# 業 解説

## 磁気リコネクションにおけるプラズマ粒子軌道研究の進展

### **Recent Progress in Particle Orbit Theory of Magnetic Reconnection**

銭谷誠司
 ZENITANI Seiji
 神戸大学都市安全研究センター
 (原稿受付:2020年10月21日)

宇宙空間で起きる磁気リコネクションの内部領域では、プラズマ粒子が、磁力線周りのジャイロ回転では表 すことのできない、非常に複雑な運動をすることが知られている.近年、宇宙空間のリコネクション領域を観測 する MMS 衛星が登場し、詳細なプラズマ観測が行われるようになったこととあわせて、リコネクション過程の 物理や観測的特徴の構成要素である粒子運動の研究も進んでいる.本稿では、近年の理論・シミュレーション研 究と MMS 衛星の観測研究で明らかになってきた、リコネクション系における非ジャイロ的粒子運動の性質と新 たに浮上した問題を紹介する.

#### Keywords:

magnetic reconnection, particle orbit, nongyrotropic motion, magnetospheric multiscale (MMS)

#### 1. はじめに

磁気リコネクションは、プラズマ中で向かい合った磁力 線が急激につなぎ変わる現象である.太陽面で起きる急激 な増光現象(太陽フレア)は、太陽の下層コロナや彩層内 部で磁力線が繋ぎ変わることによって引き起こされている と考えられている.また、太陽からは超高速のプラズマ流 である太陽風が宇宙空間に流れ出しているが、それととも に運び出された磁場は惑星が持つ固有磁場と相互作用し て、惑星周辺に特徴的な磁場領域(磁気圏)を作り出す.地 球磁気圏の概要を図1に示す.左側から右側に向かって太 陽風が押し寄せてきており、地球の双極子磁場と衝突し て、磁気圏界面(マグネトポーズ; magnetopause)を形成 する.この磁気圏界面では、太陽風中の磁力線と地球の双 極子磁場との間でリコネクションが頻繁におきている.磁



図1 地球磁気圏の構造[1].

気圏の夜側では、地球磁場が遠方に向かって引き伸ばされ て磁気圏尾部を形成しており、磁力線が反平行に向かい 合った領域で磁気リコネクションが起きる.そして、尾部 リコネクションによって直接/間接的に加速された電子 は、磁力線に沿って地球の極地方上空に降り込んで、電離 層大気にオーロラの発光源となるエネルギーを供給してい る.

磁気圏周辺のリコネクションでは、プラズマ粒子の運動 論効果が重要な役割を果たしている.リコネクション系の 振る舞いは、磁力線がつなぎ変わる狭い領域の性質に大き く左右される.磁気圏のリコネクションの場合、この重要 領域は非常に小さく、粒子の慣性長やジャイロ半径と同程 度の厚みスケールを持つと考えられている.この領域の内 部および周辺領域では、プラズマ粒子は本稿で紹介する複 雑な軌道を通って運動すると考えられている.

一方,巨視的な視点で見ると,磁気圏周辺ではほぼ理想 磁気流体近似が成り立っており,理論的には磁力線の繋が りは起こりえない.そこで,理想磁気流体で表すことがで きない電気抵抗効果が必要になる.プラズマ中では例えば 粒子間衝突が電気抵抗をもたらすが,宇宙空間では粒子の 平均自由行程はおよそ1天文単位程度に達するため,衝突 抵抗はほぼ無視できる.その代わり,リコネクション領域 内の粒子運動に伴う運動量輸送効果が,実効的な電気抵抗 として作用すると考えられている.こうした粒子運動と, リコネクション系全体への影響を理解することが,運動論 リコネクション物理の最重要課題の1つである.

地球周辺の宇宙空間では,現場の電磁場やプラズマを人 工衛星で直接観測する研究が続けられている.2015年に

Research Center for Urban Safety and Security, Kobe University, Kobe, HYOGO 657-8501, Japan

author's e-mail: zenitani@port.kobe-u.ac.jp

は、磁気リコネクション研究にとって重要なNASAの磁気 圏マルチスケール衛星(Magnetospheric MultiScale; MMS)が打ち上げられた[1]. MMS衛星は、同一構成の観 測機4機からなる編隊飛行衛星群で、それぞれの観測機の プラズマ計測器でプラズマの3次元速度分布関数を計測す ることができる. MMSは、旧世代の観測衛星よりも2桁、 時間分解能が高いため、速度分布関数中のプラズマ粒子 (特に電子)の運動の痕跡を捉えることができるように なった.

