



解説

多点ラングミュアプローブによる長距離相関実験

Long Range Correlation Experiments with Multiple Langmuir Probes

大島 慎介, 清水 昭博¹⁾

OHSHIMA Shinsuke and SHIMIZU Akihiro¹⁾

京都大学エネルギー理工学研究所, ¹⁾核融合科学研究所

(原稿受付: 2017年6月2日)

小・中型トーラス装置の周辺プラズマにおいて, 複数のラングミュアプローブを用いて, 長距離相関 (Long Range Correlation/LRC) 揺動の挙動が調べられている. トロイダル方向に長距離の相関を有し, $m/n = 0/0$ の対称性を持ち, 且つ径方向に局在した帯状構造の揺動を, 帯状流であることを前提として“長距離相関”揺動と呼び, 議論されている. 乱流によって駆動された帯状流であるという因果まで明確に示された例は限られているが, 乱流と結合し輸送に影響していることを示す結果は数多い. 最近では, 閉じ込め性能・Hモード遷移に対する水素同位体効果に寄与している可能性が指摘され, この点からも注目されつつある. 本解説では, 多点ラングミュアプローブによる長距離相関探索実験の基本的な手順, 解析手法と結果, そして最近の同位体効果についての研究の取り組みについて概説する.

Keywords:

turbulence, transport, zonal flow, long range correlation, isotope effect

1. はじめに

磁場閉じ込めプラズマでは, 微視的乱流による輸送が重要であり[1], その乱流によって駆動される帯状流もまた大きな役割を果たしていることがこの十数年で広く認知されるようになった. 帯状流は, 小半径方向には微視的乱流スケール (ミクロ), 磁気面方面には $m/n = 0/0$ の巨視的 (マクロ) スケールを持ち, ミクロとマクロの中間的性質を持つことからメソスケール構造とも呼ばれる [2-5]. 理論, 数値計算で古くからその存在は予測されてきたが, 実験的には幾つかの初期的な結果, 例えばプローブによる帯状流を示唆する計測結果やバイスペクトル解析による非線形結合の発見, DIII-Dにおける2次元ビーム放射分光 (BES) を用いた計測例 [6-8] の後に, ヘリカル装置 CHS (Compact Helical System) におけるトロイダル方向に離れた2台の重イオンビームプローブを用いた“長距離相関”を計測する手法によって帯状流が同定され, 広く知られるようになった [9].

その後, 多くのトーラス装置で CHS と同様の手法で“長距離相関”を探索する取り組みが活発となった [10]. その中で, トロイダル方向に長距離相関を有し $m/n = 0/0$ の対称性を持つ帯状の揺動であるものの完全に帯状流と同定されていない場合に, その揺動を“長距離相関 (Long range/distance correlation)”と呼ぶ場合がある. 尚, 帯状流やそのブランチである Geodesic Acoustic Mode (GAM) は特に区別されていない. ほかに, “帯状流状構造 (Zonal flow-like structure)” などと呼ぶ場合もある. 本稿の題名にあ

る長距離相関実験とは, 2台以上の計測器を用いて帯状流と考えられている長距離相関揺動に関する実験のことを指している.

帯状流は定常状態の輸送に影響するだけでなく Hモードへの遷移機構とも関連していると考えられている. L-H 遷移の過程に存在する dithering (LモードとHモード間の振動)あるいは I-mode と呼ばれる現象をリミットサイクル振動として捉え, 帯状流が引き金となって H-mode 遷移が起こるという理論の検証が盛んとなり, 幾つかの装置で実験的に確認されている [11]. ただし, 帯状流が寄与しない H-mode 遷移も確認されており, 幾つかの異なる遷移パスが存在すると考えられている [12, 13].

特に最近注目されている話題として, 閉じ込め性能や Hモード閾値に対する水素・重水素の同位体効果に対し, 長距離相関, つまりは帯状流が役割を果たしているという仮説が提示され, ラングミュアプローブを用いた実験や数値計算双方の立場から研究が進展している [14-18]. 実際に, 長距離相関揺動 (帯状流) の挙動が同位体比に依存するという実験結果が報告されている. 興味深いことに, 長距離相関揺動の同位体比への依存性がトカマクとヘリカルでは異なっており, さらにヘリカル装置の中でも装置依存性があることが報告された. これは帯状流に対する同位体効果が何らかの磁場配位に対する依存性, 例えば磁場リップルとの関係, そして間接的にプラズマ壁相互作用や不純物の挙動, と関連している可能性を示している. このことは, トカマクではスケージング則として確立されている同位体

効果が、ヘリカル装置では明瞭に現れないことの要因となっている可能性がある。

最近、大型ヘリカル装置LHDにおける重水素実験が開始されたことで、その充実した高精度計測器群を利用した同位体効果の物理研究が進展することが期待される。また、それをサポートする形でHSX装置、TJ-II装置、そしてヘリオトロンJ装置などの中型ヘリカル装置間の共同研究が現在進められている。同位体効果の物理が現時点で不明である以上、実験事実の系統的蓄積・整理が最も重要であり、相補的な装置間の比較研究によって同位体効果の理解の進展が期待される。

これらの帯状流、あるいは長距離相関実験においては、ラングミュアプローブ、ポロイダル相関反射計、ドップラー反射計、重イオンビームプローブ、ビーム放射分光法、高速カメラなどの計測器を用いた例があるが、最も広く用いられているのはラングミュアプローブである。プローブは時間・空間分解能に優れ、比較的コストであり、容易に多点計測が実現できる。このため、長距離相関実験を実施しやすい。そこで、本稿では、トーラス装置における多点ラングミュアプローブを用いた長距離相関実験の具体的な実験手順と基本的な解析手法、そして例としていくつかの実験結果を紹介する。また、最近注目されているプローブを用いた同位体効果に関する実験結果についても紹介する。

尚、乱流および帯状流の物理に関する優れた理論/実験レビューが既にプラズマ・核融合学会誌、或いは海外英文誌に出版されているので[例えば4, 5, 10, 19-21]、参照されたい。

2. ラングミュアプローブによる長距離相関探索実験の手順・解析手法

帯状流探索のための長距離相関実験は、以下のような手

順で進められる。(1)帯状構造の確認、すなわち(a)磁気面状で対称性 ($m/n = 0/0$) を有すること。(b)径方向に局在していること。(2)MHDモード(磁場揺動)との弁別。(3)乱流との相関を示すこと(可能であれば因果関係まで)、の3点である。項目ごとに以下に述べる。

(1)帯状構造の確認

対象とする揺動が磁気面上で対称 ($m/n = 0/0$)、かつ径方向に局在する電場揺動であることを確認する必要がある。トーラス方向に十分離れた計測器を用意し、電場揺動(あるいは、電位揺動、速度揺動)の相関を計測する。プローブを用いた例では、トカマク装置においてはHT-7, HL-IIA, ISTOK, TEXTOR, ヘリカル系装置においてはTJ-II, HSX, TJ-K, ヘリオトロンJで浮遊電位計測による長距離相関計測が試みられている[22-30]。

