

プロジェクトレビュー 核融合科学研究所における数値実験炉研究プロジェクト

3. 計算科学の高度化と基礎物理シミュレーション

3. Sophistication of Computational Science and Fundamental Physics Simulations

石黒 静児, 伊藤 淳, 宇佐見 俊介, 大谷 寛明, 坂上 仁志,
樋田 美栄子, 長谷川 裕記, 堀内 利得, 三浦 英昭

ISHIGURO Seiji, ITO Atsushi, USAMI Shunsuke, OHTANI Hiroaki, SAKAGAMI Hitoshi,
TOIDA Mieko, HASEGAWA Hiroki, HORIUCHI Ritoku and MIURA Hideaki

自然科学研究機構核融合科学研究所

(原稿受付: 2016年7月13日)

バーチャルリアリティ (VR) 可視化, 多階層シミュレーション手法などの計算科学の高度化, プロブの運動論的挙動, 波と粒子の相互作用に伴う粒子加速などの基礎プラズマ過程, 拡張 MHD 理論及びシミュレーション, レーザー核融合の関連研究など, 中長期的視野で展開している幅広い研究について紹介する.

Keywords:

simulation, VR, simulation science, multi-hierarchy, blob, extended MHD, laser plasma, shock, turbulence

数値実験炉研究プロジェクトでは, 特定の装置の特定の物理現象に着目した核融合シミュレーション研究に加えて, シミュレーションによる予測性を高めたり, その適用範囲を拡大する先進的なシミュレーション手法に関する研究, シミュレーション研究の基盤となる可視化, 並列計算技術などの計算科学高度化のための研究, 特定の装置に限定されない基礎的な物理現象の解明をめざした研究を包含している. 本章ではこれらの研究について概観する.

3.1 バーチャルリアリティ空間における同時可視化

バーチャルリアリティ (VR) 装置"CompleXcope"は, 観測者を VR 空間に投入させ, あたかも目の前に物体が存在しているかのように感じさせることができる装置である.

また, 観測者の動きに合わせてその物体が動いたり, コントローラーで動かしたりすることができるので, プラズマ現象を中から見たり外から見たり, いろいろな角度から観測することができる. まさに, コンピュータが作る様々な VR の世界に観測者を入り込ませ, 物理現象を「目の当りに」することで, 人間の空間を認識する能力を総動員して観測することができる. このような VR 装置の特徴を生かして, シミュレーションデータと実験装置データを VR 空間で同時に可視化する手法を活用してきた[1].

この可視化手法の研究をさらに発展させて実験観測データを同時に可視化する手法を開発した[2].

大型ヘリカル装置 (LHD) の長時間放電実験では炭素放射の急増とともにプラズマの閉じ込めが壊れることが観測されている. この急増はダイバータ領域から大量のダストが放出される時点と同期しており, ダスト粒子が閉じ込め

を崩壊させていると考えられている. そのため, ダスト粒子の生成・輸送機構を調べるため, LHD 実験では高速カメラを2台取り付けて立体画像を撮影することで, ダスト粒子の3次元座標の時系列データ取得に成功した[3]. このダスト粒子軌道と磁力線の解析を2次元平面で行う場合, 奥行き情報が失われているため, その立体的構造を把握することが困難である. そこで, VR空間でそれらの立体構造を調べるため, 本手法の開発に着手した. 実験観測データをデータ変換を経ずに読み込むためのインターフェースの開発, 大量のダスト粒子をスムーズに VR 空間に表示するための可視化機能の開発を行った. また, その軌道の観測からダスト粒子の輸送方向を把握するための工夫も行った. その VR 可視化の例を図1に示す. その解析の結果, ダスト粒子は周辺領域に存在していること, 多くのダスト粒子が磁力線に沿って輸送されている一方, いくつかのダス

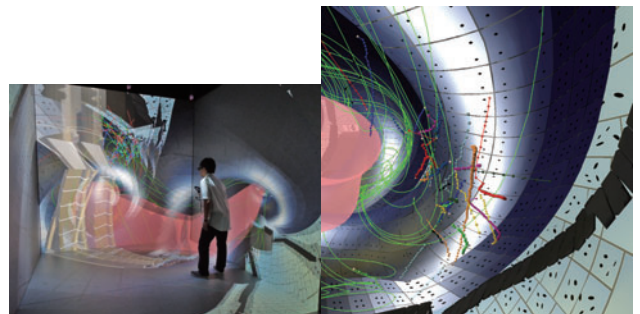


図1 ダスト粒子データとシミュレーション, 実験装置データの同時 VR 可視化. 左図は観察している様子を表し, 右図は 3-O ポートから観測されたダスト粒子データをトロイダル方向から見た図. 緑線は磁力線, マゼンタ色はプラズマの等圧面を表している.

ト粒子が磁力線を横切るように輸送されていること、その存在領域によって輸送の方向が異なっていることを容易に観測することができた。このように、ダスト粒子の分布する領域や軌道と磁力線の比較、その立体的な構造の理解を、訓練を積んだ研究者だけではなく、初学者にも容易に行うことができるようになった。

本研究は、兵庫県立大学：大野暢亮教授，神戸大学：陰山 聡教授，甲南大学：田村祐一教授との共同研究である。

3.2 無衝突磁気リコネクションの多階層シミュレーション

磁気リコネクションは、核融合をはじめとした様々なプラズマで見られる普遍的なエネルギー解放過程であり、また典型的な階層横断現象でもある。リコネクションが起これば磁場のトポロジーが系全体に及ぶスケールで変化し、大規模な輸送も発生する。その一方、リコネクションが駆動されるために必要な電気抵抗は、運動論的な過程が基になって生成される。このマクロとミクロの過程は独立しているのではなく、複雑に絡み合っており発展している。我々は、階層横断現象として磁気リコネクションの全体像をつかむことをめざし、マクロとミクロの物理を同時にかつ自己無撞着に解く多階層シミュレーションモデルの開発を行っている。我々の多階層モデルでは、シミュレーションの実空間を分割するという大きな特色がある。すなわち、領域をマクロ階層とミクロ階層に分け、マクロ階層の物理は磁気流体 (MHD)、ミクロ階層は粒子 (PIC) シミュレーションにより計算する。また、2つの階層間には互いのデータをスムーズに交換するため、有限の幅を持ったインターフェイス領域を挿入する。この手法により、物理的根拠が曖昧な仮定・モデルを用いず、第一原理計算に基づいたミクロの物理をマクロ階層に取り入れることができる。

この多階層モデルを用いて、マクロのダイナミクスが磁気リコネクションのミクロな物理に及ぼす影響について初の解析を行った[4]。我々は、MHD 領域 (マクロ階層) から流入させるプラズマインフローのパターンが異なる多階層シミュレーションを実行した。インフローは上流境界の中央 ($x=0$) から流入し始め、流入する領域は速度 v_w で x 方向に広がっていくものとした。図2は時刻 $\omega_{ce}t = 1980$ における磁力線を示しており、(a)は $v_w = 0.6v_A$ 、(b)は $v_w = 4.0v_A$ (v_A はアルフベン速度) の場合の結果である。(a)においては、PIC 領域 (ミクロ階層) で駆動されたりコネクションは単一の X 点を持っており、定常なりコネクションに緩和していくと見られる。一方 (b) では、複数の X 点を持ち、間欠的なりコネクションが継続する。多階層シミュレーションにより詳しく調べた結果、 $v_w < v_A$ の場合は単一の X 点、 $v_w > 2.0v_A$ では複数の X 点を持つリコネクションが駆動される傾向があることがわかった。

この多階層シミュレーションによる成果は、「核融合プラズマ理論」に関する Varenna-Lausanne 国際ワークショップ、アジア太平洋プラズマ理論会議 (APPTC)、計算物理国際会議 (CCP)、「宇宙空間シミュレーション」に

