

磁気リコネクションにおけるプラズマの熱力学特性

沼田 龍介

〈 兵庫県立大学シミュレーション学研究所 650-0047 兵庫県神戸市中央区港島南町 7-1-28 e-mail: ryusuke.numata@gmail.com 〉

プラズマはマクロには流体として捉えられるが、高温・希薄で粒子間衝突が稀な場合には、粒子的な振る舞いによる効果（運動論効果）が重要になる。磁気リコネクション現象は、粒子としてのプラズマの振る舞いが本質的な役割を果たすプラズマ中の基礎的な過程の一つである。衝突の効果を考慮した磁気リコネクションの運動論シミュレーションを行い、衝突が弱い場合に、運動論効果がプラズマの熱力学特性に与える影響を考察した結果を紹介する。

1. はじめに

プラズマとは、大雑把に言って電気を帯びた流体である。電磁気学の法則によれば、電気を帯びた物質が存在し、運動することによって電磁場が発生する。磁場によってプラズマを容器に閉じ込め核融合を起こさせようとする核融合プラズマ実験装置の内部や、宇宙空間（特に興味の対象となるのは、地球などの惑星や、太陽、ブラックホールなど、天体の近傍）において、プラズマは電磁場から力を受けて運動するが、自らの運動によって新たに電磁場を作り出して既存の場を変形し、さらに新しく作られた場の影響を受ける。（このように自己秩序を形成するような作用は、数学的に非線形性と呼ばれる性質から生まれる。）プラズマ（物質）と電磁場が織りなす複雑な現象を理解しよう、さらに可能な限り制御しようというのがプラズマ物理という分野のテーマである。プラズマの複雑な振る舞いの中で、最も興味深い現象の一つが、磁気リコネクションと呼ばれる現象である。磁気リコネクション現象は、プラズマ中でおおよそ普遍的に存在する現象であり、理論・シミュレーション、実験、観測様々な側面から活発に研究されている問題である¹⁾。

プラズマのマクロな振る舞いを記述する理想的な電磁流体力学 (Magnetohydrodynamics; MHD) 方程式に従えば、磁力線は必ずプラズマに凍りついて運動し、ちぎれたりつなぎかわったりしないという結果が得られる。ここで、図1左のようにあるところで向きが反転するような磁場中のプラズマの運動を考えよう。¹ 磁力線を圧縮するような対向

けである。しかし、何らかの原因により磁力線がちぎれて別の磁力線とつなぎかわったとする（図1右）と、磁力線は張力を持っているので、つなぎかわった磁力線は引き伸ばされたゴムのように縮もうとする。この時、つなぎかわった磁力線とともにプラズマも一緒に高速で運ばれる。磁力線がつなぎかわった所では、プラズマが運び去られたため圧力が下がり、さらにプラズマと磁力線を引き込むために、同様のつなぎかえが自発的に継続する。この一連の反応を磁気リコネクション現象とよんでいる。初期の磁場配位はエネルギーが高い状態にあり、磁気リコネクションを通して磁場のエネルギーが開放されて、プラズマの運動エネルギーや熱エネルギーに変換される。磁気リコネクション現象は、例えば、太陽フレア、コロナ質量放出と呼ばれる爆発的なプラズマの放出現象や、コロナプラズマ加熱、非熱的な高エネルギー粒子の加速などに関連していると考えられている。

磁力線のつなぎかえが発生する機構には、流体モデルでは取り扱うことのできないプラズマの粒子的な振る舞いが重要な役割を果たす。第1に考えられるのは粒子間衝突による電気抵抗（磁場の散逸）の効果であるが、高温・希薄なプラズマにおいては衝突の効果は弱く、他の様々な粒子的な効果（運動論効果と総称する）を考えなければならない。しかし、一方で熱平衡への緩和過程、プラズマのエネルギー散逸や加熱機構など、プラズマの熱力学特性を議論するためには、衝突の効果を見捨てるわけにはいかない。無衝突を仮定した運動論モデルによるシミュレーション研究が多数行われている中で、筆者らのグループでは、衝突の効果に焦点を当てた運動論的プラズマの解析を進めている。本稿では、衝突と運動論効果の競合が重要になる磁気リコネクションの運動論シミュレーションの結果²⁾ について紹介する。