長距離相関計測の発端となったCHSでは、トロイダル方向に離れた重イオンビームプローブ(HIBP)2台によって長距離相関探索がなされ、この手法が他の計測器でも基本的手法になった。例として、図1に幾つかの装置で帯状流の探索に用いられた計測器の配置を示す。図1(a)がCHSにおいて行われたHIBPを用いた帯状流同定の配置であり、図1(b-e)がプローブを用いた計測器配置の例である。

トーラス方向に離れた計測が少なくとも2点あれば長距離相関の探索が可能である。ただし、計測点が多ければ多いほど揺動の波数解析等において当然便利である。径方向アレイプローブ(rake probeとも呼ばれる)や2次元プローブ、図1(e)に示すように異なるトロイダル位置でポロイダル方向に密にプローブを配置した例がある。図1(e)のTJ-K装置のプローブ配置は、ポロイダル波数や乱流のポロイダル非対称性を計測できるという点で理想的な実験環境に近いが、ポートの制限、熱負荷、磁場配位の制限など様々な制約から他の装置での実現は困難である。

トーラス方向に離れたプローブを同一磁気面上に固定

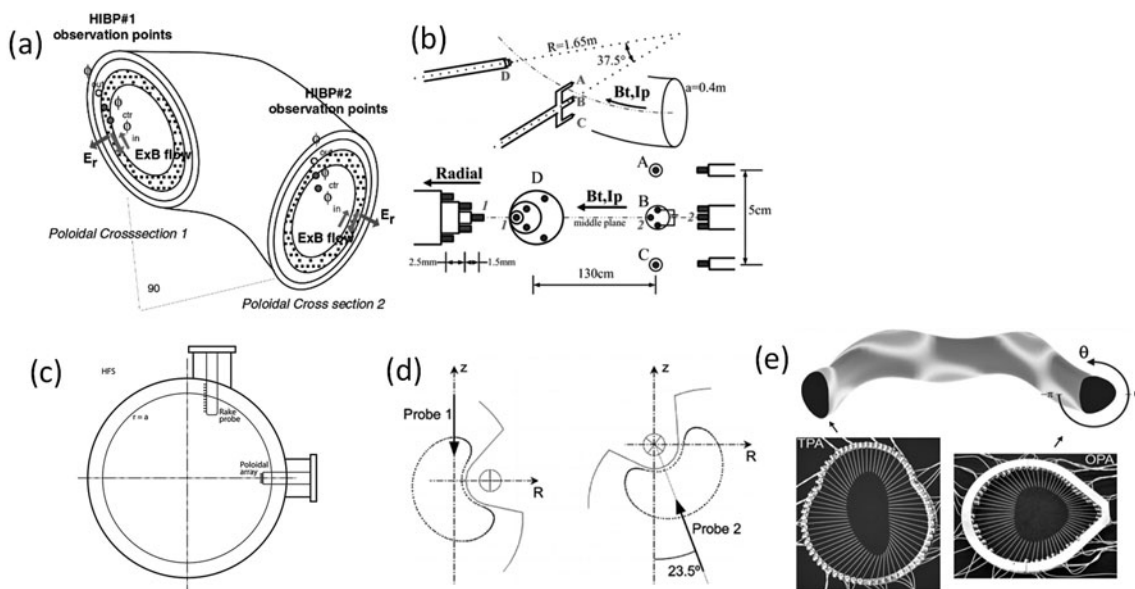


図1 (a)CHSにおけるHIBPを用いた帯状流計測[9]。(b)HL-2A[23]、(c)ISTOK[24]、(d)TJ-II[27]におけるプローブを用いた長距離相関計測の配置。(e)TJ-Kにおける異なるトロイダル位置に設置された磁気面に沿ったマルチアレイプローブの配置[64]。この配置において長距離相関が計測された[29]。

し、対象とした揺動の構造の対称性を確認する。プローブ計測では、多くの場合浮遊電位の揺動を計測する。図 2 (a-c)に、HL-2A, TJ-II, TEXTOR における長距離相関の典型的観測例を示す[26-28]。ここで2信号間のクロスコヒーレンス $\gamma(f)$, クロスフェイズ $\varphi(f)$ を、パワースペクトル $P_{1or2}(f)$, クロススペクトル $P_{12}(f)$ で表すと、

$$\gamma(f) = |P_{12}(f)|^2 / \langle P_1(f) \cdot P_2(f) \rangle,$$

$$P_{12}(f) = |P_{12}(f)| \exp(i\varphi(f))$$

となる。式上の $\langle \dots \rangle$ はアンサンブル平均を意味している。ここで揺動解析においては、アンサンブル平均という時、実際にはエルゴード性を仮定した上での時間平均を評価する場合が多い。同一磁気面上で長距離相関が存在、つまりコヒーレンスが十分に高く、クロスフェイズ(位相差)が0であれば $m/n = 0/0$ の対称性を示しており、帯状流の存在を示唆する(例えば HL-2A における結果を図 2 (a)に示す)。

ほぼ等価的な手法であるが、規格化された相互相関関数(相互相関係数),

$$CCF(\tau) = C_{xy}(\tau) / C_{xx}(\tau) C_{yy}(\tau),$$

$$C_{ij}(\tau) = \int i(t)j(t+\tau) dt$$

を評価する場合もある。この場合は、トーラス方向に離れた同一磁気面の2点の信号 $x(t), y(t)$ の間に有意な相関があり、且つ $\tau = 0$ においてピークを有する場合、言い換えれば時間遅れがない場合において対称な揺動が存在する。図 2 (b)の左図がこの例である。ある時間幅で相互相関を評価し、時間発展を示した例が図 2 (b)の右図であり、電極バイアス印加時に長距離相関の増大が観測されている。この実験では、プラズマ中に電極を挿入しバイアス電圧をかけることによってポロイダル流を外部から制御している。径方向電場を作るポロイダル流と帯状流の関係も重要な課題の一つとして議論されている。

対象とする長距離相関揺動の対称性を確認した後に、小半径方向にプローブを動かすことで、長距離相関を有する揺動の径方向の構造(相関距離、波数、位相構造)を調べることができる(図 2 (c))。帯状流は同一磁気面上では同一位相を有する為、径方向にプローブを動かした場合、位相差として現れる情報は帯状流の径方位相差に相当する。径方向アレイプローブ、高速掃引プローブなどを用いて、ワンショットで径方向構造を取得した例が図 2 (c)である。ショットごとにプローブを径方向にスキャンした実験の例もある。ある磁気面上からプローブが離れた結果として相関がなくなれば、その長距離相関揺動が径方向に局在し、帯状の構造を有することを意味する。