近年, MMS衛星の打ち上げと観測開始に合わせて, プラ ズマ粒子(Particle-in-cell; PIC)シミュレーションを用い て,磁気リコネクション領域の詳細物理や速度分布関数な どの観測的特徴を議論する研究が活発に進められている. その中で筆者は,運動論リコネクション系の最小構成要素 である粒子軌道の性質に注目する研究を進めてきた[2-4]. 本稿では,これらの研究を,磁力線周りのジャイロ回転で は表現できない「非ジャイロ的粒子運動」という観点から 紹介する.まず,2章で粒子運動の基礎を解説し,3章で 磁気リコネクションのイオン軌道への適用例を紹介する. 続く4章では電子軌道のサーベイ成果を紹介し,5章で非 対称リコネクションでの電子運動に触れる.6章では関連 する MMS 衛星の観測研究の例を紹介して,最後の7章で 総括する.

#### 2. 非ジャイロ的粒子運動

磁気リコネクションの中心領域付近の磁力線構造を図2 の青の線で示す.本稿では,反平行の磁力線方向を*x*,上下 方向を*z*,これらと直交する方向に*y*とする座標系を用いて 説明する.

図2(a)は、リコネクション領域を正面から見たもので 上側と下側で磁力線は逆を向いている.プラズマ粒子は磁 場の中をジャイロ回転するため、多くの場合、左上の赤色 の軌道で示すように磁力線の周りを巻き付くように運動す る.しかし、図中の灰色の丸で示したリコネクションの中 心領域では、プラズマ粒子の運動の様子が変わってくる. 側面から見ると、図2(b)に示すように、上側では紙面手 前向き、下側では紙面奥向きに磁場が向く.そして、プラ ズマ粒子が上下の境界付近を動く場合、上側でジャイロ回 転、下側ではその逆向きにジャイロ回転することで、「メ アンダリング (meandering)運動」と呼ばれる蛇行運動を することがわかっている.そして、プラズマ粒子がメアン ダリングして、磁場のz方向の空間変化を支える電流を流



図2 リコネクション領域での電子のメアンダリング運動.

すとともに、上下方向への運動量拡散による実効的な電気 抵抗効果がリコネクション上流側から下流側へ磁束を輸送 している[5].

リコネクション点の少し下流側では,磁力線は図3の黒 線のようなカーブを描く.もとの磁場反転成分に加えて, 磁力線が繋ぎ変わった縦磁場成分(図中のB<sub>2</sub>成分)が流れ てくるため,プラズマ粒子はメアンダリング運動をしなが ら,ゆっくりとxy平面内を回転した後で,磁力線方向に飛 び去っていく.このような,メアンダリング運動と縦磁場 による回転が組み合わさった運動を Speiser 運動と呼ぶ [6].

曲がった磁場の中の粒子運動の性質を考えてみよう. 簡 単のため,電磁場構造を以下の1次元モデルで近似する.

$$\begin{cases} \boldsymbol{B} = B_0 \left(\frac{z}{L}\right) \boldsymbol{e}_x + B_n \boldsymbol{e}_z, \\ \boldsymbol{E} = 0, \end{cases}$$
(1)

*B*<sub>0</sub>, *L* は磁場の反平行成分とスケール長, *B*<sub>n</sub> は縦磁場強度 である.このとき,プラズマ粒子(イオン)の運動方程式 の3成分は

$$\vec{x} = \Omega_n \dot{y}$$
 (2a)

$$\ddot{y} = \omega_{\mu}^{2} \dot{z} z - \Omega_{n} \dot{x}$$
<sup>(2b)</sup>

$$\left( \begin{array}{c} \ddot{z} = -\omega_{h}^{2} \dot{y} z \end{array} \right)$$
(2c)

となる. ここでは粒子の質量*m*,電荷*e*を用いて,  $\Omega_n = eB_n/m, \omega_b = \sqrt{eB_0/mL}$ とおいた.電場のない系では 粒子のエネルギーは保存するから,速度が $v^2 = 1$ となるよ うに規格化する.図3の手前側でメアンダリングする粒子 の速度を $i \approx 0$ ,  $j \approx 1$ と近似すると, (2a, 2b)式は $B_n$ による振動数 $\Omega_n$ のジャイロ回転,そして, (2c)式はメア ンダリングに伴う振動数 $\omega_b$ の上下バウンス運動を表すこ とがわかる.

この粒子運動は、2つの振動数の比

$$\kappa \equiv \frac{\Omega_n}{\omega_b} = \sqrt{\frac{eB_n^2 L}{mB_0}} \tag{3}$$

によって特徴付けられる.  $\kappa \gg 1$ のとき,メアンダリング 運動は無視できて,縦磁場  $B_n$ 周りのジャイロ回転が支配 的になる.逆に $\kappa \ll 1$ のとき, $B_n$ 周りの回転が遅くな



図 3 曲がった磁場中の粒子軌道 (κ=0.1. 文献[3]のものをイオ ン用に修正).

