

磁場閉じ込め高温プラズマの  
電子スケール乱流の特性と  
マルチスケール乱流間相互作用の研究

那須 達丈

博士 (理学)

S O K E N D A I

総合研究大学院大学  
物理科学研究科 核融合科学専攻  
2026年3月



# 目次

第 1 章	序論	1
第 2 章	理論と手法	7
2.1	微視的不安定性 . . . . .	8
2.1.1	イオン温度勾配不安定性 (ITG 不安定性) . . . . .	8
2.1.2	捕捉電子不安定性 (TEM 不安定性) . . . . .	9
2.1.3	電子温度勾配不安定性 (ETG 不安定性) . . . . .	9
2.2	計測手法 . . . . .	13
2.2.1	ミリ波後方散乱計測 . . . . .	14
2.2.2	ドップラー反射計 . . . . .	16
2.2.3	信号処理手法 . . . . .	18
2.2.4	光線追跡法による観測位置及び波数推定 [1-4] . . . . .	20
2.2.5	プラズマ実験装置 . . . . .	23
2.2.6	プラズマの平衡パラメータの計測手法 . . . . .	27
2.3	シミュレーション手法 . . . . .	32
2.4	計測システム開発 . . . . .	34
2.4.1	ミリ波後方散乱計の背景ノイズ推定手法の開発 . . . . .	34
2.4.2	電子スケール乱流の非等方性検証を目的とした ミリ波後方散乱計の開発 . . . . .	38
2.4.3	空間多点同時測定のためのドップラー反射計の多チャンネル化に 向けた開発 . . . . .	44
第 3 章	プラズマ物理実験の結果	73
3.1	電子温度勾配依存性 ( $R_{ax}/L_{Te}$ 依存性) . . . . .	74
3.1.1	実験手法 . . . . .	74
3.1.2	実験結果 . . . . .	75
3.1.3	考察 . . . . .	76

3.2	電子温度/イオン温度比依存性 ( $T_e/T_i$ 依存性)	83
3.2.1	実験手法	83
3.2.2	実験結果	83
3.2.3	考察	84
3.3	電子・イオン間の衝突周波数依存性 ( $\nu_{ei}^*$ 依存性)	88
3.3.1	実験手法	88
3.3.2	結果	88
3.3.3	考察	89
3.4	電子・イオンスケール乱流間相互作用	93
3.4.1	実験手法	93
3.4.2	実験結果	93
3.4.3	考察	94
<b>第4章</b>	<b>考察</b>	<b>101</b>
4.1	低 $R_{ax}/L_{T_e}$ 領域における電子スケール乱流源の考察	101
4.2	$T_e/T_i$ 及び $\nu_{ei}^*$ に対する乱流状態の変化の考察	102
<b>第5章</b>	<b>結論</b>	<b>107</b>
	<b>参考文献</b>	<b>113</b>
	<b>研究業績</b>	<b>125</b>
	<b>謝辞</b>	<b>131</b>
	<b>付録</b>	<b>135</b>

# 第 1 章

## 序論

核融合発電は、発電の過程で二酸化炭素及び高レベル放射性廃棄物を排出しないなど、現行の発電方式が抱える問題点を解決できる可能性を持っているため、発電実証に向けて盛んに研究開発が行われている。核融合発電を実現するための主な課題の一つに、プラズマの温度、密度及び閉じ込め時間を高く定常的に維持することがある。磁場に荷電粒子を拘束することでプラズマを閉じ込める磁場閉じ込め方式はその手法の一つとして長年研究されてきた。1997年時点で、欧州トーラス共同研究施設 (JET) において入力エネルギーに対して 0.67 倍の核融合出力が得られており、現在建造中の ITER は、JET をモデルとして、入力エネルギー 50 MW に対して 10 倍である 500 MW の核融合出力を長時間維持することを目標に設計されている [5]。

閉じ込めの良いプラズマを長時間維持するためには、熱や粒子の損失 (輸送) の機構を解明することが非常に重要な課題である。磁場閉じ込め方式では、荷電粒子が磁力線に拘束されるも、荷電粒子間の衝突によって外側へ熱や粒子が輸送される。これを古典及び新古典輸送と呼ぶ。しかし、それだけでは説明のつかない輸送 (異常輸送) の存在とその原因がこれまで盛んに議論され続けてきた。異常輸送を支配する輸送として近年注目されているのがプラズマの乱流による輸送である。中心温度・密度が非常に高いために急峻な勾配ができる核融合プラズマでは、温度や密度、電位の揺動がプラズマの圧力勾配や電流などをエネルギー源として不安定化し、成長することが分かっている。その非線形飽和過程で異なる波数の揺動が結合して乱流渦を形成し、径方向に長い距離で熱輸送や粒子輸送を引き起こすと考えられている。

新古典輸送が小さくなるよう最適化された大型のステラレータ装置である Wendelstein 7-X では、パワーバランス解析によって大局的な性能限界を乱流輸送が担っていることが分かった。ミクロスケールの不安定性を乱流源とする乱流がイオン閉じ込め性能の限界に主要な役割を担っており、乱流を抑制するようないくつかの放電条件を除いて、イオン温度は 1.7 keV という低い温度でクランピングされた [6]。その他にも、JET、

ASDEX-Upgrade、DIII-D、LHD などの主要な装置でも新古典輸送を超えた異常輸送が存在し、乱流現象がその一部を担うことが明らかにされてきた [7–10]。

従来の乱流研究では主にイオンラーマ半径程度のスケールの乱流である、イオンスケール乱流 (例えば、第 2.1 節にて後述する ITG 乱流や TEM 乱流に代表される) を主たる乱流輸送の原因として扱ってきた。一方で近年、より微細な電子ラーマ半径程度のスケールの乱流である電子スケール乱流 (第 2.1 節にて後述する ETG 乱流に代表される) が、輸送に無視できない影響を与えることがシミュレーション及び実験の双方から指摘されてきている [11]。近年のマルチスケール性を取り入れたシミュレーション研究及び電子熱輸送の解析によって、電子スケール乱流が、より大きなイオンスケールの乱流や、ストリーマなどのメゾスケール構造との相互作用を介して、電子熱輸送に重大な影響を及ぼし得ることが指摘されており [12, 13]、電子スケール乱流は近年重要視されてきている。

本研究の目的は、磁場閉じ込め高温プラズマにおける電子スケール乱流がどのような傾向で変化するか、どのような物理機構によって支配されているかを明らかにすることである。特に、電子温度  $T_e$  の分布が変化した際の電子スケール乱流の物理機構の変化について明らかにする。これは、将来の核燃焼プラズマにおいて、 $\alpha$  粒子による電子加熱が支配的になることによって  $T_e$  が大きく変化すると考えられているためである。ITER Baseline シナリオでは、エネルギー閉じ込め時間が  $\sim 3.7$  s と推定されているが [14]、文献 [15] で推定されている中心電子温度、中心電子密度及び安全係数から求められるバルク電子とバルクイオン間の減速時間も 1–3 s であり、同程度のオーダーである。したがって、電子温度/イオン温度比  $T_e/T_i \approx 1$  に収束せず、 $T_e/T_i > 1$  となる可能性がある。 $T_e$  分布が大きくなることによって  $T_e/T_i$  だけでなく、規格化電子温度勾配  $R_{ax}/L_{T_e}$  が大きく、電子・イオン間の実効的な規格化衝突周波数  $\nu_{ei}^*$  が小さくなることが予想される。後の第 2.1 節で説明するようにこれらのパラメータは、電子・イオンスケール乱流を駆動する主要な不安定性の成長に寄与し、結果として電子スケール乱流に強く影響すると考えられる。特に、電子温度勾配はそれ自身をエネルギー源として電子スケールに ETG 乱流を駆動する。そこで本研究ではこれら 3 つのパラメータに対する電子スケール乱流の依存性に着目した。この目的の達成により、電子スケール乱流の物理機構について理解が得られるとともに、将来の核燃焼プラズマにおける電子スケール乱流の影響の予測に貢献することが期待される。

電子スケール乱流は、そのスケールが微細であることから揺動のイメージング計測は困難である。そこで、電子密度揺動による電子の協同散乱が引き起こすブラグ散乱を応用した、散乱計による電子スケール乱流の直接計測手法がこれまで開発されてきた。遠赤外線 (FIR) や  $\text{CO}_2$  レーザーを用いた  $\sim 100$  GHz のプローブビームによる前方散乱を観測するシステムが今に至るまで、PLT、NSTX、NSTX-Upgrade、EAST、HL-2A などの実験装置で導入されてきた [16–21]。一方で、比較的低い周波数帯のミリ波を用いて後方散

乱を観測する手法も存在し、FT-2、DIII-D、MASTなどで導入されてきた [22–27]。過去には、このミリ波後方散乱計が DIII-D 装置に導入され、電子加熱のパワーを増加した際に、FIR 散乱計で測定された低波数及び中間波数の揺動強度が変化しない一方で、ミリ波後方散乱計で測定された高波数乱流のみが電子熱流束と同様の傾向で増加することから、高波数に独立した駆動機構を持つ乱流が存在し、それによる電子熱流束への影響を確かめた研究が存在する [26]。FT-2 トカマクでは 高域混成共鳴によって増強されたミリ波帯域の後方散乱波を受信することで電子スケール乱流信号を測定し、プラズマ電流の変化に伴う電子温度勾配の変化によって乱流強度が増加することが発見された [24]。このようにミリ波後方散乱計は、電子スケール乱流信号の直接の測定及びそれによる ETG 乱流の同定に、一定の成果を収めてきた。

しかしながら、これらの先行研究にはいくつかの課題が存在する。1つ目にミリ波後方散乱計は、電子サイクロトロン放射を背景ノイズとして含むために正しい強度を推定する必要がある点である。電子加熱のパワー増加に伴う電子スケール乱流強度の増加 (例えば [26]) は、特にこうした背景ノイズの影響を含む可能性があるため、正確な乱流強度の変化を推定する必要がある。また、2つ目に、先行研究はほとんど全てがトカマクで行われてきたことから単一のパラメータスキャンが難しく、磁場配位が変化するなどの複数のパラメータの変化が同時に得られている点がある。例えば文献 [24, 28] では、電子温度勾配の変化はプラズマ電流及び安全係数の変化を伴うものであった。

そこで研究目的を達成し、磁場閉じ込め高温プラズマにおける電子スケール乱流がどのような傾向で変化するか及びどのような物理機構によって支配されているかを明らかにするため、本論文では以下の研究課題に取り組む。大きく分けて計測システムの開発に関する3つの課題と物理研究に関する2つの課題に取り組んだ。

- 計測システムの開発 (第 2.4 節)
  - ミリ波後方散乱計の背景ノイズ推定手法の開発 (第 2.4.1 節)
  - 電子スケール乱流の非等方性検証を目的としたミリ波後方散乱計の開発 (第 2.4.2 節)
  - 空間多点同時測定のためのドップラー反射計の多チャンネル化に向けた開発 (第 2.4.3 節)
- プラズマ物理実験の結果 (第 3 章)
  - 電子スケール乱流の特性の調査
    - 電子温度勾配依存性 ( $R_{ax}/L_{Te}$  依存性、第 3.1 節)
    - 電子温度/イオン温度比依存性 ( $T_e/T_i$  依存性、第 3.2 節)
    - 電子・イオン間の衝突周波数依存性 ( $\nu_{ei}^*$  依存性、第 3.3 節)
  - マルチスケール乱流間相互作用の実験的検証 (第 3.4 節)

まず、ミリ波後方散乱計の背景ノイズ推定手法の開発により、正確な電子スケール乱流強度の推定を可能にした。特にミリ波後方散乱計の背景ノイズは電子サイクロトロン放射が支配すると考えられ、 $T_e$  を変化させる実験においては背景ノイズも時間変化するため、この推定手法の開発が必要である。次に、マルチスケール乱流間相互作用が起こる際に重要な指標となりうる電子スケール乱流の非等方性の観測を可能にするための計測システム開発を行った。また本研究では、マルチスケール乱流間相互作用の検証のためのイオンスケール乱流信号の測定には、多くの実験装置で導入されてきたドップラー反射計を用いた [29–40]。空間多点同時測定のためのドップラー反射計の多チャンネル化に向けた開発では、イオンスケール乱流強度及び  $E \times B$  フロー速度の径方向分布をより高空間分解かつ空間範囲を広く測定することを可能にするためにモノリシックマイクロ波集積回路 (MMIC) を用いた信号処理回路を開発し、導入した。これらで開発した計測システムを応用して、物理研究を行った。電子スケール乱流の特性として、核燃焼プラズマで電子加熱が支配的になった際に特に重要となる  $R_{ax}/L_{Te}$ 、 $T_e/T_i$  及び  $\nu_{ei}^*$  への依存性を調査し、電子スケール乱流の特性を整理した。さらに電子スケール乱流がどのように成長・飽和するのかの物理機構を調べるため、マルチスケール乱流間相互作用の実験的検証を行った。

他方、磁場配位に関するパラメータ (安全係数、磁気シアなど) への依存性は、ETG 不安定性の理論 [41] 及び実験研究 [28] の両側面から電子スケール乱流に関与すると考えられているものの、本研究では  $T_e$  に関与するパラメータの独立したスキャンを対象とするため、磁場配位の影響は対象外とする。また本論文では、プラズマ圧力と磁気圧力の比  $\beta$  が高い条件で支配的になると考えられている電磁的不安定性を乱流源とする乱流現象についても対象外とし、プラズマ電流が小さく、磁場配位が安定な大型ヘリカル装置 (LHD) における低  $\beta$  のプラズマを対象とする。

本研究では、磁場配位を安定に維持することができ、プラズマ電流がほとんど発生しない LHD での実験を行うことで、電磁的な不安定性や磁場配位の変化を考慮せずにパラメータスキャンが行える。さらに、フィードバック制御を活用した温度・密度のパラメータ制御を行うことによって、比較的長時間のパラメータ制御を行い、既存研究では困難であった電子スケール乱流の飽和レベルのパラメータ依存性の調査を本研究で達成することができる。主にトカマクを中心とした従来研究では複数の平衡パラメータが同時に変化してしまうため、それらの寄与を分解することは困難であった。本研究では、このような課題を LHD でミリ波後方散乱計を用いて電子スケール乱流信号を局所的に測定することによって克服し、背景ノイズを差し引いた純粋な乱流強度のパラメータ依存性を議論することを可能とした。

本論文の構成は以下の通りである。第2章では本研究の議論に必要な、微視的不安定性の理論、電子・イオンスケール乱流の計測手法について説明したのち、プラズマ実験を行った大型ヘリカル装置 (LHD) について説明し、本研究で用いた加熱装置と平衡パラ

---

メータの計測手法について説明する。実験結果の考察のために行った GKV コードを用いた線形シミュレーションの手法についても説明する。また、特に第 2.4 節では、電子スケール乱流の特性及びマルチスケール乱流間相互作用の研究を進展させるために必要な本研究で取り組んだ計測システムの開発について述べる。第 3 章では、LHD 実験の結果から、 $R_{ax}/L_{Te}$ 、 $T_e/T_i$  及び  $\nu_{ei}^*$  に対する電子スケール乱流の特性を整理し、その背景の物理機構についての考察を行う。また、電子・イオンスケール乱流間相互作用に関する実験の結果を述べ背景の物理機構に関する考察を行う。第 4 章では、第 3 章で得られた結果群から電子スケール乱流の特性とマルチスケール乱流間相互作用について統合的な理解を得るために全体を考察する。第 5 章にて、本研究で得られた成果をまとめ、今後の課題を述べて結論とする。



## 第 2 章

# 理論と手法

本章では、本研究で前提とする理論や手法について概観する。第 2.1 節にて電子・イオンスケール乱流の乱流源として代表的な微視的不安定性であるイオン温度勾配不安定性 (ITG 不安定性)、捕捉電子不安定性 (TEM 不安定性) 及び電子温度勾配不安定性 (ETG 不安定性) の理論とそのパラメータ依存性について説明し、本研究で対象とするパラメータの重要性について述べる。第 2.2 節では、電子・イオンスケール乱流の計測手法であるミリ波後方散乱計及びドップラー反射計の計測手法及び解析手法の説明に加え、本研究でプラズマ実験を行った大型ヘリカル装置 (LHD) の説明と、本研究で用いた加熱装置及び平衡パラメータの計測手法について説明する。第 2.3 節では、実験結果の考察のために行った GKV コードを用いた線形シミュレーションの手法について説明する。最後に第 2.4 節にて、電子スケール乱流の特性及びマルチスケール乱流間相互作用の研究で必要となる本研究で取り組んだ計測システムの開発について説明する。

## 2.1 微視的不安定性

温度・密度勾配の存在する磁場閉じ込めプラズマ中では、電子及びイオンのドリフト運動が不均一になることによって微視的不安定性 (ドリフト波不安定性) が成長し、その非線形飽和過程においてミクロスケール乱流が発生する。本節では代表的なドリフト波不安定性であるイオン温度勾配不安定性 (ITG 不安定性)、捕捉電子不安定性 (TEM 不安定性) 及び電子温度勾配不安定性 (ETG 不安定性) の成長過程について概説する。