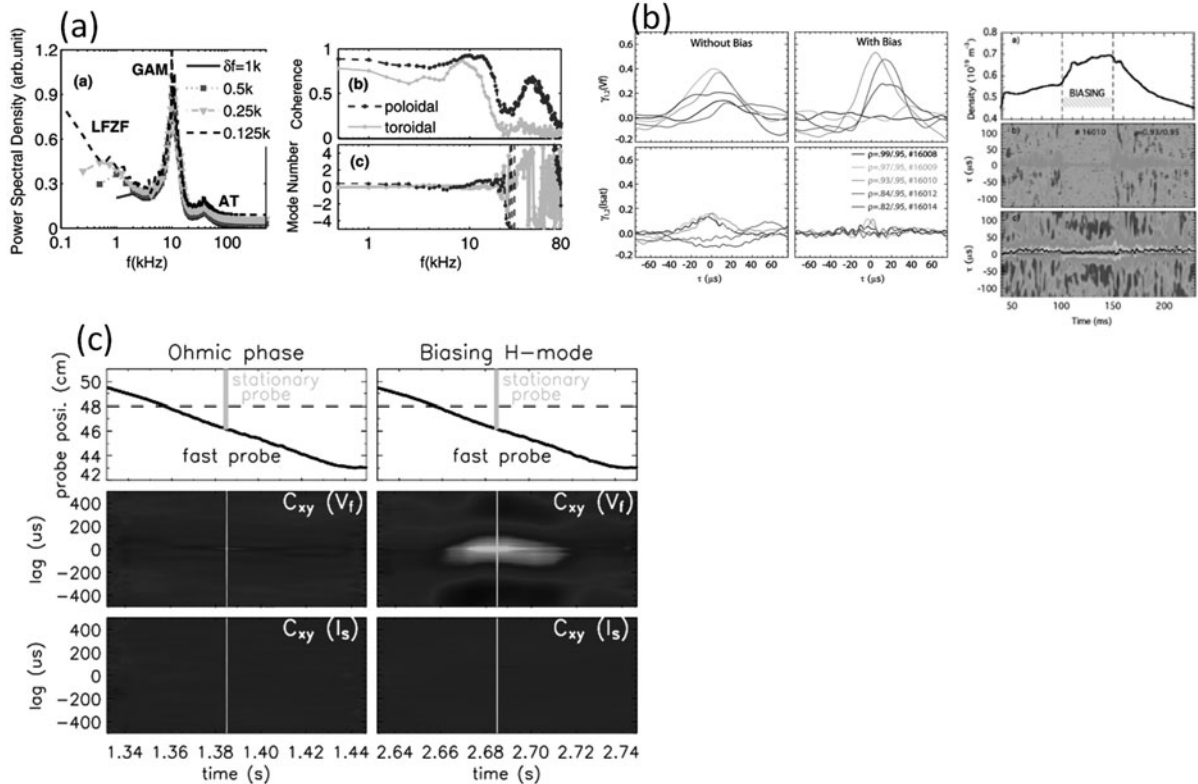


図 2 (a)HL-2A における低周波帯状流 (~1 kHz) および GAM (~10 kHz) の計測例 [23]。左図はパワースペクトル、右図はコヒーレンスと位相差。コヒーレンスは 20 kHz 以下で非常に高く、位相差はほぼ 0 であり、帯状構造を示唆する。(b) TJ-II における浮遊電位揺動/密度揺動の長距離の相互相関評価例 [27]。左図の 4 つのグラフの内、上二つが浮遊電位揺動、下二つがイオン飽和電流揺動の相互相関関数を示している。バイアス電圧有り無しの場合を比較している。また右図は上から、密度、イオン飽和電流揺動の相関関数、浮遊電位揺動の相関関数の時間変化を示している。 $\tau = 0$ ms で相関が最も強いことから磁気面上で同期した揺動であり、対称な揺動構造であることを意味している。イオン飽和電流には相関がなく、密度の揺動がないことを意味している。バイアス時に相互相関が上昇している。(c) TEXTOR における高速掃引プローブと固定したプローブを用いた長距離相関計測例。バイアス誘起 H モード時(図右側)の $t \sim 2.68$ s 時、高速掃引プローブでほぼ同じ磁気面上を通過し、このときに長距離相関が観測されている [25]。

他の手法として、2次元プローブによる計測データに特異値分解を適用し、対称性を有する帯状流の揺動成分のみを取り出す試みがなされている[31]。低波数モード成分の混入などの検討が求められるが、有効な手法である。

(2)MHD モード (磁場揺動) やノイズとの弁別

乱流駆動の帯状流は、強い磁場揺動を伴わない。このため、対象とする揺動が、磁気プローブ信号と相関を有しないか確認する必要がある。同じ、あるいは、近い周波数にMHD不安定性(あるいはノイズ)が存在した場合、結果の解釈に混乱を招く場合があり得る。例えば、プローブ計測と磁気プローブから推測されるモード数が整合しないなどの問題が生じる。この場合、長い時間区間でFFTをかけることで周波数分解能を向上する、もしくは短時間FFT、ウェーブレット解析などを用いて時間的なコヒーレンス、およびクロスフェイズの応答を確認することで、2種類の揺動を弁別できる可能性がある。

プラズマのサイズ・位置等に摂動・擾乱が生じる場合、対称性を有するポテンシャル揺動として感知される可能性がある。また、装置やMHDモードの周期とプローブ位置が同期した場合、MHD不安定性であっても同一磁気面上でプローブ信号間の位相差が0になる可能性はある。これらの点からも、観測された長距離相関揺動と磁場揺動との相関の確認やモード数同定を注意深く行う必要がある。

他に、磁場揺動と関連した長距離相関モードとして、高速イオン励起によるGAMの励起[32-34]や、トロイダルアルヴェン固有モードによって誘起される帯状流[35]、高速イオン励起不安定性と同期したプラズマコア領域の帯状電場揺動も存在することが報告されている[36]。つまり、乱流以外によって駆動される、帯状流と類似した構造である可能性も考慮する必要がある。

ノイズに関しては、磁場生成に伴うサイリスタノイズや商用周波数に関連した電磁ノイズ混入、信号線間のクロストーク等の問題がある。これらは、特に相関解析において混乱を招くために注意が必要である。対策として、同軸シールドの使用や、グラウンドループに注意する必要がある。シールドされていないケーブルは、浮遊容量を通じて

容易に結合し、クロストークを生じる。真空中においても同軸ケーブル等を用いてシールドすることは必須である。また、二点接地はグラウンドループを形成しノイズの原因となることは良く知られているが、特に磁場閉じ込め装置付近で配線をした場合、磁場生成に関する電磁ノイズを拾い、強烈なノイズの原因となる。

(3)長距離相関 (帯状流) と乱流との相互作用の確認

帯状流は乱流によって駆動され、乱流自身を抑制する為、帯状流と乱流はお互いに相関を有する。異なる時間・空間スケールを有する、これらの揺動間の結合を確認する代表的な方法を以下に紹介する。