2節では磁気リコネクションの理論モデルの発展と困難さについて概説し、3節では筆者らが用いているプラズマ特有のジャイロ運動論モデルと衝突の取り扱いについて説明する。4節でシミュレーション結果について議論し、5節ではまとめと今後の方向性について述べる。

2. 磁気リコネクションの理論モデル

衝突による電気抵抗をパラメタとして含むマクロな流体モデルを用いた理論が出発点である。オーム (Ohm) の法則

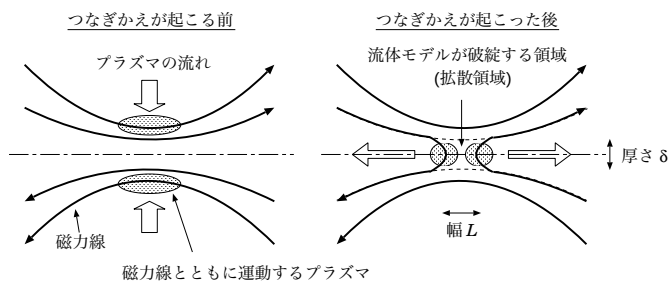


図1: 磁気リコネクションの概略図。

するプラズマの流れがあったとしても、磁力線がちぎれたりしなければ、磁気圧によってプラズマは押し戻されるだ

¹ 一般に3次元的な磁気リコネクションを考えることができるが、ここでは2次元面内で起こる場合に限定する。

とファラデー (Faraday) の法則から、磁場 (B) の変化は

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 B \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 $\mathbf{u}$ はプラズマの速度、 η は電気抵抗、 μ_0 は真空の透磁率である。後の議論のために、右辺 2 項の比で与えられるランキスト (Lundquist) 数 S を導入しておく：

$$S = \frac{\mu_0 L V_A}{\eta} \quad (2)$$

L は典型的な長さスケールで V_A はアルフベン (Alfvén) 速度である。一般に S は非常に大きい (例えば、太陽活動領域コロナの典型的なパラメタを用いると $S \sim 10^{14}$)。右辺第 1 項はアルフベン波を伝える誘導項であり $\tau_A = L/V_A$ で規定される速い時間スケールを持つ。一方、第 2 項の散逸は S に比例して非常に遅い時間スケールを持つが、磁気リコネクションを起こすために不可欠な項である。磁気リコネクションの理論モデルでは、磁場と流れの構造に依存して決まるこれら 2 つの項の協調効果によって、 S の関数としてリコネクションの時間スケール τ_{rec} (リコネクション率の逆数) が決まる。

スイート (Sweet)³⁾ とパーカー (Parker)⁴⁾ は、磁場が拡散する領域としてマクロなスケールに広がった薄く長い電流シート構造を提案し、MHD モデルの保存則から、リコネクション率として $\tau_{\text{rec}}/\tau_A = S^{1/2}$ を導いた。電流シートのアスペクト比も同様に $\delta/L = S^{-1/2}$ となる (δ を電流シートの厚さ、 L を幅と呼ぶことにする)。スイート・パーカー (SP) モデルによると、衝突による電気抵抗によって磁気リコネクションが起こると考えると、現実に観測されている爆発的な磁気リコネクションの時間スケールと全くかけ離れた、非常に遅い現象が起こっていることになる。また、空間スケールも、電流シートの厚さが非常に薄くなってしまい、そのような整然とした構造が現実に形成されるとは考えにくい。そもそも、電流シートの厚みが、流体モデルでは取り扱えないプラズマの粒子的な運動が顕著になる領域までスケールダウンしており、流体モデルを用いるのは妥当ではない。このように、時空間的に大きなスケールの隔たりが本質的に磁気リコネクション現象の理解を難しくしている。

困難を解決する方法として 2 通りの道筋が考えられる。1 つには、衝突にかわる機構によって磁力線のつなぎかえを起こす方法である。磁気リコネクションを起こすにはリコネクション面に直交する方向の電場を生成する機構が必要であるが、電場を決めるオームの法則は電子の運動方程式に由来するので、電子の運動論効果に起因する電子慣性⁵⁾ や圧力テンソルの非対角成分⁶⁾ などが候補として考えられる。波-粒子相互作用⁷⁾ や粒子運動のカオスによる磁場の散逸機構⁸⁾ も提案されている。もう 1 つは、流体的な効果に