### 2.1.1 イオン温度勾配不安定性 (ITG 不安定性)

図 2.1 に示すように、磁気面に直交する方向にイオン温度勾配が存在し、ランダムな揺動によって  $T_i$  が揺動成分  $\tilde{T}_i$  を持っている状態を考える。このとき磁気面内で磁力線方向に垂直な向きに沿ってイオン温度の高い領域と低い領域が存在する。イオンの磁場勾配ドリフト  $\vec{v}_{\vec{\nabla}B,i}$  及び曲率ドリフト  $\vec{v}_{\vec{\kappa},i}$  はそれぞれ式 2.1 及び式 2.2 で粒子種  $\sigma = i$  とした場合の式で表される。

$$\vec{v}_{\vec{\nabla}B,\sigma} = \hat{b} \times \left( \frac{v_{\perp,\sigma}^2/2}{\Omega_{c,\sigma}} \vec{\nabla}B \right) \quad (2.1)$$

$$\vec{v}_{\vec{\kappa},\sigma} = \hat{b} \times \left( \frac{v_{\parallel,\sigma}^2}{\Omega_{c,\sigma}} \vec{\kappa} \right) \quad (2.2)$$

ここで、 $\hat{b}$ 、 $\vec{\nabla}B$  及び  $\vec{\kappa}$  はそれぞれ磁力線方向の単位ベクトル、磁場の大きさの勾配ベクトル及び磁力線の曲率ベクトルであり、 $v_{\perp,\sigma}$ 、 $v_{\parallel,\sigma}$  及び  $\Omega_{c,\sigma}$  はそれぞれ粒子種  $\sigma$  の磁力線に垂直方向の速度、平行方向の速度及びサイクロトロン周波数を表す。イオン温度が高くなるほど平均的な  $v_{\perp,i}^2$  及び  $v_{\parallel,i}^2$  が大きくなることから磁場勾配ドリフト速度及び曲率ドリフト速度が大きくなる。イオン温度に波が生じるとドリフト速度にも波が発生し、それと 90 度ズレた位相でイオン密度の波及びポテンシャルの波が発生する。その結果、ポテンシャルの勾配によってさらに 90 度ずれて電場の波が発生し、イオン温度揺動と同相の  $E \times B$  ドリフト速度の波が発生する。この  $E \times B$  ドリフトがイオン温度の波をさらに増加させ、不安定化させる。イオン温度勾配を駆動源として成長するためこのような揺動の成長機構はイオン温度勾配不安定性 (ITG 不安定性) と呼ばれている。ITG 不安定性を乱流源とする乱流を ITG 乱流と呼ぶ。ITG 不安定性によって励起される揺動は、この成長機構からイオン反磁性方向に伝搬する。イオン熱輸送に大きく寄与すると考えられていることから、TEM 及び ETG に先駆けて長らく研究されてきた。イオン温度のスケール長  $L_{T_i}$  とイオン密度のスケール長  $L_{n_i}$  の比  $\eta_i$  に閾値  $\eta_{i,crit}$  が存在し、それを超えると急激に ITG 不安定性の成長率が增大するモデルが考えられている。文献 [42] では式 2.3 の

ような表式でその閾値がモデル化されており、 $T_e/T_i$  が ITG 不安定性に重要な影響を及ぼすことが分かる。

$$\eta_{i,\text{crit}} = \left( \frac{L_{n_i}}{L_{T_i}} \right)_{\text{crit}} = \frac{4L_{n_i}}{3R_{\text{ax}}} \left( 1 + \frac{1}{T_e/T_i} \right) \left( 1 + \frac{k_{\perp}^2 v_{\text{th},i}^2}{2\Omega_{c,i}^2} \right) \quad (2.3)$$

### 2.1.2 捕捉電子不安定性 (TEM 不安定性)

トカマクやヘリカルなどのトロイダル型の磁場閉じ込め装置では、トーラス内側ほど磁場強度が増加するため、磁力線上に沿って磁場の強弱が存在する。このとき、磁力線に沿った方向の速度  $v_{\parallel}$  が大きい粒子 (通過粒子) はプラズマ中を周回するが、 $v_{\parallel}$  が小さい粒子 (捕捉粒子) は磁場の弱いトーラス外側に捕捉され、バナナ運動をする。このとき、捕捉粒子はバナナ運動をしながら少しずつトロイダル方向にドリフトしていく歳差ドリフトをする。図 2.2 に示すように、密度の波がプラズマ中に存在する場合、捕捉された電子の歳差ドリフトによって電子密度とイオン密度の波に位相差が発生し分極する。その結果、ポテンシャルの波が発生し、電子密度揺動が不安定化する向きに  $E \times B$  ドリフトが発生する。このようにして起きる捕捉電子による不安定性を捕捉電子不安定性 (TEM 不安定性) と呼ぶ。TEM 不安定性が成長し、その非線形飽和過程で発生する乱流を特に TEM 乱流と呼ぶ。TEM 不安定性によって励起される揺動は、電子反磁性方向に伝搬する。TEM 不安定性の分散関係には様々なモデルが提案されているが、近年では電子温度の規格化逆スケール長の増大に対して成長率が大きく増大するようになる閾値が存在するモデルが提案されている。トカマクでは、式 2.4 に示すような閾値モデルが提案されており、これを元に電子熱輸送の解析が行われた [43]。ここで、 $R_{\text{ax}}/L_{T_e}$ 、 $\epsilon_t$ 、 $R_{\text{ax}}/L_{n_e}$ 、 $\hat{s}$ 、 $\nu_{\text{eff}}$  はそれぞれ、電子温度の規格化逆スケール長、アスペクト比  $\epsilon_t = a_{99}/R_{\text{ax}}$ 、密度の規格化逆スケール長、磁気シア、電子・イオン間の実効衝突周波数  $\nu_{\text{eff}} = \nu_{ei}/\epsilon_t$  であり、 $R_{\text{ax}}$  は磁気軸中心位置を表す。TEM 不安定性では式 2.4 より、電子温度勾配が大きく、実効衝突周波数が小さい (高温・低密度である) ほど成長率が高くなる傾向がある。

$$\left( \frac{R_{\text{ax}}}{L_{T_e}} \right)_{\text{crit}} = \frac{0.357\sqrt{\epsilon_t} + 0.271}{\sqrt{\epsilon_t}} \left( 4.90 - 1.31 \frac{R_{\text{ax}}}{L_{n_e}} + 2.68\hat{s} + \ln(1 + 20\nu_{\text{eff}}) \right) \quad (2.4)$$

### 2.1.3 電子温度勾配不安定性 (ETG 不安定性)

電子温度勾配が存在する場合に電子温度にランダムな揺動が発生した場合、ITG 不安定性と同様の機構で揺動が不安定化する。図 2.3 にその成長機構の概略図を示す。イオンと電子では曲率ドリフト及び磁場勾配ドリフトの向きが逆になるが、それによって形成さ

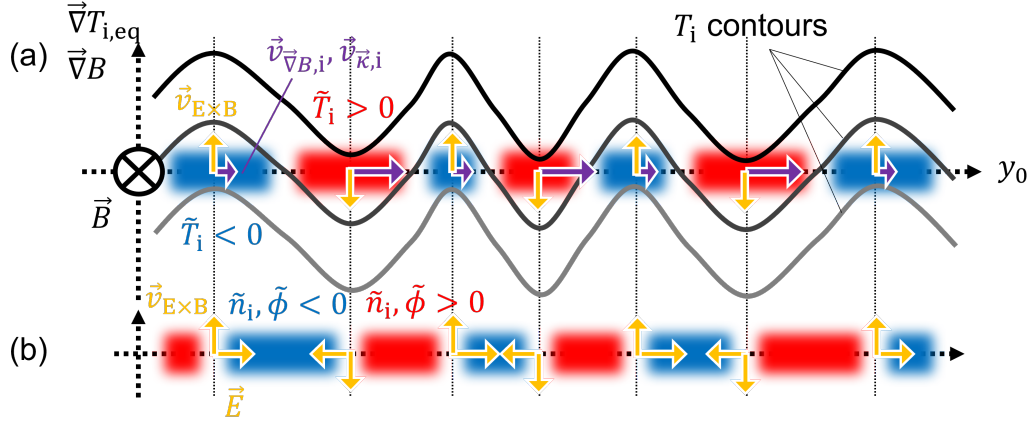


図 2.1 ITG 不安定性の成長機構の概略図。(a)  $T_i$  分布の概略図で、黒もしくはグレーの曲線は  $T_i$  の等高線である。ここで、 $T_i$  は平衡成分  $T_{i,eq}$  と揺動成分  $\tilde{T}_i$  に分離できるとする。青の領域が平衡イオン温度  $T_{i,eq}$  に比べて  $T_i$  が低い領域 ( $\tilde{T}_i < 0$ )、赤色の領域が  $T_{i,eq}$  に比べて  $T_i$  が高い領域 ( $\tilde{T}_i > 0$ ) をそれぞれ表す。紙面奥向きが磁力線方向を表し、紙面奥向きと水平方向とで張る平面を磁気面とする。水平方向が磁力線に垂直かつ磁気面に平行な方向の座標  $y_0$  を表す。磁気面に直交する方向に  $\vec{\nabla}T_{i,eq}$  及び  $\vec{\nabla}B$  が存在するとする。紫矢印は、イオンの磁場勾配ドリフト速度  $\vec{v}_{\nabla B, i}$  及び曲率ドリフト速度  $\vec{v}_{\kappa, i}$  を表す。黄色矢印は、 $E \times B$  ドリフト速度  $\vec{v}_{E \times B}$  を表す。(b) イオン密度揺動  $\tilde{n}_i$  及びポテンシャル揺動  $\tilde{\phi}$  の概略。青の領域がイオンが比較的疎で負に帯電する領域 ( $\tilde{n}_i < 0, \tilde{\phi} < 0$ ) で、赤の領域がイオンが比較的密で正に帯電する領域 ( $\tilde{n}_i > 0, \tilde{\phi} > 0$ ) である。水平方向の黄矢印が  $\tilde{\phi}$  が発生した結果生じる電場  $\vec{E}$  を表す。鉛直方向の黄矢印が  $\vec{E}$  によって発生する  $E \times B$  ドリフト速度  $\vec{v}_{E \times B}$  を表す。

れる電子密度揺動とポテンシャル揺動は逆位相となるため、結果的に ITG 不安定性と同様、電子温度揺動が不安定化する方向に  $E \times B$  ドリフトが起こる。このような過程で発生する不安定性を電子温度勾配不安定性 (ETG 不安定性) と呼ぶ。ETG 不安定性によって励起された乱流を ETG 乱流と呼ぶ。ETG 不安定性によって励起される揺動は、電子反磁性方向に伝搬する。ETG 不安定性についても TEM 不安定性と同様に閾値を持つモデル (例えば式 2.5) がトカマクのシミュレーションによって提案されている [41]。ここで、 $Z_{\text{eff}}$  はプラズマの実効電荷、 $q$  は安全係数である。 $T_e$  分布の変化に関しては、 $R_{\text{ax}}/L_{T_e}$  が大きく  $T_e/T_i$  が低い場合に ETG 不安定性が成長しやすい。

$$\left(\frac{R_{\text{ax}}}{L_{T_e}}\right)_{\text{crit}} = \max \left[ \left(1 + Z_{\text{eff}} T_e/T_i\right) \left(1.33 + 1.91 \frac{|\hat{s}|}{q}\right) (1 - 1.5\epsilon_t), 0.8 \frac{R_{\text{ax}}}{L_n} \right] \quad (2.5)$$

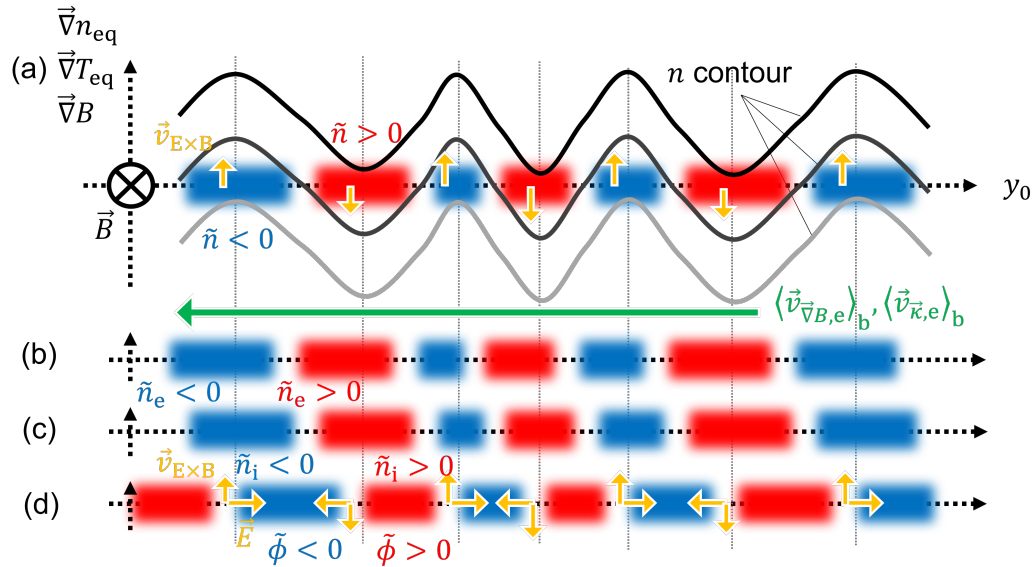


図 2.2 TEM 不安定性の成長機構の概略図。(a)  $n$  分布の概略図で、黒もしくはグレーの曲線は  $n$  の等高線である。ここで、 $n$  は平衡成分  $n_{eq}$  と揺動成分  $\tilde{n}$  とに分離できるとする。青の領域が平衡電子密度  $n_{eq}$  に比べて  $n$  が低い領域 ( $\tilde{n} < 0$ )、赤色の領域が  $n_{eq}$  に比べて  $n$  が高い領域 ( $\tilde{n} > 0$ ) をそれぞれ表す。紙面奥向きが磁力線方向を表し、紙面奥向きと水平方向とで張る平面を磁気面とする。水平方向が磁力線に垂直かつ磁気面に平行な方向の座標  $y_0$  を表す。磁気面に垂直に、 $\vec{\nabla} T_{eq}$ 、 $\vec{\nabla} n_{eq}$  及び  $\vec{\nabla} B$  が存在するとする。黄色矢印は、 $E \times B$  ドリフト速度  $\vec{v}_{E \times B}$  を表す。緑矢印は、電子の磁場勾配ドリフト速度  $\vec{v}_{\vec{\nabla} B, e}$  及び曲率ドリフト速度  $\vec{v}_{\kappa, e}$  のバナナ運動に関するバウンス平均を表す。(b)  $\tilde{n}_e$  の概略。青の領域が電子が比較的疎の領域 ( $\tilde{n}_e < 0$ ) で、赤の領域が電子が比較的密な領域 ( $\tilde{n}_e > 0$ ) である。(c)  $\tilde{n}_i$  の概略。青の領域がイオンが比較的疎の領域 ( $\tilde{n}_i < 0$ ) で、赤の領域がイオンが比較的密な領域 ( $\tilde{n}_i > 0$ ) である。(d)  $\tilde{\phi}$  の概略。青の領域が負に帯電した領域 ( $\tilde{\phi} < 0$ ) で、赤の領域が正に帯電した領域 ( $\tilde{\phi} > 0$ ) である。水平方向の黄矢印がポテンシャル揺動が発生した結果生じる電場  $\vec{E}$  を表す。鉛直方向の黄矢印が  $\vec{E}$  によって発生する  $E \times B$  ドリフト速度  $\vec{v}_{E \times B}$  を表す。

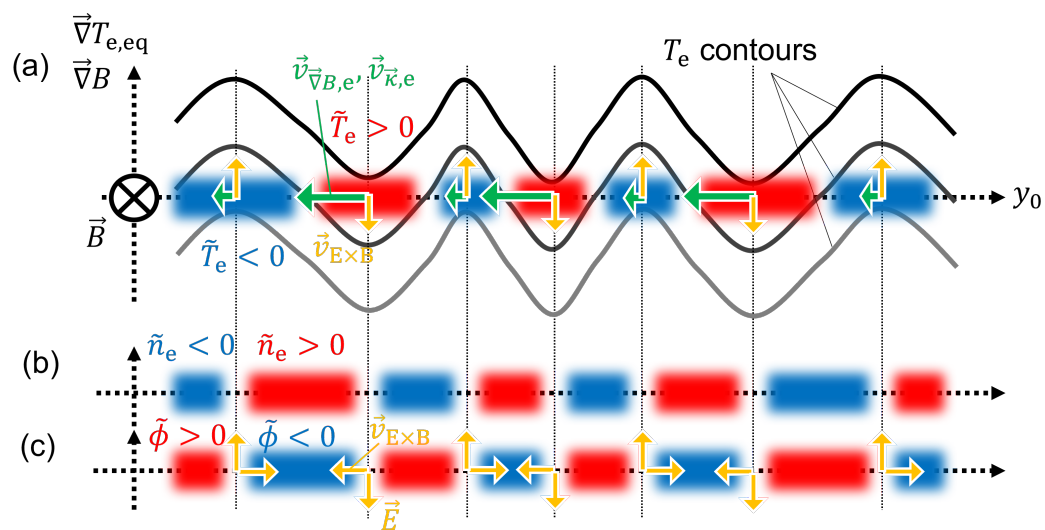


図 2.3 ETG 不安定性の成長機構の概略図。(a)  $T_e$  分布の概略図で、黒もしくはグレーの曲線は  $T_e$  の等高線である。ここで、 $T_e$  は平衡成分  $T_{e,eq}$  と揺動成分  $\tilde{T}_e$  とに分離できるとする。青の領域が平衡電子温度  $T_{e,eq}$  に比べて  $T_e$  が低い領域 ( $\tilde{T}_e < 0$ )、赤色の領域が  $T_{e,eq}$  に比べて  $T_e$  が高い領域 ( $\tilde{T}_e > 0$ ) をそれぞれ表す。紙面奥向きが磁力線方向を表し、紙面奥向きと水平方向とで張る平面を磁気面とする。水平方向が磁力線に垂直かつ磁気面に平行な方向の座標  $y_0$  を表す。磁気面に垂直に、 $\vec{\nabla}T_{e,eq}$  及び  $\vec{\nabla}B$  が存在するとする。緑矢印は、電子の磁場勾配ドリフト速度  $\vec{v}_{\nabla B, e}$  及び曲率ドリフト速度  $\vec{v}_{\kappa, e}$  を表す。黄色矢印は、 $E \times B$  ドリフト速度  $\vec{v}_{E \times B}$  を表す。(b)  $\tilde{n}_e$  の概略。青の領域が電子が比較的疎の領域 ( $\tilde{n}_e < 0$ ) で、赤の領域が電子が比較的密の領域 ( $\tilde{n}_e > 0$ ) である。(c)  $\tilde{\phi}$  の概略。青の領域が負に帯電する領域 ( $\tilde{\phi} < 0$ ) で、赤の領域が正に帯電する領域 ( $\tilde{\phi} > 0$ ) である。水平方向の黄矢印がポテンシャル揺動が発生した結果生じる電場  $\vec{E}$  を表す。鉛直方向の黄矢印が  $\vec{E}$  によって発生する  $E \times B$  ドリフト速度  $\vec{v}_{E \times B}$  を表す。