最もよく知られるようになった解析手法はバイスペクトル解析、主としてバイコヒーレンスを評価する手法である(図3(a-c))。古くから手法自体は提案されており[39]、H-mode遷移時の非線形結合増大や初期の帯状流の探索に用いられ、JFT-2MトカマクにおけるGAMと広帯域乱流の結合を示した例によってよく知られるようになった[6, 37, 40]。バイコヒーレンス自体は、元信号のフーリエ変換によって得られるフーリエ係数 $X(f)$ によって以下のように定義される。

$$b^2(f_1, f_2) = \frac{|(X(f_1)X(f_2)X^*(f_3))|^2}{(|X(f_1)X(f_2)|^2)(|X(f_3)|^2)}$$

明らかに通常のコヒーレンスの定義との類似を見出すことができ、値としては0から1の間の値を取る。クロスコヒーレンスは2信号の同一周波数の信号間の位相の揃う程度を示す量であるが、一方、バイコヒーレンスでは、異なる周波数間の位相関係の有無を示す指標である。計算プロセスとしては、FFTのルーチンが利用可能であれば、あとは定義に則り、アンサンブル平均を行えばよい。異なる周波数成分が独立である場合にはバイコヒーレンスはアンサンブル平均を重ねると0に収束していくが、位相関係を有する場合、ある値に収束する。例えば、広帯域の乱流の非線形結合によって低周波の帯状流が形成される場合、バイコヒーレンスは低周波帯状流と広帯域の周波数間である値をとる。また、極端な例として、高調波を有するMHD揺動

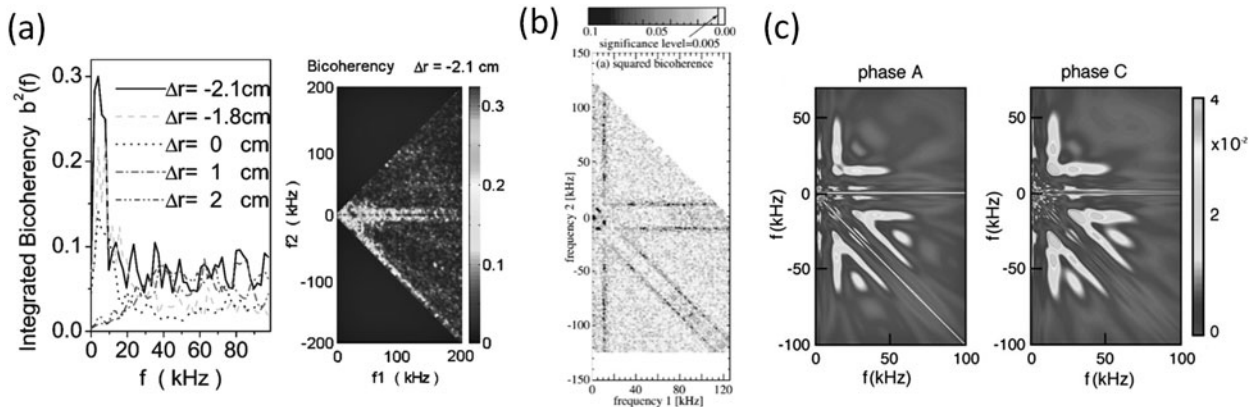


図3 (a)HT-7で観測された非線形結合された結果。10 kHzの低周波領域において、非線形結合が確認されている[7]。(b)JFT-2Mにおいて観測されたGAMと広帯域乱流との非線形結合[37]。(c)CHSにおけるwavelet-bicoherenceを用いた解析結果。Phase Aとphase Cという帯状流の強度に応じた異なるタイミングで条件付き平均をとっており、phase Aの時間において低周波で強い結合(原論文では赤色、この図では灰色で表示)が観測されている[38]。

が存在する場合、その基本波と高調波間である一定の位相関係を有するためにバイコヒーレンスはある有意な値に収束する。帯状流や GAM と広帯域乱流の結合を示したのが図 3 (a-c) である。ここで周波数空間の解析例を示しているが、十分な計測点があり波数空間やモード空間での分解ができれば、相当する空間でのバイコヒーレンスも評価できる [例えば, Ref.41]。

バイコヒーレンスの問題点は異なる周波数成分間の位相の相関の程度を示すだけに留まることである。バイコヒーレンスが有意な値を持っていても、帯状流が乱流によって駆動されたという因果を示したと結論はできない。そこで、バイフェイズを評価し、位相関係について議論することで因果関係にまで踏み込むことができる [42]。この時、高周波と低周波の位相関係を議論するため、計測システムの位相特性を正確に把握することが要される。典型的には 100 kHz 程度から、計測系の周波数特性について考慮することを避けられない。プローブ計測の場合、絶縁アンプ、分圧回路、同軸ケーブルの浮遊容量等々の影響がローパスフィルタとして機能する。基礎プラズマ実験のように数 10 kHz 以下程度の揺動が支配的であるならばともかく、数 kHz~数 100 kHz の広帯域の揺動が観測される高温プラズマではこれらの影響は無視できない。勿論、ハードウェア、もしくは解析の段階でのソフトウェア的補正も可能であるが、特に多チャンネルのプローブシステムの場合、全てのチャンネルの周波数特性を確認・調整することはかなりの手間が要されるので、バイフェイズについて議論された例は少ない。一方、バイコヒーレンスの評価では、位相関係の“有無”のみを議論するため、上記の問題は生じない。

バイコヒーレンス解析の発展的手法としてウェーブレット・バイコヒーレンス解析が提案された [43]。ウェーブレットを用いることで、非定常現象のある特定の時間区間の非線形結合を評価することができる。ここではフーリエ変換ではなく、ウェーブレット変換で得られた成分によ

てバイコヒーレンスを評価する。ウェーブレット変換の基底であるマザーウェーブレットの種類は多様であるが、解釈の容易さから Morlet のウェーブレットがよく用いられる。なお、この Morlet のウェーブレットは正規直交系ではない。ウェーブレットを用いたバイコヒーレンスによって、帯状流強度の強い時間帯、弱い時間帯に分けて統計平均することにより、帯状流と乱流の結合の程度が時間的に異なることを示した例がある (図 3 (c)) [38]。ただし、ウェーブレットによって時間分解能を優先すると、不確定性原理により周波数分解能は劣化する。興味の対象とする現象によって解析手法を使い分ける必要がある。またアンサンブル平均をする際のサンプルの独立性に関しても注意が必要である [42]。

次によく用いられる手法として、乱流の振幅強度、或いは振幅包絡線 (エンベロープ、或いは瞬時強度) に注目した解析手法があり、これらは振幅強度相関法 (Amplitude Correlation Technique), エンベロープ解析 (envelope analysis) などと呼ばれる [23, 41, 44-46]。揺動振幅は、計算機によって FFT ルーチンがあればヒルベルト変換によって求められる。乱流-帯状流との間に結合が存在し、乱流の振幅が帯状流によって変調される場合、乱流の振幅エンベロープと帯状流の間には相関が存在する。そこで、帯状流と考えられる揺動と、バンドパスフィルタで取り出したある周波数帯域の乱流エンベロープとの間のクロスコヒーレンス、もしくは相互相関を評価する。バイコヒーレンスの解析で有意な値が存在する場合、エンベロープ解析でも有意な値が示される。これはバイコヒーレンス解析より直観的なわかりやすさがある。HL-2A における GAM と乱流のエンベロープのコヒーレンスの解析結果を図 4 (a) に示す。GAM が乱流振幅を変調していることを示唆している。図 4 (b) は、トカマク装置 EAST において電場と、揺動強度のエンベロープ、 $D\alpha$ 信号、シアリングレート (電場勾配に相当)、レイノルズ応力との相互相関関数を評価

