。

まず、平衡状態からの磁力線の変位 (例えば磁気島の幅) を ϵ とし、その時間発展を見た時、線形不安定性段階では $\dot{\epsilon} \propto \epsilon$ という指数関数的成長をする。その後 ϵ が増大して、電子慣性長やジャイロ半径よりも大きくなると非線形段階に入り、この時に $\dot{\epsilon} \propto \epsilon^s$ ($s > 1$) というスケーリングが成り立てば爆発的不安定性と呼ぶことにする。これはニュートン力学とのアナロジーで解釈すれば、ポテンシャル関数 U が二次関数よりも急峻に減少するような方向 (変位モード) が存在し、そちらへ質点が転がり落ちることに相当する (図 1)。その際、微小な散逸効果 (粘性や電気抵抗) はそれ程重要ではなく、理想極限の保存系においてそのような変位が許容されていることが重要である。今の場合、ポテンシャルエネルギーに対応するのは磁気エネルギーであり、電子慣性効果を考慮すれば磁束の保存則は破れるので、磁気リコネクションは理想プラズマ極限で確かに許容されている運動である。

本研究では、電子慣性と電子温度 (ホール効果) の微視的效果だけに絞った以下の簡約化二流体モデル [8] に対して直接数値計算と非線形理論解析を行った。

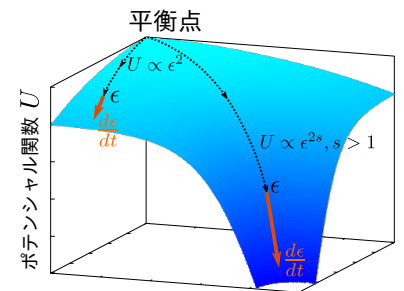


図 1: 力学的アナロジー

$$\frac{\partial \nabla^2 \phi}{\partial t} + [\phi, \nabla^2 \phi] + [\nabla^2 \psi, \psi] = 0, \quad \frac{\partial (\psi - d_e^2 \nabla^2 \psi)}{\partial t} + [\phi, \psi - d_e^2 \nabla^2 \psi] - \rho_S^2 [\nabla^2 \phi, \psi] = 0. \quad (1)$$

ここで、流れ場は $\mathbf{v} = \mathbf{e}_z \times \nabla \phi(x, y, t)$ 、磁場は $\mathbf{B} = \sqrt{\mu_0 m_i n_0} \nabla \psi(x, y, t) \times \mathbf{e}_z + B_{z0} \mathbf{e}_z$ であり、 $[f, g] = (\nabla f \times \nabla g) \cdot \mathbf{e}_z$ である。電子慣性効果を表す電子スキン長 d_e と、電子温度で評価したイオンジャイロ半径 $\rho_S = \sqrt{T_e/m_i}/\omega_{ci}$ が微視的スケール長である。変位 ϵ が領域のサイズ L_x (平衡磁気シアのスケール) と同程度にまで達すると崩壊が終了してしまうので、数値計算では d_e や ρ_S を $0.005L_x$ という小さな値に設定し、非線形段階 $d_e = \rho_S \ll \epsilon \ll L_x$ を詳細に観察した。空間方向に数千から一万程度の格子解像度を用意することで、計算領域の1%以下のサイズで起こる線形段階の磁気リコネクションが、非線形段階において爆発的に加速し、最終的には系全体の磁気エネルギーの大部分がプラズマの運動エネルギーへと変換されることがわかった [12]。図2では ϵ が閾値 $d_e = \rho_S$ を越えると、 $\dot{\epsilon} \propto \epsilon^{7/4}$ 程度の爆発的成長をすることを示している。この爆発的成長段階では、X型の電流シート (これは渦シートでもある) が、リコネクション点の近傍で局所的に形成され、それが急速に拡大していく様子が見られた [図3(c)を参照]。局所的に磁気リコネクションが起こるという点では、前述のプラズモイド不安定性と共通するが、有限ジャイロ半径効果が存在すると間欠性や不規則性はなく、単一のX点による一貫した加速が見られるのが特徴である。