## 2.2 計測手法

本節では、本研究で用いた様々な計測システムとプラズマ実験装置について説明する。第 2.2.1 節では、電子スケール乱流の特性研究の要となるミリ波後方散乱計の原理と LHD における計測システムの構成について説明する。また、第 2.2.2 節では、さらに電子・イオンスケール乱流間相互作用を研究するために用いたイオンスケール乱流の計測手法であるドップラー反射計の原理と計測システムについて説明する。第 2.2.3 節では、それらミリ波後方散乱計及びドップラー反射計における計測システムの、主に受信回路の基本的な技術と信号処理手法について説明し、第 2.4 節及び第 3 章の説明に必要な前提知識を共有する。続けて第 2.2.4 節では、これらの計測システムで観測する揺動の波数と位置を推定するために用いた光線追跡の理論について説明する。第 2.2.5 節では、本研究で用いた大型ヘリカル装置 (LHD) の仕様について簡単に説明し、本研究で用いた加熱装置である中性粒子ビーム入射加熱 (NBI) 及び電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH) について説明する。最後に、第 2.2.6 節で、本研究で用いたプラズマの熱力学的な平衡パラメータの計測手法を説明する。

### 2.2.1 ミリ波後方散乱計測

本研究では、電子スケール乱流信号の測定にミリ波後方散乱計を用いた。過去にもいくつかの磁場閉じ込め装置に導入されてきた実績のある計測システムである [24, 25, 44, 45]。核融合プラズマ中に  $\sim 100$  GHz のミリ波ビームを入射し、その協同的な散乱波信号を測定することで電子密度揺動に比例する信号を測定する。電磁波の運動量保存から、観測する揺動の波数ベクトル  $\vec{k}_\perp$ 、受信する散乱波の波数ベクトル  $\vec{k}_{sc}$  及びプローブビームの波数ベクトル  $\vec{k}_{in}$  に対して、 $\vec{k}_\perp = \vec{k}_{sc} - \vec{k}_{in}$  が成立する。これをブラグ条件と呼び、この原理によって特定の波数の揺動を選択的に観測することができる。ミリ波後方散乱計の観測位置は、プローブビームと受信する散乱波の軌道が交差する領域にあり、このため観測位置の径方向分解も可能である。観測位置における、プローブビームの波数ベクトルと受信する散乱波の波数ベクトルのなす角を散乱角  $\theta_{sc}$  と定義すると、観測波数の大きさ  $k_\perp$  はブラグ条件から  $k_\perp = 2k_{in} \sin(\theta_{sc}/2)$  である。受信する散乱波のパワー  $P_{sc}$  は式 2.6 に示すように電子密度揺動強度  $|\tilde{n}_{e,\vec{k}}|$  の 2 乗に比例するため、これらの原理からミリ波後方散乱計によって特定の波数の乱流強度を特定の径方向位置において測定することが可能である [45]。

$$P_{sc} = \frac{1}{4} r_e^2 |\tilde{n}_{e,\vec{k}}|^2 \lambda_{in}^2 L^2 P_{in} \quad (2.6)$$

ここで、 $r_e = e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2)$ 、 $\lambda_{in}$ 、 $L$  及び  $P_{in}$  はそれぞれ、古典電子半径、プローブビームの波長、散乱長及びプローブビームのパワーを表す。電子密度揺動自身がある速度  $\vec{v}_\perp$  を持って伝搬するとき、 $2\pi f_d = \vec{k}_\perp \cdot \vec{v}_\perp$  だけ受信する散乱波の周波数にシフトが発生する。プラズマ中の観測領域で揺動の伝搬速度は通常一様ではないため、単色のプローブビームに対して受信する散乱波は広がりを持った周波数スペクトルとなる。

本研究で用いた、LHD に導入されているミリ波後方散乱計のプローブ周波数は 90 GHz である。これは、LHD で生成されるプラズマのコア領域での電子プラズマ周波数、電子サイクロトロン運動の基本周波数とその 2 次高調波の周波数、高域混成周波数及び右回り・左回りカットオフ周波数を避けて設定されている [45]。観測位置におけるビーム全幅は  $\approx 4$  cm、散乱角  $\theta_{sc} \approx 160^\circ$  であり、径方向分解能は  $\Delta R \sim 0.1$  m である。詳細には、トーラス内側に行くほど径方向分解能は落ちるため、 $R = 3.6$  m の配位において磁気軸位置で  $\Delta R = 0.135$  m、周辺部 ( $r_{eff}/a_{99} \approx 1.0$ ) で  $\Delta R = 0.105$  m である。電子スケール乱流信号のパラメータ依存性について議論する際には、この大半径方向の幅  $\Delta R$  で各種パラメータを平均して取り扱った。この視線で観測される波数の向きはポロイダル方向の波数と径方向の波数の比にして  $k_{pol}/k_r \approx 0.2$  である。屈折率の変化を考慮するため、LHDGauss コードによる光線追跡により、観測波数、観測位置及び散乱角を計算した。観測波数は  $k_\perp \approx 35 \text{ cm}^{-1}$  であり、例えば電子温度 2 keV かつ磁場強度

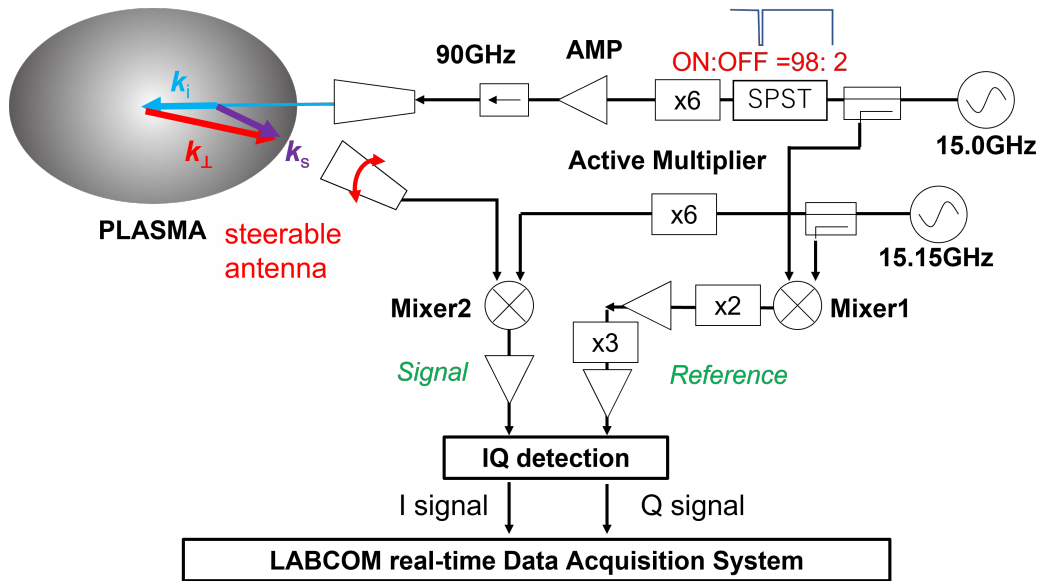


図 2.4 LHD で導入されているミリ波後方散乱計の概略図。

2T において  $k_{\perp}\rho_{th,e} \approx 0.2$  であるため、この波数は電子スケールに相当する。ここで、 $\rho_{th,e} = v_{th,e}/\Omega_{c,e} = \sqrt{m_e T_e/eB^2}$ 、 $v_{th,e} = \sqrt{eT_e/m_e}$  及び  $\Omega_{c,e} = eB/m_e$  であり、それぞれ熱電子ジャイロ半径、電子熱速度及び電子サイクロトロン周波数を表す。 $m_e$ 、 $e$  及び  $B$  はそれぞれ電子質量、電気素量及び磁場を表す。

ミリ波後方散乱計の回路図を図 2.4 に示す。第 2.4.1 節でも説明するが、ミリ波後方散乱計ではプローブビームを間欠的に止めることで背景ノイズを測定できる。回路図中の SPST (単極単投スイッチ) によって、プローブビームの ON/OFF を制御することでこれを実現している。プローブ周波数の 90 GHz は、15.00 GHz の発振器を周波数逡倍器によって 6 倍にして生成している。また、IQ 検出された散乱信号を、2.5 MHz でサンプリングしている。

## 2.2.2 ドップラー反射計

ドップラー反射計は、磁場閉じ込め高温プラズマ中の電子密度揺動  $\tilde{n}_{e,\vec{k}}$  及び径電場  $E_r$  を局所的に同時に測定することができる乱流計測である。磁力線に垂直な方向への波数分解能が高く、特にミクロスケール乱流への感度が高いことから、乱流強度の評価を目的としてこれまでに多くの磁場閉じ込め装置に導入されてきた [29–40]。また、乱流強度を評価する時間分解能で径電場  $E_r$  の時間変化を評価することができ、新古典的に形成された径電場、メゾスケールのゾーナル流及び測地線音波 (GAM) とミクロスケール乱流との間の相互作用を評価する良いツールとして用いられてきた。本研究においても、イオンスケール乱流強度及び伝搬速度の測定のために用いた。

ドップラー反射計の原理は以下の通りである。第 2.2.1 節で説明したミリ波後方散乱計と同様にドップラー反射計も、ブラグ散乱を応用して高い波数分解能でミクロスケール乱流を観測している。ミリ波後方散乱計との違いはプローブ周波数である。ミリ波後方散乱計においては、プラズマ内のカットオフ層における反射波の混在を避けるため、カットオフ周波数を超えた比較的に高い周波数を選択する。一方で、ドップラー反射計では積極的にカットオフ層における反射を利用するため、カットオフ周波数に近い周波数を選択する。したがって、ミリ波後方散乱計に比べて周波数が低く観測波数も低いため、より大きなイオンスケールの揺動を選択的に観測することができる。磁気面に垂直にプローブビームを入射するようなドップラー反射計でない通常の反射計では、プラズマのコアに近づき電子密度が増加するにつれてプローブビームの波数が低下し、カットオフ層において 0 になるため。そのため 0 次の反射波が支配的になることで波数分解能が低くなり、プローブ周波数成分には位相変調されたプローブビームの 0 次の反射波が受信されるのに加えて、比較的大きなスケールの揺動がドップラー広がりとして観測される。ドップラー反射計ではこれを避けるため、プローブビームを磁気面に対して斜めに入射することで 0 次の反射波が受信アンテナに帰らないようにし、 $-1$  次の後方散乱波のみを選択的に受信することでブラグ散乱を応用してミクロスケールの乱流を選択的に観測することができる。ここで、斜め入射による影響で、プローブビームはプラズマ中で屈折を受ける。このため、最も散乱強度が高くなるカットオフ層付近においてプローブビーム及び  $-1$  次の後方散乱波の波数ベクトルは磁気面と平行方向を向く。したがって、観測波数  $k_{\perp}$  はカットオフ層においてブラグ条件  $k_{\perp} = -2k_{\text{in}}$  で求められる。ミリ波後方散乱計と同様に、IQ 検出を行うことによってドップラーシフト  $f_d$  を測定することができ、 $v_{\perp} = 2\pi f_d / k_{\perp}$  の関係式から揺動の実験室系における伝搬速度を測定することができる。

LHD においては 26–40 GHz (Ka 帯) のマイクロ波を用いた。O モード入射時には電子プラズマ周波数  $f_{pe}$  (式 2.7) がカットオフ周波数であるため、Ka 帯は  $n_e =$

$1 \times 10^{19} - 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  に相当し、本研究で対象とする低  $\beta$  値のプラズマに適している。

$$f_{pe} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.7)$$

ここで、 $\epsilon_0$  は真空の誘電率を表す。第 2.4.3 節で後述するように、複数の高次高調波成分を含む非正弦波をプローブビームにすることで複数のカットオフ位置での同時測定が可能な周波数コムドップラー反射計を用いている。また、送受信のアンテナを分けるバイスタティック配置を採用している。

### 2.2.3 信号処理手法

本節では、第 2.4 節の計測システム開発について説明する上で必要な語句であるヘテロダイン検出及び IQ 検出について説明し、受信信号の処理回路上での信号の呼び方を定義する。また、ドップラーシフトを推定する信号処理の手法についてもここで説明する。

#### ヘテロダイン検出

ミリ波後方散乱計やドップラー反射計において、プラズマ中に入射するプローブビーム及びその後方散乱波は  $\sim 10 - 100$  GHz (RF 周波数) のマイクロ波/ミリ波信号 (RF 信号) であり、この受信 RF 信号を直接データ収集しようとするするとサンプリング周波数が非常に高くなるため適切ではない。そこで、RF 周波数と異なるが近い周波数 (LO 周波数) の信号 (LO 信号) をローカル発振器で生成し、これを受信 RF 信号とミキシングしてからローパスフィルタに通すことで、RF 周波数と LO 周波数の差である IF 周波数帯域の IF 信号を得ることができる。このようにして周波数帯域を下げた (ダウンコンバートした) 信号を検出する手法をヘテロダイン検出という。一方で、LO 周波数が RF 周波数と同じ場合、これをホモダイン検出という。

#### IQ 検出

ヘテロダイン検出して得られた受信 IF 信号を、それと同じキャリア周波数の LO 信号 (IF-LO 信号) によってさらにダウンコンバートすることで、最終的に揺動の周波数帯域までサンプリング周波数を下げることができる。しかしながら、そのままでは位相の進行方向の情報が失われることで、揺動の伝搬方向の情報が同時に失われてしまう。そこで、IF-LO 信号  $s_{IF,LO,I}(t) = A_{IF,LO} \cos \omega_{IF} t$  に加えて、その位相を  $90^\circ$  遅らせた信号  $s_{IF,LO,Q}(t) = A_{IF,LO} \sin \omega_{IF} t$  を生成して、それぞれによって受信 IF 信号  $s_{IF}(t) = A_{IF}(t)[\cos \omega_{IF} t + \Phi(t)]$  をダウンコンバートする。その結果、 $s_I(t) = (A_{IF,LO} A_{IF}(t)/2) \cos \Phi(t)$  及び  $s_Q(t) = -(A_{IF,LO} A_{IF}(t)/2) \sin \Phi(t)$  がそれぞれ生成される。 $s_I$  及び  $s_Q$  をそれぞれ 同相信号 (I 信号) 及び 直交信号 (Q 信号) と呼ぶ。生成した I 信号と Q 信号を式 2.8 のように結合することで位相の進行方向の情報が維持された IQ 信号  $s_{IQ}$  が検出できる。

$$s_{IQ} = s_I - i s_Q = \frac{A_{IF,LO} A_{IF}(t)}{2} [\cos \Phi(t) + i \sin \Phi(t)] = \frac{A_{IF,LO} A_{IF}(t)}{2} e^{i\Phi(t)} \quad (2.8)$$

