



研究最前線

ビーム放射分光が拓く MHD・乱流揺動の時空間構造

Development of Beam Emission Spectroscopy: Clarifying Spatiotemporal Structure of MHD and Turbulent Fluctuations

小林 進二

KOBAYASHI Shinji

京都大学 エネルギー理工学研究所

(原稿受付：2016年9月7日)

ビーム放射分光 (Beam Emission Spectroscopy: BES) 法は、加熱・計測用の中性粒子ビームがプラズマ中のイオン及び電子と衝突することで励起し、その後脱励起する際の輝線 (ビーム輝線) を検出する。ビーム輝線はビーム速度に応じてドップラーシフトするため背景の輝線と分離ができることから、ビームとプラズマが交差する領域の局所的な密度揺動を計測することができる。この特長を生かし、トーラス装置 (特にトカマク) では MHD や乱流揺動計測の強力なツールとして発展してきた。本稿ではビーム放射分光計測の原理から、揺動計測を指向した装置の設計手法、光学機器等の開発の現状を説明し、トーラス装置における MHD・乱流揺動計測の適用例を紹介する。

Keywords:

Beam emission spectroscopy, density fluctuation, MHD instability, turbulent fluctuation.

1. はじめに

プラズマは電磁流体であり、プラズマ中に発生する不安定性は揺らぎの持つ波長の空間的なスケールによって、巨視的～微視的不安定性と呼ばれる。これらの不安定性が成長すると閉じ込め・輸送が劣化するため、揺らぎ (揺動) の構造を計測し、発生メカニズムを理解することが重要となる。近年、自発的に発生するゾーナル流が乱流や輸送の自己制御性に重要な役割を果たすことが明らかになり [1, 2], L-mode から H-mode への遷移をトリガーする機構として微視的乱流とゾーナル流の役割に注目が集まるようになった [3-5]。そのため乱流揺動の時空間構造を高精度で計測することの必要性が高まっている。

一般的なトーラス型磁場閉じ込めプラズマにおいて、乱流揺動による温度・密度・電場 (電位)・流速などの揺らぎの強さは、それら物理量の平均値の 0.1% のオーダーである。たとえば水のような流体の温度揺動の測定を想定してみると、300 K の流体の中で、速い時定数で変化する温度の揺らぎを 0.3 K の精度で、且つその空間構造を計測するようなものである。一見しても計測・解析方法を工夫する必要がある、さらに高温プラズマで内部揺動を観測するには非接触法が必要となる。非接触法による乱流揺動の代表的な計測手法として、重イオンビームプローブ法 [6], 電子サイクロトロン放射計測法 [7], 反射計法 [8], そしてビーム放射分光 (Beam Emission Spectroscopy: BES) 法 [9-11] が挙げられる。BES 法は、中性の水素や Li 等の粒子ビームがプラズマ中のイオン及び電子と衝突する

ことで励起し、その後脱励起する際の輝線 (ビーム輝線) の揺動成分を検出する [9]。原理の詳細は 2 章にて述べるが、動的ビーム計測の一つである。ビーム輝線はビーム速度に応じてドップラーシフトするため、視線を最適に選ぶと背景の輝線と分離ができることから、ビームとプラズマが交差する領域の局所的な密度揺動を計測することができる。この特長を生かし、多くのトーラス装置で MHD 揺動や乱流揺動の計測に用いられてきた [9, 12-14]。

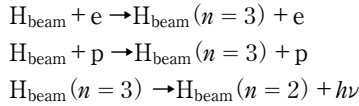
本稿では第 2 章で中性の粒子ビームを利用した動的ビーム計測および BES 法の原理について述べる。第 3 章では視線設計方法、ビーム輝線シミュレーションを用いた設計例を述べた後、各装置で用いられている対物・伝送光学系を紹介する。第 4 章では分光光学系および受光素子開発について述べる。第 5 章では MHD 揺動の解析手法を述べ、乱流揺動計測の測定結果例を紹介する。最後に第 6 章で本稿のまとめを述べる。

2. ビーム放射分光法の原理

中性の粒子ビームを用いた動的分光は、利用する原子過程により得られるプラズマの諸量が異なってくる。詳しくは文献 [15] を参考にされたい。BES 計測の場合、プラズマ中の背景の電子・イオンとの衝突励起による輝線 (ビーム輝線) を計測する。初期の動的ビーム分光は 1980 年代に Nagoya Bumpy Torus で行なわれた、門田・藤田らの Li ビームを用いたビームプローブ分光による密度分布計測までさかのぼることができる [15, 16]。この診断では 4 keV

に加速した中性のLiビームをプラズマ中に入射し、電子との衝突励起によるLiの輝線(670.8 nm)が観測されている。視線を空間方向にスキャンすることで、密度の径方向分布を計測する試みがなされた。文献[15]では輝線強度が十分高い場合には、電子密度揺動計測の可能性についても言及されており、動的ビーム分光による揺動計測のアイデアが見られる。

加熱用の水素の中性粒子ビーム入射(NBI)を利用した密度揺動計測は、Fonckらによって米国のPBX-Mトカマク装置で初めて試験された[9]。ヘリカル系ではCHSにおいて大石・門らにより初めて適用された[17]。軽水素もしくは重水素のNBIをプローブビームとするBESでは、取り扱いの簡便さからビームと背景プラズマとの衝突励起によるH α (もしくはD α)の輝線を計測する例がほとんどである。たとえば軽水素プラズマに中性の軽水素ビームを入射する場合、



となる。図1にBESの概念図を示す。ビーム粒子の線スペクトル $h\nu$ はビーム輝線と呼ばれ、ビーム速度と視線とのなす角度に依存してドップラーシフトするため、背景のH α 光との分離が容易となる。