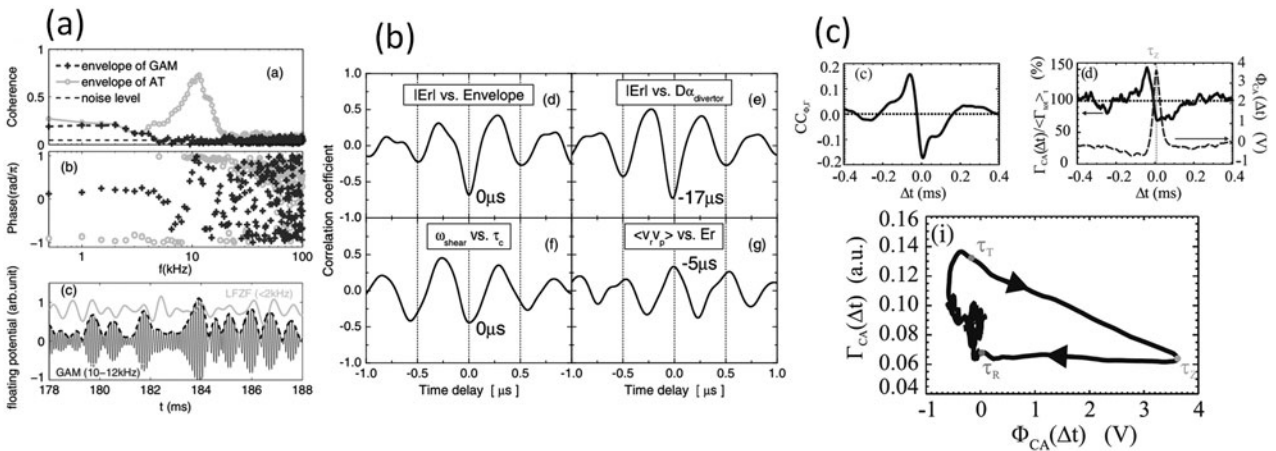


図 4 (a) HL-2A におけるエンベロープ解析の結果。背景乱流 (Ambient Turbulence :AT) が、GAM および低周波帯状流 (LFZF) の周波数において振幅変調されていることを示している。また GAM の揺動強度が LFZF によって変調されていることも示された [23]。 (b) EAST における電場揺動と乱流のエンベロープ、電場と $D\alpha$ 信号、シアリングレートと無相関時間、レイノルズ応力と電場 (左上, 右上, 左下右下の順に) との相互相関 [47]。 (c) ゾーナル状ポテンシャルと粒子束の相互相関と、条件付き平均した粒子束とゾーナル状ポテンシャル、それらのリサーチ図。乱流が成長した後に、ゾーナル状ポテンシャル構造が成長し乱流が抑制され、乱流抑制の結果としてゾーナル流もまた減衰するという、捕食-被捕食者の関係が成立している [29]。

した例である[47]。電場、乱流揺動強度、そして $D\alpha$ 信号の時間応答の順序から、電場、レイノルズ応力、乱流強度らの因果関係について議論がされている。さらに、条件つき平均 (Conditional Average) で求めた乱流振幅と帯状流のリサーチ図を書くことで、図形の回転方法から帯状流と乱流振幅との間の因果関係、捕食者・被捕食者の関係 (ここでは、帯状流の増大により乱流が抑えられ、乱流が減るとやがて乱流によって駆動されていた帯状流が減るという関係。帯状流が減ると再び乱流が増え、その後帯状流が増大し、再び同様の過程が繰り返される。捕食者=帯状流、被捕食者=乱流とみなせる) を示すことができる (図 4 (c)) [29]。

さらに因果関係に踏み込んだ例として、エネルギー移送関数 (Energy transfer function) の評価がある。これによってどの波数/周波数の間でエネルギーの移送がされたかについて評価が可能である。因果関係を議論する点で、より確実な手法といえるが、紙面の制限上、参照論文を紹介するに留める [48-54]。

最近では、Transfer entropy を用いた解析法が提案された [55-57]。この手法では、或る事象 1 に続いて事象 2 が起きる統計的確率を計算し、それによって二つの事象間の因果関係の程度を評価する。乱流揺動解析に適用した例があり、実際に捕食者・被捕食者の関係にある帯状流と乱流をテスト信号として準備したモデルから予想される因果関係を評価することに成功している。実際の実験結果にも適用されている [56, 57]。ただし、これは物理モデルの存在を前提としていない為、対象とする事象間に、別の、複数の過程が介在する可能性は排除できない。しかしながら、相関が低い場合でもこの手法は有効であるとされており、今後の応用範囲の拡大が興味深い。

3. 中型装置における長距離相関実験と、同位体効果に関する最近の研究成果

3.1 中型装置における多点プローブによる長距離相関モードの計測

この節では、長距離相関実験によって水素同位体効果研究に取り組んでいるトカマク、及びヘリカル装置に限定して、その成果を紹介する。

TEXTOR トカマクでは、ラングミュアプローブで電極バイアス時の帯状流と思われる長距離相関揺動、および GAM が観測されている [25, 58]。前者については、電極バイアス時にプラズマ浮遊電位信号の 1-2 kHz の周波数領域において、高いコヒーレンスと位相差が 0 となるコヒーレントモードが観測され、帯状流と考えられている。この揺動は、密度揺動は伴っていない。図 2 (c) に高速掃引プローブを用いて得られたこの揺動の径方向分布が示されている。径方向に局在したある領域で相関が強く、揺動が帯状の構造を有することを示唆している。相関距離は短いですが、径方向の波数は小さく波長としては長いことが示唆される。バイアスによって強く生成された電場シアによって、帯状流が誘起されたと主張されている [59]。一方、GAM に関しては、電極バイアスがない時でも観測されて

おり、その径方向構造などが調べられている。電子密度の上昇に伴い、GAM に起因する長距離相関は減少するものの、その空間構造はほとんど変わらない。また、GAM の径方向の伝搬が確認されており、密度上昇・電子温度低下による GAM 周波数の低下に伴って伝搬速度の低下が観測された。GAM の伝搬は、Turbulence spreading と関連している可能性が指摘されている [58]。

