

# 無衝突磁気リコネクションの内部構造 再考

銭谷誠司

(国立天文台)

磁気リコネクションは太陽や恒星、高エネルギー天体環境でのフレアを引き起こす重要な物理素過程である。無衝突プラズマのリコネクションは、磁力線が繋ぎ変わるリコネクション点 (X 点) 付近の小さな「磁気拡散領域」によって駆動されている。この磁気拡散領域では、プラズマの理想凍結条件が破れており、理想磁気流体 (MHD) 近似では記述できないミクروسケールの物理によって実効的な磁気散逸が起きている。最近の運動論粒子シミュレーションでは、X 点以外のさまざまな場所で電子の理想条件が破れていることが明らかになってきた。長年の予想と違って、プラズマの理想条件だけでは磁気拡散領域を特定できないことがわかってきたわけである。

我々は、こうした状況を踏まえ、磁気拡散領域やその周辺のリコネクション内部構造を考察し直した。まず、「電子系散逸量」という指標を導入して、磁気拡散領域を再定義した [1]。電子系散逸量  $D_e$  の表式は

$$D_e = \gamma_e [\vec{j} \cdot (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) - \rho_c (\vec{v}_e \cdot \vec{E})] \quad (1)$$

である。ここで  $\gamma_e = [1 - (v_e/c)^2]^{-1/2}$  は電子速度のローレンツ因子、 $\rho_c$  は電荷密度である。この量は、電子流体系での電磁場からプラズマへのエネルギー変換を意味すると同時に、磁気流体 (MHD) 近似での非理想的なエネルギー輸送にも相当する。図 1 は、反平行型リコネクションの  $2\frac{1}{2}$  次元粒子シミュレーションの結果で、磁力線や散逸量、シミュレーション面に垂直の磁場を示している [2]。運動論リコネクションでは、Hall 効果によって磁力線が捻られることが知られており、図 1 の後面にも、磁力線を投影した垂直磁場の 4 重極パターンが見える。このような複雑な磁場の中では、旧来の方法 (電子の凍結条件) では磁気散逸のない領域も誤検知してしまうことがある。一方、電子系散逸量  $D_e$  を用いると、X 点周辺の小さな磁気拡散領域 (図 1 前面の真ん中の赤い領域) を綺麗に判別することができる。この拡散領域のサイズは、概ね電子の運動論物理によって決まっている。局所的な電子慣性長を  $d_e^{loc}$  とすると、磁気拡散領域の典型サイズは、厚みで  $\sim \mathcal{O}(1)d_e^{loc}$  程度、長さも  $\sim \mathcal{O}(10)d_e^{loc}$  程度であるが、こうした予測を現実世界へ適用するためには、さらなる理論・シミュレーション研究が必要である。また、磁気拡散領域そのものに加えて、細長く伸びる高速電子ジェットやジェット終端の衝撃波構造などの周辺構造も詳しく議論し、文献 [2] にまとめている。

こうした理論・シミュレーション結果を現実世界で検証

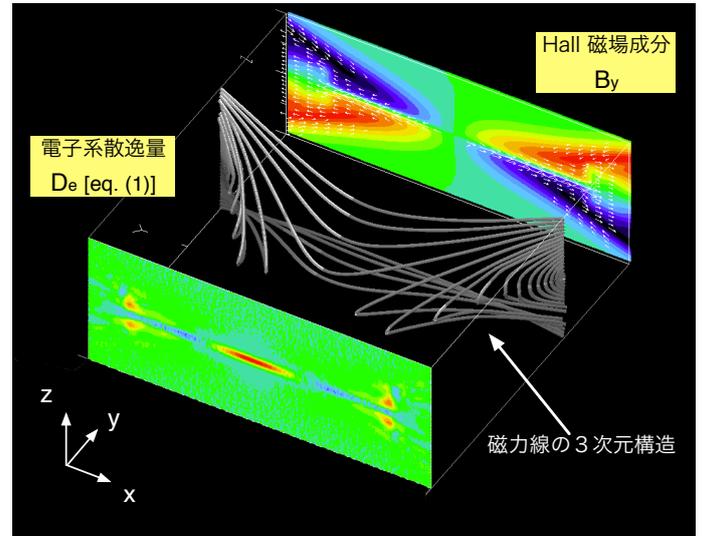


図 1: 磁力線や電子系散逸量 (Eq. 1), シミュレーション面に垂直方向の磁場  $B_y$  成分. 文献 [2] の run 1A の計算結果より.

することも重要である。実験室プラズマや地球磁気圏の衛星観測で、磁気拡散領域を計測する試みが進められている。2014 年には、NASA が Magnetospheric MultiScale (MMS) ミッション [3] の衛星群を打ち上げる予定である。MMS はプラズマを電子スケールの時間・空間精度で計測する予定で、リコネクション領域内の磁気拡散領域を判別・観測し、その中の物理に迫ることが期待されている。

また、本研究で得られた「基準系に依存しない散逸」の概念と表式は、磁気リコネクションのみならず無衝突衝撃波などの様々なプラズマ素過程にも応用することができる。今後、運動論と MHD 近似との関わりという根本レベルから、無衝突プラズマ中の磁気散逸を考え直す糸口になるだろう。

## 参考文献

- [1] Zenitani, S. *et al.*: 2011, *PRL*, **106**, 195003.
- [2] Zenitani, S. *et al.*: 2011, *Phys. Plasmas*, **18**, 122108.
- [3] <http://mms.gsfc.nasa.gov/>.