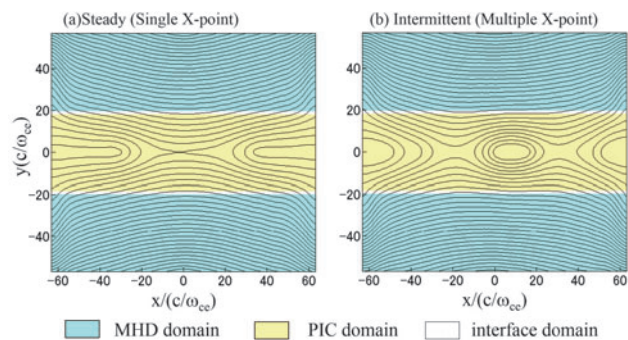


図2 多階層モデルによる磁気リコネクション結果。(a)では単一の X 点、(b)では複数の X 点を持つ磁気リコネクションが駆動されている。

関する国際シンポジウム (ISSS) といった国際会議における招待講演として選ばれた。

3.3 プラズマコヒーレント構造の微視的ダイナミクスのシミュレーション

近年、磁場閉じ込めプラズマ装置の実験において、その装置形状によらず、周辺領域で間歇的に発生するフィラメント状のプラズマコヒーレント構造が観測されている。この構造は、プラズマプロブとも呼ばれ、従来の拡散的描像では説明できない動径方向のプラズマ輸送を担っていると考えられている。このプロブ現象に関するこれまでの理論的・数値的研究では、その多くで、流体的な描像に基づく2次元簡約化モデルを用いた議論がなされてきたが、そのような巨視的モデルでは、磁力線方向の電流を評価する際、固体壁とプラズマとの間の電位構造やイオンと電子の速度差の効果などを簡易的なモデルで仮定するなどしており、その妥当性の評価が問題となっている。そこで、上記のような粒子の効果プラズマコヒーレント構造の挙動に与える影響を明らかにし、今後のより精緻な多階層連結型シミュレーションの開発[5]、そして、周辺プラズマ輸送の予測に資することをめざし、3次元静電粒子コード (p3bd コード) によるプラズマコヒーレント構造ダイナミクスの研究を行っている[6]。これまでの p3bd コードによる計算では、図3 (a)のように、構造内に自己無撞着に形成されるらせん状の電流系が観測された[7]。このことは、

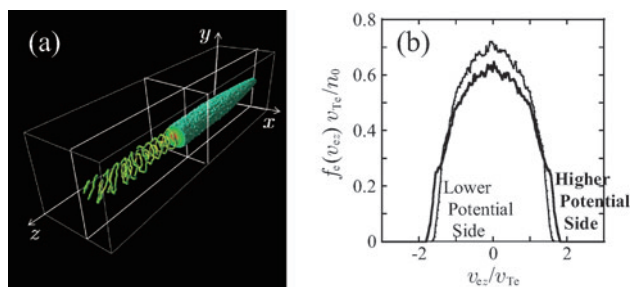


図3 (a) プロブ構造内部に自己無撞着に形成される電流系 (左手前側の流線。右奥側の等値面は電子密度分布を示している。) と (b) プロブ内部の高ポテンシャル側、および、低ポテンシャル側における磁力線方向の電子速度分布 (太線が高ポテンシャル側、細線が低ポテンシャル側を示している)。

粒子シミュレーションを用いることにより、プロップ構造における電流クロージャの問題を解決できる可能性を示している。また、プロップ内部に形成される温度構造も明らかにされた[7]。プロップの内部には、その断面において、ダイポール状の電位構造が形成されるが、その高ポテンシャル側、および、低ポテンシャル側における磁力線方向の電子速度分布を調べたところ、図3(b)に示したように、高ポテンシャル側の電子温度のほうが高いことがわかった。

3.4 LHD の Hall MHD シミュレーション

LHD における短波長圧力駆動型（交換型，バルーニング）不安定性の飽和に関するシミュレーション研究を行っている。バルーニングモードに関するこれまでの完全3次元圧縮性 MHD シミュレーション研究から、以下の点がわかっていてる。

1. 粘性が十分に大きい場合にはバルーニングモードの成長は飽和し、かつ、良好な磁気面をもつ状態に自律的に回復する[8]。
2. 粘性を、実験で想定されるような小さな値にするほどにバルーニングモードの成長は増大し、プラズマコアを大きく壊すまで、その成長は飽和しない。飽和した段階では、密度分布が往々にして初期の圧力勾配とは逆方向に勾配をもつホロー分布になるなど、通常想定されるような飽和状態とはまったく異なった状態（崩壊状態）となる。また、良好な磁気面への自律的な回復は今のところ見られない。
3. この崩壊過程において、圧力分布の平坦化、圧縮性による成長率の低下などは発生している（あるいは考慮されている）が、飽和に対して十分な影響を及ぼしているようには見られない。
4. 3次元シミュレーションにおいて、磁力線平行方向への熱伝導効果を高精度で実装することにより、この崩壊をある程度緩和することがわかった。また、平行方向熱伝導の影響により、平行方向に対して熱エネルギーが運動エネルギーに変換され、結果として運動エネルギーは大きくなりえることがわかった[9]。

以上の研究を踏まえて、LHDの短波長圧力駆動型不安定性について、Hall 効果などを取り入れた拡張 MHD シミュレーション研究をはじめた。この研究は、LHD での3次元シミュレーションだけでは困難が予想されるため、2次元矩形形状での Rayleigh-Taylor 型不安定性の拡張 MHD シミュレーションによる短波長成分生成の基礎研究、Hall 効果が短波長成分の励起と空間構造の変化に及ぼす影響についての大規模一様 Hall MHD 乱流シミュレーションを平行して行っている。これら2件の研究については他の節を参照されたい。

LHD での3次元シミュレーションに Hall 効果を入れたシミュレーションを行った[10]。Hall 項はその性質から、きわめて短波長の分散性波動を生成し、時間および空間について高い数値解像度を要求する。このため、比較的low波数のモードに焦点を当てることを念頭に、中程度（ト

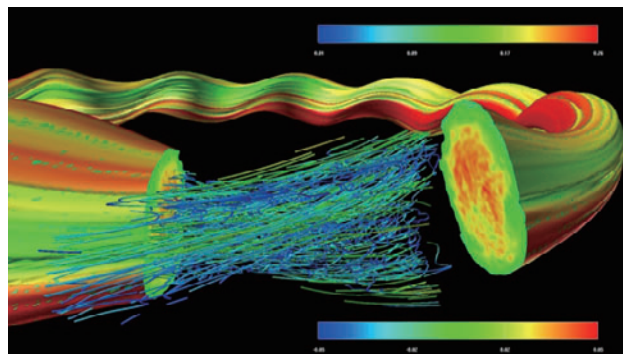


図4 LHD 中のバルーニングモードの3次元シミュレーションによる、圧力分布。

ロイダル波数 $n=10$ 程度）以上の波数の不安定モードを打ち切るような数値フィルターを作用させた。この結果、数値シミュレーションはバルーニングモードの飽和にいたったが、その飽和プロファイルにおける β 値は、Hall 効果なしで磁力線平行方向熱伝導効果を入れた場合よりも低く、また、密度分布もホロー分布になるなど、むしろ不安定効果に作用する結果になった。このシミュレーションからわかったことは以下の点である。