り、メアンダリング運動が顕著になる.そして、 $\kappa \sim 1$  (実際には  $0.1 \leq \kappa \leq 1$ )のとき、2つの周波数が同程度になる. 性質の異なる 2 種類の周期運動が重なると、両者が共鳴して新タイプの周期振動をすることもあれば、お互いに干渉して粒子運動が極端に複雑になることもある.

なお、 $\kappa$ は以下のような見方をすることもできる.モデ ル電磁場 ((1)式)の磁力線の最小曲率半径を $R_{c,min}$ ,粒子 の最大ジャイロ半径を $r_{L,max}$ としたとき

$$\kappa \equiv \sqrt{\frac{R_{\rm c,min}}{r_{\rm L,max}}} \tag{(4)}$$

となるため、 $\kappa$ を曲率パラメーター(curvature parameter)と呼ぶことが多い[7].  $\kappa \leq 1$ のとき、磁力線が曲がる 空間スケールに対して粒子のジャイロ半径が無視できなく なるため、粒子運動が非ジャイロ的になるわけである.

Chen & Palmadesso [8]は,  $\kappa \sim 1$ の場合の複雑な粒子運動を,図4(a)のようなポアンカレマップを使って可視化した.具体的には,図4(b)のようなモデル電磁場中で,粒子の運動を計算し(例えばオレンジ色の軌道),粒子が基準面(z=0)を横切るときの座標 x と速度 x を繰り返し記録して,2次元平面にマッピングした(図中の赤・青のX点は,そのイメージ).そして,一定エネルギーの数百個のテスト粒子に対して,この操作を繰り返して,ポアンカレマップを生成した.図4(a)のマップには,対応する粒子軌道の性質に応じて,次の3つの特徴パターンが見えている.

- A. 右側の閉曲線領域
- ●B. 点が散在する領域
- ●C. 左側の複数の空白領域(この場合は5つ)

このうち, A.に対応する粒子軌道が, 図5の「8の字」軌 道群である. 図5(a)の理想的な「8の字」軌道では, 上側



Chen & Palmadesso 1986 JGR

(z>0) でジャイロ回転した粒子が磁場の向きが変わる下 側で逆向きにジャイロ回転しており、中央面 (z=0)を横 切る際に毎回,同じ点を通っている.この同一点が,ポア ンカレマップの閉曲線領域の中心の点に対応する.図5 (b)は、理想的な「8の字」から少しパラメーターがずれた 軌道である. 粒子は「8」から一定の距離を保ったまま, 超 曲面上を動いているように見える.この超曲面が中央 (z=0)を横切る断面が、ポアンカレマップ中に見える閉 曲線に対応する.C.の空白領域は、図3で紹介した Speiser軌道に対応している. 粒子がz=0面付近をメアンダ リングした後、遠方に飛び去ってしばらく戻ってこないた め、ポアンカレマップ上では空白地帯に見えるわけであ る.B. は所謂「カオスの海」と呼ばれる領域で、対応する 粒子軌道を定量的に記述することが難しくなる. (実際に は、図3では $\kappa = 0.1$ ,図4(a)は $\kappa \approx 0.25$ 相当、図5は κ=0.36となっており, κパラメーターの値は少しずつ異 なっている.しかし、本稿で紹介する定性的な性質は一致 する.)

#### 3. 無衝突磁気リコネクションのイオン軌道

本節では,前節で紹介した粒子軌道論の知識を,最近の 磁気リコネクションのPIC シミュレーション結果に応用し た事例を紹介する.

Zenitani et al. [2]は、2次元 PIC シミュレーションを用い て、磁気リコネクションのアウトフロー領域のイオンの物 理を解析した.その主要結果を図6に示す.図6(a)は計算 領域の主要部を拡大したもので、磁力線が繋ぎ変わった先 のアウトフロー領域を表している.そして、図6(b)は、 図6(a)中の白枠の領域でサンプリングしたイオンの速度 分布関数である.ここでは、上下に薄く横に細長いサンプ リング領域を想定しているため、領域の外枠の四角形が白 の横線に見えていることに注意されたい.図6(b)で



Buchner & Zelenyi 1989 JGR

図4 (a) ポアンカレマップの1例 (κ≈0.25 相当)[8]と(b) 一次元磁場モデル[7].

は、3次元の速度分布関数をv2方向に積分してvx-vy平面に 投影している.この分布関数は、簡単なジャイロ回転運動 だけでは説明できない非常に複雑な形をしているため、背 景に複雑な粒子運動が関わっていることが予想される.