ビーム輝線の強度 I_{BE} はコロナモデルを仮定すると以下の式で表すことができる。

$$I_{\text{BE}} = \int dl \frac{A_{32}}{A_{32} + A_{31}} (n_i n_{\text{beam}} \sigma_i v_{\text{beam}} + n_e n_{\text{beam}} \langle \sigma_e |v_{\text{beam}} - v_e| \rangle) h\nu \epsilon S \Delta\Omega / 4\pi \quad (1)$$

ここで、 n_i , n_e , n_{beam} , σ_i , σ_e , v_{beam} , v_e はイオン密度、電子密度、ビーム密度、イオンおよび電子による反応断面積、ビーム速度および電子の速度である。イオンの熱速度はビーム速度と比べて十分遅いため無視した。電子の場合はその熱速度がビーム粒子の速度と比べ無視できないため、電子のマクスウェル速度分布を仮定した場合の両者の相対速度を考慮して、反応速度係数 $\langle \sigma_e |v_{\text{beam}} - v_e| \rangle$ を用いる。 A_{ij} , $h\nu$, ϵ , dl , S , $\Delta\Omega$ は主量子数*i*順位から*j*順位への自然放出係数、光子エネルギー、レンズ・フィルター等の光学機器の透過率、視線方向の積分経路、観測する断面

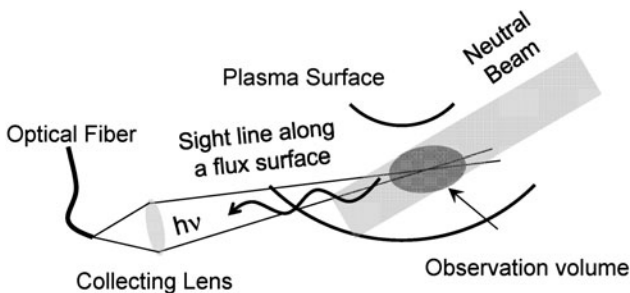


図1 ビーム放射分光計測の概念図。

積および、立体角である。ドップラーシフトの大きさ $\Delta\lambda$ は $\Delta\lambda = \lambda_0 v_{\text{beam}} \cos\theta/c$ で表される。ここで λ_0 , θ および c はそれぞれ輝線の波長(H α 線スペクトルの場合656.3 nm)、ビームと観測視線とのなす角度および光速である。ビーム密度はプラズマ中のイオン・電子によるイオン化、荷電交換反応等により減衰する。加えて密度揺動によるビーム密度減衰の積分効果があるため、ビーム輝線強度は厳密にはプラズマ密度に比例しない。すなわちビーム密度の変化が無視できる場合のみビーム輝線強度とプラズマ密度との比例関係が成り立つ。またNBIイオン源に起因するビーム自体の揺動も考慮する必要がある。このため、データ解析法等を用いてビーム密度の影響を取り除く必要がある。一般的にはビーム輝線強度の揺動成分 \tilde{I}_{BE} をその時間平均値 $\langle I_{\text{BE}} \rangle$ で割ることで、イオン密度または電子密度の揺動を評価する。

$$\frac{\tilde{I}_{\text{BE}}}{\langle I_{\text{BE}} \rangle} = \frac{\tilde{n}_p}{n_p} \frac{1}{1 + n_p D_3 / A_3} \quad (2)$$

ここで \tilde{n}_p/n_p はプラズマ密度揺動レベル、 $n_p D_j$ は衝突による*j*順位から他順位への遷移速度である。大型トカマク実験装置程度のプラズマパラメータでは、 $\tilde{I}_{\text{BE}}/\langle I_{\text{BE}} \rangle \sim 1/3 \tilde{n}/n$ が広く用いられているが、実際はレート方程式を解く必要があり、文献[9]を参考にされたい。BES装置の設計において重要な点として、以下の2点が挙げられる。1. 輝線強度に含まれるイオンおよび電子励起による発光の割合。2. 自然放出係数に伴うビーム粒子の飛程の効果である。下記、それぞれについて詳しく述べる。

輝線強度に含まれるイオンおよび電子励起による発光の割合はビームのエネルギーと電子温度に依存する。図2に軽水素ビームにおけるビームエネルギーに対する反応断面積を示す。参考のため、イオンと軽水素ビームとの荷電交換反応およびイオン・電子衝突による電離の反応断面積も示す。大型トカマク装置のように1 keV以上の電子温度で100 keV程度のビームエネルギーの場合、イオンによる励起項が支配的となるが、電子温度が1 keV程度でビームの

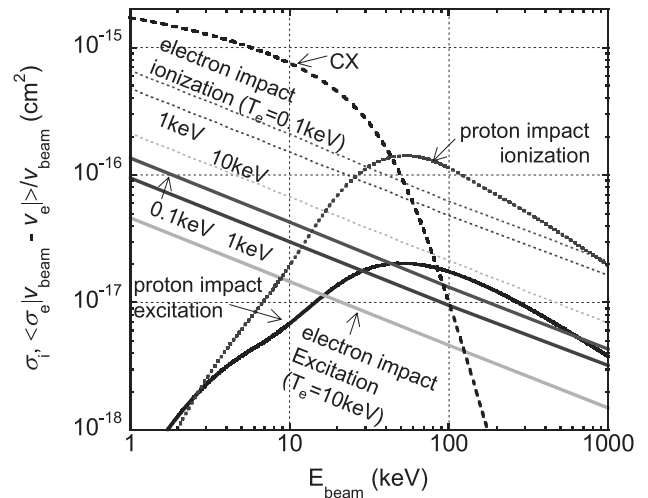


図2 中性粒子ビームとイオン・電子との衝突断面積。電子の場合は反応速度係数 $\langle \sigma_e |v_{\text{beam}} - v_e| \rangle$ をビーム速度 v_{beam} で除することで実効的な反応断面積とした。