1. 短波長成分の打ち切りは、飽和プロファイルに対して悪影響を与える。これは、短波長成分の打ち切りが長波長成分との相互作用を失わせ、結果として長波長成分の線形成長段階を延長させる作用を及ぼすためである。
2. Hall 効果は不安定性を強化しえる。これは、Raleigh-Taylor 型不安定性の2次元拡張 MHD シミュレーションで得られた結果と同様に、2流体効果が平衡プロファイルの性質によって、不安定性の強化にも抑制にも作用し得ることと関連していると考えられる。

2次元 Rayleigh-Taylor 不安定性のシミュレーションからも、LHD の3次元短波長不安定性の抑制には、2流体効果だけでなく有限ラーモア半径効果も同時に必要であると考えられる。また、2流体効果も有限ラーモア半径効果は短波長成分も、磁場および速度場の短波長成分を著しく励起することがわかっているため、適度にこれらを打ち切りつつ、非線形段階においては、短波長成分が非線形項を通じて長波長成分に及ぼす影響を適宜代替し得るようなモデルの開発を行う必要がある。このような考え方は、流体力学において Large Eddy Simulation (LES) と呼ばれる。Hall 効果による LES の最初の取り組みは、国際会議において発表され[11]（招待講演）、その後の進展を含めて論文[12]として出版された。

3.5 MHD 平衡・安定性理論の拡張のための数値解析

・強いポロイダル流をもつ平衡に対する磁気座標

強いポロイダル流をもつ有限ベータトロイダル平衡の安定性解析に必要な磁気座標系を構築した。流れをもつ軸対称平衡を表す一般化された Grad-Shafranov 方程式を逆ア

スペクトル比で展開することで、ポロイダル音速程度の流れをもつ高ベータトカマク平衡に対する方程式系が得られ[13], 円形断面の固定境界と線形の磁気面量を仮定することで磁束関数の解析解が得られる[14]. 1次の磁束関数の解は流れのない場合と等しく, 2次の解に流れの効果が含まれる. この解析解を用いた座標変換式を数値的に解き, ポロイダル断面における磁気面量 ξ とポロイダル角 θ による磁気座標 (ξ, θ) を構築した. 図5は各磁気面における圧力のポロイダル分布を示したもので, 亜音速流の場合(a)にはトラス外側($\theta = 0$ 付近)で圧力が高くなり, 超音速流の場合(b)にはトラス内側($\theta = \pm\pi$ 付近)で圧力が高くなる. この座標系を用いることで圧力の磁気面平均が数値的に求まり, 径方向分布のポロイダルマッハ数に対する依存性を調べた結果, 亜音速領域では超音速領域に比べ, より中心にピークした分布になることが明らかとなった. また, 座標変換式を逆アスペクト比で展開することで解析的に磁気座標が得られ, ポロイダル流速が小さい場合に数値的に得られた座標と良い一致を示した.

・有限ベータプラズマにおける Rayleigh-Taylor 不安定性に対する二流体及び有限ラーモア半径効果のパラメータ依存性

非一様な磁場をもつ有限ベータプラズマ平衡における Rayleigh-Taylor (RT) 不安定性に対する二流体及び有限ラーモア半径効果のパラメータ依存性を, 拡張 MHD モデルを用いた線形解析により調べた. 短波長モードに対する局所解析の結果を図6に示す. 有限ラーモア半径効果により臨界波数以上で完全に安定化する現象が, 非一様な磁場で実現する圧力勾配の小さい平衡では低ベータで見られなくなる. 二流体(TF)効果と有限ラーモア半径 (FLR) 効果

の両方を含む場合 (FLR+TF) においては, 有限ラーモア半径効果のみの場合とは異なるベータ値で完全安定化の消失が現れ, どちらか一方を含む場合と比べ最も強い安定化を示さない場合があることを明らかにした. また, 固有関数と局所解析における成長率の空間依存性とを比較し, 拡張 MHD シミュレーションで見られた有限ラーモア半径効果のみを含む場合に短波長で成長率が局所解析に漸近しない現象[15]が, 有限ラーモア半径効果による固有関数の非局在化と, 局所成長率が周辺領域で中心よりも大きくなっていることの組み合わせに起因していることを示した.

3.6 2次元 RT 不安定性の拡張 MHD シミュレーション

2次元矩形領域中の Rayleigh-Taylor 不安定性の線形・非線形不安定性に対する2流体および有限 Larmor 半径 (FLR) 効果を数値シミュレーションによって調べた. この際の注目点は, 低 β 領域における, 高波数成分のダイナミクスおよびこれに伴う空間構造形成である. 本研究では, Roberts と Taylor (1962) [16], P. Zhu (2008) [17]らによって用いられたものと同様の, 2流体効果およびジャイロ粘性項 (FLR 項) を含む拡張 MHD 方程式を数値的に解くことで, 上記の問題に取り組んだ. この方程式は以下のような形をしている.

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i), \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) &= -\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\rho u_j u_i - b_j b_i \right. \\ &\quad \left. + \left(p + \frac{b_k b_k}{2} \right) \delta_{ij} + \delta \Pi_{ij}^{gv} \right] - \rho g \delta_{i,2}, \\ \frac{\partial E_T}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x_i} \left[(E_T + p) u_i + u_k \delta \Pi_{ki}^{gv} \right] \\ &\quad + v_k \varepsilon_{kmn} J_m b_n - \rho g u_2, \\ E_T &= \frac{1}{2} \rho u_i u_i + \frac{p}{\gamma - 1}, \\ \frac{\partial b_i}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial x_i} \left[(u_j b_i - b_j u_i) \right. \\ &\quad \left. - \varepsilon_{ijk} \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\varepsilon}{\rho} \left(\varepsilon_{kmn} J_m b_n - \frac{\partial p_e}{\partial x_k} \right) \right].\end{aligned}$$

ここで b_i , $J_i = \varepsilon_{ijk} \partial b_k / \partial x_j$ および u_i はそれぞれ磁場ベクトル, 電流密度ベクトル, 速度ベクトルの第 i 成分である. 記号 δ_{ij} , ε_{ijk} , γ , ρ および p はそれぞれ Kronecker のデルタ,

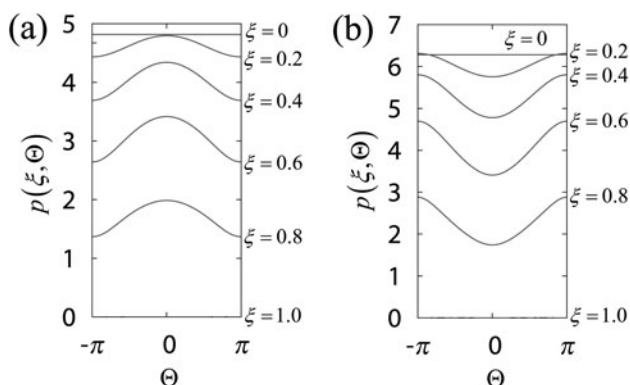


図5 各磁気面 ($\xi = \text{const.}$) における圧力のポロイダル角 θ 方向分布. (a) 亜音速流 (b) 超音速流の場合.

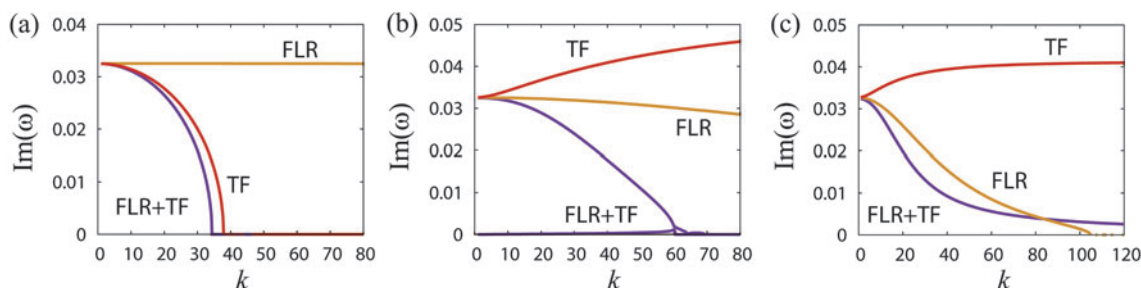


図6 成長率の波数依存性の流体モデル間比較 (a) $\beta = 0.01$ (b) $\beta = 0.1$ (c) $\beta = 0.3$.