このような手法を IQ 検出とよび、この処理を行うミキサを特に IQ ミキサと呼ぶ。

### 乱流強度とドップラーシフトの計算

測定した散乱信号を高速フーリエ変換によって周波数スペクトル  $S_{\vec{k}}(f)$  に変換する。ドップラー反射計及びミリ波後方散乱計においては、周波数パワースペクトル密度は電子密度揺動強度の二乗  $|\tilde{n}_{e,\vec{k}}(f)|^2$  に比例する。ボルツマンの関係式 (式 2.9) で表されるように電子密度揺動とポテンシャル揺動が同期する場合を考えると、電子密度揺動強度はポテンシャル揺動強度に比例すると考えることができる。

$$\frac{\tilde{n}_{e,\vec{k}}}{n_e} = \frac{\tilde{\phi}}{T_e} \quad (2.9)$$

ここで、 $\tilde{\phi}$  及び  $k_B$  は、ポテンシャル揺動及びボルツマン定数を表す。磁場に垂直な平面上にポテンシャル揺動が存在するとき、その周りに放射状の電場ができるため  $E \times B$  ドリフトが渦状に発生する。したがって、ポテンシャル揺動強度ないしは電子密度揺動強度が乱流渦の強度に対応すると考えられ、ドップラー反射計及びミリ波後方散乱計の受信信号の強度を乱流強度とみなすことができる。乱流強度は受信信号の周波数スペクトルの積分によって求めることができる。図 2.5 に概念的な複素周波数スペクトルを示した。複素周波数スペクトルとは、IQ 検出を行うことによって得られる 0 に関して正負に非対称な形のスペクトルである。このスペクトルの低周波成分にはマクロスケールの揺動が存在する場合の 0 次反射成分や単純な 0 次反射光の装置壁での反射光などが検出されることで、本来対象とするスケール以外の揺動成分が含まれる可能性がある。そこで、式 2.10 のようにフィルターのカットオフ周波数  $f_{\text{cutoff}}$  より高い周波数成分での積分を行うことで乱流強度  $I_{\text{turb}}$  を求めた。図 2.5 中の緑色で示した領域の面積がその積分値に相当する。カットオフ周波数は各実験条件によって異なる値を与えているため、各節にて具体的な数値を述べる。

$$I_{\text{turb}} = \sqrt{\int_{|f| > f_{\text{cutoff}}} S_{\vec{k}}(f) df} \quad (2.10)$$

電子密度揺動が、観測している波数ベクトルの向き (またはその逆向き) に平均的に伝搬しているとき、受信する散乱信号がドップラーシフトを受け、図 2.5 に示すように周波数スペクトルが平均的にシフトする。ドップラーシフトは、実験で測定された周波数パワースペクトル密度  $S_{\vec{k}}$  に対してガウス関数 (式 2.11) によるフィッティングを行って得られる推定値  $\hat{f}_d$  を用いた。ただし、 $\sim 0$  Hz の成分では、前述したとおり乱流以外の成分が含まれる場合がある。0 Hz から離れた明らかなドップラーシフトが存在する場合には、 $|f| < f_{\text{cutoff}}$  成分をカットオフしたスペクトルに対して単項ガウス関数 (式 2.11) によるフィッティングを行って  $\hat{f}_d$  を求め、これを用いた。しかし、シフトが弱く乱流以外の成

分と重なってしまうと考えられるようなケースでは、両方の成分を模擬した二項ガウス関数 (式 2.12) によるフィッティングを行って、より中心から離れた成分のドップラーシフト  $\hat{f}_{d,2}$  の推定値を用いた。さらに、信号の S/N 比が良くかつ明らかなドップラーシフトが観測される場合や高速なドップラーシフトの時間変化を追いたいときには重心法 (式 2.13) と呼ばれる、周波数パワースペクトルを重み関数として周波数の平均値を取る非パラメトリックな手法を用いることもできる [30]。どの手法を使ったかは、各実験によって異なるためその都度記述する。

$$\hat{S}_{\vec{k}}(f) = \hat{A} \exp\left(-\frac{(f - \hat{f}_d)^2}{\hat{\sigma}_d^2}\right), \quad |f| \geq f_{\text{cutoff}} \quad (2.11)$$

$$\hat{S}_{\vec{k}}(f) = \hat{A}_1 \exp\left(-\frac{(f - \hat{f}_{d,1})^2}{\hat{\sigma}_{d,1}^2}\right) + \hat{A}_2 \exp\left(-\frac{(f - \hat{f}_{d,2})^2}{\hat{\sigma}_{d,2}^2}\right) \quad (2.12)$$

$$f_d = \frac{\sum f S_{\vec{k}}(f)}{\sum S_{\vec{k}}(f)} \quad (2.13)$$

ドップラーシフト  $f_d$  は、観測している揺動の波数  $\vec{k}_\perp$  及び揺動の実験室系における伝搬速度  $\vec{v}_\perp$  との間に、 $\vec{k}_\perp \cdot \vec{v}_\perp = 2\pi f_d$  と表される関係を持つ。ドップラー反射計はプラズマ中で強い屈折を受け、屈折率が最大となる観測位置においては、径方向の波数はほとんどなくポロイダル方向の波数を観測しているとみなすことができる。したがって、ドップラー反射計で測定されるイオンスケール乱流のポロイダル方向の伝搬速度は、後述する手法で計算された観測波数  $k_\perp$  を用いて、 $v_{\text{pol}} = 2\pi f_d / k_\perp$  によって求めた。一方で、ミリ波後方散乱計で観測される電子スケール乱流は、径方向とポロイダル方向の両方向に成分を持つため、 $\vec{k}_\perp \cdot \vec{v}_\perp = k_r v_r + k_{\text{pol}} v_{\text{pol}} = 2\pi f_d$  である。ポロイダル方向にはドリフト速度程度で伝搬されると考えられる一方で、径方向には磁気面に拘束されて対流速度程度で伝搬すると考えられることから、本研究では  $v_{\text{pol}} \gg v_r$  と近似した。この近似の下で、 $v_{\text{pol}} = 2\pi f_d / k_{\text{pol}} = 2\pi f_d / (k_\perp \cos(\theta_{\text{sc}}/2))$  によって、後述の手法で計算された観測波数  $k_\perp$  及び散乱角  $\theta_{\text{sc}}$  を用いてポロイダル方向の伝搬速度を計算した。乱流の位相速度は、第 2.2.6 節にて説明する荷電交換分光計測によって測定する  $E \times B$  フロー速度  $v_{E \times B}$  を差し引き、 $v_{\text{phase}} = v_{\text{pol}} - v_{E \times B}$  によって求めた。

#### 2.2.4 光線追跡法による観測位置及び波数推定 [1-4]

プラズマ中を伝搬する電磁波は、プラズマの電子密度、電子温度及び磁場に依存する屈折率  $N$  に従う屈折を受ける。このとき、ビーム軌道上で波数が変化の上、ビームの群速度ベクトルが波数ベクトルとずれ、屈折することで、観測波数、観測位置及び散乱角が

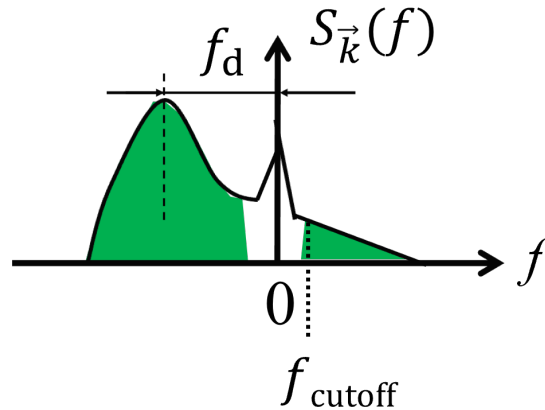


図 2.5 散乱計で得られる受信信号の概念的な複素周波数スペクトル。

真空中と比べて変化する。そこで本研究では、トムソン散乱計測で測定した電子密度分布及び電子温度分布、またそれらを用いて VMEC コード [46, 47] で計算された平衡磁場配位を用いて LHDGauss コード [3] による 3 次元の光線追跡を行い、観測位置、観測波数及び散乱角を推定した。また、LHDGauss コードは第 2.2.5 節で説明する電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH) の吸収プロファイルの計算にも用いた。

LHDGauss コードは、空間中を伝搬するビームの軌道及びその位相変化を、WKB (Wentzel-Kramers-Brioullin) 近似に基づく 3 次元の eikonal 方程式を解くことで求める手法である。WKB 近似は、密度などのプラズマパラメータの空間的な変化が無視できない非一様なプラズマ中を伝搬する電磁波に対して用いられる近似手法である。平衡磁場、平衡温度及び平衡密度の非一様性を前提とするが、核融合プラズマにおいては平衡磁場の空間変化は比較的小さく、平衡温度の非一様性は非常に高い温度における O モード及び X モードに対してさえもわずかな影響しか与えないため、電子密度の非一様性が特に重要である。電磁波ビームの波数  $k$  及び密度のスケール長  $L_n = -n/\nabla n$  に対して  $kL_n \gg 1$  であれば、一様なプラズマの下での電磁波の伝搬を近似的に用いることができるが、マイクロ波においてはその限りではない。WKB 近似はこのような非一様性を含むプラズマに対して用いることができ、非一様性がなだらかであるという近似の下、位相項を形式的に一般化することで波動方程式の近似解を求める手法である。非一様性によって空間中を伝搬する波の波数が増えることを考慮して一般化した空間中の位相変化 (eikonal) を  $k_0 S(\vec{r})$  と定義する。ここで、 $k_0$  は真空中の波数である。このとき、電場の空間依存成分  $\vec{E}(\vec{r})$  の表式は  $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r})e^{ik_0 S(\vec{r})}$  のようになる。この波がヘルムホルツ方程式に従うことから、式 2.14 で表される eikonal 方程式が導かれる。

$$|\nabla S(\vec{r})|^2 = N^2(\vec{r}) \quad (2.14)$$

この eikonal 方程式を解くことで、プローブビームのプラズマ中での波数を、非一様なプラ

ズマの下で向きも含めて求めることができる。屈折率  $N$  の計算においては、LHDGauss コードでは冷たいプラズマ近似の分散関係を用いている。また、eikonal 方程式の導出の過程では、プラズマパラメータが空間的になだらかに変化することから、位相の空間 2 階微分が波数の 2 乗に比べて十分小さいことを仮定している ( $\nabla^2[k_0\mathcal{S}(\vec{r})] \ll k^2(\vec{r})$ )。これによって、WKB 近似の条件式 2.15 が得られ、これは前述した条件式  $kL_n \gg 1$  の、WKB 近似における表現である。

$$\frac{1}{k^2} \nabla k \ll 1 \quad (2.15)$$

### 2.2.5 プラズマ実験装置

本節では、本研究におけるプラズマ実験に用いた大型ヘリカル装置 (LHD) について説明するとともに本研究で用いた加熱装置である中性粒子ビーム入射加熱 (NBI) 及び電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH) についてそのレイアウトを説明する。また、ミリ波後方散乱計及びドップラー反射計のレイアウトについても説明する。

#### 磁場閉じ込め方式の種類

磁場閉じ込め方式では、プラズマを閉じ込めるために磁気面をトーラス状にした磁場配位を用いることが主流である。しかし、そのままの単純トーラスでは粒子の曲率ドリフト及び磁場勾配ドリフトによって電子とイオンが上下に分離して電場を発生させ、 $E \times B$  ドリフトによって大半径方向外側に逃げ出し、プラズマが消失する。そこで、ポロイダル方向に磁力線を捻ることでプラズマを短絡させて鉛直方向に電場を発生させないようにする。ポロイダル方向の磁力線生成方式には、大きく分けてトカマクとヘリカル (ステラレータ) とがある。トカマクは中心ソレノイドコイルによる電磁誘導によって、トロイダル方向に大電流を駆動させてポロイダル磁場を生成する方式、ヘリカルは磁場コイルそのものを3次元的な構造にすることで、ポロイダル磁場とトロイダル磁場のどちらもを磁場コイルによって生成する方式である。一般に、トカマクは2次元軸対称形状であるため磁場のリップルにとられる粒子の輸送が少なく、閉じ込め性能が比較的良い反面、トロイダル電流を流し続けるために現状では中心ソレノイドコイルの作る磁場を変化させ続けなければならないため、定常運転に不向きである。反して、ヘリカルは原理的にプラズマを定常維持することが比較的容易であるが、磁場にリップルが多く発生するため閉じ込め性能は劣る。

#### 大型ヘリカル装置 (LHD)、加熱装置及び乱流計測のレイアウト

本研究の高温プラズマ生成には、核融合科学研究所 (NIFS) で稼働している大型ヘリカル装置 (LHD) を用いた [48]。特に、主半径  $R_{ax} = 3.6$  m、 $a_{99} = 0.6$  m、磁気軸上の磁場強度  $B_{ax} = 2.75$  T の標準配位を用いて実験を行った。LHD は世界最大級のヘリカル装置で、中心温度  $\lesssim 10$  keV、中心密度  $\lesssim 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  の高温プラズマを生成することができる。2対のヘリカルコイルによってメインの閉じ込め磁場配位が形成され、それぞれ5回巻のヘリカルコイルであるため、水平方向に伸びた楕円上のトロイダル断面 (横長断面) と鉛直方向に伸びた楕円状のトロイダル断面 (縦長断面) が10周期繰り返されるらせん型のプラズマが生成される。ヘリカル装置であることからポロイダル磁場をヘリカルコイルによって安定的に生成できるため、プラズマ電流を小さく抑えるオペレーションが可能で

あり、電流駆動の乱流を安定化させることができる。本研究では、低  $\beta$  値の実験を行ってさらに電磁的乱流を安定化させることで、静電的乱流に研究対象を絞った。すなわち、ITG、TEM 及び ETG 不安定性を乱流源とする乱流が支配的になりやすいプラズマを対象とした。ここで、 $\beta = p/(B^2/2\mu_0)$  はプラズマ圧力  $p$  と磁気圧力の比を表す。 $\mu_0$  は真空の透磁率である。

本研究では、高速の中性粒子を入射することでプラズマ加熱を行うための中性粒子ビーム入射加熱 (NBI) 及び電子のサイクロトロン運動に共鳴する周波数のマイクロ波を入射することで電子を選択的に加熱する電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECH) を用いた。LHD プラズマの概形及び NBI のレイアウトを図 2.6 に示す。1 号機 (BL1) から 3 号機 (BL3) はトーラスプラズマの接線方向に入射する NBI で、磁場のリップルにとらわれない高速の通過粒子を主に生成する。BL1 及び BL3 は反時計回りに、BL2 は時計回りに入射している。4 号機 (BL4) 及び 5 号機 (BL5) は磁力線と直交する方向に入射する NBI である。軽水素を入射する場合、BL1 から BL3 は  $\approx 180$  keV、BL4 及び BL5 は  $\approx 40$  keV のエネルギーを持つビームを生成できる。BL1 から BL3 は負イオン源を用いている一方、BL4、BL5 は正イオン源を用いている。重水素ビームの場合は BL4 及び BL5 では軽水素ビームの場合よりも高いエネルギーを持たせることができる。

ECH では、ジャイロトロンによって 77 GHz 及び 154 GHz のマイクロ波を生成し、導波管で真空容器まで導引したのち、LHD プラズマに入射している。これらの周波数は、標準磁場配位の磁気軸における磁場 2.75 T の電子サイクロトロン周波数の基本周波数と 2 次高調波の周波数に相当する。図 2.7 に UR と書かれた紫線で描かれた視線が 77 GHz マイクロ波で、その他 3 つの視線が 154 GHz のマイクロ波である [49, 50]。加えて他のポートに 77 GHz のマイクロ波を導入しており、計 5 台のジャイロトロンを本研究では用いた。各 ECH はミラーの角度調整によって入射位置を変更し、磁気軸から離れた位置での加熱 (*off-axis*) 加熱を行うことが可能である。

LHD では、ミリ波後方散乱計及びドップラー反射計を用いて、局所的に同時に電子・イオンスケールの乱流信号を測定可能なシステムが先行研究によって整備されてきた。これらのレイアウトを図 2.8 に示す。図 2.8 (a) の上部から、トーラス外側のポートに時計回りに番号が振られており、3 番目の 3-O ポートにミリ波後方散乱計とドップラー反射計の両方を導入している。図 2.8 (b) に示したドップラー反射計では、第 2.2.2 節で説明したように空間多点で同時にイオンスケール乱流を測定することができる [39]。図 2.8 (c) に示したミリ波後方散乱計は、第 2.2.1 節で説明したように径方向の観測位置をショット毎に変えることができる [45]。これらの機能により、電子・イオンスケール乱流信号を同じ位置で同時に測定することができる。

また、本研究では後の第 2.4 節で説明するように、ミリ波後方散乱計とドップラー反射計のそれぞれに計測システム開発を行った。ミリ波散乱計の新たなシステムは、図 2.8 (c)