加速電圧が 30 kV 程度の場合には、イオン励起、電子励起の割合はほぼ同程度となる。観測する物理量（密度揺動）がどの物理過程によるか、観測対象とするプラズマのパラメータに注意を払う必要がある。

後者の自然放出によるビーム粒子の飛程の影響であるが、これは励起から輝線の放出までの間にビームはその速度で進むため、観測した輝線は必ずしも観測場所の密度揺動を反映しないことに起因する。レート方程式を用いた解析により、励起した粒子のポピュレーションの実効的な自然放出係数が評価されている [9]。 $n = 3$ の順位に励起したビーム粒子は他の順位への遷移や電離が起こるため、実際には $n = 3$ から 2 への自然放出係数から求められる遷移時間より励起粒子の寿命は実効的に短くなる。前出の PBX-M トカマクで 50–60 keV の NBI の場合には、励起したビーム粒子の飛程距離は 1 cm 以下であると報告されている。

3. 視線・対物光学系の設計

ビーム輝線の揺動成分を計測するためには、高いビーム輝線強度が必要となる。このためには式 (1) 右辺の係数 ($\epsilon S \Delta \Omega$) を大きくする必要がある。一方で観測視線の面積・立体角を大きくすることは一般的には空間分解能が悪くなるため、両者はトレードオフの関係となる。この問題を解決するため、ビーム輝線をシミュレートすることで観測視線を最適化する手法が広く用いられる。先に述べたとおりビーム輝線強度 I_{BE} は厳密にはプラズマの密度に比例しないため、イオン・電子によるビーム密度の減衰を考慮して n_{beam} の空間分布を評価し、ビーム輝線のシミュレーションを行う。以下、ヘリオトロン J 装置用に著者が開発したビーム輝線シミュレーションを例に説明する。

ヘリオトロン J におけるビーム輝線のシミュレーションは図 3 に示す計算手順で行われる [18]。まず真空容器・磁気面形状を考慮して NBI のビーム軌跡をモンテカルロ法を用いて評価し [19]、ビーム軌跡からビーム密度の 3 次元分布を得る。その後、背景プラズマおよび励起したビーム粒子の飛程を考慮してビーム輝線の空間分布を評価する。図 4 にヘリオトロン J の BES で用いているプローブビーム (BL1) のビーム密度の空間分布を示す。

視線最適化の方針において、原則として観測視線をビームと交差する領域で磁力線（磁気面）に沿わせることが重要である。例としてヘリオトロン J のプラズマ中心部（磁気軸）を観測する場合を挙げる。ヘリオトロン J は立体磁気軸配位であり、磁気軸は上から見ると四角形状で横から見ると曲線の形状となる（図 5 参照）。ビームライン通過領域で磁気軸が直線的になる箇所が存在し、その直線の延長線上からビーム輝線を観測することで、視線の空間分解能を最適化することができる [18]。

上記手法で決定した視線の観測箇所と、ビーム輝線の発光位置との関係図を真空容器内ミラーからの距離の関数として表した（図 6）。なおこの計算では、ビーム粒子が励起後発光するまでの飛程距離が指数関数的に減衰するとし、その $1/e$ 減衰長を 1 cm として評価した。20 視線を約 1 cm

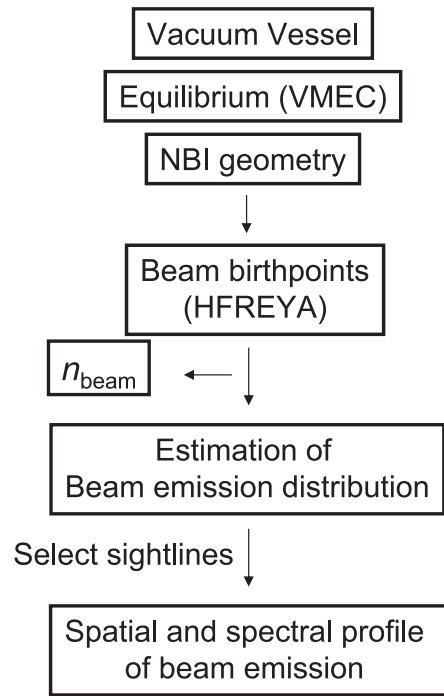


図 3 ビーム輝線シミュレーションの流れの例。

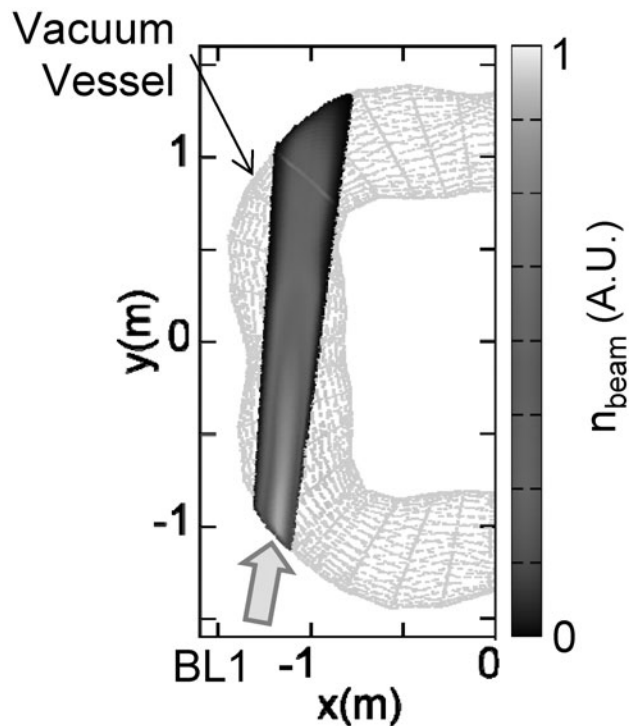


図 4 Heliotron J の NBI (BL1) ビーム密度の分布。

おきに大半径方向に配置しているが、ヘリオトロン J 標準配位ではそのうち 16 視線がプラズマ中を観測しており、磁気軸中心から周辺部までを見込んでいる。たとえば観測視線 #1 は、プラズマの周辺部をすばやく通過し、規格化小半径 r/a で 0.1 以下の領域を約 50 cm 程度滞在した後、周辺部へ抜けていく。このときビームと交差する領域（ビーム輝線を観測する領域）は小半径が 0.3 以下であり、主に中心部でのビーム輝線を観測している。一方で観測視線 #13 は周辺部のビーム輝線を観測している。これらの視線では