Levi-Civita の反対称テンソル, 比熱比, 質量密度, および圧力である. 記号 Π_{ij}^{xy} はジャイロ粘性テンソルの第 i, j 成分である. 式中で繰り返される添え字については 1 および 2 の和をとる. 数値シミュレーションは 2 次元矩形領域を直交格子上の 4 次精度中心差分法と 4 次精度の Runge-Kutta-Gill 法を用いて行った.

この研究については, 2 本の論文が発表された[15, 18]. 最初の論文[18]では, 二流体効果, FLR 効果を独立したパラメータと見なし, それぞれの効果の有無に応じて不安定性の成長がどのように変化するかを調べたものである. いくつかのパラメータの組み合わせから, 一流体効果, FLR 効果はそれぞれ単独では線形成長に与える影響が小さいのに対して, 両者が加わった場合には, 線形成長率を著しく低減する効果を発揮することがわかった. また, この両者が加わることで線形段階の成長率は低下するものの, 非線形成長段階における飽和レベルには大きな影響を与えないことが示された. さらに, 混合層幅の成長 (これは非線形成長の指標の一つでもある) においても, 二流体効果と FLR 効果の組み合わせは初期成長を抑止するものの, 最終的には一流体 MHD の場合と同程度の大きさまで成長する事が示された.

第二の論文[15]は, 第一の論文とは異なる平衡についての研究が行われた. β 値 1 % 程度の領域において, 二流体効果および FLR 効果の 2 つの効果が, 高波数の Rayleigh-Taylor 不安定モードを安定化することが, 数値シミュレーションおよび線形 (WKB) 解析によって示された. 二流体効果, FLR 効果はそれぞれ単独では十分な安定化効果を発揮しないが, 両者が加わった場合の線形解析では, 有限波数において成長率がゼロとなる. 非線形シミュレーションでは, 線形段階における成長率が WKB 解析と良好な一致を見せた. また, 二流体効果と FLR 効果の両方を取り入れたシミュレーションでは, 線形段階において低波数モードのみが有限の成長率をもつため, Rayleigh-Taylor 不安定性特有のマッシュルーム構造が大規模に成長する一方, FLR 効果のために密度界面が急峻化し, これに合わせて密度界面に沿って急峻な速度せん断層が形成される. この結果, 密度線断層に沿った Kelvin-Helmholtz の二次不安定性が発生し, 短波長成分は二流体効果, FLR 効果のない MHD モデルによる Rayleigh-Taylor 不安定性に比べて高波数成分が卓越することがわかった. 図 7 には論文[18]より, 一流体 MHD シミュレーションにおける密度場の時間変化 (a) 線形段階初期, (b) 十分に発達した段階を, 図 8 には, 拡張 MHD シミュレーションにおける密度場 (下段) 及び速度場水平方向成分 (上段) を表す図を示す. なお, この論文は Phys. Plasmas 第 22 巻 3 号において "Featured article" に選ばれるとともに, 論文中の図が表紙を飾った.

3.7 レーザープラズマのシミュレーション

コーン付きターゲットを用いた高速点火レーザー核融合で重要な役割を果たす高速電子は, 大きな発散角を持っており, かつエネルギーが高すぎるためコア加熱効率の著しい低下が懸念されている[19]. そこで, 高エネルギーイオ

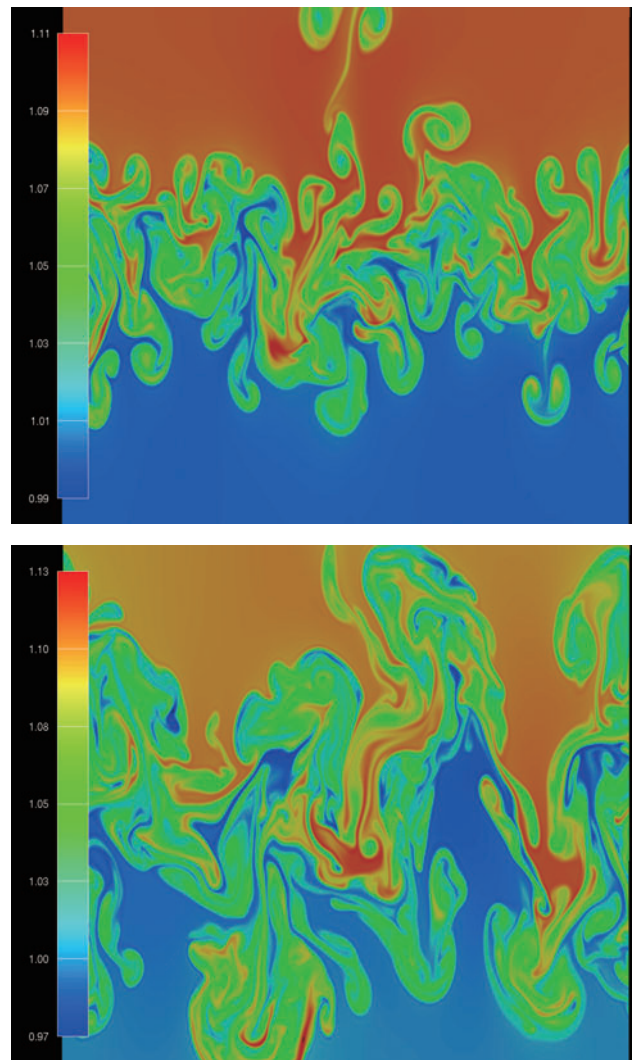


図 7 Rayleigh-Taylor 不安定性の 2 次元拡張 MHD シミュレーション. (a) 線形段階初期, (b) 十分に発達した段階.

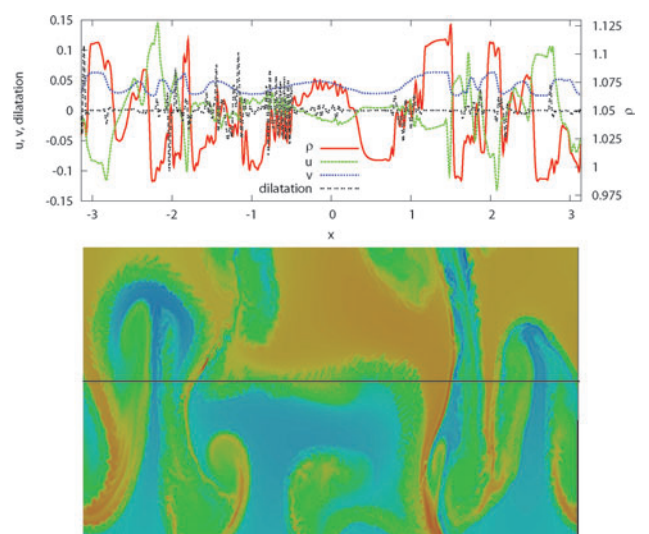


図 8 Rayleigh-Taylor 不安定性の 2 次元拡張 MHD シミュレーション. 二流体項および FLR 項を伴う拡張 MHD シミュレーションによって得られた密度等高線 (下段). 上段のパネルは水平 (x) 方向の密度, 速度場の変化を表す.