より電流シート状のマクロな構造を変化させる方法である。ペツェック (Petschek)⁹⁾ はスローショックを考えることで S に依存しない速い時間スケールを得たが、実際にショックが形成されるかどうかは議論がある。プラズマベータ (プラズマの圧力と磁気圧の比) が大きいプラズマでは、電子とイオンの運動が乖離することによって生じるホール効果がアルフベン波に分散をもたらし、速い時間スケールでリコネクションが起こることが知られている¹⁰⁾。近年の計算機の高性能化に伴って、ミクロスケールの粒子的な効果を統一的に取り扱う運動論シミュレーションが可能になってきており、Particle-in-Cell (PIC) シミュレーションによる研究も盛んに進められている。その結果、ミクロスケールの電流シート構造の詳細が明らかになってきている¹¹⁾。これまでの多くの PIC シミュレーションでは、初期に大きな揺らぎを与えて磁気リコネクションの非線形発展を対象としたシミュレーションを行ってきた。近年、高精度な大規模シミュレーションコードが開発され^{12, 13)} MHD 領域を含む多階層的なシミュレーションが可能になりつつある。PIC シミュレーションによるテアリング不安定性の基本的な物理の詳細な解析が期待される。

一方、近年ローレイロ (Loureiro) らによって提案された電流シート不安定性により、MHD モデルでも高速リコネクションを起こす可能性があることが示された^{14, 15)}。不安定性により生成される乱流状の構造によって散逸が効率的に起こり、磁気リコネクションを加速すると考えられる。乱流による磁気リコネクションの加速は、乱流生成機構が異なる場合でも起こることがシミュレーションによって示されている¹⁶⁾。マクロな構造とミクロな粒子のスケールをつなぐ中間スケール (メゾスケール) の構造形成とその影響として、乱流に限らずフラクタルリコネクション¹⁷⁾ や二流体効果による構造形成の可能性⁸⁾ なども示されており、多階層連結的な磁気リコネクションのモデルが注目を集めている。

3. ジャイロ運動論シミュレーション

弱衝突 (無衝突) プラズマでは熱平衡マクスウェル (Maxwell) 分布に緩和させるための速度空間の拡散の効果¹⁸⁾ が弱いため、ランダウ (Landau) 減衰¹⁸⁾ や非線形位相混合¹⁹⁾ の効果によって速度空間に急峻な構造が作られる。運動論モデルにおける衝突項は、ナビエ・ストークス (Navier-Stokes) 方程式における粘性項のように、高次の微分と微小パラメタの積で表される形となっているため、単に衝突周波数が小さいという理由だけで衝突の効果を無視するわけにはいかない。温度・圧力などの状態量や散逸・加熱といったプラズマの熱力学的挙動を理解するためには、衝突の効果を正しく取り扱う必要がある。

運動論モデルを用いて速度空間の構造を詳細に取り扱う

ことは数値計算上の制約から難しい．しかし，平均的な磁場が存在する中での磁化プラズマの運動に対しては，粒子のサイクロトロン運動が興味のある現象の時間スケールに比べて十分速いという仮定を用いて，5次元位相空間内の微積分方程式に簡約化したジャイロ運動論モデルが提案されており，比較的少ない計算コストで広いパラメタ空間での詳細な計算が可能になっている．

以上のような経緯から，筆者を含むメリーランド大学を中心としたグループでは，衝突項を正しく取り扱えるジャイロ運動論コード AstroGK²⁰⁾を開発し，運動論効果が顕著な天体プラズマを対象とした解析や，基礎的なプラズマの性質の理解に向けた研究を進めている．AstroGKは，背景にほぼ一様なプラズマの平衡状態²⁾を仮定し，揺動成分の時間発展を解く δf と呼ばれるタイプのコードである．複数の粒子種を取り扱うことができるが，以下では電子と1種類のイオンを考える．連続体(オイラー)モデルにより，速度分布関数を実空間座標 x, y, z ，およびピッチ角 $\xi \equiv v_{\parallel}/v$ ，エネルギー $E \equiv m(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)/2$ の関数とし，実空間座標のうち x, y 方向はフーリエスペクトル法，その他の方向には有限差分法を用いている．ただし，背景の平均磁場の方向 z を平行方向 $\parallel$ とする．