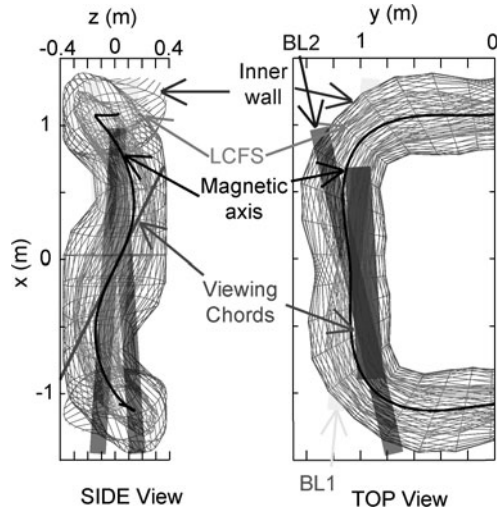


図5 ヘリオトロンJにおける BES 観測視線とプラズマ・NBI との関係。参考文献[18]より抜粋。

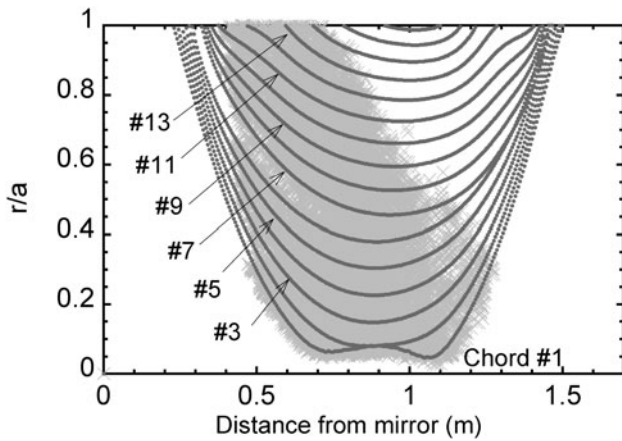


図6 Heliotron J で設計した BES ビーム輝線発光位置と視線の通過位置との関係。

ビームとのなす角度がおおよそ150度程度（青方偏移）であり、大きなドップラーシフトが期待できる。ヘリオトロンJの磁場配位は磁気シアが小さいため、複数の視線に対してビームに対する観測視線のなす角度を変えなかったが、磁気シアの大きい磁場配位で磁力線にそった視線を確保する場合、磁力線のピッチにあわせて観測角度を変える必要がある可能性がある。

各視線上で観測されるビーム輝線をビームが励起した位置に対して積算することで、どの空間位置での密度揺動を観測しているか調べることができる。図7に各視線で観測されるビーム輝線の発光強度を励起位置の関数としてプロットした。励起位置の分布は周辺に向かって尾を引くような形状で、これは強度は小さいが、より外側からのビーム輝線を観測していることを示す。各視線の観測位置と空間分解能は、この分布の重心と標準偏差から評価する方法が妥当であると考えられる。図8に各視線に対する重心位置をプロットし、その標準偏差をエラーバーとして示す[20]。プラズマ中心から周辺部を観測する視線で空間分解能 $\Delta r/a \leq \pm 0.07$ が実現されている。なお、今回の接線ビーム・視線・磁場配位の位置関係では、励起後ビーム粒子は

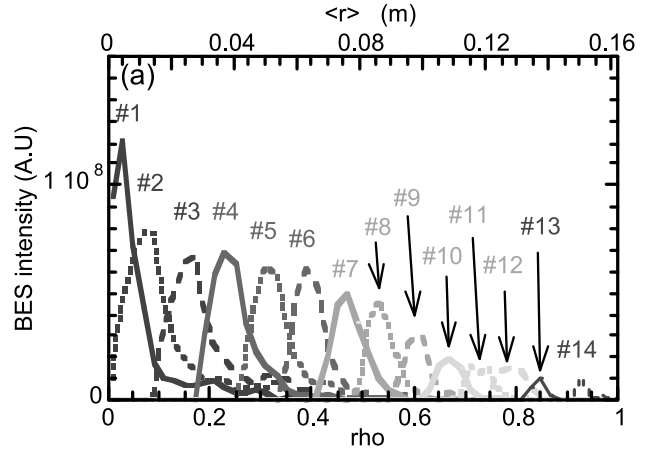


図7 視線 #1 から #14 における、規格化小半径 rho に対するビーム輝線強度分布。なお<r>は磁気面平均した半径。([17より引用])。

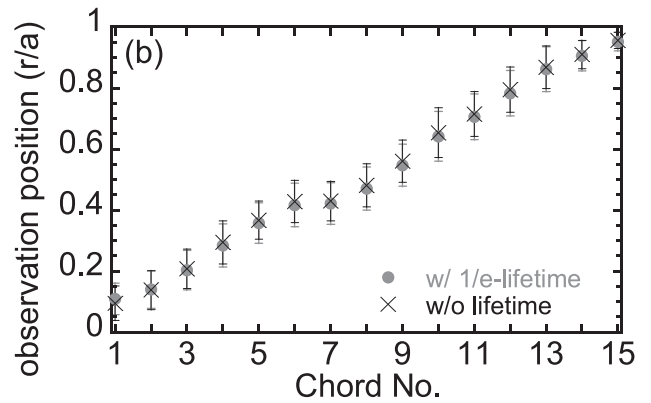


図8 各視線の観測位置と空間分解能[20]。

その速度ベクトル方向に1 cm程度進んだとしても、ビームと磁力線とのなす角度が平均的に25度程度であるため小半径方向への変位が小さく、ビームの飛程の効果を考慮しなかった場合でも観測位置がほとんど変化しない。磁場配位が変わると上記手法で決定した視線の観測位置も変わるため、複数の配位で適用可能か確認を行っている。