ンを用いて追加熱を行う手法について統合シミュレーションを行い、イオンの寄与および加熱効率を評価した。イオン加速の機構は、主に二つある。ターゲット裏面におけるシース電場によるイオン加速[20, 21]では、コーンチップの前方に薄膜を置きイオン源とする。また、ターゲット表面におけるポンドラモーティブ力を使うイオン加速[22]では、コーンチップ前面に低密度のフォームを置きイオン源とする。この両機構を用いたイオン加速について、2次元粒子コードを用いたシミュレーションによりイオンビームの特性を明らかにすると共に、イオン源ターゲットの構造を工夫して、加熱効率の向上をめざした[23-25]。

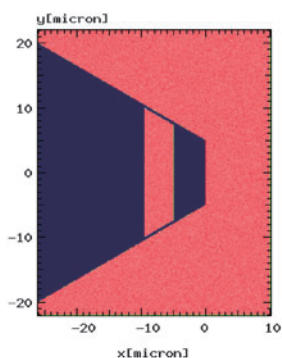
イオンを超高強度短パルスレーザーで加速する機構には、先行する高速電子によって生成されるイオン源となるターゲット裏面に垂直なシース電場を用いるものがある。イオン源として不純物から生成される H^+ イオンを用いると、加速されるイオン量等を制御できないので、イオン源のターゲット材を CH とした。このため、 H^+ イオンだけではなく C^{6+} イオンも補助加熱に利用できる。また、イオンエネルギーの違いによるコア到達時刻の差を小さくするため、そのイオン源ターゲットをコーン内のできるだけコア近傍に設置することを考えた。そこで、チップ幅 $10\ \mu\text{m}$ 、開口角 60° のコーンを Au プラズマ ($20n_{cr}$, $A=197$, $Z=30$) とし、チップの $5\ \mu\text{m}$ 手前に $4.5\ \mu\text{m}$ の CH 薄膜 ($17.14n_{cr}$, $A=12$, $Z=6$ と $2.86n_{cr}$, $A=1$, $Z=1$) を置いた。つまり、コーンチップと CH 薄膜の間に $5\ \mu\text{m}$ の真空領域があり、ここにシース電場が生成される。このターゲットの電子密度を図 9 (a) に示す。そして、加熱レーザーとして強度 $10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 、波長 $1.06\ \mu\text{m}$ 、半値全幅 $10\ \mu\text{m}$ のスーパーガウシアンビーム ($\alpha=5$, $\tau_{rise}=\tau_{fall}=50\ \text{fs}$, $\tau_{flat}=400\ \text{fs}$) を照射し、コーンチップの後方 $1\ \mu\text{m}$ において高速電子および加速されたイオンを観測した。

イオンビーム強度の時間発展を図 9 (b) に、時間平均したイオンエネルギー分布を図 9 (c) に青色で示す。ここで、実線は H^+ 、破線は C^{6+} である。最大イオンビーム強度は、 H^+ で $4 \times 10^{17}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 程度、 C^{6+} で $10^{18}\ \text{W}/\text{cm}^2$ 程度であり、加熱用レーザーの強度が $10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ であることから、レーザーからイオンビームへの変換効率は、1%以下と低いことがわかる。また、 H^+ は $10\ \text{MeV}$ 程度、 C^{6+} は $50\ \text{MeV}$ 程度のエネルギーまで加速されたこともわかる。低い変換

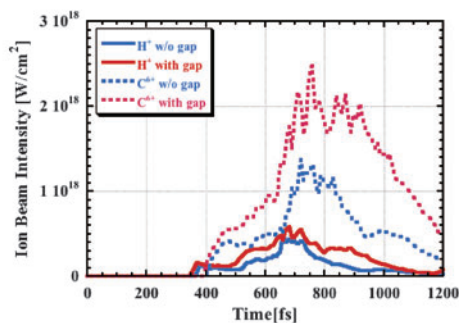
効率の原因を調べると、Au コーンの側壁と CH 薄膜が接地しているため、シース電場が生成されると Au コーンから CH 薄膜に背景電子が流れ込み、シース電場を弱めるためであることがわかった。そこで、Au コーンと CH 薄膜の間に $0.5\ \mu\text{m}$ の真空ギャップを設けて、同様のシミュレーションを行った。その結果を図 9 に赤色で示す。イオンエネルギーには大きな差はないが、 C^{6+} の最大イオンビーム強度は 2 倍となり、変換効率も 2% になった。

イオンを超高強度短パルスレーザーで加速する別の機構として、ポンドラモーティブ力による直接加速がある。この機構でも、シース電場による加速機構と同様にイオン源のターゲット材を CH とし、コーンチップを低密度 CH フォームで $8\ \mu\text{m}$ コーティングした。このターゲットの電子密度を図 10 (a) に示す。ポンドラモーティブ力により加速されるイオンのエネルギーは、レーザー強度と平均電離度に比例し、フォームの電子密度に反比例する。レーザー強度は外部要因として一定であると考え、平均電離度も完全電離を仮定すると一定となるので、イオンエネルギーを大きくするためには、フォームの電子密度を小さくしなければならない。しかし、フォームの電子密度を相対論的な臨界密度以下にすると、レーザーはフォーム中に異常侵入するため、ポンドラモーティブ力によるイオン加速は抑制されてしまう。このため、ポンドラモーティブ力による最大イオンエネルギーは、フォームの電子密度を相対論的な臨界密度にしたときに得られる。相対論的な臨界密度は、レーザー強度の $1/2$ 乗に比例するので、結局、イオンの最大エネルギーは、レーザー強度の $1/2$ 乗と平均電離度に比例してスケールされることになる。そこで、加熱レーザーの強度を 5×10^{19} , 1×10^{20} , $5 \times 10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ とし、それぞれのレーザー強度のときの CH フォームの電子密度が相対論的な臨界密度、つまり 6.12 , 8.60 , $19.13\ n_{cr}$ になるよう H^+ と C^{6+} の密度を決定した。そして、加熱用レーザーを照射し、同様に高速電子および加速されたイオンを観測し、前述のスケリングについて調べた。なお、レーザーのパラメータは、強度以外はすべて同じである。

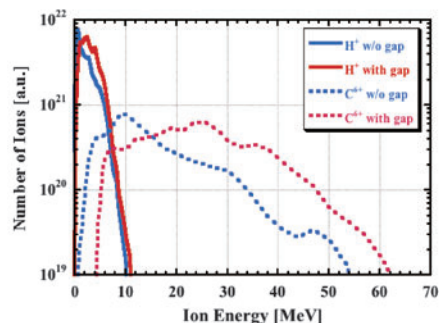
イオンビーム強度の時間発展を図 10 (b) に、時間平均したイオンエネルギー分布を図 10 (c) に示す。ここで、赤色、青色、緑色は、それぞれレーザー強度が 5×10^{19} , 1×10^{20} , $5 \times 10^{20}\ \text{W}/\text{cm}^2$ であり、実線は H^+ 、破線は C^{6+}



(a) ターゲットの電子密度



(b) イオンビーム強度の時間発展



(c) 時間平均したイオンのエネルギー分布

図 9 シース電場によるイオン加速。

である。イオンの最大エネルギーは、概ねスケーリング通りになっており、イオンビーム強度はレーザー強度に、ほぼ比例している。

2次元粒子コードのシミュレーションで得られた高速電子および高エネルギーイオンを1次元フォッカープランクコードに対する時間依存性がある粒子源のデータとして、統合シミュレーションを行った[26]。その結果を表1に示す。

シース電場によるイオン加速の場合、真空ギャップがないとイオンによる補助加熱の平均コア電子温度の上昇率は27%に留まったが、真空ギャップがあると100%、つまり、平均コア電子温度は高速電子だけの場合に比べて2倍となった。しかし、イオンを加速するシース電場は高速電子流を阻害するため、真空ギャップがある場合の高速電子ビーム強度は低下し、平均コア電子温度の最大温度は逆に悪くなった。このため、高速電子と高エネルギーイオンはトレードオフの関係にあり、イオン源の構造や素材について、最適設計する必要がある。