ここから少し話を進めて、ポアンカレマップと速度分布 関数を対比させることで, 粒子運動の情報を引き出すこと ができることを示そう.図6(a)のシミュレーションの電 磁場は2次元の構造を持っているが、サンプリング領域付 近では、縦(z)方向と比べ横(x)方向の変化は緩やかであ る. 議論の出発点として, 横方向に一様: ∂/∂x = 0 だと近似 してみよう.前節で紹介したポアンカレマップでは、1次 元のモデル電磁場を考えたうえで、粒子が磁場構造の中央 面 (z=0) を横切ったときに $\dot{x}, x$  の2変数を選んでポアン カレマップに記録した.そして、今回考えているイオンの 分布関数は、一次元に近い磁場構造の中で、多数のイオン が運動し、中央面 (z=0) 近くの狭い領域内の粒子の2変 数 vx, vy を使って 2 次元の速度分布関数を作った. 1 次元 的な電磁場構造の中央面付近で、プラズマ粒子が持つ空間 座標3成分・速度3成分の6変数のうち,残り5の自由変 数から2つを選んでマッピングしているという点で、ポア ンカレマップと速度分布関数は良く似ている.そして実際 に、この両者は深く結びついている。まず、3次元の電磁 場構造を1次元で近似したところで空間次元が2つ落ちる ため、粒子の自由変数は5個→3個に減る. さらに、今回 の系には磁場が存在している.磁場はプラズマ粒子を捕捉 して周囲に巻きつかせることで、その運動の自由度を1つ 下げる働きをするから,粒子系の自由変数は3個→2個に なる.したがって,粒子系の性質を2次元で表す方法は実 質的に1つしかないはずである.理論的には,2章の(2b) 式から得られる正準運動量の保存則

$$\dot{y} = \left(\frac{1}{2}\omega_b^2 z^2 - \Omega_n x\right) + C \tag{5}$$

を用いる. C は積分定数である.実は、ポアンカレマップ を生成するテスト粒子シミュレーションでは初期値をC=0としているため、z=0の中央面では $\dot{y}=-\Omega_n x=-(\omega_b \kappa) x$ となる.あとは、適切にパラメーター( $\kappa$ と粒子のエネル ギー)を合わせると、ポアンカレマップ(x, $v_x$ )を速度分 布関数( $v_x$ , $v_y$ )に対応させることができる.

図6(c)は、図6(b)の速度分布関数の内部構造を色分け したものである.このケースでは、緑色で示す半リング領 域と青で示す狭い領域が、ポアンカレマップのC領域とA 領域に対応している.PICシミュレーションの分布関数が 約45度傾いているのは、イオンと電子の質量差に起因して 磁力線が歪められる Hall 効果[9]によって、反平行磁場が 45度程度傾いていることに対応している.分布関数の半リ ング領域は、ポアンカレマップのC領域、すなわちSpeiser 運動をするイオンに占められており、過去の研究とも一致 している[10,11].そして、青で示す狭い領域は、ポアンカ レマップの閉曲線領域、すなわち「8の字」軌道に対応す るはずである.

図7は、PICシミュレーションで図6(a)のサンプリング



図5 (a)「8の字」型安定軌道および(b)その近傍の安定軌道. κ=0.36 (CG 制作:国立天文台 和田智秀氏).



図 6 磁気リコネクション系の(a)磁場の面内成分のコンターと、Hall 効果によって生じた面外磁場成分 *By*,(b) サンプリングボックス内のイオンの速度分布関数と(c) その組成.(b,c) のイオン速度は、系の典型アルヴェン速度で規格化している.

Commentary



図7 2次元 PIC シミュレーションで得た3次元のイオン軌道の (a)鳥瞰図と(b)側面図.

領域を通ったイオンの軌道を可視化したものである.赤・ 緑・青の3つの軌道を通るイオンは、図6(c)の速度分布 関数の中ではC領域に含まれている. 図7(a)の鳥瞰図を 見ると、これらは典型的な Speiser 運動であることがわか る.一方,マゼンタの軌道を通るイオンは,分布関数中で は「8の字」に対応する A 領域に含まれている. 図7(a)か らは、この粒子の軌道の特徴は明らかではなく、イオンは 特に意味もなくサンプリング領域を通り抜けているように 見える.しかし,図7(b)の側面図には「8の字」の軌跡が 見えており、リコネクションアウトフローに乗って動く系 (※)では、このイオンは「8の字」 軌道にトラップされて いるように見える.本研究では、シミュレーションサイズ の都合で「8の字」の1周期分しかイオンの運動を追えて いないが、その他のデータをあわせた考察から、我々は PIC シミュレーション系内に「8の字」の安定軌道を通る イオンが存在する、と結論づけた、これは、1980年代の理 論研究で予見されていた「8の字」軌道が運動論磁気リコ ネクション系内に存在することを初めて報告した研究であ る.