次に、磁気エネルギーを最も効率的に解放するような変位を求めるという変分法のアプローチに基づいて、爆発的磁気リコネクションを説明する非線形理論モデルを構築した。適切な仮想変位を用いることにより、局所的なX型電流シートの発達が確かに磁気エネルギーを効率的に減少させ、その減少量から運動エネルギー、すなわち運動の速度を予測した。この変分法的アプローチにより、数値計算で観察される爆発的成長速度のスケールリング $\dot{\epsilon} \propto \epsilon^{7/4}$ を説明することができる [12]。

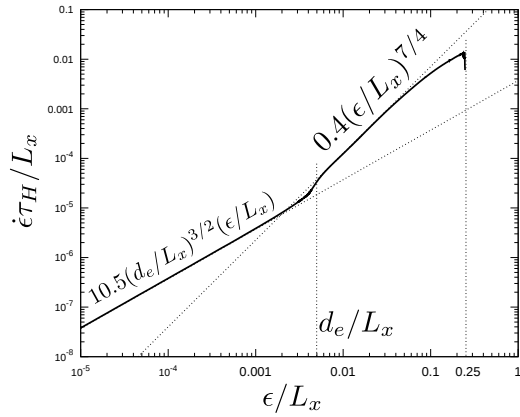


図2: 爆発的成長のスケールリング ($d_e = \rho_S = 0.005L_x$, $L_y/L_x = 5.85$)

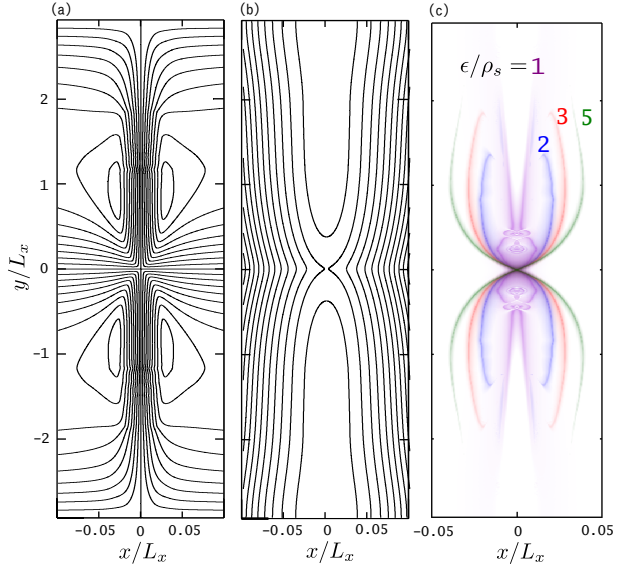


図3: $\epsilon/\rho_S = 3$ の時の (a) 流線、(b) 磁力線、および $\epsilon/\rho_S = 1, 2, 3, 5$ の時の (c) 電流分布

- [1] P.A. Sweet, *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, IAU Symp. No. 6, edited by B. Lehnert (Cambridge Press, London, 1958). P. 123; E.N. Parker, *J. Geophys. Res.* **62**, 509 (1957).
- [2] P. H. Rutherford *Phys. Fluids*, **16**, 1903 (1973).
- [3] W. H. Matthaeus and S. L. Lamkin, *Phys. Fluids* **28**, 303 (1985).
- [4] K. Shibata and S. Tanuma, *Earth Planets Space* **53**, 473482 (2001)
- [5] A. Bhattacharjee et al., *Phys. Plasmas* **16**, 112102 (2009).
- [6] A. Y. Aydemir, *Phys. Fluids B*, **4**, 2469 (1992).
- [7] M. Ottaviani and F. Porcelli, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 3802 (1993).
- [8] D. Grasso *et al.*, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **41**, 1497 (1999).
- [9] A. Biancalani and B. D. Scott, *Europhys. Lett.* **97**, 15005 (2012).
- [10] L. Comisso *et al.*, *Phys. Plasmas* **20**, 092118 (2013).
- [11] A. Ishizawa and T.-H. Watanabe, *Phys. Plasmas* **20**, 102116 (2013).
- [12] M. Hirota *et al.*, *Phys. Plasmas* **22**, 052114 (2015).