一方、ポンドラモーティブ力によるイオン加速の場合、レーザー強度が大きくなる程、高速電子のエネルギーが高くなりすぎてコア加熱には適さなくなるため、イオンによる補助加熱の割合が大きくなることがわかった。しかし、平均コア電子温度の最大温度は、投入したレーザーエネルギーには比例しておらず、この場合も、レーザー強度と生成される高速電子および高エネルギーイオンの特性を勘案しつつ、コア加熱を最適化するターゲット設計が必要である。

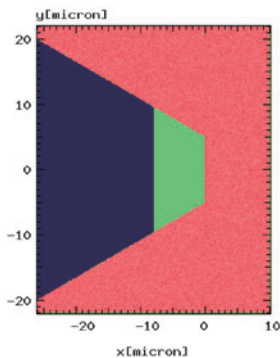
3.8 衝撃波と粒子加速のシミュレーション

太陽フレアや超新星爆発など、宇宙では様々な場所で無衝突衝撃波による粒子加速が起きていると考えられている。しかし、無衝突衝撃波の形成過程や粒子加速の機構は、未だ完全な解明には至っていない。一方、相対論的電磁粒子コードを用いたシミュレーションによって、磁気音波衝

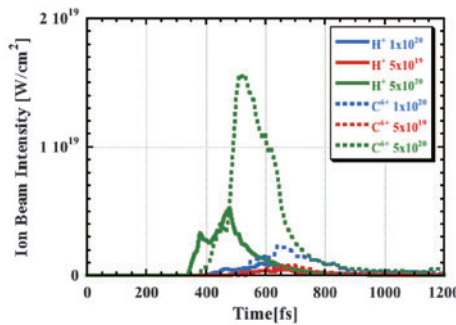
撃波は、衝撃波中に形成される強い電磁場を介した様々な機構で粒子を強く加速できることが明らかにされてきた[27]。例えば、イオンは衝撃波面での電磁場の急激な立ち上がりにより、一部が反射され加速される。加速イオンは、電子のジャイロ周波数 Ω_e がプラズマ周波数 ω_{pe} より大きいとき、相対論的エネルギーになり得る。そして、この機構によって太陽フレアにおけるイオンの急激な加速を説明できると提案された。

一方、電子は磁場に対して斜めに伝播する衝撃波によって、一部が捕捉され加速される。 $\Omega_e/\omega_{pe} > 1$ で、衝撃波の伝播速度 v_{sh} が $c \cos \theta$ （ここで、 c は光速、 θ は伝播角）に近いとき、加速電子のエネルギーは超相対論的となる[28]。また、捕捉電子は、衝撃波の主パルス付近の電磁場に大きな影響を与える。空間1次元の場合は、磁場に平行方向の電場が強くなり、電子の捕捉が安定化する。それに対し、空間2次元のシミュレーションでは、捕捉電子はホイッスラー波を励起し、その非線形発展によって主パルス中の多次元電磁擾乱が大振幅となる[29]。そして、この多次元電磁擾乱により、捕捉電子は主パルスから解放され、その一部は旋回運動に伴って衝撃波を出入りすることにより、更に高いエネルギーになること示された[30, 31]。

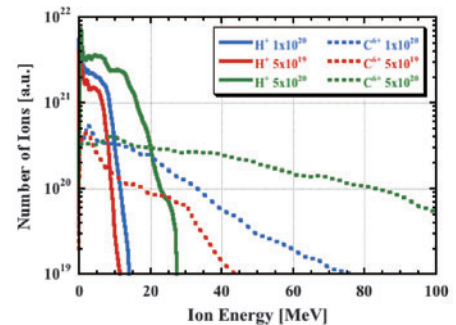
このように捕捉電子が引き起こす電磁場の変化は、電子の運動に重要な影響を及ぼすことが明らかにされたが、捕捉電子がイオンに及ぼす効果は未解明であった。そこで、イオンの衝撃波面での反射による加速が、捕捉電子によってどのような影響を受けるかを調べた[32]。まず、物理的考察を行い、イオンの反射が多次元電磁擾乱によって促進されることを示した。次に、空間2次元・速度3次元の相対論的電磁粒子シミュレーションを用いて、斜め衝撃波中の電子の運動と電磁場の発展、イオンの運動を詳細に調べた。また、イオン反射における2次元電磁擾乱の効果を明確にするため、1次元的に平均化した電磁場中のテストイオンの軌道を計算した（テストイオンは2次元電磁擾乱を



(a) ターゲットの電子密度



(b) イオンビーム強度の時間発展



(c) 時間平均したイオンのエネルギー分布

図10 ポンドラモーティブ力によるイオン加速。

表1 統合シミュレーションによるコア加熱の評価。

		シース電場		ポンドラモーティブ力		
		gap なし	gap 有り	5×10^{19}	1×10^{20}	5×10^{20}
温度上昇 keV	電子のみ	0.15	0.08	0.05	0.11	0.35
	電子+イオン	0.19	0.16	0.06	0.15	0.48
イオン向上率%		27	100	20	36	37

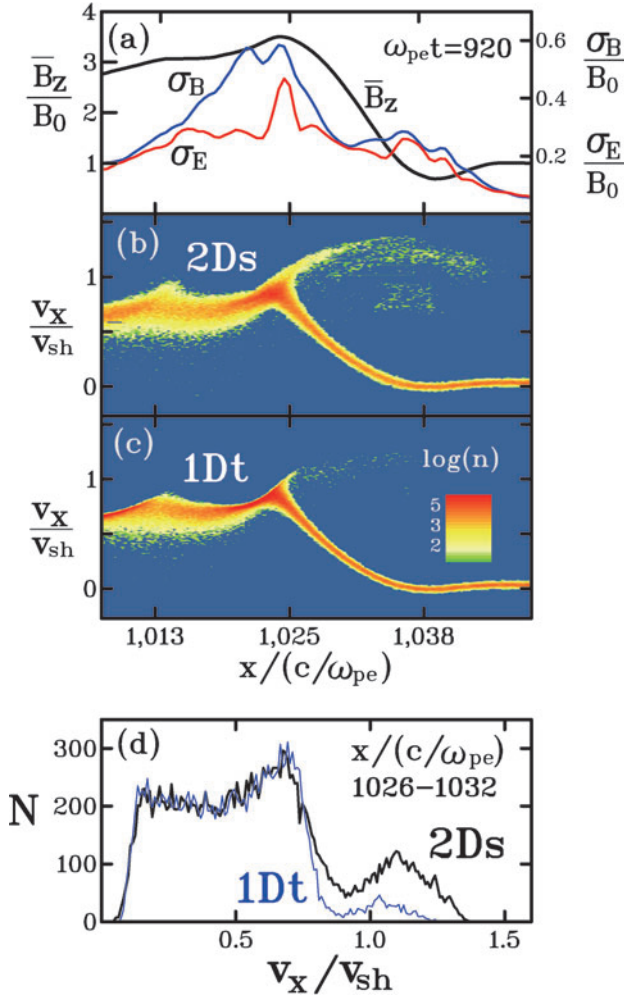


図11 衝撃波中の電磁場のプロファイルとイオンの速度分布．2次元電磁擾乱を感じている2Dsイオンの方が、感じていない1Dtイオンに比べて、より多くの粒子が衝撃波面で反射され加速されている．