#### 4. 無衝突磁気リコネクションの電子軌道

磁気リコネクションの中心領域付近では,電子とイオン がそれぞれの空間スケールで動きまわるため,イオンス ケールと電子スケールの2層のプラズマ構造が形成され る.2000年代中盤からは,電子スケールの細かな構造を分 解できるような十分大きなPICシミュレーションが行われ るようになった.しかし,リコネクション構造の中で,電 子がどのような軌道を通って運動するか,丁寧に調べられ ることはなかった.理由は大きく分けて2つある.

1つは、シミュレーションの技術的な都合である.この 頃から、PIC シミュレーションは、計算領域を複数の計算 プロセスに分割する領域分割型シミュレーションが主流に なってきた.領域分割をすると、多くの粒子がプロセスか

ら別のプロセスに移動する.また、同一プロセス内でも、 キャッシュのヒット効率を上げるために粒子データをソー トすることが多い. そのため, 同一粒子のラグランジュ軌 道を追跡することが難しくなってきたのである. 2つめ は、研究者側の先入観である.磁気リコネクション系にお けるイオンの運動論物理は、計算規模が小さかった時代に 多くのことが丁寧に調べられていた.そして,これらの結 果を受けて、リコネクション系での電子の運動は、ジャイ ロ回転の向きが逆で,ジャイロ半径が小さい,イオン運動 の反転・縮小コピーであると予想されていた.しかし、上 記の都合で粒子軌道を追うのは手間がかかる。電子の運動 はある程度予想できているわけだから, PIC シミュレー ションで得られた電磁場の中で粒子を走らせるテスト粒子 シミュレーションを行えば、電子の運動論物理を十分理解 できる、と多くの研究者は考えた、例えば、本稿で紹介し たメアンダリング運動や Speiser 運動では、粒子は中央面 (z=0)付近を横切って運動する.だから、中央面 (z=0) を起点にテスト粒子シミュレーションを行う程度で、手間 をかけずに電子の物理が理解できる、と考えてしまったの である.

しかし,運動論プラズマ現象を含む自然現象は,人間が 想像する以上に複雑であることが多い.上記の予想が正し いかどうか,PICシミュレーションデータを使って検証す る必要はある.予想の前提であるイオン軌道についても, 「8の字」タイプの軌道が発見されたため,少なくとも電子 版の「8の字」軌道が存在するはずである.また,結論を 先に言うと,上記の予想では,電子とイオンの電場に対す る応答が違うことを見落としていた.リコネクション系に 何らかの静電場構造が存在した場合,慣性が大きなイオン はあまり影響を受けずに電場領域を横切ることができる. しかし,軽い電子は簡単に電場に跳ね返され,軌道が大き く変わってしまう.

そこで我々は、PIC シミュレーションを使って、リコネ クション系の電子軌道を丁寧に検証することを試みた.こ のような場合の定石は、何らかの基準に基づいてシミュ レーション空間内の電子を選別して、その軌道データをメ モリ内に保存・出力することである。しかし、粒子の選別 基準に何らかのバイアスが入ると、興味深い結果を見落と してしまう可能性がある.そこで我々が考案した手法が, シミュレーションの粒子データを一定時間ステップ毎に丸 ごとハードディスクに出力して再構成することで、全粒子 の軌道を拾い出す「プラズマ粒子の全軌道解析」法である. 力技であるが、選出バイアスをなくすために、粒子を選別 せずに全軌道を見ようとしたわけである.実際には、スト レージの制約が大きいため、全体の3%(1/32)の粒子を 機械的に選んで軌道データを取得した.厳密に言うと「全 データ」ではなくなっているが、「全データを扱う」こと が出発点で、バイアスを排して大量のデータを平等に解析 することが、この手法のポイントである.

なってきた.領域分割をすると、多くの粒子がプロセスか ※実際には、(1)Hall 磁場を考慮した座標系の回転と(2)リコネクションアウトフローに乗って動く系への速度変換、の2段階の座 標変換を考える必要がある. の軌道で示すような電子の「8の字」型軌道が見つかった. 右下から入ってきたこの電子は、中央面 (z=0)付近で上 下にバウンスするSpeiser軌道を通った後、x = 45付近から 「8の字」運動を始めている.また、図8(b)の電子の軌道 は、いずれもSpeiser型の軌道のように見える.それぞれの 電子は、中央面 (z=0)に近いところで上下に振動しなが ら、xy平面内を旋回している.しかし、注意して見ると、電 子は中央面に達する前に電場によって上側に跳ね返されて いることがわかった.我々はこれらの軌道群を「非交差型」 電子軌道 (Noncrossing electron orbits)と名付けた.