衝突項は，線形化されたランダウの衝突項をもとにボルツマン(Boltzmann)のH定理や粒子，運動量，エネルギーの保存を満足するように構成されている²¹⁾．速度空間のピッチ角散乱とエネルギー方向の拡散を含んでおり，速度空間に構造が生じると，衝突項により拡散が起こりプラズマのエネルギーが散逸する．同種粒子間の衝突は粘性，異種粒子間の衝突による運動量の交換は電気抵抗となる．磁気リコネクションでは，特に電気抵抗が問題となるが，衝突による電流の拡散を測ることにより，衝突と電気抵抗の関係が得られる． $j \propto \sin(kx)$ とすると，拡散の時間スケールの逆数は $\tau_D^{-1} = (\eta/\mu_0) k^2$ となる．スピッツァー(Spitzer)の電気抵抗²²⁾を用いれば， $\tau_D^{-1} \propto \nu_{ei}(d_e k)^2$ となる． $d_e \equiv c/\omega_{pe}$ は電子の慣性スキン長である(c : 光速， ω_{pe} : 電子プラズマ周波数)．図2は，AstroGKによる電流の拡散時間の計算結果であり，スピッツァーによる理論的な関係を再現している．(ただし， $d_e k \sim 1$ の時，理論式は電気抵抗を過大に見積もっている．)これにより，ジャイロ運動論モデルと流体モデルによるシミュレーションを定量的に比較することが可能となる．

4. テアリング不安定性における熱力学特性

磁気リコネクションを起こすような反平行な磁力線を持った磁場配位は，先に説明したような物理機構によって，長波長の摂動に対して不安定になる(テアリング不安定性)．こ

²⁾以下の説明では，背景の平衡状態に関連する量は下付き添字 0 をつけて表す．

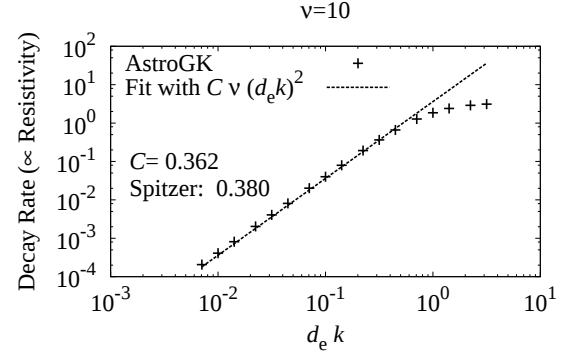


図2 AstroGKにおける電気抵抗の評価．衝突による電流の拡散時間から，衝突周波数と電気抵抗の関係が得られる．スピッツァーによる理論的な関係を，比例係数を含めて再現している．衝突項の形から， ν_{ei} と η の比例関係は自明であるので， $d_e k$ との関係から比例係数を求めた．

ここでは，テアリング不安定性の線形過程に対して，衝突と運動論効果の競合に着目した AstroGK によるジャイロ運動論シミュレーションについて説明する．

平衡磁場配位として

$$B = B_{z0}\hat{z} + B_y(x)\hat{y}, \quad B_{z0} \gg B_y \quad (3)$$

を考える． B_{z0} (ガイド磁場と呼ぶ)はジャイロ運動論モデルのオーダリングパラメタであり方程式系に陽に現れない．リコネクションを起こす成分である B_y は，ベクトルポテンシャルを用いて $B_y = -\partial A_z/\partial x$ で与えられ， A_z は

$$A_z(x) \sim \cosh^{-2}\left(\frac{x}{a}\right) \quad (4)$$

のようなプロファイルを持つとする．MHD 方程式を用いた理論²³⁾により，このような磁場配位は $k_y a < \sqrt{5}$ なる揺らぎに対して不安定であることが示される．以下 $k_y a = 0.8$ で固定する．