感じない)．図11は、2次元電磁粒子シミュレーションのイオン(2Dsイオン)とテストイオン(1Dtイオン)の速度分布を表す． $v_x/v_{sh} > 1$ のイオンが反射されたイオンであるが、2Dsイオンの反射粒子が1Dtイオンのそれよりも多いことを示している．すなわち、反射イオンの数が、2次元電磁擾乱によって増加することが確認できた．また、捕捉電子が増えると主パルス中の2次元電磁擾乱は大振幅となり、2Dsイオンと1Dtイオンの差が増加することも示した．

3.9 一様等方MHD乱流のシミュレーション

MHD乱流は、宇宙プラズマ、太陽風や液体金属の流れなどの様々な流れに見られる．LHDのバレーニングモードシミュレーションにおいても、不安定モードの非線形飽和段階においては、乱流と言ってよい状態が見られる．この中で特に一様等方乱流は、流体力学の乱流との対比も念頭に調べられてきた、古典的な乱流の一つである．近年では、微視的効果が乱流に与える影響が重要視されるようになっており、特にイオン表皮長(Hall)効果を取り入れたHall MHDモデルは、太陽風における磁気エネルギースペクト

ルの屈曲や乱流磁気リコネクション、乱流ダイナモの影響が広く調べられている．ここでは、Hall効果が乱流に与える影響を調べた2編の論文[33, 34]について報告する．

第一の論文では、一様等方MHD乱流におけるスケール間エネルギー伝達について、直接数値シミュレーションによって調べた．この直接数値シミュレーションでは、非圧縮性Hall MHD方程式

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[(u_i u_j - b_i b_j) + \left(p + \frac{1}{2} b_k b_k \delta_{ij} \right) \right] + \mu \frac{\partial}{\partial x_j} S_{ij}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0, \quad (2)$$

$$S_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial B_i}{\partial t} = -\varepsilon_{ijk} \frac{\partial E_k}{\partial x_j}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial B_k}{\partial x_k} = 0, \quad (5)$$

$$E_i = -\varepsilon_{ijk} (u_j - \varepsilon_H J_j) B_k + \eta J_i. \quad (6)$$

を、擬スペクトル法とRunge-Kutta-Gill法で数値的に解いた．ここで記号 B_i および u_i はそれぞれ、磁場ベクトルおよび速度場ベクトルの第 i 成分を、記号 μ , η , ε_H は粘性率、電気抵抗率、Hallパラメータである．記号 δ_{ij} および ε_{ijk} はCroneckerのデルタ記号とLevi-Civitaの反対称テンソルであり、添え字が繰り返されたものについては和をとる．

まず、格子点数 $N^3 = 512^3$ で外力を課さない減衰性乱流のシミュレーションを、同一の初期条件、同一の粘性率、電気抵抗率、時間刻みで行うことにより、Hall MHD乱流($\varepsilon_H = 0.05$)およびMHD乱流($\varepsilon_H = 0$)の2つの場合を初期値問題として厳密な比較対象可能な形で計算し、エネルギースペクトル及びスケール間のエネルギー伝達を調べた[33]．この論文では、一様等方Hall MHD乱流の磁気スペクトルが波数 k について $k^{-7/3}$ となる傾向を確認した．また、ローパスフィルターを用いて高波数成分を除去したエネルギー伝達関数(これは各 k でのエネルギーの増減を表す)を構築したところ、カットオフ波数が高波数である場合には磁気エネルギー伝達関数の低波数成分側にはあまり影響がない一方、カットオフ波数が低くなり過ぎると最低波数(最も大きなスケール)のエネルギーの増減まで著しく影響が及ぶことを明らかにした．図12は文献[33]より、(a)運動エネルギー伝達関数および(b)磁気エネルギー伝達関数のそれぞれについて、カットオフ波数を $k_c = 64$ および $k_c = 32$ とした場合の結果である．この図及び他の解析から、カットオフ波数にある閾値があり、この閾値より低いカットオフ波数のローパスフィルターを作用させることは低波数側のエネルギー増減を(したがってプラズマの運動そのものも)著しく変化させる可能性がある事がわかった．このような閾値の存在は、場の方程式を粗視化して、微細構造を現象論的モデルで置き換えるラーゼ・エディ・シミュレーションなどを考える際に重要な指標とな

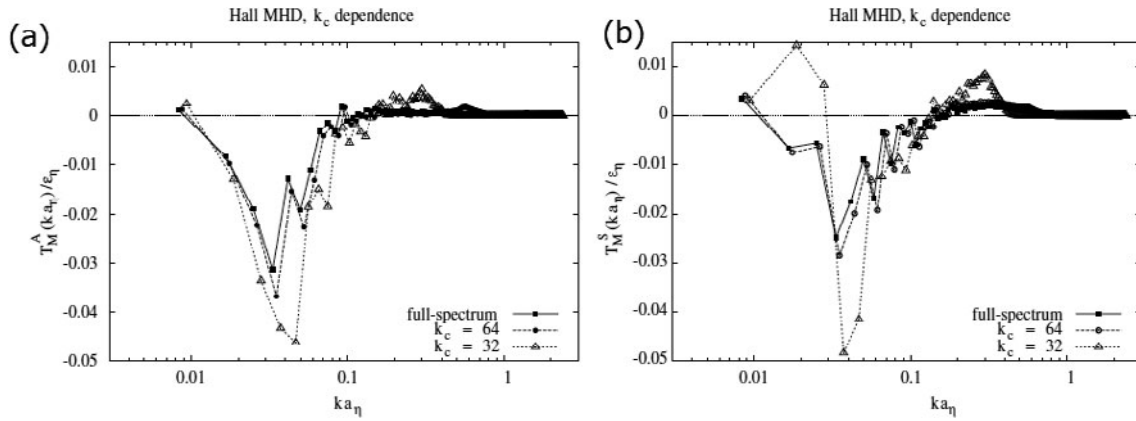


図12 ローパスフィルターを作用させた磁場および速度場から構築した (a) 運動エネルギー伝達関数および (b) 磁気エネルギー伝達関数。

る。

次に、大規模な数値シミュレーション ($N^3 = 1024^3$) の直接数値シミュレーションにより、Hall 効果がもたらす空間構造の変化について研究を行った[34]。Hall パラメータ以外のパラメータを上記と同様に固定し、初期値問題として相互対象比較が可能なシミュレーションをいくつかのパラメータについて実施した。この中には、一流体 MHD ($\epsilon_H=0$) シミュレーションも含まれる。このシミュレーションにおいて、Hall パラメータが大きいほど磁気エネルギースペクトルの高波数部が励起されるものの、運動エネルギースペクトルについては明確な変化がなく、Hall パラメータが違っていても相互に区別が付きにくいものであった。他方、空間構造を渦度（速度場の回転）の強さ（エンストロフィー密度）及び電流密度（磁場の回転）の等値面で可視化したところ、電流密度よりも寧ろエンストロフィー密度に明確な違いが発見された。図13(a)および(b)はそれぞれ、MHD 乱流およびHall MHD 乱流におけるエンストロフィー密度（色付きの等値面）および電流密度（灰色の等値面）を、格子点数 512^3 の領域について描画したものである。図13(b)を、全格子点数 1024^3 を使用し、拡大表示したものが図13(c)である。MHD 乱流においては、磁場と速度場の凍り付きの条件から、エンストロフィー密度と電流密度の等値面はそれぞれほぼ一体化し、層状構造を形成している。他方、Hall MHD 乱流の場合、エンストロフィー密度の等値面は電流密度の等値面との一体化を失い、流体乱流によく見られる管状渦構造となる。また、電流密度は電流層の名残はあるものの、高波数の励起にともなって、短冊状の小片となって等値面が描かれている。これは、Hall 項の導入によって凍り付き条件が変わり、エンストロフィー密度と電流密度の等値面が単純に重なり合う理由がない事に加えて、磁場の高波数成分がHall 効果によって励起されるため、磁場の散逸効果と、これに付随して発生し得る磁気リコネクションによる磁場のトポロジー変化が顕著に現れる一方、渦度場（速度場の主に高波数成分）は磁場との凍り付きから解放され、Kelvin-Helmholtz 不安定性などのプロセスを経て管状渦構造が形成されるためと考えられる。更に、ローパスフィルターを使った解析から、この構造変化はHall パラメータが指定するイオン表