リコネクション領域では、イオンと電子(の一部)は 図8(c)に示すように中央面(z=0)付近でメアンダリング 運動を行う.そして、イオンの上下(z)方向の振幅は電子 の振幅よりも大きいため、電荷の密度差が生じる.その結 果生じた静電場は上下(z)方向を向いており、多くの電子 を中央面から跳ね返す.その結果生じる非交差型の電子軌 道では、下向きに働くローレンツ力と、電子を外側に押し 出す電気力との間で、バウンス運動が生じている.これに 対して、古典的なメアンダリング運動は、磁場が反転する 領域でローレンツ力の向きも反転することで、上下のバウ ンス運動を実現していることに注意されたい.そして、粒 子軌道論との類似性から、非交差型の電子軌道でも Speiser 型や安定型の軌道が存在しうる.図8(a)の青色とマゼ ンタの軌道は「非交差型」安定軌道の例である.また、図8 (b)の軌道は「非交差型」Speiser 軌道の例である.

今回見つかった電子軌道・電子運動と、これまで理解されていた軌道をまとめたものが図9である.二重枠で囲った軌道が、本研究で発見した新しい電子軌道である.紙面の都合上、本稿では触れていない分類も含まれているが、興味を持たれた方は文献[3]を参照していただきたい.驚くべきことに、今回の解析では、系を占める電子の大多数が新発見の非交差軌道を通って運動していることがわかった.これは、旧来の粒子軌道を前提に想像されていた磁気

リコネクションの理論モデルと大きく異なる結果であり、 今後,運動論リコネクションの物理を考え直していく必要 があるだろう.例えば、磁気リコネクションの大事な役割 の1つは、上下の2領域のプラズマを混合することであ る.しかし、少なくとも非交差型軌道が見える領域では電 子の混合が進まず、リコネクション領域の下流側で電子が 混合しはじめることもわかってきた.



図8 (a)電子の「8の字」軌道(赤)と(b)非交差型の電子軌道, そして(c)中央面付近の静電場(*E*<sub>2</sub>)の構造.



図9 磁気リコネクション系における電子軌道・電子運動のまとめ[3].

#### 5. 非対称リコネクションの電子軌道

磁気圏界面(マグネトポーズ;magnetopause)の太陽側 の磁気シース(magnetosheath)領域では,太陽風プラズ マが履き集まるため密度が高くなっている.一方,地球側 では,地球の固有磁場が強いため,磁場が強く低密度に なっている.そして,磁気圏界面では,これらの高密度・ 弱磁場の磁気シースプラズマと低密度・強磁場の磁気圏プ ラズマとの間で磁気リコネクションが起きる.このよう に,両側のプラズマ密度・磁場強度などの性質が揃ってい ないリコネクションを非対称リコネクションと呼ぶ.非対 称リコネクションでは,特に電子の運動が対称リコネク ションのものと大きく異なっている.

図10(a)に、非対称リコネクションのPICシミュレーション結果の一例を示す[4]. ここでは、上側の磁場が下 側よりも3倍強く、下側の密度が上側よりも3倍大きくな るように設定している.図10(b)は、リコネクション点の 上側の観測領域(図10(a)の赤の枠)でサンプリングした電 子の速度分布関数である.磁場に垂直な vy-v2 平面で見る と、低エネルギー部のコア成分に加えて、左側に特徴的な 「三日月」型成分が見えている[12].この三日月成分は、 リコネクション領域付近をメアンダリング運動する電子で 構成されている.非対称リコネクションの中心領域付近を メアンダリングする電子の軌道を図10(c)に、同じ電子の 速度空間中の軌跡を図10(d)に示す.これらの図から、粒 子の運動と三日月成分の対応が見てとれるだろう.メアン



図10 非対称リコネクションの PIC シミュレーション結果[4]. (a) プラズマ密度構造,(b)ボックス内の電子の速度分布関数,(c)代表的メアンダリング電子のyz面内および(d)速度空間内の軌跡.(b,d)の電子速度は,系の典型アルヴェン速度で規格化している.

ダリング電子は、サンプリング領域では理論曲線(点線) よりも左側に現れる[4,13].