視線が決まると次は対物・伝送光学系の設計となる。BESではレンズおよびミラーとバンドル光ファイバーで構成する光学系が広く用いられている[10, 21, 22]。DIII-Dにおける初期のBESでは径方向×ポロイダル方向に 4×4 の領域で計測していたのが順次改良され、現在は 8×8 の領域を、より透過率の高いバンドルファイバーで観測している[10, 11]。最近、明るい光学系の構築のため、レンズとミラーのみで対物・伝送光学系を構成するイメージング光学系も用いられるようになってきた[23]。ヘリオトロンJではコア径800 μm 、NA0.22の大口径光ファイバーおよび4枚のレンズを組み合わせることで、設計した視線を実現している[20]。

4. 分光光学系の設計

観測したビーム輝線を背景 H_α 光や不純物輝線と分離するために分光する必要がある。BESでは干渉フィルターを用いた輝線検出が一般的に用いられている。干渉フィル

ターはオープン等の加温器を用いて温度制御することで、中心波長をシフトさせることができるため、実験上の都合でビーム加速電圧が変わった場合でも、ある程度は最適な波長での観測が可能である。一方でその調整可能範囲は約0.6 nm程度であり、たとえば負イオン源を用いたNBI (N-NBI) の様に100 keV以上の高い加速電圧の場合、調整可能範囲を超えてしまう場合がある。LHDのN-NBIをプローブビームとしたBESでは、ビーム輝線の大きな波長変動にも対応できるように、分光器を用いた輝線検出が行われている[24]。

ビーム輝線シミュレーションではビームの速度ベクトルから輝線スペクトルも評価することができ、これを実測と比較することで分光光学系の設計に役立てることができる。図9にヘリオトロンJで観測された輝線スペクトルの例を示す[18]。651 nm-654 nmの範囲にFull Energy, Half Energy および1/3 Energy 成分のビーム輝線が観測された。シミュレーションではFull Energy 成分のみ計算を行ったが、実測との輝線拡がりの違いは分光器の装置幅およびゼーマン効果に起因する。一般的に赤方偏移、青方偏移どちらを選ぶかは背景の不純物輝線がどの程度ビーム輝線に影響を与えるかによるため、事前に観測輝線近傍のスペクトルを調べる必要がある。一般的には干渉フィルターでビーム輝線を分光するが、干渉フィルターの最大透過率はその半値幅に依存するため、背景の輝線や不純物輝線とできるだけ離れていた方が効率が高い。ヘリオトロンJの場合、1.5 nmもしくは2 nmの半値幅を持つ干渉フィルターを用いており、中心透過率は50%程度である。

5. 検出素子の開発

乱流揺動の様な微弱な揺らぎを計るためには、ビーム輝線を高い効率で電気信号に変換する必要がある。初期のBESでは光電子増倍管が用いられていたが[9]、半導体素子開発の進展に伴って、高量子効率・大面積の半導体素子に移行している。DIII-Dでは光伝導型のフォトダイオードを低温冷却することで、低ノイズ・高変換率の検出器を開発している[25]。半導体中の電界によるアバランシェ増倍

効果を利用して高い増幅率を得るアバランシェフォトダイオード (APD) も利用されている[26]。ヘリオトロンJではAPDゲインの温度補償回路およびカットオフ周波数200 kHzのプリアンプを内蔵したAPDモジュールを16台用いており、これを1 MHz-14 bitのADCでデータ収集している[20]。KSTARでは8×2のアレイ型APDを利用した高量子効率・高速APDカメラも用いられている[27]。

揺動の特徴を調べる場合、位相速度の2次元分布から乱流による渦の構造を得ることができるため[28]、揺動強度の空間構造とともに位相差の構造も重要となる。ヘリオトロンJでAPDの冷却によるノイズ低減の効果と、これが位相差評価に与える影響を調べた[29]。この試験では、中心波長 $\lambda_{CWL} = 655$ nmを持つ2つのLEDを位相差 $\pi/8$ radを与えた交流電圧電源で駆動し、それぞれをAPDの入射光として用いた。なおAPDは低温恒温器で温度管理した。図10(a)は $f=80$ kHzでLEDを駆動し、APD出力に同周波数帯でバンドパスフィルターをかけた信号の時間発展である。この場合の振幅強度 ($|\delta V_{APD}|$) は21 mVで、APD温度は32°Cであった。2信号の位相差の時間発展を得るため、ヒルベルト変換(後述)を適用することで瞬時位相差を計算した(図10(b)参照)。LED入力信号の位相差に対して時間的な揺らぎが小さく、その標準偏差は 0.002π と小さい。一方で振幅強度 $|\delta V_{APD}| = 2.5$ mVの場合は位相差にばらつきが生じ、標準偏差が 0.02π と一桁悪くなった(図10(c), 10(d)参照)。図11では、APDの振幅強度に対する標準偏差の依存性をAPD温度32°Cと-26°Cで比較した。このときのLED駆動周波数は $f=170$ kHzであった。たとえば位相差評価の精度を 0.01π (度数法で約2度)とすると、要求されるAPDの振幅強度はAPD温度32°Cで4.2 mVであるのに対し、-26°Cでは3.5 mVと約2割程度の改善が見込まれる。このような冷却の効果は微弱信号の場合には有効であるが、APDおよびそのアンプが発する電氣的ノイズよりフォトンノイズ(ショットノイズ)に起因するノイズが支配的となる場合には、光量を最大限稼ぐための受光・伝送および分光光学系の設計・制作が重要となる。