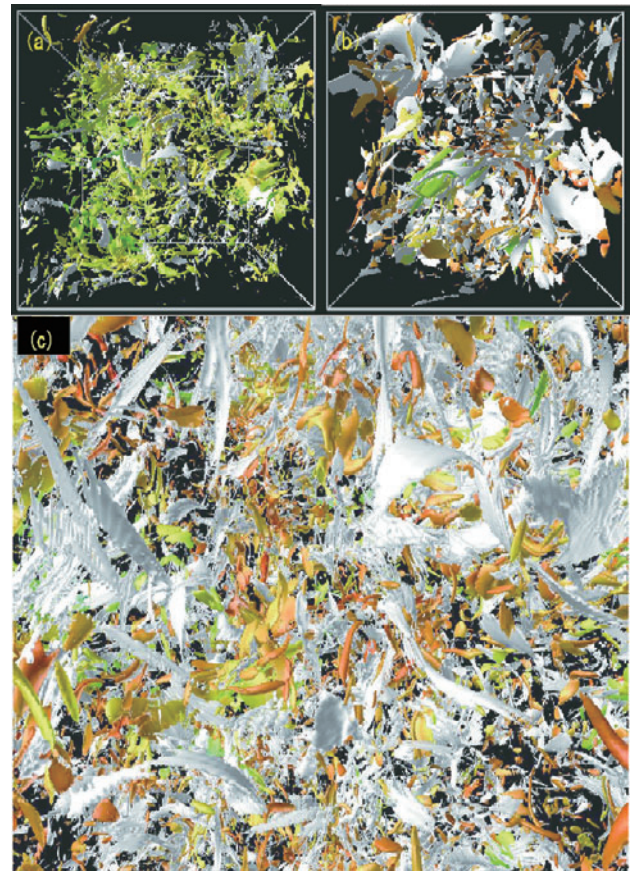


図13 エンストロフィー密度（色付きの等値面）および電流密度（灰色の等値面）。(a)MHD 乱流（格子点数 512^3 ）、(b) Hall MHD 乱流（格子点数 512^3 ）、(c)Hall MHD 乱流（全格子点数 1024^3 ）。

皮長スケールよりも高波数の領域 ($k > 1/\epsilon_H$) にのみ発生するわけではなく、より低波数領域にまで変化が発生していることが確かめられた。これは、高波数部における Hall 効果が、低波数領域まで含めた大規模な構造遷移を引き起こしている証左である。

更に、これらの構造変化が高波数成分の性質に及ぼす影響の一端を、高波数成分が作る場を Smagorinsky 型のサブグリッドスケール (SGS) モデル[35]に射影することで評価した[34]。この解析から、Hall MHD 方程式(1)-(6)の右

辺に現れる非線形項の高波数成分は, Smagorinsky 型 SGS モデルで効率よく表現可能であるものの, Hall 項についてはカットオフ周波数が比較的高波数の場合にのみ有効であるという結果が得られた。

これらの一様等方性 Hall MHD 乱流の性質, 特に Hall 項が引き起こす構造遷移などは, LHD などトラスプラズマの短波長不安定性の飽和などにも深く関係していると考えられる。一様等方性はトラスプラズマとの比較の上で条件が異なりすぎるため, 強い背景磁場を課した一様非等方 Hall MHD 乱流の研究を行い, 上記と同様の結果を得た [36, 37]。また, 拡張 MHD モデルによる Rayleigh-Taylor 型の不安定性成長と飽和のシミュレーション研究への応用も進行中である。

参考文献

- [1] 石黒静児, 大谷寛明: プラズマ・核融合学会誌 **90**, 325 (2014).
- [2] H. Ohtani *et al.*, Contrib. Plasma Phys. **56**, 692 (2016).
- [3] M. Shoji *et al.*, J. Nucl. Matter **463**, 861 (2015).
- [4] S. Usami *et al.*, J. Phys. Conference Series **561**, 012021 (2014).
- [5] S. Ishiguro and H. Hasegawa, J. Plasma Phys. **72**, 1233 (2006).
- [6] H. Hasegawa and S. Ishiguro, Plasma Fusion Res. **7**, 2401060 (2012).
- [7] H. Hasegawa and S. Ishiguro, Phys. Plasmas **22**, 102113 (2015).
- [8] H. Miura *et al.*, *Theory of Fusion Plasmas Joint Varenna-Lausanne International Workshop* (Varenna, Italy, August 28-September 1, 2006); AIP Conference Proceedings **871**, 157 (2006).
- [9] H. Miura and N. Nakajima, Nucl. Fusion **50**, 054006 (2010).
- [10] H. Miura *et al.*, *The 25th IAEA Fusion Energy Conference TH/P5-17* (Oct. 13-18, 2014, St. Petersburg, Russia).
- [11] H. Miura *et al.*, *24th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas* (Aug. 12-14, 2015, Golden, Colorado, U.S.A.) (Invited talk).
- [12] H. Miura *et al.*, J. Comput. Phys. **316**, 385 (2016).
- [13] A. Ito *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, 034 (2008).
- [14] A. Ito and N. Nakajima, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 035007 (2009).
- [15] R. Goto *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 032115 (2015).
- [16] K.V. Roberts and J.B. Taylor, Phys. Rev. Lett. **8**, 197 (1962).
- [17] P. Zhu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **101**, 085005 (2008).
- [18] R. Goto *et al.*, Plasma Fus. Res. **9**, 1403076 (2014).
- [19] T. Johzaki *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073022 (2011).
- [20] S.P. Hatchett *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 2076 (2000).
- [21] R.A. Snavely *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2945 (2000).
- [22] S.C. Wilks *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1383 (1992).
- [23] H. Sakagami *et al.*, Nucl. Fusion **49**, 075026 (2009).
- [24] H. Sakagami *et al.*, *Proc. 41st EPS Conf. on Plasma Physics*, P1.102 (Berlin, Germany, June 23-27, 2014).
- [25] H. Sakagami *et al.*, J. Phys.: Conf. Series **688**, 012096 (2016).
- [26] T. Johzaki *et al.*, Laser Part. Beams **25**, 621 (2007).
- [27] Y. Ohsawa, Phys. Rep. **536**, 147 (2014).
- [28] N. Bessho and Y. Ohsawa, Phys. Plasmas **6**, 3076 (1999).
- [29] K. Shikii and M. Toida, Phys. Plasmas **17**, 082316 (2010).
- [30] M. Toida and J. Joho, J. Phys. Soc. Jpn **81**, 084502 (2012).
- [31] M. Toida and J. Inagaki, Plasma and Fusion Res. **9**, 341026 (2014).
- [32] M. Toida and J. Inagaki, Phys. Plasmas **22**, 062305 (2015).
- [33] H. Miura and K. Araki, Plasma Phys. Contrl. Fus. **55**, 014012 (2013).
- [34] H. Miura and K. Araki, Phys. Plasmas **21**, 072313 (2014); <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/55/1/014012>.
- [35] F. Hanba and M. Tsuchiya, Phys. Plasmas **17**, 012301 (2010).
- [36] H. Miura *et al.*, *The 24th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas* (Sep. 12-14 2015, Golden, Colorado, U.S.A.) (Invited talk).
- [37] H. Miura *et al.*, J. Comput. Phys. **316**, 385 (2016).