非対称リコネクションでは、リコネクション領域の上側 (低密度側) で電子の三日月成分が顕著に見えることがわ かっている.理由は2つある.1つめは、背景プラズマが 低密度であるため、三日月成分がコア成分に埋もれないこ とである.2つめは、密度境界層特有の電場の影響である. プラズマの密度差の大きな境界では, 高密度領域のプラズ マ粒子が低密度領域に侵入する際に、ジャイロ半径の大き なイオンと小さな電子で侵入距離が違うため、電荷の密度 差ができる、その結果、下向きの静電場が生じて、電子を 上方向(図10(a)の紫色の矢印)に加速するようになる.メ アンダリング電子は、低密度側(上側)に出てくる際にエ ネルギーを得て、高密度側(下側)に戻る際に元のエネル ギーに戻る.したがって,低密度側(上側)では,メアン ダリング電子が速度空間内で高エネルギー側にスライドす る.これら2つの理由で、低密度側(上側)では、メアン ダリング電子の三日月成分が背景コア成分と分離するた め、より顕著に見えるようになる. 逆に、高密度側(下側) では,三日月成分が高密度の背景コア成分に埋没してしま い、判別が難しくなる.

#### 6. 観測研究の進展

宇宙空間の衛星プラズマ観測,特に MMS 衛星の活躍に よって、本稿で紹介した粒子運動の観測的証拠も増えてき ている. 図11は、MMS衛星が磁気圏界面でリコネクション のアウトフロー領域を観測したデータである. この図では LMN 座標系という特殊な座標系を使っているが、本稿で 使っている xyz 座標系で議論するためには、L→X、M→Y、 N→Z と読み替えると良い. MMS 衛星は, 磁場  $B_L(B_x)$  成 分の符号が変わる領域付近で、アウトフロー領域の中央の 電流層を通過したと考えられる. その近辺のイオンの速度 分布関数 (図11(c, d)) には, 3 章で紹介した Speiser 運動 の半リング成分と思われるものが見えている[14]. 磁気圏 尾部のリコネクションアウトフロー領域でも、イオンSpeiser 運動に対応する半リング成分が ARTEMIS (THEMIS) 衛星の観測で報告されている[15]. イオン速度分布関数の 「8の字」 軌道に相当する成分についても, 今後の観測報告 が待たれるところである.

図12は、MMS 衛星が磁気圏界面でリコネクションの磁 力線繋ぎ変え領域を観測したデータである[16].このイベ ントでは、L→X、-M→Y、-N→Z と読み替えれば良い. この観測の 13:07:02.000~13:07:02.500 にかけて、磁場の  $B_L(B_x)$ 成分が消失し(A 段)、電流密度が大きくなり(B 段)、エネルギー散逸レートが大きくなるなど(F 段)、磁 力線繋ぎ変え領域特有の性質が揃っている.そして、さら に有力な手がかりとなったのが、電子の速度分布関数であ る.図12の内枠は、13:07:02.160 UT(横軸上で矢印で示し た時間)に MMS2 衛星が観測した電子速度分布関数であ る.これは5章で紹介した三日月成分に対応するものであ り、リコネクション点近くの低密度側を衛星が通った、と する観測結果の解釈を裏付けるものであった。磁気リコネ



図11 2015年9月19日の MMS3 衛星の観測データ.上図(a),(b)は磁場およびイオン速度の各成分で,下図(c),(d)はイオンの速度分布 関数[14].下図(e)は(a),(b)の4本(黒〜赤)の縦の点線で示した区間で,イオン分布関数の-V<sub>M</sub>方向の断面.



図12 2015年10月16日の MMS2 衛星の観測データ. 枠内の図は 13:07:02.160UT (矢印で示した時刻) に計測した電子の速度分布関数 (文献[16]の図の一部を掲載).

クションの観測的特徴としての電子分布関数の三日月成分 は MMS 衛星の打ち上げ準備過程で理論的に予想されたも のであるが[12],この観測が糸口となって,その後,急速 に理論・シミュレーション研究が進んだことを付記してお く[4,13,17].

MMS衛星は,2017年7月には,磁気圏尾部でリコネクションの繋ぎ変え領域を観測した[18].大変興味深いことに,この観測では,電子の速度分布関数内に多重の三日月

成分が見えている.本稿では詳しくは紹介しないが,これ は,電子がメアンダリング運動をする際にリコネクション 電場によって加速される様子が映っていると考えられてい る.この観測を受けた理論研究の進展と,さらなる観測の 積み上げが期待される.

#### 7. おわりに

以上のように,近年の研究で,磁気リコネクションの内

部構造の中の非ジャイロ的な粒子運動と,速度分布関数の 構造との対応が明らかになってきた.リコネクション系で のイオン運動はある程度理解されていたものの[10,11], 今回「8の字」軌道という新しい要素が加わったことで, 粒子軌道論とシミュレーションとの対応が整理された.ま た,粒子運動(軌道)と対応する速度分布関数の理解が進 み,イオン分布関数の半リング構造についての観測例も増 えてきた.