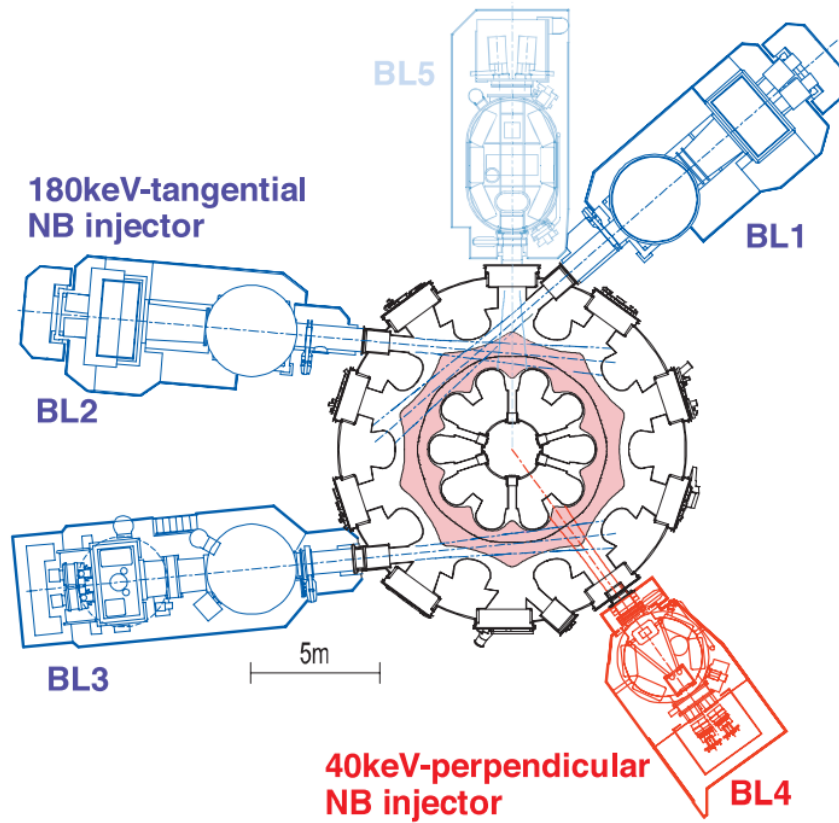


図 2.6 LHD における NBI のレイアウト。文献 [51] より引用。

に示すように、90 度方向の後方散乱波の受信を可能にした。ドップラー反射計の新たなシステムは、図 2.8 (a) に示すように、トロイダル方向に離れた 9-O ポートに導入され、3-O ポートのドップラー反射計と同じプローブ周波数を使って、同じアンテナ角でプローブビームを送信することでトロイダル相関の計測を可能にした。

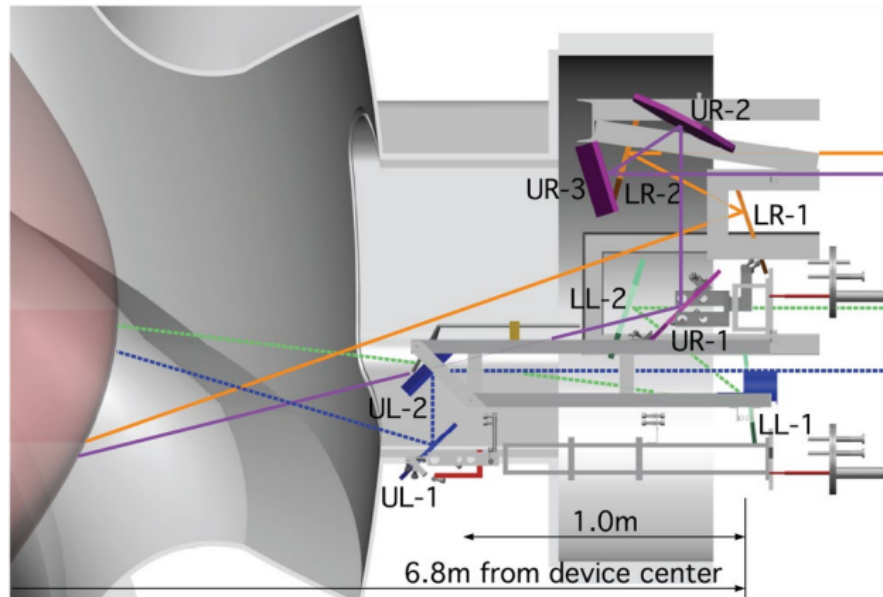


図 2.7 LHD における ECH の入射視線とアンテナレイアウト。文献 [52] より引用。

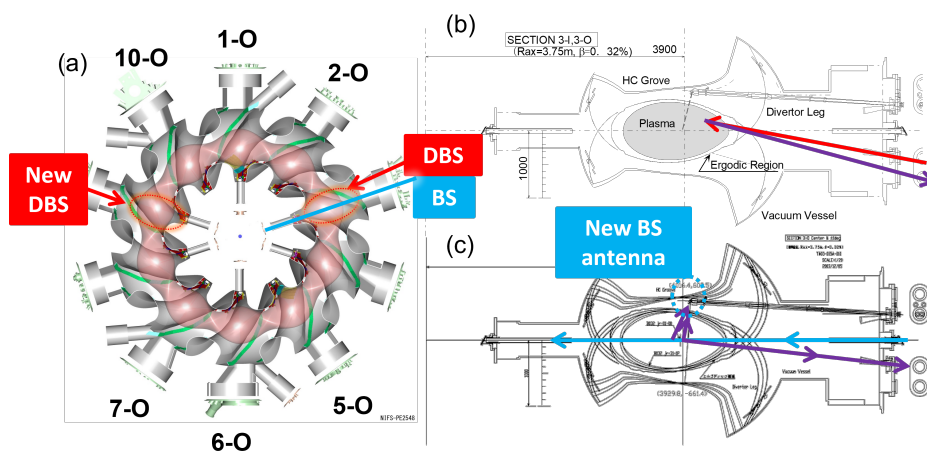


図 2.8 (a) LHD プラズマと概略的なミリ波後方散乱計 (BS) 及びドップラー反射計 (DBS) の視線の上面図。New DBS は本研究で開発した新たなドップラー反射計の視線を示す。(b) 3-O ポートにおけるドップラー反射計の入射ビームの軌道 (赤) と受信する散乱波の軌道 (紫)。(c) 3-O ポートにおけるミリ波後方散乱計 (BS) の入射ビームの軌道 (水色) と受信する散乱波の軌道 (紫)。New BS antenna で受信する散乱角 90 度方向の視線は本研究で新たに導入した。

### 2.2.6 プラズマの平衡パラメータの計測手法

本研究では磁場配位を維持し、プラズマの温度及び密度をスキャンする手法を取るため、熱力学的な平衡パラメータの測定が重要となる。本節では、熱力学的なパラメータとしてプラズマの蓄積エネルギー  $W_p$ 、電子密度  $n_e$ 、電子温度  $T_e$  及びイオン温度  $T_i$  を測定する手法として、反磁性ループ、遠赤外線干渉計、トムソン散乱計測、電子サイクロトロン放射ラジオメータ及び荷電交換分光計測について説明する。また、荷電交換分光計測ではプラズマの  $E \times B$  フロー速度  $v_{E \times B}$  も測定することができる。

#### 反磁性ループ [53, 54]

磁気プローブは一般的に、コイルもしくはループ状の導線を用いる。ファラデーの電磁誘導の法則では、磁束の時間変化率がループ両端に発生する誘導起電力と釣り合う。したがって、ループ両端に RC 回路のような積分回路を接続することで、その出力電圧からループを貫く磁束の変化量  $\Delta\Phi$  を測定することができる。反磁性ループでは、プラズマのトロイダル断面を取り囲むように導線のループを配置するため、トロイダル方向の磁場の変化によって磁束が変化する。プラズマが MHD 平衡にあれば、 $\nabla P = \vec{j} \times \vec{B}$  からプラズマ圧力の変化に伴って磁場が変化する。ここで、 $P$ 、 $\vec{j}$  及び  $\vec{B}$  はプラズマ圧力、プラズマ電流及び磁場である。これを利用して、磁束変化からプラズマ圧力の変化を測定するのが反磁性ループの原理である。プラズマの反磁性を利用していることから、反磁性ループと呼ばれている。トロイダル方向への磁場変化が磁力線方向へは小さく ( $(\vec{B} \cdot \nabla)\vec{B} \simeq 0$ ) かつプラズマ圧力が磁気圧力に比べて小さい ( $P \ll B^2/2\mu_0$ ) とすれば、式 2.16 で表されるように磁束変化と平均圧力  $\bar{P}$  が比例する。

$$\Delta\Phi = \frac{\mu_0 \pi r_p}{B} \bar{P} \quad (2.16)$$

ここで、 $r_p$  はプラズマ半径を表す。プラズマ蓄積エネルギー  $W_p$  は式 2.17 に示すように平均圧力の体積積分に相当するため反磁性ループによって  $W_p$  を測定することができる。

$$W_p = \int_{V_p} p dV = \bar{P} V_p = \bar{P} 2\pi^2 R_{ax} r_p \quad (2.17)$$

ここで、 $V_p$  はプラズマの体積を表す。

#### 遠赤外線 (FIR) 干渉計 [54–56]

LHD ではコアプラズマの線平均電子密度  $\bar{n}_e$  の測定を目的として、ミリ波干渉計、遠赤外線 (FIR) 干渉計及び  $\text{CO}_2$  干渉計の波長の異なる 3 種類の干渉計が、対象とする密度領域によって使い分けられている。本研究では、対象とする  $\bar{n}_e = 1 \times 10^{19} - 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$

の密度領域を測定可能な FIR 干渉計を用いた。FIR 干渉計では LHD の縦長断面を鉛直方向に貫く FIR ビームを発振する 13 ch のレーザー (8.5-U/L ポート) が、 $\approx 90\text{mm}$  の間隔でトロイダル断面を覆うように配置されているため、プラズマ全体の密度の時間変化の傾向を把握するために頻繁に用いられている。

干渉計では、密度測定時に外部磁場による影響を受けないようにプローブビームを O モードで入射する。O モード入射されたプラズマ内を伝搬する電磁波の屈折率  $N_O = c/\lambda f$  ( $c$ : 真空中の光速、 $\lambda$ : 電磁波の波長、 $f$ : 電磁波の周波数) は式 2.18 で表されるように電子密度  $n_e$  によって変化する。

$$N_O = \sqrt{1 - \frac{f_{pe}^2}{f^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{\text{cutoff}}}} \quad (2.18)$$

ここで、 $n_{\text{cutoff}} = 4\pi^2\epsilon_0 m_e f^2 / e^2$  は周波数  $f$  の電磁波に対するカットオフ密度を表す。プラズマ内を伝搬する FIR ビームの波数が変化するため、プラズマ入射前に分岐して導波管中を伝搬した電磁波との位相差  $\phi$  が変化する。式 2.19 で表されるこの位相差を測定することによって、プローブビームの視線  $l$  上の電子密度の積分値を測定するのが干渉計の原理である。

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int (1 - N_O) dl = r_e \lambda \int n_e dl \quad (2.19)$$

原理的に位相測定であることから急な密度の変動によって  $2\pi$  を超える位相変化がサンプリング間隔内で発生するとフリッジジャンプと呼ばれる測定誤差が発生し、正確な密度測定が行えなくなる。LHD に導入されている FIR 干渉計では、 $\text{CH}_3\text{OH}$  を媒質とする波長  $119\ \mu\text{m}$  の FIR ビームを用いており、1 フリッジ ( $2\pi$ ) が  $1.87 \times 10^{19}\ \text{m}^{-2}$  かつ時間分解能は  $10\ \mu\text{s}$  である。中心視線のプラズマ中の光路長が  $1.86\ \text{m}$  であることから、線平均密度で  $1 \times 10^{19}\ \text{m}^{-3}$  が 1 フリッジに相当する。これによって、対象とする  $\bar{n}_e \sim 10^{19}\ \text{m}^{-3}$  の測定が可能になる。また、密度のフィードバック制御における制御量としても FIR 干渉計信号を用いた。

### トムソン散乱計測 [1, 54, 57, 58]

トムソン散乱計測は、電子温度  $T_e$  及び電子密度  $n_e$  またその積である電子圧力  $p_e = eT_e n_e$  の分布を測定するために多くの磁場閉じ込め高温プラズマにおいて用いられている計測システムである。

散乱パラメータ  $\alpha_{sc} = k\lambda_D \ll 1$  ( $k$ : 電磁波の波数、 $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 T_e / en_e}$ : デバイ長) である場合に電子の運動が無相関的であり協同散乱が無視できる。このとき散乱波は電子それぞれからの散乱波の独立な重ね合わせ (非協同散乱) であると仮定することができる。YAG レーザー光の波長は  $\sim 1000\ \text{nm}$  であり波数は  $k = 2\pi/\lambda \sim 1\ \mu\text{m}^{-1}$ 、デバイ長は

$T_e = 3 \text{ keV}$  及び  $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  のとき、 $\sim 100 \mu\text{m}$  であるためこの条件を満たす。ブラグ条件  $\vec{k} = \vec{k}_{\text{sc}} - \vec{k}_{\text{in}}$  で定まる向きの波数の電子密度揺動を実質的には観測しているため、トムソン散乱計測において受信する散乱波の周波数  $f_{\text{sc}}$  は  $\vec{k}$  方向の電子の運動によってドップラーシフトを受け、 $f_{\text{sc}} = f_{\text{in}} + \vec{k} \cdot \vec{v}_e / 2\pi$  のように表される。散乱体積内の電子が熱力学的平衡状態にあると仮定すると、観測波数の向きの1次元の速度分布関数は、観測波数ベクトルに対して垂直な方向への速度  $v_{\perp}$  に対するマクスウェル・ボルツマン分布の2次元の積分によって求められるため、式 2.20 のように表される。

$$f_k(v_k) = \int f(v_{\perp}, v_k) d^2 v_{\perp} = n_e \sqrt{\frac{m_e}{2\pi e T_e}} \exp\left(-\frac{m_e v_k^2}{2e T_e}\right) \quad (2.20)$$

したがって、観測した信号の周波数スペクトルをこの分布でフィッティングすることによって電子温度を測定することができ、また、この周波数スペクトルの積分によって電子密度を測定することができる。しかしながら、実際のところ温度  $\sim 1 \text{ keV}$  の熱速度に対応する周波数は  $\sim 10 \text{ THz}$  であり、この分解能の信号を測定してフーリエ変換することは困難である。そこで、ポリクロメータを用いて通過帯域の異なるフィルタを通った信号の強度を測定することで速度分布関数の区分された領域の積分値を測定し、元の速度分布関数を復元する手法を取る。また、電子密度は速度分布関数の積分値から求めるが、信号強度には絶対値較正が必要なため、レイリー散乱を利用した手法によって電子密度の較正を行っている。

LHD においては、横長断面 (4-O/I ポート) で 144 の空間点を観測している。システムは、4つの YAG (イットリウム・アルミニウム・ガーネット) レーザー、集光光学系、144 の光ファイバー及び 144 のポリクロメータから構成される。ポリクロメータはトムソン散乱計測用に5つの波長チャンネルを持ち、さらにレイリー散乱を利用した絶対密度較正用にレイリー散乱波長チャンネルも持つ。時間分解能は 30 Hz もしくは 60 Hz で運用した。測定可能な  $T_e$  領域は 5-20 000 eV、 $n_e$  領域は  $\gtrsim 10^{18} \text{ m}^{-3}$  である。空間分解能は散乱角によって異なり、トーラス外側から内側に向けて散乱角が 161-171° の範囲で変化する間、空間分解能は 11.6-25.4 mm となる。電子温度及び電子密度の値とそれらの勾配は、トムソン散乱で測定された温度及び密度分布に対して、14次多項式及び10次多項式による線形最小二乗フィッティングを行うことで求めた。

### 電子サイクロトロン放射 (ECE) ラジオメータ [54, 59, 60]

磁場閉じ込めプラズマ中の電子は、自身の運動と磁場により発生するローレンツ力によって磁場に巻き付くようにらせん運動する。これをサイクロトロン運動と呼び、その周波数は電子サイクロトロン周波数  $\Omega_{c,e} = eB/m_e$  であり、磁場強度によって一意に定まる。この運動の加速度によって電子サイクロトロン周波数の電磁波が放射され、これを電子サイクロトロン放射 (ECE) と呼ぶ。磁場強度によって周波数が一意に定まることか

ら、観測視線上で磁場強度が単調に変化する場合、周波数を分解することで局所的な電子温度測定が可能である。ある単位角周波数・単位面積・単位立体角当たりの、周波数  $f$  の ECE の放射強度  $I_{\text{EC}}$  の光線軌道上での強度変化は、レイリー・ジーンズ近似された黒体放射強度を用いて、式 2.21 のように表される。

$$I_{\text{EC}} = \frac{f^2 e T_e}{2\pi c^2} (1 - e^{-\tau_{\text{opt}}}) \quad (2.21)$$

ここで、 $\tau_{\text{opt}}$  はプラズマの光学的厚さを表しており、光線視線上の吸収率の積分である。 $\tau_{\text{opt}} \ll 1$  のとき、放射光の再吸収効果が無視できるためプラズマは光学的に薄く、 $\tau_{\text{opt}} \gg 1$  のとき放射強度が電子温度に比例し、プラズマは光学的に厚い。これを利用して、光学的厚さが十分厚いとき、周波数ごとにフィルタされた ECE の強度を検出することで電子温度を計測する計測システムを、ECE ラジオメータと呼ぶ。

LHD では 8-O ポートの横長断面での赤道面上の視線において ECE ラジオメータを導入している。LHD の標準的な強磁場条件の中心磁場は  $\sim 2.75$  T、中磁場条件の中心磁場は  $\sim 1.5$  T であり、対応する電子サイクロトロン周波数は、77 GHz 及び 42 GHz である。そこで、強磁場条件で主として 2 次高調波の X モードでの運転を行う 106-156 GHz のシステム、中磁場条件で主として 2 次高調波の X モードでの運転を目的とした 53-84 GHz のシステム及び周辺領域の測定を目的としたその中間周波数のシステムの 3 つのシステムが備わっている。また、ECH による損傷からシステムを保護するために 77 GHz 周辺のノッチフィルタを導入している。