6. 密度揺動解析のための種々の手法の適用

得られたBES信号にFFTやWavelet等の一般的なスベ

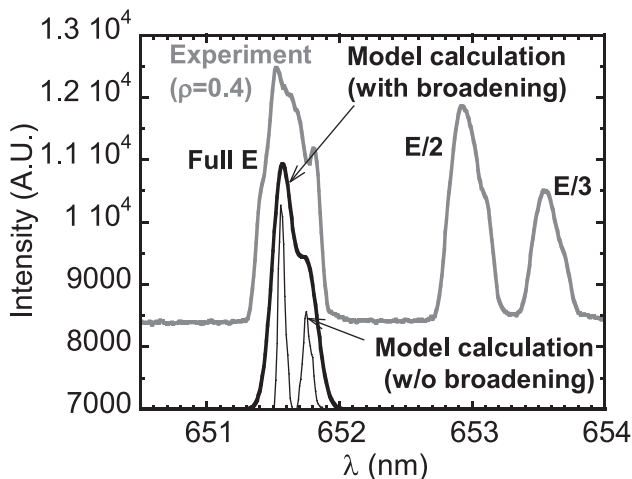


図9 ヘリオトロンJにおけるビーム輝線スペクトルの観測例および、輝線シミュレーションとの比較[18]。

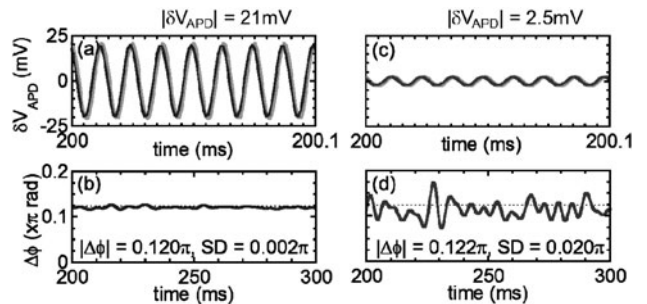


図10 微弱なAPD信号に対する位相差の精度評価試験結果[29]。(a), (b) $f=80$ kHzにおける振幅強度 $|\delta V_{APD}|$ が21 mVの場合の2つのAPD出力信号および両者の位相差の時間発展。(c), (d) $|\delta V_{APD}| = 2.5$ mVにおけるAPD出力信号および位相差。

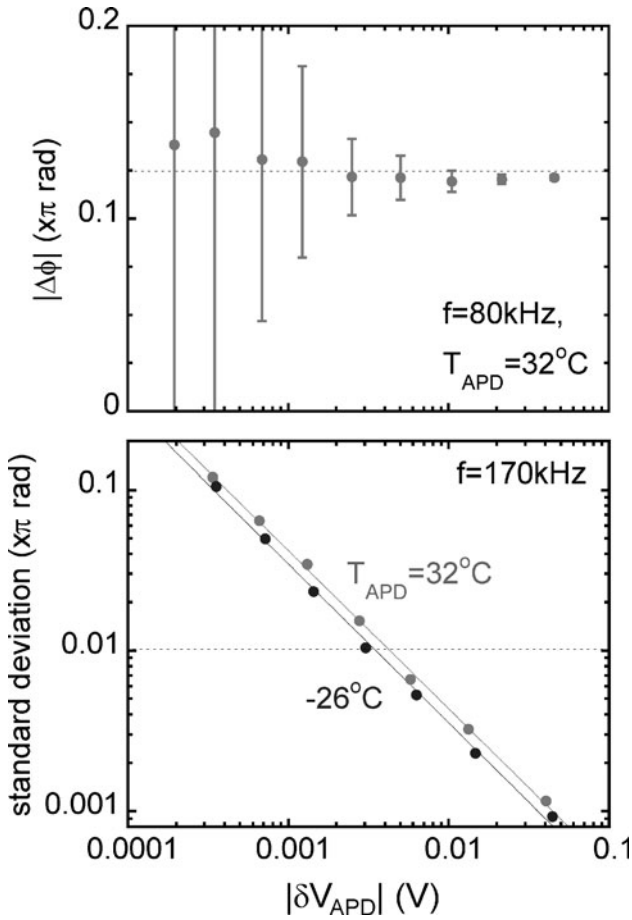


図11 APDの冷却が位相差評価の精度に与える効果. APD動作温度を下げることで、位相差のばらつきが低減する[29].

クトル解析法をベースとした解析手法を適用することで、密度揺動の特性を調べることができる. 基本的なスペクトル解析手法は教科書や本学会誌の小特集・講座に詳しく記載されているため、参考にされたい[30-33]. はじめに一般的に揺動強度の大きいMHD揺動に対する解析例を紹介する. 二点相関法[34]は、ポロイダル方向もしくは径方向の2視線間の位相差とその距離から揺動の周波数・波数スペクトルを得る手法であり、モードの特性を調べるために用いられる. ここで2視線ab間の周波数・波数スペクトル $S_{ab}(f, k)$ は

$$S_{ab}(f, k) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M I_{\Delta k} [k - k^j(f)] \times \frac{|S_a^j(f) - S_b^j(f)|}{2} \quad (3)$$

で表される. ここで M , $S_a^j(f)$ はアンサンブル数, 視線aにおける時刻jでのスペクトル強度であり, 波数 $k^j(f)$ は位相差 $\Delta\phi^j$ と2視線間の距離 dx で $k^j(f) = \Delta\phi^j/dx$ で定義される. なお, $I_{\Delta k}$ は

$$I_{\Delta k} [k - k^j(f)] = \begin{cases} 1 & \left(-\frac{\Delta k}{2} \leq k - k^j(f) \leq \frac{\Delta k}{2} \right) \\ & (\Delta k = 0.05) \\ 0 & \text{(other)} \end{cases} \quad (4)$$