電子の粒子運動は,基本的にイオンと同パターンだと考 えられていた.しかし今回,徹底的なサーベイを行うこと によって,中央平面を横切らない非交差タイプの電子軌道 群が発見された.現時点ではこうした運動がリコネクショ ン系に及ぼす影響は未知数であるが,少なくともシミュ レーションでは大多数の電子が非交差型軌道を通ってい る.したがって,今後,運動論リコネクションの電子の物 理を考える際には,非交差電子の存在に留意する必要があ る.また,MMSミッションの成功によって,例えば三日月 成分などの電子速度分布関数の構造を,理論・シミュレー ションと衛星観測との間で相互比較できるようになった. MMS 衛星の今後の観測で,さらなる観測的証拠の積み上 げが期待されるところである.

一方,粒子の運動に対する定在電場の影響が新たな理論 課題として浮上してきた.例えば,非交差型電子軌道では, 電場が電子の中央面への侵入を妨げて軌道の性質を大きく 変えてしまった.また,速度分布関数の三日月成分も密度 境界層の静電場によって特徴が顕在化した.そこで,現在 の粒子運動の標準理論に,定在電場をモデル化して組み込 み,結果を統一的に議論する,新しい粒子軌道論が必要に なるだろう.奇しくも最近,電場を取り入れた磁場反転層 中の粒子運動が議論されはじめたところである[19].ま た,磁気リコネクション研究では,リコネクション平面に 対して垂直の「ガイド磁場」成分(今回の座標系では *B*<sub>y</sub>)を考慮することも多い.ガイド磁場成分が加わる と,磁力線の曲率半径および実効的な曲率パラメーターκ が大きくなるため,非ジャイロ運動への遷移が抑えられる ことがわかっている.しかしながら,ガイド磁場によって

ぜに たに せい じ

神戸大学都市安全研究センター特命准教授.2006年東京大学 大学院・博士(理学).NASA ゴダード研究所,国立天文台理 論研究部,京都大学生存圏研究所を経て,2019年から現職. 専門は宇宙空間物理学で,磁気リコネクションなどのプラズ マ素過程のシミュレーション研究と,そのための数値解法の 研究開発に取り組んでいます. 電場の沿磁力線成分・垂直成分がコントロールされる中, 粒子運動がどのように変わるのか,そして,リコネクショ ン系のマクロな性質にどう反映されるのかは未知数であ る.いずれも基本的な課題であるが,近い将来,これらの 問題が整理されて,運動論リコネクションの物理をすっき り理解できるようになることを願っている.

#### 謝 辞

本研究は,科学研究費助成事業基盤研究(C)17K05673, (S)17H06140,若手研究(B)25871054の支援を受けて行わ れたものである.核融合科学研究所の宇佐見俊介氏,宇宙 科学研究所の長谷川洋氏,オーストリア科学アカデミーの 中村琢磨氏,京都大学花山天文台の河村聡人氏のコメント に感謝する.

#### 参 考 文 献

- [1] J.L. Burch *et al.*, Space Sci. Rev. **199**, 5 (2016).
- [2] S. Zenitani et al., Phys. Plasmas 20, 092120 (2013).
- [3] S. Zenitani and T. Nagai, Phys. Plasmas 23, 102102 (2016).
- [4] S. Zenitani et al., J. Geophys. Res. 122, 7396 (2017).
- [5] M. Hesse et al., Space Sci. Rev. 160, 3 (2011).
- [6] T.W. Speiser, J. Geophys. Res. 70, 4219 (1965).
- [7] J. Büchner and L.M. Zelenyi, J. Geophys. Res. 94, 11821 (1989).
- [8] J. Chen and P.J. Palmadesso, J. Geophys. Res. 91, 1499 (1986).
- [9] B.U.Ö. Sonnerup, in *Solar System Plasma Physics*, edited by L. J. Lanzerotti, C. F. Kennel, and E. N. Parker (North-Holland, New York, 1979), Vol. 3, p.45.
- [10] R.-F. Lottermoser et al., J. Geophys. Res. 103, 4547 (1998).
- [11] M S. Nakamura et al., J. Geophys. Res. 103, 4531 (1998).
- [12] M. Hesse et al., Geophys. Res. Lett. 41, 8673 (2014).
- [13] N. Bessho et al., Geophys. Res. Lett. 43, 1828 (2016).
- [14] S. Wang et al., Geophys. Res. Lett. 43, 4850 (2016).
- [15] H. Hietala et al., Geophys. Res. Lett. 42, 7239 (2015).
- [16] J.L. Burch et al., Science 352, aaf2939 (2016).
- [17] M.A. Shay et al., Geophys. Res. Lett. 43, 4145 (2016).
- [18] R.B. Torbert et al., Science 362, 1391 (2018).
- [19] E. Tsai et al., Phys. Plasmas 24, 012908 (2017).