### 荷電交換分光計測 (CXS) [61, 62]

荷電交換分光計測 (CXS) は、イオンの温度及びポロイダル・トロイダル速度と、不純物 (炭素もしくはヘリウム) 密度の径方向分布を、NBI と不純物との間の荷電交換を利用して測定する手法である。NBI で中性の水素を入射した際に起こる荷電交換  $\text{C}^{6+} + \text{H} \longrightarrow \text{C}^{5+} + \text{H}^+$  で、 $\text{C}^{5+}$  の電子が脱励起する過程の発光線 CVI (529.05 nm) を観測する。CVI のドップラーシフト、ドップラー広がり及び線強度から  $\text{C}^{6+}$  の速度、温度及び不純物密度を測定することができる。不純物イオン  $\text{C}^{6+}$  とバルクの水素イオンが熱平衡状態にあると仮定すれば、バルクの水素イオン温度を推定することが可能である。LHD に導入されている CXS では、トロイダル方向及びポロイダル方向の速度を測定するための光学システムが備わっている。トロイダル方向用の光ファイバーは 7-T、6-O 及び 9-O ポートに、ポロイダル方向用の光ファイバーは 7-T、6-O、5-O (BL4 を用いる) 及び 9-O ポート (BL5 を用いる) に導入されている。プラズマのポロイダルフロー速度  $v_{\text{pol}}$  及びトロイダルフロー速度  $v_{\text{tor}}$  の測定により、式 2.22 を用いて径電場  $E_r$  及び  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  フロー速

度  $v_{E \times B}$  を測定することが可能である。

$$E_r = \frac{1}{eZ_{\text{imp}}n_{\text{imp}}} \nabla_r p_{\text{imp}} - (v_{\text{pol}}B_{\text{tor}} - v_{\text{tor}}B_{\text{pol}}) \quad (2.22)$$

ここで、 $Z_{\text{imp}}$ 、 $n_{\text{imp}}$  及び  $p_{\text{imp}}$  はそれぞれ荷電交換する不純物の電荷、密度及び圧力を表し、 $B_{\text{tor}}$  及び  $B_{\text{pol}}$  はトロイダル磁場及びポロイダル磁場を表す。CCD (電荷結合素子) カメラによる可視光分光によって各チャンネルの信号を測定し、ドップラーシフト、ドップラー広がり及び線強度を測定する。プラズマ周辺部における完全電離イオンと熱中性粒子間の荷電交換に起因する背景放射を差し引くため、NBI には ON/OFF 変調が必要である。典型的には 10 Hz で ON 時間 80 ms、OFF 時間 20 ms のオペレーションが行われる。本研究でも第 3.2 節、第 3.3 節及び第 3.4 節において同様のオペレーションを行った。

## 2.3 シミュレーション手法

実験結果で得られた乱流の特性から背景の物理機構を考察するために GKV コード [63, 64] によるジャイロ運動論ブラゾフシミュレーションを行った。GKV コードは、次のジャイロ運動論オーダリング (式 2.23) に基づいたジャイロ運動論方程式を解き、速度分布関数を平衡成分と揺動成分に分離した ( $\mathcal{F} = F + \tilde{f}$ )、 $\delta f$  運動論に従う [65]。

$$\frac{\tilde{f}}{F} \sim \frac{\tilde{\phi}}{T} \sim \frac{\tilde{B}}{B} \sim \frac{k_{\parallel}}{k_{\perp}} \sim \frac{\omega}{\Omega_c} \equiv \delta \ll 1 \quad (2.23)$$

また、以下の前提が考慮されている。

- 平衡及び揺動のスケール長を分離し ( $|\vec{\nabla}F|/F \ll |\nabla\tilde{f}|/|\tilde{f}|$ )、新古典的な物理を乱流の動力学と分離すると共にフルート型の揺動を取り扱う。
- 低  $\beta$  値により圧縮性の磁気音波  $\tilde{B}_{\parallel}$  及び  $\beta$  に関する高次補正項を無視する。ただし、磁場のシアアルヴェン力学  $\tilde{A}_{\parallel}$  は考慮する。
- 平衡流は小さく、 $v_{\text{eq}} \ll v_{\text{th}}$  である。
- 平衡速度分布関数は局所的なマクスウェル分布であるとする ( $F = F_{\text{M}} = n(\frac{m}{2\pi T})^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv_{\parallel}^2}{2T} - \frac{\mu B}{T}}$ )。
- 平衡磁場は MHD 平衡 ( $\vec{\nabla}p = \vec{J} \times \vec{B}$ ) を満たす。

これらの前提から、 $\delta f$  運動論においてブラゾフ・ポアソン・アンペール方程式はそれぞれ式 2.24、式 2.25 及び式 2.26 のように導かれる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \tilde{f}_{\sigma}}{\partial t} + \left( v_{\parallel} \frac{\vec{B} + \tilde{B}_{\perp}}{B} + \tilde{v}_{\text{E} \times \text{B}} + \tilde{v}_{\vec{\nabla} B, \sigma} + \tilde{v}_{\vec{k}, \sigma} \right) \cdot \vec{\nabla} \left( \tilde{f}_{\sigma} + \frac{F_{\text{M}, \sigma}}{T_{\sigma}} J_{0, \sigma} \tilde{\phi} \right) \\ & - \frac{\mu \nabla_{\parallel} B}{m_{\sigma}} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \left( \tilde{f}_{\sigma} + \frac{F_{\text{M}, \sigma}}{T_{\sigma}} J_{0, \sigma} \tilde{\phi} \right) + \frac{F_{\text{M}, \sigma}}{T_{\sigma}} \left[ v_{\parallel} \frac{\partial J_{0, \sigma} \tilde{A}_{\parallel}}{\partial t} - \tilde{v}_{\sigma}^* \cdot \vec{\nabla} J_{0, \sigma} (\tilde{\phi} - v_{\parallel} \tilde{A}_{\parallel}) \right] \\ & = C_{\sigma} \end{aligned} \quad (2.24)$$

$$\left[ \nabla_{\perp}^2 - \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{\sigma} \frac{Z_{\sigma} e n_{\sigma}}{T_{\sigma}} (1 - \Gamma_{0, \sigma}) \right] \tilde{\phi} = -\frac{1}{\epsilon_0} \sum_{\text{s}} Z_{\sigma} e \int dv^3 J_{0, \sigma} \tilde{f}_{\sigma} \quad (2.25)$$

$$\nabla_{\perp}^2 \tilde{A}_{\parallel} = -\mu_0 \sum_{\text{s}} Z_{\sigma} e \int dv^3 J_{0, \sigma} v_{\parallel} \tilde{f}_{\sigma} \quad (2.26)$$

ここでは、ジャイロ位相平均演算子  $J_{0, \sigma} = \oint (d\xi/2\pi) e^{\vec{\rho}_{\sigma} \cdot \nabla} = \oint (d\xi/2\pi) e^{-\vec{\rho}_{\sigma} \cdot \nabla}$  及び  $\Gamma_{0, \sigma} = \int dv^3 (F_{\text{M}, \sigma}/n_{\sigma}) J_{0, \sigma}^2$  によって、場の揺動の影響のジャイロ運動に伴う平均化が

表されている。 $\vec{\rho}_\sigma = \hat{b} \times m_\sigma \vec{v} / (Z_\sigma e B)$  はジャイロ半径ベクトルを表す。電場、磁場及び  $E \times B$  ドリフト速度の揺動は、 $\vec{E} = -\nabla(J_{0,\sigma}\tilde{\phi}) - \hat{b} \partial \tilde{A}_\parallel / \partial t$ 、 $\vec{B}_\perp = \nabla(J_{0,\sigma}\tilde{A}_\parallel) \times \hat{b}$  及び  $\vec{v}_{E \times B} = \hat{b} \times \nabla(J_{0,\sigma}\tilde{\phi})$  で表される。 $\vec{v}_{\vec{\nabla} B, \sigma}$  及び  $\vec{v}_{\vec{r}, \sigma}$  は第 2.1 節ですでに与えた通りである。また、反磁性ドリフト速度は  $\vec{v}_\sigma^* = T_\sigma / (Z_\sigma B) \hat{b} \times \nabla \ln F_{M,\sigma} = \hat{b} \times [T_\sigma \nabla \ln n_\sigma + (m_\sigma v_\parallel^2 / 2 + \mu B - 3T_\sigma / 2) \nabla \ln T_\sigma] / (Z_\sigma B)$  で表される。 $C_\sigma$  は線形化された粒子種  $s$  の衝突項を表しており、本研究では Lenard-Bernstein 衝突項を用いた。ブラゾフ方程式 (式 2.24) における非線形項は特に  $\tilde{f}$  の、 $E \times B$  及び  $v_\parallel \vec{B}_\perp / B$  移流項及び平衡分布  $F$  の  $\vec{E} \cdot \vec{B}_\perp$  加速項から発生する。本研究においては線形計算のみを行ったため、これらの非線形項は無視した。

線形計算では、ポテンシャル揺動  $\tilde{\phi}$  の時間発展の成長率及び実周波数の波数スペクトル ( $\omega_r(k_x, k_y)$  及び  $\gamma(k_x, k_y)$ ) を出力する。ここで  $k_x$  は磁気面法線ベクトル方向の波数、 $k_y$  は磁束面法線ベクトル及び磁力線双方に垂直な方向の波数を表す。本研究では、ドリフト波不安定性について議論するため  $k_x = 0$  における成長率及び実周波数の波数スペクトル ( $\omega_r(k_y)$  及び  $\gamma(k_y)$ ) を用いた。位相速度は  $v_{\text{phase}} = \omega_r / k_y$  で求めた。 $v_{\text{phase}}$  の正の方向は電子反磁性方向を示す。

低  $\beta$  値のプラズマを前提にしていることから、シャフラノフシフトなどによる平衡磁場配位の変化は小さいと仮定して、真空磁場配位におけるシミュレーションを行った。真空磁場配位データは、LHD における基本的な磁場配位の特性パラメータ磁気軸位置  $R_{\text{ax}}$ 、中心磁場強度  $B_{\text{ax}}$ 、コイルピッチパラメータ  $\gamma$  及び四重極磁場成分  $B_q$  から VMEC コードによって作成したデータを GKV コードの座標系に変換して用いた。GKV コードによる線形計算では、計算する粒子種  $\sigma$  それぞれに対して、温度  $T_\sigma$ 、密度  $n_\sigma$ 、温度の規格化逆スケール長  $R_{\text{ax}} / L_{T_\sigma}$  及び密度の規格化逆スケール長  $R_{\text{ax}} / L_{n_\sigma}$  をインプットとして与える必要がある。実験はほとんどピュアな軽水素プラズマもしくは重水素プラズマで行ったため、粒子種は  $\sigma = (e, i)$  の 2 種類とした。このとき、イオン密度  $n_i$  及びその規格化逆スケール長  $R_{\text{ax}} / L_{n_i}$  は実験で測定することが困難なため、平衡成分に対する準中性条件  $\sum_{\sigma \neq e} n_\sigma Z_\sigma / n_e = 1$  を仮定して、 $n_e = Z_i n_i$  及び  $R_{\text{ax}} / L_{n_i} = R_{\text{ax}} / L_{n_e}$  とした。GKV コードのインプットとして与える  $\beta$  値は  $\beta = \mu_0 n_e T_i / B_{\text{ax}}^2$  で求めた。また、対象とする磁気面の規格化された径方向座標として  $r_{\text{eff}} / a_{99}$  を与える。 $r_{\text{eff}}$  及び  $a_{99}$  はそれぞれ、実効小半径及びプラズマ蓄積エネルギーの 99% が内包される磁気面の位置の実効小半径に相当し、 $r_{\text{eff}} / a_{99}$  は規格化された実効小半径を示す。

## 2.4 計測システム開発

本節では、電子スケール乱流の特性とマルチスケール乱流間相互作用の研究のために本研究で行ってきた計測システムの開発について述べる。第 2.4.1 節では、ミリ波後方散乱計における正確な電子スケール乱流強度の推定のための背景ノイズ推定手法の開発について述べる。第 2.4.2 節では、マルチスケール乱流間相互作用が起こる際に重要な指標となりうる電子スケール乱流の非等方性の観測を可能にするための計測システム開発について述べる。最後に、第 2.4.3 節では、空間多点同時測定のためのドップラー反射計の多チャンネル化に向けた開発について述べる。

### 2.4.1 ミリ波後方散乱計の背景ノイズ推定手法の開発

第 2.2.1 節で説明したように、ミリ波後方散乱計は局所的な電子スケール乱流を観測するために有用な計測システムである。しかしながら、ミリ波後方散乱計が利用する周波数帯域は、電子サイクロトロン放射 (ECE) の周波数帯域と近いため、ミリ波後方散乱計の信号には無視できない強度の背景ノイズが含まれる。ここで、ミリ波後方散乱計で測定する信号強度を  $I_{BS}$ 、背景ノイズを  $n_{BS}$  とする。観測する電子密度揺動からの散乱波強度に比例する信号強度 (乱流強度) を  $I_{turb}$  と表現すると、 $I_{BS} = I_{turb} + n_{BS}$  と表される。したがって、 $I_{turb}$  の推定には  $n_{BS}$  を推定し、その成分を差し引く必要がある。

背景ノイズの測定のため、LHD のミリ波後方散乱計では間欠的にプローブビームを止める運転を行っている。これによって  $I_{turb} = 0$  とすることで、 $I_{BS} = n_{BS}$  となるため、背景ノイズの測定が可能である。図 2.9 は、背景ノイズを超えた強度の電子スケール乱流の周波数スペクトルを実際に測定していることを示している。しかしながら、プローブビームを入射している時間の背景ノイズを推定する手法は現在確立されていない。そこで本研究では、背景ノイズは、熱ノイズなどに伴う定常的なノイズと ECE 強度に比例するノイズが支配的であると考えて、連続的に測定された ECE ラジオメータの信号から、プローブビームを入射している時間のミリ波後方散乱計の背景ノイズ  $n_{BS}$  を推定する手法を開発し、検証した。本節では、その推定手法と実際の実験で得られた信号による検証結果について報告する。

プローブビームを止めた時間の  $I_{BS}$  を特に  $I_{BS,off}$ 、その時刻を  $t_{BS,off}$  と表記する。 $I_{turb}$  を推定するためには、プローブビームを入射している時間の  $n_{BS}$  を推定する必要がある。 $n_{BS}$  は、ECE によるノイズ  $n_{EC}$  とミリ波後方散乱計の回路上で発生する熱ノイズなどの定常ノイズ  $n_{th}$  から構成されると仮定する。すなわち、 $n_{BS}(t) = n_{EC}(t) + n_{th}$  と仮定する。 $n_{EC}$  を、ECE ラジオメータ [60] から得られた ECE 強度  $I_{EC}$  を用いて比例

関係  $\hat{n}_{EC}(t) = \hat{\alpha}I_{EC}(t)$  によって推定する。ここで、 $\hat{\alpha}$  は  $I_{EC}$  から  $n_{EC}$  への較正係数の推定値である。したがって、 $n_{BS}$  の推定値  $\hat{n}_{BS}$  は、 $\hat{n}_{BS}(t) = \hat{\alpha}I_{EC}(t) + \hat{n}_{th}$  によって推定できる。電子温度揺動  $\tilde{T}_e$  の  $I_{BS}$  への寄与については、 $I_{turb}$  と  $n_{EC}$  が同程度のオーダーであり、 $|\tilde{T}_e|$  が通常、平衡電子温度  $T_e$  の数 % 程度であることから合理的に無視することができる。

したがって、 $I_{BS}$  は式 2.27 で記述される。ECE ラジオメータの信号強度  $I_{radio}$  は、式 2.28 に示すように計測システムの回路由来の定常ノイズ  $I_{offset}$  によってオフセットされるため、それを補正した  $I_{EC}$  を用いる。 $I_{offset}$  は、プラズマ発生前の  $I_{radio}$  の平均値から求める。

$$\begin{aligned} I_{BS}(t) &= \hat{I}_{turb}(t) + \hat{n}_{BS}(t) \\ &= \hat{I}_{turb}(t) + \hat{\alpha}I_{EC}(t) + \hat{n}_{th} \\ &= \hat{I}_{turb}(t) + \hat{\alpha}I_{EC}(t) + \hat{n}_{th} \end{aligned} \quad (2.27)$$

$$I_{EC}(t) = I_{radio}(t) - I_{offset} \quad (2.28)$$

プローブビームを止めると、 $I_{turb} = 0$  となるため、式 2.27 から  $I_{BS,off} = \hat{\alpha}I_{EC}(t_{BS,off}) + \hat{n}_{th}$  となる。したがって、解析時間内の  $I_{BS,off}$  と  $I_{EC}(t_{BS,off})$  との間の線形回帰により  $\hat{\alpha}$  及び  $\hat{n}_{th}$  を推定することで  $\hat{n}_{BS}$  を求める。