MHD モデルでは，ランキスト数 S に対して，不安定性の成長率(γ)や電流シートの厚さ(δ)のスケリング則が得られている²³⁾．一般に， S が大きくなるほど成長率は遅く，電流シートは薄くなる．衝突の効果が大きく電流シートが運動論的なスケールに比べ十分厚ければ運動論効果は効かないが，衝突が小さくなるに従って，様々な運動論効果が顕著になってくる．

ここで，ジャイロ運動論のパラメタと運動論効果に固有のスケールについて整理しておこう．イオン，電子それぞれのラーマ半径 $\rho_{i,e}$ においては有限ラーマ半径(Finite Larmor Radius; FLR)効果が，慣性スキン長 $d_{i,e}$ においては粒子の慣性の効果が効く．また，イオン音速 C_S で評価したラーマ半径(イオン音波ラーマ半径) $\rho_S = C_S/\Omega_{ci}$ (Ω_{ci} : イオンサイクロトロン周波数)においてはイオン音波の効果が重要になる．ジャイロ運動論では，イオン温度がゼロの時の

イオン音波ラーマ半径 ($\rho_{Se} \equiv \sqrt{T_{0e}/m_i/\Omega_{ci}}$) と磁場のスケール (a) の比 ρ_{Se}/a , 電子プラズマベータ β_e (電子プラズマの圧力と B_{z0} による磁気圧の比), 電子とイオンの質量比 $\sigma \equiv m_e/m_i$, 温度比 $\tau \equiv T_{0i}/T_{0e}$ を自由パラメタとする. これらを用いると

$$\rho_i/\rho_{Se} = \sqrt{2}\tau^{1/2}, \quad \rho_e/\rho_{Se} = \sqrt{2}\sigma^{1/2}, \quad (5)$$

$$d_i/\rho_{Se} = \sqrt{2}\beta_e^{-1/2}, \quad d_e/\rho_{Se} = \sqrt{2}(\sigma/\beta_e)^{1/2} \quad (6)$$

となる. これらの空間スケールと δ との関係が, どの運動論効果が効いているかの目安となる.

図 3 は, $\rho_{Se}/a = 0.14$ と大きくし, リコネクションを起こす機構が衝突から電子の運動論効果に遷移する設定でシミュレーションを行った結果である. 線形成長率と電流分布の固有関数の半値幅がランキスト数に対して示されている. その他のパラメタは, β_e と σ を電子の運動論効果の

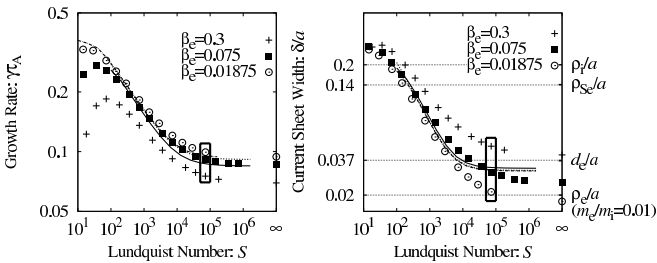


図 3 成長率と電流分布の固有関数の半値幅のランキスト数に対するスケールリング. +, ■, ○ はジャイロ運動論シミュレーションの結果である. 比較のため二流体モデルのシミュレーション結果を併せて示す. 流体モデルの結果は β_e にほとんど依存しない.

目安となる d_e を固定しながら変更している. $\tau = 1$ とし, イオン温度の効果についてはここでは議論しない. 図にはジャイロ運動論モデルによる結果と比較のため二流体モデル²⁴⁾ による結果が示されている. $\beta_e = 0.01875$ と小さいケースに着目すると, S が小さい時には流体モデルによるスケールリングとよく一致する. S が大きくなるにしたがって, 次第に衝突に対する依存性がなくなる. リコネクションを起こすために必要な電場を生成する機構が, 電気抵抗から電子慣性や FLR 効果など運動論効果に遷移し, 衝突に対する依存性がなくなっていることを表している (無衝突磁気リコネクション). 無衝突 ($\nu_{ei} = 0$) の場合を $S = \infty$ として示しているが, $\nu_{ei} \rightarrow 0$ の時の漸近的挙動が ν_{ei} の値に収束しており特異な振る舞いは見られない.