TJ-II ステラレータでも、トラス方向に離れた異なるポロイダル断面形状を有する箇所において、長距離相関実験が実施されている [27]。初期の論文では、TEXTOR 同様に電極バイアスによって電場を形成した際に、長距離相関揺動が増幅された結果が報告されている。その後の報告で、電極バイアスが無くとも幅広い加熱条件、密度領域において長距離相関が観測されていることが報告されている [60]。TJ-II では、低密度遷移、および高密度遷移と呼ばれる 2 種類の密度領域で遷移現象が報告されているが、どちらの密度領域においても長距離相関が上昇している。遷移時にこの長距離相関の過渡的な上昇が確認されており、遷移現象に長距離相関揺動が寄与していると考えられている [60]。また、ドップラー反射計を用いて遷移前の Limit Cycle Oscillation (前述した捕食者・被捕食者の関係によって記述できる) の挙動が調べられており、帯状流と乱流密度揺動の関係が調べられている [61, 62]。TJ-II の長距離相関揺動の特に興味深い特徴として、実験によっては 10-20 kHz の高い周波数に至るまでコヒーレントが高く、かつ位相差が 0 に近いことである [15]。つまり他装置と比較して、周波数において広帯域 (言い換えれば、時定数としては短い) の特徴を示している。この時定数を決めているものとして、帯状流の減衰率が理論的に評価され、実験値と同程度であるとされている [61]。一方、現在のところ乱流による帯状流の駆動力は十分ではあるものの、レイノルズ応力は帯状流との時間的相関はなく、乱流との因果関係は不明である。乱流との相関が不明であることに関しては、局所計測によるレイノルズ応力の評価に問題があるか、温度揺動の寄与を無視していることに起因する可能性が指摘されている。この長距離相関揺動は $H\alpha$ 信号との相関があることから、粒子輸送に影響していることは事実と考えられている [61]。

最後にヘリオトロン J 装置における実験結果を紹介する。ヘリオトロン J 装置では、低密度 $1-3 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ の ECH プラズマにおいて帯状構造を有する長距離相関がプローブの浮遊電位信号に観測された [30]。これらは密度・磁場揺動との相関を有せず、対称構造を有し、ある小半径領域に局在している。周波数は、およそ 4 kHz 以下に集中している。径方向波数は有限ではあるものの TEXTOR, TJ-II, HSX 同様に小さい。コヒーレント成分のみを取り出した実効的な揺動強度分布をみると、径方向に局在している。この揺動はバイコヒーレンス解析によって乱流と有意な相関を有し、乱流と結合していることが確認されている。また乱流振幅強度との相互相関解析から、帯状流が成長した段階で乱流が抑えられていることがわかっている。

ここまで帯状流、若しくは長距離相関現象について紹介

してきたが、各装置でそれらの時定数や空間構造は異なっている。これらの差異に関する議論は今のところ進んでいない。例えば、時定数については、TJ-IIで議論された帯状流の乱流による駆動率、減衰率（衝突減衰、磁場リップルによる減衰等）[63]、また波数に関してはTJ-Kで示された乱流構造の三次元非対称性が、生成される帯状流の波数などに影響することが考えられる[64]。今後は共通点のみならず、これらの差異を議論することで、乱流および帯状流の理解がより深まると期待される。

3.2 長距離相関揺動に対する同位体効果

閉じ込め性能に対する水素・重水素同位体効果は、新古典輸送は勿論のこと単純な乱流拡散の予測 ($D \sim L_c^2/\tau$, $L_c \sim \rho_i$, ここで L_c は相関距離, τ は相関時間, ρ_i はイオンラーマー半径) ととも一致しない。この乱流拡散の描像は、所謂酔歩過程と同じでラーマー半径が増大すれば乱流スケールも比例して大きくなり、乱流輸送は悪化する、ということを示す。イオン質量と乱流スケールの相関については、実験的にも確認されている[65,66]が、重水素プラズマの閉じ込めは乱流スケールが大きくなるにも関わらず、軽水素プラズマよりも良いことが知られている。

同位体効果を説明するために、帯状流／長距離相関揺動の影響を検証する実験が開始された。初めて実験が行われたのはTEXTOR トカマクである[14]。ここでは水素から重水素にガス種を変えることで、長距離相関の増大、つまり帯状流の増大が観測された(図5(a))。磁場強度に関わらず、系統的にその傾向は観測された。尚、イオン質量の増加に伴って乱流揺動の相関長の増大が観測されている。前述した単純な乱流拡散の予測からは閉じ込めは悪化することになる。しかしながら、TEXTORでは、軽・重水素プラズマ放電を比較するとD α 信号がH α 信号より低下しており、粒子輸送が改善されていると主張されている。また、閉じ込め時間は、重水素放電において1.4倍ほど改善されていると報告されている。尚、ここで長距離相関と述べているものは、10 kHz付近に存在する帯状流のブランチであるGAMである[14,58]。ISTTOK トカマクにおいても同様

の結果が報告されている[16]。

TJ-IIステラレータでも同様の実験が実施された。前述したようにTJ-IIでは低い周波数から20 kHz程度までの広帯域にわたる長距離相関揺動が存在し、同位体比を変えた時のその応答が調べられた。トカマクとは異なり、同位体比に対して長距離相関は明確に変化せず、逆に重水素の増加につれてわずかに長距離相関が減少した(図5(b))。局所乱流の相関長は、TEXTOR等と同様にイオン質量増加に伴い増大し、トカマクなど従来の結果とも整合している。つまり長距離相関の同位体比への依存性のみがトカマクと異なる。これより、ヘリカル系では磁場リップルに起因する帯状流の減衰が強いために同位体効果が現れにくいという仮説が提示された[15]。

ヘリオトロンJ装置においても、4 kHz以下に存在する帯状流の特徴を示す長距離相関揺動に対する同位体効果が調べられた。TJ-IIとは異なり、そしてトカマク同様に長距離相関揺動の振幅強度・相関強度ともに重水素が支配的になるにつれて増大することが示された(図5(c))。前節で述べたようにこの長距離相関揺動は乱流を抑制する結果が得られており、帯状流の増大によって乱流輸送が低減されていることを示唆する。また重水素プラズマにおいてバイコヒーレンスの値が上昇しており、非線形結合度の違いが帯状流の駆動・乱流抑制に寄与している可能性がある[17]。密度変調実験では、重水素プラズマにおける粒子輸送の改善が示唆されており、その結果とも整合する[67]。

帯状流によって閉じ込め性能に対する同位体効果が説明されるという仮説が正しいとすると、考えるべきはTJ-II, ヘリオトロンJ間の差異である。同じヘリカル系装置でも差異が現れることは、同位体効果の現れ方が磁場配位に依存することを示唆する。ヘリカル装置ではトカマクと異なり同位体効果が明確に観測されていないが、磁場配位に依存する要素が同位体効果を抑制している可能性がある。実際にヘリオトロンJ装置では、磁場配位によっては同位体比を変えても帯状流に対する効果が観測されない場合がある。