$I_{BS,off}$  を測定するため、本検証実験では 100 ms ごとに 2 ms 間プローブビームをオフにした。標準磁場配位 ( $R_{ax} = 3.6$  m,  $B_{ax} = 2.75$  T) での LHD 実験から、前述の背景ノイズ推定手法を検証した。図 2.10 (a) は、対象とした実験の加熱パターンを示す。3.3 s に ECH でプラズマを生成し、その後 ECH と NBI の両方によって加熱した。4.2 s から ECH パワーをスキャンして、ECE 強度を変化させた。ここで、 $I_{EC}$  には 86.5 GHz のチャンネルを選択した。これはミリ波後方散乱計のプローブ周波数である 90 GHz に最も近い周波数チャンネルである。両システムとも O モードで運転している。ミリ波後方散乱計ではジャイロトロンノイズの低減のためにノッチフィルタを導入している。このような加熱の結果測定された  $I_{EC}$  は ECH パワー及び NBI 加熱パワーの変化に応じて変動した。図 2.10 (b) には、この放電においてミリ波後方散乱計で測定された信号強度及び各種の推定値を示す。ここでは、 $I_{BS}$  は  $f_c=150$  kHz のハイパスフィルタでカットオフされたミリ波後方散乱計の揺動信号の包絡線と定義している。 $I_{BS,off}$  は  $I_{BS}$  とは異なる傾向で変化しており、独立した背景ノイズが測定されていることが分かる。一方で、 $I_{BS,off}$  は  $I_{EC}$  とよく似た傾向で変化しており、同一の信号源からの信号を観測していると考えられる。 $\approx 90$  GHz の ECE が放射される領域は  $r_{eff}/a_{99} \approx 1$  であり、この領域の光学的厚さは 0.03 と 1 未満であるため、光学的に薄い。したがって、ミリ波後方散乱計の背景ノイズ及び ECE ラジオメータはどちらも、 $r_{eff}/a_{99} \approx 1$  の周辺部で発生してプラズマに

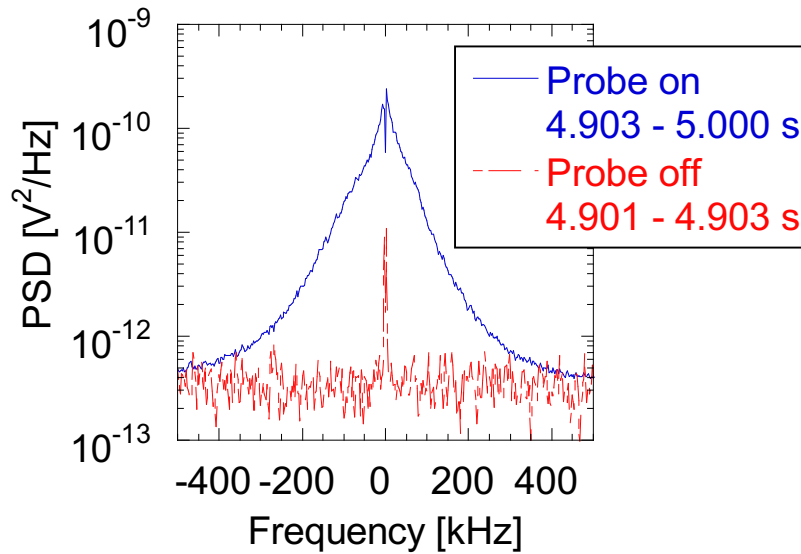


図 2.9 ミリ波後方散乱計で測定された、プローブビームを入射した時間の周波数パワースペクトル密度 (青実線) とプローブビームを止めた時間の周波数パワースペクトル密度 (赤破線)。

再吸収されずに真空容器内で反射を繰り返した ECE を観測していると考えられる。プラズマが生成される前の時間では、 $I_{BS,off}$  及び  $I_{EC}$  から推定された背景ノイズ  $\hat{n}_{BS}$ 、推定された定常ノイズ  $\hat{n}_{th}$  とが一致しており、この手法によってプラズマに依らない回路由来のノイズ成分も同時に推定されたことが分かる。その結果、 $I_{EC}$  から推定された背景ノイズ  $\hat{n}_{BS}$  と  $I_{BS,off}$  が全時間を通して非常によく一致した。図 2.11 のように散布図で示しても、推定された  $\hat{n}_{BS}(t_{BS,off})$  と測定された背景ノイズである  $I_{BS,off}$  とが非常によく一致し、相関係数は 0.99 と極めて高い。以上より、ECE ラジオメータの信号を用いることで、 $\hat{n}_{BS}$  の正確な推定及び  $I_{BS} - \hat{n}_{BS}$  から求められる  $\hat{I}_{turb}$  の正確な推定に成功した。本手法により、ミリ波後方散乱計を用いた、より正確な電子スケール乱流強度  $I_{turb}$  の測定が可能となった。本節の内容は、文献 [66] にて発表した。

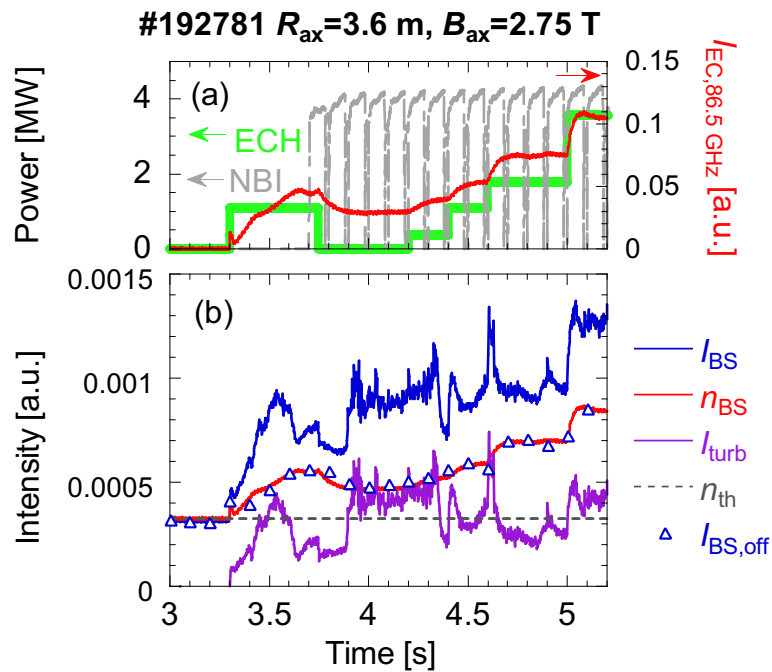


図 2.10 (a) ECH パワー (緑実線)、NBI 加熱パワー (グレー破線) 及び ECE ラジオメータで測定された ECE 強度  $I_{EC}$  (赤実線) の時間変化を示す。(b) プローブビームが入射された時間の散乱信号強度  $I_{BS}$  (青実線)、プローブビームが止められた時間の散乱信号強度  $I_{BS,off}$  (青三角点)、ECE 強度から推定された連続な背景ノイズ  $\hat{n}_{BS}$  (赤実線)、 $\hat{n}_{BS}$  の内の定常成分  $\hat{n}_{th}$  (グレー破線) 及び  $I_{BS}$  と  $\hat{n}_{BS}$  の差から推定された乱流強度  $\hat{I}_{turb}$  (紫実線) のそれぞれの時間変化。

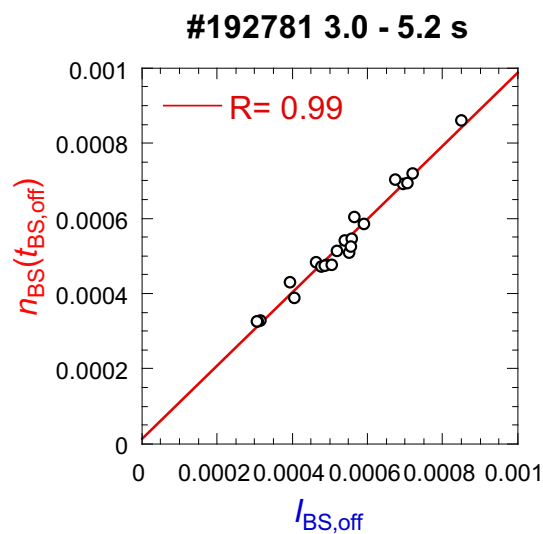


図 2.11  $t_{BS,off}$  において実測された  $I_{BS,off}$  と、推定された  $\hat{n}_{BS}(t_{BS,off})$  との間的相关図。赤線は回帰直線を表しており、相関係数  $R = 0.99$  である。

## 2.4.2 電子スケール乱流の非等方性検証を目的とした ミリ波後方散乱計の開発

### 背景と目的

電子スケール乱流の非等方性は、マルチスケール乱流間相互作用の過程において重要な特性である。例えば、電子・イオンスケールの両方を含むマルチスケールでの非線形シミュレーションによって、ITG 乱流の駆動する乱流渦が、ETG 乱流をせん断して抑制する相互作用が報告されている [67]。このせん断によって電子スケール乱流の非等方性に变化が生まれると予想され、このような非等方性を検証することでマルチスケール乱流間相互作用を検証できる可能性がある。しかし、従来的にミリ波後方散乱計では、観測している乱流は十分に発達すればポロイダル方向と径方向に等方的になると仮定しており、非等方性の検証は行われてこなかった。LHD においてはこれまで、横長断面上を赤道面に沿って入射しているプローブビームに対して  $\approx 160^\circ$  方向の後方散乱波を利用してきたが、この視線は径方向成分が支配的であり、ポロイダル方向の成分を多く含む揺動を径方向の波数を持つ乱流と同じ位置で観測する設備は整っていなかった。そこで、マイクロスケール乱流の非等方性検証を目指して、新たに 90 度方向の散乱波を受信できるようにアンテナと集光ミラーを新規に設計及び製作し、導入した。

### 集光ミラーの設計

90 度方向の散乱波を伝送する導波管には電子密度分布測定用マイクロ波反射計 [68] に過去に用いていた導波管を利用した。この導波管は LHD プラズマの横長断面上部にマイクロ波を伝送するようなレイアウトになっていた (図 2.8 (c))。しかし、導波管の先端に取り付けられたミラーが平板ミラーであったため、そのままでは観測位置が適当でなく、空間分解能が低いことが課題であった。そこで、任意の集光位置に集光するための軸外し放物面ミラーを設計・製作し、置き換えることで 90 度方向の散乱波の受信を狙った。

設計した集光ミラーのトロイダル断面図及びその光線軌道を図 2.12 に示す。多くの局所的な乱流のシミュレーション研究では径方向位置  $r_{\text{eff}}/a_{99} \sim 0.5$  を参照していることが多いため、 $\bar{n}_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の下で、 $R_{\text{ax}} = 3.55 \text{ m}$  で  $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0.5$  または  $R_{\text{ax}} = 3.6 \text{ m}$  で  $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0.6$  を観測できるように、ターゲットを  $R = 4.0 \text{ m}$  とした。これまでの 160 度散乱では  $k_{\text{pol}}/k_r \approx 0.2$  であったところ、90 度散乱では新たに  $k_{\text{pol}}/k_r \approx 1$  の方向の波数の揺動を観測することが可能になる。集光位置が  $R = 4.0 \text{ m}$  ( $z = 0 \text{ m}$ ) かつ、すでに取り付けられている平板ミラーを置き換えることを条件にして、図 2.12 (a) の紫点線に示すような放物面を計算した。これにより、幾何光学的な計算によって求められた光線軌道 (青線) に示すように、 $R = 4.0 \text{ m}$  へ集光されていることが確認できる。加えて、図

2.12 (b) の拡大図より、接続部品 (赤線) に触れずに導波管内径を通る光線を全て活かした設計ができていることも確認した。

### 集光ミラーのテスト

核融合科学研究所の工作室のマシニングセンタによって鏡面を切削し、図 2.13 に示すような放物面ミラーを製造した。集光ミラーの性能試験を図 2.14 に示すテストベンチで行った。赤破線はレイアウトに使用したレーザ墨出し器の光線を示しており、赤破線と  $R$  軸の交点が設計上の集光位置になるように、実際の LHD 内のトロイダル断面を模擬してレイアウトした。実際に使用するプローブ周波数と同じ 90 GHz のミリ波を発振器で生成して導波管に入射した。集光ミラーでミリ波ビームを反射させ、 $R$  軸に沿って受信アンテナを動かすことで強度をスキャンすることで、目的の集光位置に集光されているか及び空間分解能が改善しているかを検証した。

径方向の観測点を増やす目的で  $R = 3.75$  m 及び  $R = 3.9$  m を指向する集光ミラーも設計・製造した。合わせて 3 枚の集光ミラーと平板ミラーで試験を行い、測定した強度分布を図 2.15 に示す。集光幅の比較のためにどの分布にもガウスフィットをかけて中心が 0 になるように座標を変換し、縦軸は最大値が 1 になるように信号強度を規格化してプロットした。ここで、緑で示した  $R = 4.0$  m を指向するミラーに干渉パターンができているが、測定するのは散乱波強度の空間分布の積分値であるため、このような成分はキャンセルされて無視できる。黒で示した平板ミラーに比べて赤・青・緑で示した集光ミラーの分布の幅が狭くなっており、集光されて空間分解能が改善していることが分かった。半値全幅は平板ミラーで 102 mm、 $R = 3.9$  m を指向するミラーで 84 mm、 $R = 3.75$  m を指向するミラーで 86 mm、 $R = 4.0$  m を指向するミラーで 69 mm であったため、最大で 68% まで半値全幅を絞って空間分解能を向上させることに成功した。規格化小半径に換算すると、集光位置によって大半径  $R$  と規格化小半径  $r_{\text{eff}}/a_{99}$  の対応関係が異なるものの  $R_{\text{ax}} = 3.6$  m、 $\bar{n}_e \approx 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  のプラズマで  $r_{\text{eff}}/a_{99} = 0.5$  を観測する場合、規格化小半径の分解能  $\Delta r_{\text{eff}}/a_{99} = 0.07$  から  $\Delta r_{\text{eff}}/a_{99} = 0.05$  に改善した。集光面積に換算すると最大で 50% まで低減させることができた。また、集光位置からのズレは  $R = 3.9$  m を指向するミラーで 2 mm、 $R = 3.75$  m を指向するミラーで 5 mm、 $R = 4.0$  m を指向するミラーで 0 mm であったため、ビーム幅に比べて十分小さく、正確な位置に集光させるミラーを製作することができた。

### 実験結果

製作したミラーを LHD に導入した。ミリ波後方散乱計による電子スケール乱流強度の測定結果の例を図 2.16 に示す。接線 NBI 及び垂直 NBI を入射している間に炭素ペレットを入射して 4.16 s で昇華・電離させたのち、4.2s から垂直 NBI を入射して、高  $T_i$  の

プラズマを生成した。中心イオン温度  $T_{i0}$  が垂直 NBI のパワー増加後から増大し続け、4.45 s までの  $\approx 0.2$  s の間、高  $T_i$  を維持しながらイオン温度が上昇し、5.5 keV へ到達した。この条件下で、緑と紫で示した線が、それぞれ 160 度方向及び 90 度方向のチャンネルで測定した乱流強度である。注意点として、それぞれの乱流強度は、電子密度揺動の振幅の絶対値ではない。チャンネル間でも受信回路がそれぞれ独立であり強度の相対的な比較は難しいため、乱流強度の時間変化を比較することで非等方性を議論する。4.16 s の C ペレットの昇華・電離に伴ってどちらの乱流強度も急激に増大し、その後減衰した。4.2 s 以降、垂直 NBI のパワー増加後からどちらのチャンネルの乱流強度もゆっくりと増大したが、4.25 s で 160 度方向の乱流強度がピークとなり、その後減衰に転じた。一方で、90 度方向の乱流強度は増大し続けた。したがって、C ペレットを用いた接線 NBI と垂直 NBI による高  $T_i$  放電において、電子スケール乱流に非等方性が現れることが分かった。新しく開発したシステムによって、散乱方向で異なる傾向の乱流強度の変化が得られたことから、非等方性の検証が可能な計測システムの開発に成功したことが示された。本研究で開発されたシステムを用いた研究では、イオンスケール乱流が抑制された際に電子スケール乱流強度が増加し、このとき異方性が弱まり乱流渦が等方的になる過程が示された [69]。イオンスケール乱流によって電子スケール乱流渦がせん断されて抑制される効果が磁場閉じ込め高温プラズマにおいて観測された初めての結果であり、本研究での計測システム開発がマルチスケール乱流間相互作用の研究の進展に貢献した事例である。

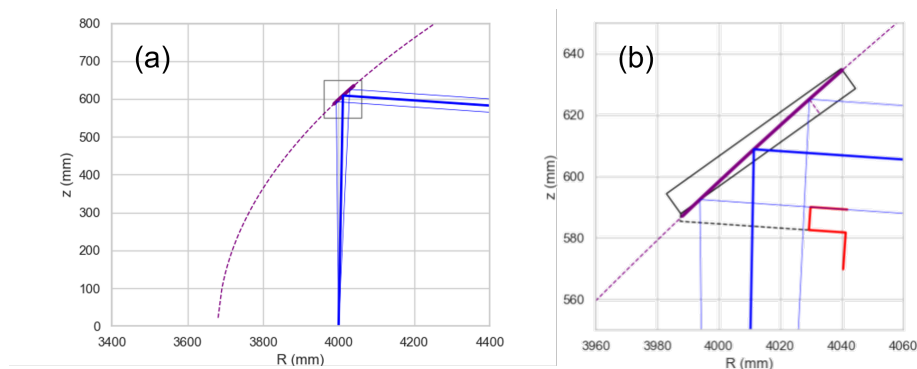


図 2.12 設計した放物面をトロイダル断面で切断したときの放物線と幾何光線の軌道。(a) 導波管と集光位置を含めた全体図と (b) 集光ミラー部分の拡大図。紫点線が放物線全体を示し、紫実線が実際のミラー面を示す。青太線が光線中心の軌道で青細線が導波管内径で決まる光線端の軌道を示す。赤線は導波管接続部品の一部を表している。横軸はトーラス中心からの距離  $R$  で縦軸はトーラス平面を 0 とする鉛直座標  $z$ 。