と定義される. ヘリオトロンJのBESで試験的にポロイダル方向×径方向に 2×16 の視線で波数ベクトルの計測を行った際の周波数・波数スペクトル解析結果の例を示す[35]. 図12は線平均密度が $1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ のECH+NBIプラズマで中心付近に観測された $f=15-20 \text{kHz}$ のモードの周波数・波数スペクトルである. ポロイダル方向の波数 k_θ が0.4程度であり, 位相はイオン反磁性方向に回転している. ポロイダル方向の波数 k_θ の径方向分布から, ポロイダルモード数 $m=1$ ないし2が推定された. 今回の計測では2視線間の位相差から評価したが, ポロイダル方向の視線数を多くすることで, より推定精度を向上させることができる. なおプラズマ中心部に存在するモードは, 磁気プローブのポロイダルアレイを用いたモード数の同定が困難となる場合があり, このような手法が有効となる.

次にヒルベルト変換を利用したバースト的MHD揺動の時空間構造の解析を紹介する. ヒルベルト変換は観測される時系列の信号を複素平面上に解析接続するための操作であり, 主に時間変動する揺動の振幅や位相の解析に用いられる. ヒルベルト変換 \mathcal{H} による時系列信号 $I(t)$ から $\pi/2$ だけ位相のずれた信号 $\mathcal{H}[I(t)]$ を用いて, 解析信号 $a(t) = I(t) + i\mathcal{H}[I(t)]$ を得る. $I(t)$ と $\mathcal{H}[I(t)]$ は直交しているため, 解析信号は瞬時強度 $|a(t)|$ および瞬時位相 $\phi(t)$ を用いて $a(t) = |a(t)| \text{Exp}[i\phi(t)]$ と書き下せ, 瞬時強度・瞬時振幅を得ることができる. ヒルベルト変換の手法はFFTのフィルター(ヒルベルトフィルター)により得られるため, 文献[30]等を参考にされたい. 文献[36]では,

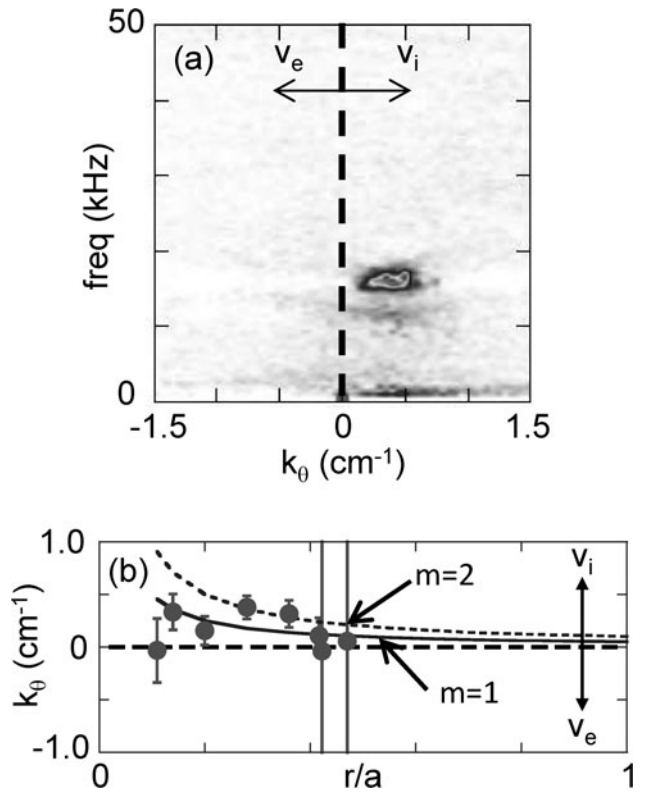


図12 ポロイダル方向に隣り合う2視線のBES信号に二点相関法を適用した例. (a)周波数・波数スペクトル, および(b)ポロイダル波数の径方向分布.

高速イオン励起 MHD 不安定性によるバースト的揺動の BES 信号にヒルベルト変換を適用することで、MHD バーストの時間・空間発展が得られている。この解析では単一のモードであると仮定して密度揺動の 2 次元構造も推定されている。こういった時空間構造の解析によって、高速イオン励起 MHD 不安定性によって引き起こされる高速イオンの異常輸送を理解・予測するための重要な知見を得ることができる。

最後に乱流揺動の解析例について述べる。BES による密度揺動に対しても低周波の揺動と高周波の乱流揺動との相関を調べるために、bi-spectrum 解析法や envelope 解析法を用いることができる。bi-spectrum 解析は異なる周波数をもつ波動の非線形結合を調べることができ、医療や気象観測等、自然界に見られる現象の波動解析など、広い分野で用いられている [30, 37]。Envelope 解析では、一般的にバンドパスフィルターを通した高周波揺動信号の振幅の時間発展 (Envelope) をヒルベルト変換等により求め、Envelope 信号と他の周波数帯 (たとえば低周波数帯) の揺動とのコヒーレンスを調べる。Envelope は揺動のパワーに相当するため、高周波揺動のパワーと低周波揺動との相関を調べることができる。ヘリオトロン J の高密度 NBI プラズマで H-mode 遷移が観測された放電で、BES 高周波 (40–150 kHz) 揺動信号に envelope 解析を適用した [38]。遷移の直前に 1–3 kHz の低周波揺動が観測されている時間帯の 16 放電分をアンサンブル平均した。高周波揺動の Envelope と低周波揺動の間に比較的高いコヒーレンスが観測されており、高周波揺動のパワーと低周波揺動との位相がそろっていることを示している。この時、低周波揺動に伴って密度勾配も変化しているため、この現象が 2 つの揺動の非線形結合を示しているのか、単に密度勾配の変化に伴って高周波乱流の強度が変わっているだけなのかは判別がつかないが、現在 BES の 2 次元イメージング計測に向けて機器を整備しており [29]、現象の理解につながると期待している。