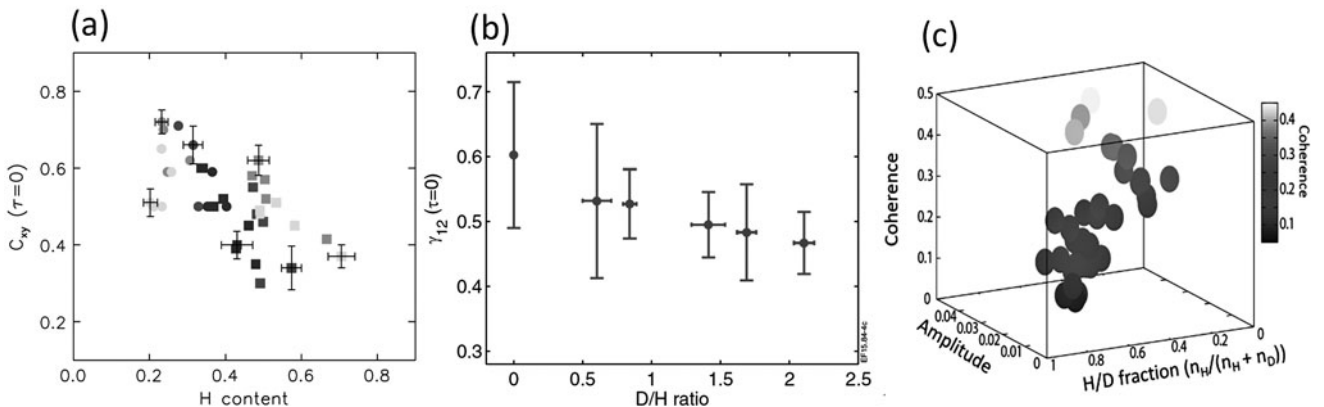


図5 (a) TEXTORにおける水素の割合に対する長距離相関の依存性、水素が支配的になるにつれて長距離相関は減衰している[14]。(b) TJ-IIにおける長距離相関依存性(左図とは軸の定義が異なることに注意)。TEXTORとは異なり、重水素が支配的になるにつれて長距離相関は若干減衰している[15]。(c)ヘリオトロンJにおける水素の割合に対する長距離相関の依存性。トカマク同様に重水素が支配的になるにつれて長距離相関・強度とともに増大している。しかし、同じヘリカル系であるTJ-IIステラレータとは異なる依存性を示した[17]。

ヘリカル系ではその三次元性に起因する、磁場リップル、新古典論によって決定される径電場の影響や粘性、乱流の三次元非対称性など、軸対称性を有するトカマクより考慮すべき要因が多い。磁場配位に依存するこれらの要因を通じ、乱流および帯状流の挙動に影響する可能性がある[68]。つまり、磁場配位の違いに起因して、帯状流の駆動あるいは減衰に影響し、結果としてヘリカル装置ではトカマク装置より同位体効果が明確に観測されにくいという解釈が仮説として考えられている。また、磁場構造はプラズマ・壁相互作用にも影響する為、不純物の挙動・リサイクリングにも影響する。それらが複合的に乱流や帯状流に影響し、同位体効果を決定づけている可能性も考えられる[69]。

最近では、捕捉電子モード乱流において、乱流および帯状流に対する同位体効果が存在し得るとの数値計算の結果が報告された[70]。捕捉電子モード乱流の挙動において衝突周波数の重要性が指摘されており、同位体効果が磁場配位だけでなく、パラメータ領域によっても制限される可能性が示唆されている。実際に、ヘリカル装置 CHS では粒子輸送に対する同位体効果が低密度領域で特に明確に現れる事が報告されている[71]。

4. まとめと展望

多点ラングミュアプローブを用いた乱流・帯状流の物理研究を目的とした長距離相関実験の手順、基本的な解析手法とその結果、そして最近の同位体効果に関する実験結果について紹介した。

CHS での長距離相関探索による帯状流同定の後、多くの装置で同様の手法を用いて長距離相関を有する帯状流の探索がされてきた。これらの過程において、帯状流の性質は理論的な予測と概ね一致し、またその共通点も多いことが理解されたが、一方で装置ごとに時定数や波数等について異なる点も多い。今後、これら装置間の差異に着目し、何がこれらの違いを決定づけているか検証を進める必要がある。例えば、多くの装置で帯状流は有限の周波数 (~kHz) を有することが実験より報告されてきたが、最近では定常帯状流も報告されている[72]。その理論的検討はなされているが[73-75]、実験的検証[76]は殆ど進んでおらず、今後の課題である。

同位体効果に関しては、乱流・帯状流との関係から理解する試みは説得力ある仮説といえるが、現時点では結論付ける段階にはない。長距離相関を有する帯状流あるいは GAM と考えられる揺動が、乱流・輸送に影響し、同位体比に依存していることは事実ではあるものの、輸送へ与えている影響を定量的に評価し因果の検証が必要である。また、これらの装置間で議論されている“長距離相関”現象は前述したように TEXTOR トカマクでは GAM であり、一方 TJ-II やヘリオトロン J 装置では低周波帯状流であると考えられる。これらを単純に比較可能か否かは疑問が残る。今後の LHD 装置の重水素実験における、多様な計測器群による同位体効果の検証が待たれる。最近では、DIII-D トカマクにおいて、H-mode 遷移の閾値、遷移過程に対す

る乱流・長距離相関の寄与と水素同位体比の関係についての議論が報告されており、今後も同観点からの研究が展開していくと考えられる[77, 78]。

磁場閉じ込めプラズマの乱流研究において、過去20年に実験・計測・解析および数値計算の手法が飛躍的に進歩してきた。しかしながら実験結果と数値実験の結果との比較・検証は限定的なものに留まっている。既知のスケールリング以上に将来の核融合炉の性能予測を高精度化するためには、まずは乱流の基本的な特性の実験・数値実験との比較・検証することが望ましい。

実験家の立場からは、同一観測点での密度揺動、温度揺動、そして電場(速度)揺動の同時計測を実現し、乱流による粒子・熱輸送の同時・直接評価をめざすことが必要であろう。特に温度揺動の計測は実験的に確立されておらず、このため熱輸送と帯状流との関係を実験結果をベースとして議論できる段階に至っていない。温度揺動の計測、そして熱輸送の評価は実験家の今後の課題であるといえる。

さらに、特にヘリカル系装置においてはその三次元性に起因する乱流の空間非対称性を考慮し、DIII-D の 2 次元 BES や TJ-K の多点プローブ以上の異なるトロイダル位置での 2 次元計測の実現が期待される。最近では、新古典的特性や MHD 安定性だけでなく、乱流輸送特性において優れた磁場配位を探求するという視点での議論が開始されており、今後乱流と磁場構造に関する研究が加速していくと考えられる。

謝辞

ヘリオトロン J グループの皆さまのご協力に深く感謝いたします。ヘリオトロン J における実験では、核融合科学研究所双方向型共同研究 (NIFS10KUHL030) の支援を受けました。また、九州大学の藤澤彰英教授との議論、およびサポートに感謝します。