β_e が小さい場合には, 揺らぎはほぼ非圧縮なアルフベン波のダイナミクスによって記述されており, 温度揺らぎの効果に影響を受けない. よって, イオンの二次以上の流体モーメントについて, 適当な仮定をおいた流体モデルを用いても運動論モデルの結果を再現することができる. ただし, 電子の FLR 効果を含んでいないため, 無衝突領域においては, 運動論モデルと定量的には一致しない.

一方, β_e が大きくなるに従って, 流体モデルと運動論モデルの結果が乖離してくる. 運動論モデルの結果では, β_e が大きくなるに従って, 不安定性の成長率は遅くなるが, このような依存性は流体モデルでは捉えられていない. β_e が大きくなると, アルフベン波とイオン音波とのカップリングが重要になってくるため, イオンの温度揺動に対する取り扱いが重要になってくる. 流体モデルでは, 二次のモーメントである温度を低次のモーメントとの関係で表す完結近似を用いるが, プラズマの流体モデルにおいては, 中性流体とのアナロジーからポリトロピックな状態方程式 $p \propto n^\Gamma$ ($p \equiv nT$ は圧力, T は温度, n は密度, Γ はポリトロップ指数で定数) を用いることが多い. 電子のように磁力線に沿って非常に速く動くことができる場合には等温過程 ($\Gamma = 1$) が成り立ち, 衝突の影響が大きい場合には断熱過程 ($\Gamma = 5/3$) が想定される. しかし, ここで問題となる弱衝突プラズマのイオン温度に対しては, このような過程が成り立つ保証はない. そもそも, 圧力が等方的であるとも限らない. 図 4 に, $S = 72,000$, $\beta_e = 0.3$ の場合 (図 3 の四角で囲われた点) の, ガイド磁場方向とそれに垂直な面における温度揺らぎの固有関数を示す. ポリトロピックな状態方程式が成り立つ場合,

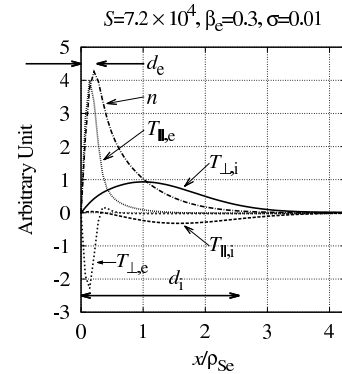


図 4 密度, 温度揺らぎの固有関数. $T_{\parallel}$ は z 方向温度, $T_{\perp}$ は x, y 方向温度の平均である. 準中性条件より電子とイオンの密度は等しい ($n = n_e = n_i$). $x = 0$ がリコネクション点であり, その近傍で電子の温度, 密度は急峻に変化する. なお, 密度と温度の固有関数は $x = 0$ に関して反対称である.

温度揺らぎと密度揺らぎは比例関係 $\tilde{T}/T_0 = (\Gamma - 1)\tilde{n}/n_0$ にあるが, 特にここで成長率に影響するイオンの温度についてそのような関係は認められない. ベータが比較的高い ($\beta_e \lesssim 1$) プラズマに対しては, 一般にどのような状態方程式が妥当であるか, 運動論モデルに基づいた詳細な解析を進める必要があるだろう.

5. おわりに

マクロには流体として取り扱われるプラズマであるが, 多くの場合衝突の効果が弱く流体近似が不適当で, 粒子としての振る舞いによる効果 (運動論効果) が顔を出す. 本稿では, 衝突と運動論効果という粒子的なミクロな過程が本

質的に重要な役割を果たす磁気リコネクション現象を対象に、ジャイロ運動論モデルによるシミュレーション結果を紹介した。線形のテアリング不安定性に対して、衝突の効果を正確に取り扱い、プラズマの圧力が小さい ($\beta_e \ll 1$) 場合には流体モデルが正確に運動論モデルと同様の結果を導くことを確認した。しかし、プラズマの圧力が大きくなると、運動論効果がプラズマの熱力学特性に与える影響を無視できなくなる。このような運動論モデルと流体モデルの乖離は、非線形領域では、さらに大きくなることが予想される。特に、磁気リコネクションによるエネルギー散逸、プラズマ加熱や粒子加速機構などのエネルギー変換機構を考える際には、衝突と運動論効果を考慮したプラズマの熱力学特性の理解が欠かせない。筆者らは、引き続き衝突に注目した磁気リコネクションの非線形シミュレーションを進めていく計画である。