高周波乱流の解析方法として、DIII-D では 2 次元密度揺動の計測データに粒子イメージ流速計測法 (Particle Image Velocimetry: PIV) を適用し、乱流渦やレイノルズ応力の評価に用いている [39]。この解析手法では実測結果を最も良く説明できる揺動のサイズ・速度ベクトル・強度を得ることができ、観測視線の空間分解能と比べて高解像度化された 2 次元密度揺動イメージが得られている [40]。

7. まとめ

1990 年代より始まった BES の開発によって微弱な揺動を高精度で計測・解析する技術が進展し、乱流揺動を 2 次元イメージとして視覚化することが可能になった。これによりレイノルズ応力の評価を始めとして流体としてのプラズマの様相を理解することに大きく貢献している。BES は加熱もしくは計測用の中性の粒子ビームが必要であるため、ラングミュアプローブや受動分光と比較すると小型の実験装置では数居の高い診断法であるが、一方でその“非接触性”、“局所性”、“内部構造観察”という特徴によって

得られるメリットが大きく、水素に限らず粒子ビーム入射装置が備えられている場合には導入を勧める。

BES 計測の開発において、視線設計・光学設計が全体の性能を決定する上で重要な要素である。ビーム輝線シミュレーションは BES の設計を最適化する上で必須であるだけでなく、揺動の解析に最近用いられている乱流計測シミュレータとの比較、粒子輸送解析への適用が可能である。この場合にはビーム密度の空間分布を逐一 (各タイムスライスで) 求めるため手順が複雑になるが、BES の新たな応用例として発展が見込まれる。

謝 辞

本稿の執筆にあたり、京都大学エネルギー理工学研究所ヘリオトロン J 実験グループの協力を得た。ヘリオトロン J における BES 装置の開発研究では、同研究所ゼロエミッションエネルギー研究拠点 (ZE28B-11)、同研究所附属エネルギー複合機構研究センター共同研究、科学研究費補助金 (基盤 (C) 15K06645) の支援を受けた。また、核融合科学研究所双方向型共同研究 (NIFS10KUHL030, NIFS13KUHL053, NIFS12KUHL051, NIFS16KUHL071)、同研究所 LHD 計画共同研究 (NIFS15KOCH001) のプログラムの基、国内外の共同研究者から協力・助言を得た。ここに謝意を表す。

参考文献

- [1] A. Fujisawa, Nucl. Fusion 49, 013001 (2009).
- [2] P.H. Diamond *et al.*, Plasma Phys. Controlled Fusion 47, R35 (2005).
- [3] G.R. McKee *et al.*, Nucl. Fusion 49, 115016 (2009).
- [4] T. Estrada *et al.*, Plasma Phys. Controlled Fusion 51, 124015 (2009).
- [5] R. Moyer *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 135001 (2001).
- [6] A. Fujisawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. 93, 165002 (2004).
- [7] C. Watts, Fusion Sci. Technol. 52, 176 (2007).
- [8] M. Hirsch *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 43, 1641 (2001).
- [9] R.J. Fonck *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 61, 3487 (1990).
- [10] D. Gupta *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 75, 3493 (2004).
- [11] G.R. McKee *et al.*, Plasma Fusion Res. 2, S1025 (2007).
- [12] R.J. Fonck *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 63, 4924 (1992).
- [13] D.R. Smith *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 83, 10D502 (2012).
- [14] A.R. Field *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 80, 073503 (2009).
- [15] 門田 清, 藤田順治: 分光研究 32, 223 (1983).
- [16] K. Kadota *et al.*, Jpn J. Applied Phys. 21, L260 (1982).
- [17] T. Oishi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 75, 4118 (2004).
- [18] S. Kobayashi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D726 (2010).
- [19] S. Murakami *et al.*, Trans. Fusion Tech. 27, 259 (1995).
- [20] S. Kobayashi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 83, 10D535 (2012).
- [21] M.W. Shafer *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 77, 10F110 (2006).
- [22] T. Oishi *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D719 (2010).
- [23] A.R. Field *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 83, 013508 (2012).
- [24] S. Kado *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D720 (2010).
- [25] N.L. Schoenbeck *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 81, 10D718 (2010).
- [26] D. Dunai *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 81, 103503 (2010).

- [27] Y.U. Nam *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 10D531 (2012).
- [28] G.R. McKee *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 10D741 (2010).
- [29] S. Kobayashi *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **87**, 11E519 (2016).
- [30] 日野幹雄：スペクトル解析ハンドブック (2004)。
- [31] 間瀬 淳 他：プラズマ・核融合学会誌 **74**, 579 (1998).
- [32] 大野哲靖 他：プラズマ・核融合学会誌 **85**, 618 (2009).
- [33] 稲垣 滋 他：プラズマ・核融合学会誌 **88**, 300 (2012).
- [34] J.M. Beall *et al.*, *J. Applied Phys.* **53**, 3933 (1982).
- [35] M. Kirimoto *et al.*, *Plasma Conf.* 2014, 19PA-037 (2014).
- [36] S. Ohshima *et al.*, *Nucl. Fusion* **56**, 016009 (2016).
- [37] Y.C. Kim and E.J. Powers. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **PS-7**, 120 (1979).
- [38] S. Kobayashi *et al.*, *15th Int. Workshop on H-mode phys. and transport barriers* (Munich, 2015) Topic5, M9.
- [39] G.R. McKee *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 3490 (2004).
- [40] <https://fusion.gat.com/global/BES>