参考文献

- [1] W. Horton, Rev. Mod. Phys. 71, 735 (1999).
- [2] A. Hasegawa and M. Wakatani, Phys. Rev. Lett. 59, 1581 (1987).
- [3] Z. Lin *et al.*, Science 281, 1835 (1998).
- [4] P. Diamond *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 47, R35 (2005).
- [5] K. Itoh *et al.*, Phys. Plasmas 13, 055502 (2006).
- [6] M.G. Shats *et al.*, Phys. Rev. Lett. 88, 045001 (2002).
- [7] G.S. Xu *et al.*, Phys. Rev. Lett. 91, 125001 (2003).
- [8] M. Jakubowski *et al.*, Phys. Rev. Lett. 89, 265003 (2002).
- [9] A. Fujisawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. 93, 165002 (2004).
- [10] A. Fujisawa, Nucl. Fusion 49, 013001 (2009).
- [11] K. Itoh *et al.*, Plasma Fusion Res. 8, 1102168 (2013).
- [12] T. Kobayashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 111, 035002 (2013).
- [13] T. Kobayashi, Sci. Rep. Article number: 30720 (2016).
- [14] Y. Xu *et al.*, Phys. Rev. Lett. 110, 265005 (2013).
- [15] B. Liu *et al.*, Nucl. Fusion 55, 112002 (2015).
- [16] B. Liu *et al.*, Nucl. Fusion 56, 056012 (2016).
- [17] S. Ohshima *et al.*, Proc. IAEA conference 2016.

- [18] T. Nakata *et al.*, to be published in Phys. Rev. Lett.
- [19] 小特集「ゾーナルフロー研究の現状と展望」プラズマ・核融合学会誌 **81**, 971 (2005).
- [20] 小特集「プラズマ乱流実験の新展開」プラズマ・核融合学会誌 **88**, 300 (2012).
- [21] G.R. Tynan *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 113001 (2009).
- [22] K.J. Zhao *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 255004 (2006).
- [23] A.D. Liu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 095002 (2009).
- [24] C. Silva *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 120703 (2008).
- [25] Y. Xu *et al.*, Physics of Plasmas **16**, 110704 (2009).
- [26] A.D. Liu *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **52**, 085004 (2010).
- [27] M.A. Pedrosa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 215003 (2008).
- [28] R.S. Wilcox *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 083048 (2011).
- [29] G. Birkenmeier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110**, 145004 (2013).
- [30] S. Ohshima *et al.*, IAEA conference, 2014.
- [31] J.A. Alonso *et al.*, Nucl. Fusion **52**, 063010 (2012).
- [32] H.L. Berk *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S888 (2006).
- [33] G.Y. Fu, Phys. Rev. Lett. **101**, 185002 (2008).
- [34] T. Ido *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 073046 (2011).
- [35] L. Chen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 145002 (2012).
- [36] S. Ohshima *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 1945 (2007).
- [37] Y. Nagashima *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 095002 (2005).
- [38] A. Fujisawa *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 211 (2007).
- [39] Y.C. Kim and E.J. Powers, IEEE Trans. Plasma Sci. PS-7, 120 (1979).
- [40] R.A. Moyer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 135001 (2001).
- [41] T. Yamada *et al.*, Nat. Phys. **4**, 721 (2008).
- [42] Y. Nagashima *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, A 377 (2006).
- [43] B. Ph. van Milligen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 395 (1995).
- [44] F.J. Crossley *et al.*, Plasma Phys. Controlled Fusion **34**, 235 (1992).
- [45] H. Xia *et al.*, Plasma Phys. Controlled Fusion **34**, 235 (1992).
- [46] T. Ido Plasma Phys. Controlled Fusion **48**, S41 (2006).
- [47] G.S. Xu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 125001 (2011).
- [48] H. Xia and M.G. Shatz, Phys. Rev. Lett. **91**, 155001 (2003).
- [49] H. Xia and M.G. Shatz, Phys. Plasmas **11**, 5661 (2004).
- [50] C. Holland *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 056112 (2007).
- [51] P. Manz *et al.*, Plasma Phys. Controlled Fusion **50**, 035008 (2008).
- [52] Y. Nagashima *et al.*, Plasma Fusion Res. **3**, 056 (2008).
- [53] Y. Nagashima *et al.*, Physics of Plasmas **16**, 020706 (2009).
- [54] M. Xu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 245001 (2012).
- [55] T. Schreiber *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 461 (2010).
- [56] B. Ph. van Milligen *et al.*, Nucl. Fusion **54**, 023011 (2014).
- [57] B. Ph. van Milligen *et al.*, Phys. Plasmas **23**, 072305 (2016).
- [58] Y. Xu *et al.*, Phys. Control. Fusion **53**, 095015 (2011).
- [59] T.H. Watanabe *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 123003 (2011).
- [60] C. Hidalgo *et al.*, EPL **87**, 55002 (2009).
- [61] T. Estrada *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 2454004 (2011).
- [62] T. Estrada *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 063005 (2015).
- [63] J.A. Alonso *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 014001 (2013).
- [64] G. Birkenmeier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 025001 (2011).
- [65] M. Ramisch *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 032504 (2005).
- [66] G.R. McKee *et al.*, Nucl. Fusion **41**, 1235 (2001).
- [67] Y. Ohtani *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **86**, 064501 (2017).
- [68] T.-H. Watanabe *et al.*, Nucl. Fusion **51**, 123003 (2011).
- [69] S. Braun *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **51**, 065011 (2009).
- [70] K. Nakata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **18**, 165002 (2017).
- [71] K. Tanaka *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **58**, 055011 (2016).
- [72] J.C. Hillesheim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 065002 (2016).
- [73] H. Sugama *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 079902 (2007).
- [74] A. Mishchenko *et al.*, Phys. Plasmas **15**, 072309 (2008).
- [75] P. Helander *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **53**, 054006 (2011).
- [76] J.A. Alonso *et al.*, Phys. Rev. Lett. **118**, 185002 (2017).
- [77] L. Schmitz *et al.*, IAEA 2016, EX/P3-11.
- [78] Z. Yan *et al.*, IAEA 2016, EX/P3-11.



おおしま しんすけ
大島 慎介

京都大学エネルギー理工学研究所助教。現在はヘリオトロンJ装置においてプローブ、BES、干渉計等を用いて主に揺動計測・解析をしている。学生の時々はCHS、そして最近ではTJ-IIやHSX、LHDなどヘリカル装置とは縁が深い、トカマクとはご縁がない。好きなものは飲用アルコール類と読書。



しみず あきひろ
清水 昭博

核融合科学研究所助教。大型ヘリカル装置LHDの重イオンプローブの開発研究と、この計測器を用いた電場形成の物理研究を行っている。最近、博士課程で携わった準軸対称ヘリカル装置の設計研究に再び取り組み、実験装置の早期実現に向けて研究を進めている。旅行を趣味としたいところですが、最近はあまりどこにも行けていません。