本研究は、M・バーンズ (M. Barnes), W・ドーランド (W. Dorland), G・ハウズ (G. Howes), N・ローレイロ (N. Loureiro), B・ロジャース (B. Rogers), 龍野智哉の各氏との共同で行われたものである。シミュレーションは、TACC (Ranger), NICS (Kraken), NCCS (Jaguar), NERSC (Franklin, Hopper) の計算機 (いずれもアメリカ合衆国) を利用して行った。

6. *

参考文献

- 1) 磁気リコネクション現象の教科書として、例えば D. Biskamp: *Magnetic Reconnection in Plasmas*. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000); E. Priest and T. Forbes: *Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications*. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2000). また、最近の研究のレビューとして M. Yamada, R. Kulsrud and H. Ji: *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 603 がある。
- 2) R. Numata, *et al.*: *Phys. Plasmas* **18** (2011) 112106.
- 3) P. A. Sweet: *Nuovo Cimento* **8** (1958) 188.
- 4) E. N. Parker: *Astrophys. J. Suppl.* **8** (1963) 177.
- 5) G. Laval, R. Pellat and M. Vuillemin: In *Plasma Phys. Control. Nucl. Fus. Res.* (IAEA, Vienna, 1965) Vol. 2, pp. 259–277.
- 6) M. M. Kuznetsova, M. Hesse and D. Winske: *J. Geophys. Res.* **106** (2001) 3799.
- 7) M. Ozaki, *et al.*: *Phys. Plasmas* **3** (1996) 2265.
- 8) R. Numata and Z. Yoshida: *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 045003.
- 9) H. E. Petschek: In *AAS-NASA Symposium on Physics of Solar Flares*, SP-50 (NASA, Washington, D.C., 1964) pp. 425–439.
- 10) J. Birn, *et al.*: *J. Geophys. Res.* **106** (2001) 3715.
- 11) A. Ishizawa and R. Horiuchi: *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 045003.
- 12) K. J. Bowers, *et al.*: *Phys. Plasmas* **15** (2008) 055703.

- 13) K. Fujimoto: *Phys. Plasmas* **18** (2011) 111206.
- 14) N. F. Loureiro, A. A. Schekochihin and S. C. Cowley: *Phys. Plasmas* **14** (2007) 100703.
- 15) D. A. Uzdensky, N. F. Loureiro and A. A. Schekochihin: *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 235002.
- 16) A. Ishizawa and N. Nakajima: *Phys. Plasmas* **17** (2010) 072308.
- 17) K. Shibata and S. Tanuma: *Earth Planets Space* **53** (2001) 473.
- 18) L. D. Landau: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **16** (1946) 574.
- 19) T. Tatsuno, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 015003.
- 20) R. Numata, *et al.*: *J. Comput. Phys.* **229** (2010) 9347.
- 21) I. G. Abel, *et al.*: *Phys. Plasmas* **15** (2008) 122509; M. Barnes, *et al.*: *Phys. Plasmas* **16** (2009) 072107.
- 22) L. Spitzer, Jr. and R. Härm: *Phys. Rev.* **89** (1953) 977.
- 23) H. P. Furth, J. Killeen and M. N. Rosenbluth: *Phys. Fluids* **6** (1963) 459.
- 24) R. Fitzpatrick: *Phys. Plasmas* **17** (2010) 042101.

(2012 年 12 月 28 日原稿受付)

Thermodynamic properties of plasmas in magnetic reconnection

Ryusuke Numata

abstract: Microscopic particle effects (kinetic effects) play important roles in high-temperature, low-density, weakly collisional plasmas although macroscopically plasmas are considered as fluids. Magnetic reconnection is a fundamental process of plasmas where kinetic effects are crucial. Kinetic simulations of the magnetic reconnection process by taking particle-particle collisions into account have performed, and influence of the kinetic effects on thermodynamic properties of plasmas is discussed.