図 2.13 製造した集光ミラー

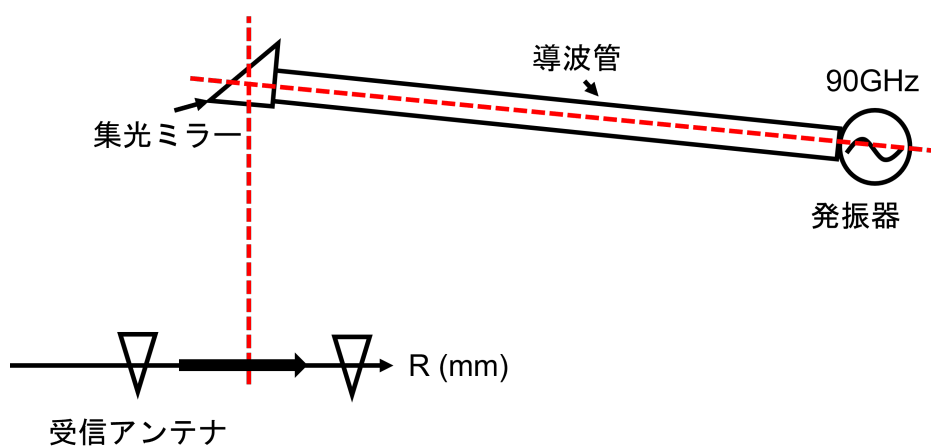


図 2.14 集光ミラー性能試験のテストベンチ。赤破線が光軸合わせに使用したレーザ墨出し器の光線である。受信アンテナは、集光面での強度スキャンのために  $R$  軸方向に動かした。

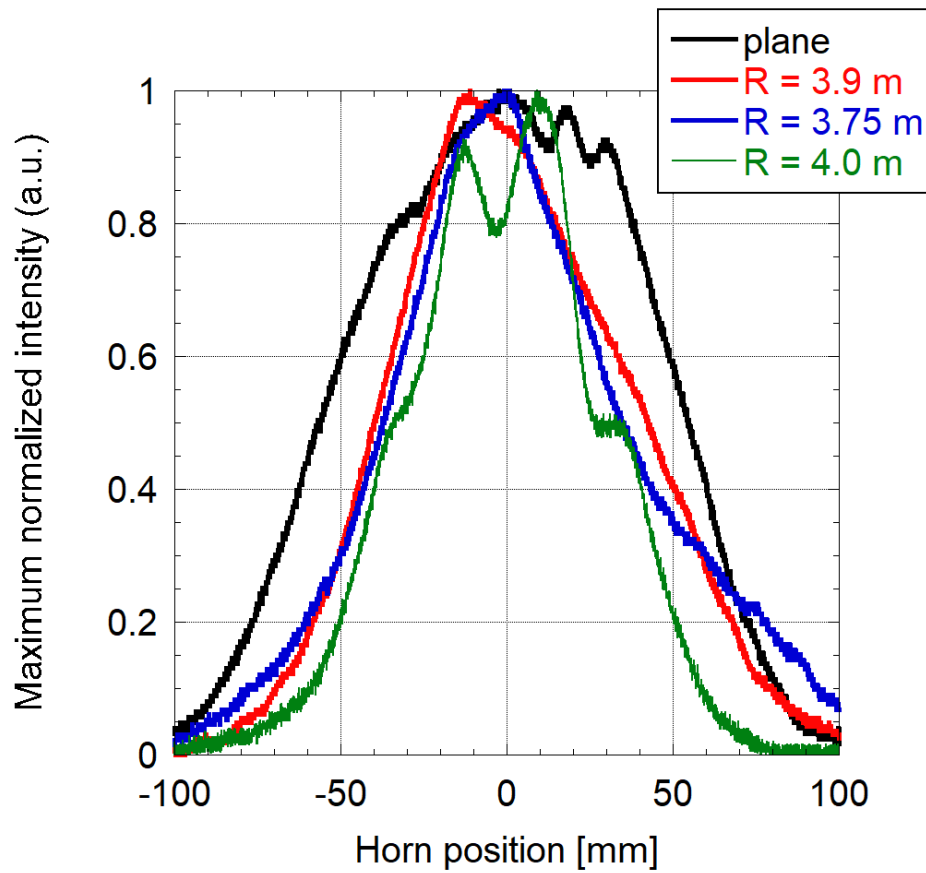


図 2.15  $R = 3.9\text{ m}$  を指向する集光ミラー (赤)、 $R = 3.75\text{ m}$  を指向する集光ミラー (青) 及び  $R = 4.0\text{ m}$  を指向する集光ミラー (緑) 及び平板ミラー (黒) の強度分布。

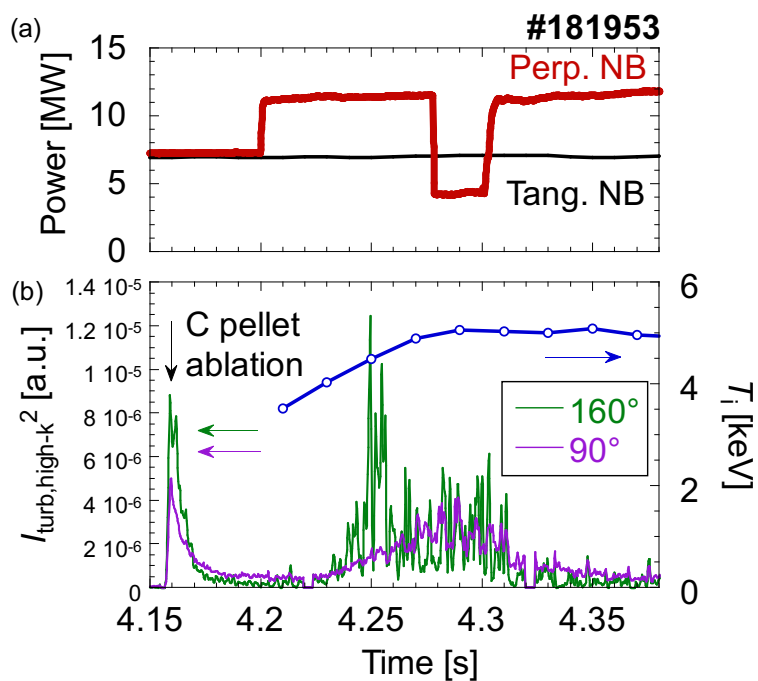


図 2.16 ミリ波後方散乱計で測定された電子スケール乱流強度の時間変化の例 (#181953)。接線 NBI (黒線) 及び垂直 NBI (赤線) を入射している間に C ペレットを入射して 4.16 s で昇華・電離させたのち、4.2 s から垂直 NBI のパワーを増加させて高  $T_i$  のプラズマを生成した。緑線及び紫線がそれぞれ、160 度方向の乱流強度、90 度方向の乱流強度の時間変化を表す。青線は中心イオン温度を表す。

### 2.4.3 空間多点同時測定のためのドップラー反射計の多チャンネル化に向けた開発

#### 背景及び目的

核融合科学研究所で過去に稼働していたコンパクトヘリカルシステム (CHS) では重粒子イオンビームプローブ (HIBP) を用いて低周波ゾーナル流を観測した [70]。このとき、トロイダル方向に離れ、ポロイダル・径方向には同位置の2点で HIBP によってポテンシャル揺動を観測したところ、低周波 ( $\sim 1$  kHz) の揺動が同じ位相で同期した。その観測点を含む径方向のポテンシャル分布が波長 2 cm の波形となり、分布全体がトロイダル2点で同期していたこと、イオン輸送障壁形成とポテンシャル揺動の同期が同じ時間に起きていたことから、CHS ではゾーナル流の存在が確かめられた。しかしながら、中心磁場の強い大型の磁場閉じ込め高温プラズマでは CHS の例のように複数の証拠から低周波ゾーナル流の存在が確かめられていない。例えば欧州トーラス共同研究施設 (JET) では、ドップラー反射計を用いた径電場測定によって電子輸送障壁が形成したところで径電場シアが大きくなり、その構造が少なくとも 600 ms 維持されていたことから、低周波ゾーナル流の形成を確認していた [71]。しかし、トロイダル相関またはポロイダル相関は測定しておらず、CHS と比べると証拠は少ない。LHD でも、乱流が励起する低周波ゾーナル流を観測するために、イオンスケール乱流の強度、伝搬速度、背景の径電場  $E_r$  及び背景の  $E \times B$  フロー速度  $v_{E \times B}$  を測定することができるドップラー反射計を導入している。そこで、ゾーナル流の特徴の一つであるトロイダル方向に同期したポテンシャルの低周波揺動を観測するために、今まで 3-O ポートに取り付けられていたドップラー反射計に加えて、新たに 9-O ポートにドップラー反射計を導入した。9-O ポートのドップラー反射計では径方向多点での測定のために、既設の周波数コムドップラー反射計を改良したデュアルコムドップラー反射計という方式を用いている [72]。周波数コムドップラー反射計は、複数の高次高調波成分を含む非正弦波のマイクロ波をプローブビームとして入射することで、異なる観測位置で揺動信号を同時に測定することができる仕組みのドップラー反射計である。プラズマに入射する際の周波数は 26-40 GHz であることから、そのままでは交流電圧信号としてサンプリングすることが困難であるため、ヘテロダイン検出によって周波数帯を落としている。3-O で導入していた周波数コムドップラー反射計では周波数帯域を下げていたものの、0-12 GHz の帯域を観測する必要があったため、40 GHz のサンプリング周波数を持つオシロスコープが必要であった。メモリサイズが 256 MWords/s に制限されていたことから、放電時間の内一部の時間幅でしか測定できなかった [73]。そこで、ミキサに導入する LO 信号も周波数コム信号にすることで、IF 周波数の帯域が下がるように開発されたのがデュアルコムドップラー反射計である。これまでの周波数コム

ドップラー反射計では、LO 信号は単一の周波数成分を持つ正弦波信号であったため、IF 周波数の帯域が広がってしまっていたが、LO 信号が複数の周波数成分を持つ場合、その差が小さく抑えられるため、IF 周波数の帯域をより低く抑えられる。これによって使用帯域を  $< 400$  MHz に抑えてサンプリング周波数を低減することで、より長時間のデータ収集が行えるようになった。また、受信回路上でフィルタバンクによって各成分を分離して、チャンネル別に IQ 検出してデータ収集を行うことで、さらにサンプリング周波数を低減して時間的に連続したデータ収集が行えるようになった。帯域が抑えられたことから、モノリシックマイクロ波集積回路 (MMIC) を用いて受信信号の処理回路をプリント基板上に製作できるようになったため、コストを低く、かつサイズを小さくすることが可能になった [72]。しかし、周波数コム信号は単一の基本波からコム生成器を通して生成されるため、それぞれの成分の強度を調整することが困難である。したがって、チャンネル間で受信信号と LO 信号の強度バランスが異なり、信号対ノイズ比 (S/N 比) の悪いチャンネルと良いチャンネルが混在することがこれまでの課題であった。

本研究では、周波数チャンネル間の信号強度バランスの問題で未完成であったデュアルコムドップラー反射計を改良、一部を開発し、安定して全チャンネルが有効なデュアルコムドップラー反射計を完成させた。本節では、その改良及び開発の内容として、各周波数チャンネルごとの信号強度調整のための可変ゲインアンプを搭載した受信回路の開発、IQ 信号の歪み改善のための信号処理手法開発、信号強度の長周期変動改善のための信号伝送手法変更及びアンプの信号強度増幅による S/N 比の改善について述べる。また、それぞれの LHD 実験においてテストを行った結果についても述べる。本節の内容の一部である可変ゲインアンプを搭載した受信回路の開発及び IQ 信号の歪み改善のための信号処理手法開発は、文献 [74] にて論文化された成果である。

#### 各周波数チャンネルごとの信号強度調整のための可変ゲインアンプを搭載した受信回路の開発

受信信号レベルと LO 信号レベルのバランスを各周波数チャンネルごとに調整することができるのは、図 2.17 及び図 2.18 に示す現在のデュアルコムドップラー反射計の回路上で、図 2.18 に示すフィルタバンクで分離された各回路上の受信 IF 信号 (*signal*) 及び IF-LO 信号 (*reference*) のみである。そこに可変ゲインアンプ (VGA) を導入することで各チャンネルの *signal* 及び *reference* の強度をそれぞれ調整できるようにした。可変ゲインアンプは、バイアス電圧  $V_{\text{GAIN}}$  を制御することで  $\approx 30$  dB の幅でゲインを調整できる Analog Devices 製の ADL5330 を用いた。製作した基板回路の入出力特性の試験結果を図 2.19 に示す。図 2.19 は可変ゲインアンプのバイアス電圧を変えた際の入出力特性の変化を示しており、比較のために可変ゲインアンプを導入していなかった以前の受信回路の入出力特性を黒線で示した。以前の回路では  $-105$  dBm を下回るか  $-40$  dBm を超え

た信号は線形応答範囲外であった。一方、新しく製作した回路はバイアス電圧を 0.7 V に設定したとき  $\sim -30$  dBm まで、バイアス電圧を 1.4 V に設定した際には  $-110$  dBm 以下の信号レベルまで線形応答する範囲が広がった。したがって、実際のプラズマからの *signal* レベルに合うよう適切にバイアス電圧を設定することで線形応答の範囲を少なくとも 15 dB 広げることができるようになった。

実際の *signal* レベルを推定したものを図 2.20 に示す。カラーバーの範囲は信号強度の変化量を示しているため、この放電では 40 dB 以上の幅で信号レベルが変化したことが分かる。この変化は図 2.20 の右図に示した受信回路の入出力特性の線形範囲に収まった。さらに、入出力特性から、*signal* レベルの最大値に比べて、許容されるレベルの最大値は 20 dB 上にあり、可変ゲインアンプのゲインを調整することで S/N 比の改善が期待される結果が得られた。

実際に VGA を用いて S/N 比を改善した例を図 2.21 に示す。磁気軸位置  $R_{ax} = 3.55$  m、磁場強度  $B_{ax} = 2.7887$  T の軽水素プラズマである。ECH と接線 NBI によって加熱され、電子密度が  $\bar{n}_e = 3.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 、プラズマ蓄積エネルギーが  $W_p = 850$  kJ の時間に着目している。プラズマの状態がほとんど同じ 2 つの条件において、VGA のバイアス電圧  $V_{GAIN} = 1.04$  V (青線) 及び  $V_{GAIN} = 0.93$  V (赤線) としたときの複素周波数パワースペクトル密度を比較した。 $|f| \sim 0$  kHz の低周波成分の強度は 2 つのケースでほとんど等しい一方で、高周波数側の強度は  $V_{GAIN} = 1.04$  V に比べて  $V_{GAIN} = 0.93$  V で 2 dB 低下した。その結果、 $V_{GAIN} = 1.04$  V では  $|f| < \pm 200$  kHz でスペクトルの広がりが見えていたが、 $V_{GAIN} = 0.93$  V では  $|f| < \pm 500$  kHz までスペクトルの広がりが見えるようになった。VGA を用いた各周波数チャンネルごとのゲインの最適化によって S/N 比を改善することに成功した。

### IQ 信号の歪み改善のための信号処理手法開発

新しく製作した基板の IQ 検出の特性を調査したところ、出力される同相信号と直交位相信号の関係に歪みが生じることがあることが分かった。図 2.22 に *reference* と *signal* の周波数差を 1 kHz にした正弦波のテスト信号を新しく製作した基板に導入した際の出力 IQ 信号の例を示す。IQ 信号にオフセットが生じ、振幅が同じではないことから、オフセットが無く IQ 信号間で振幅が等しい理想的な IQ 信号は得られなかったことが分かる。さらに、2 つの信号間の時間差は 0.33 ms であるから、周期 1 ms の信号の位相に直すと、 $\approx 120^\circ$  となり、 $90^\circ$  を理想とする直交位相にはならなかった。

図 2.22 で得られた振幅比、位相差及びオフセットを *signal* の強度でスキャンしたものを図 2.23 に示す。オレンジで示した実際の *signal* 強度を含む範囲で、振幅比、位相差及びオフセットが一定の値を取ることが分かった。すなわち、プラズマからの信号強度に寄らず、これらのパラメータは一定値をとる。

振幅比、位相差及びオフセットが信号強度に対して一定値をとることから、これらのパラメータを用いて IQ 信号を補正することができると考えて、式 2.29 による信号処理手法を考案した。

$$\begin{aligned} V_{I,\text{corr}}(t) &= V_I(t) - V_{\text{offset},I} \\ V_{Q,\text{corr}}(t) &= \frac{A_I/A_Q(V_Q(t) - V_{\text{offset},Q}) + V_{I,\text{corr}}(t) \sin(\Delta\Phi_{I-Q} - 90^\circ)}{\cos(\Delta\Phi_{I-Q} - 90^\circ)} \end{aligned} \quad (2.29)$$

生の I 信号及び Q 信号の電圧  $V_I(t)$  及び  $V_Q(t)$  を、それぞれの振幅が  $A_I$ 、 $A_Q$ 、オフセットが  $V_{\text{offset},I}$ 、 $V_{\text{offset},Q}$  で、IQ 信号間の位相差が  $\Delta\Phi_{I-Q}$  の正弦波だと考えて、振幅比が 1、位相差が  $90^\circ$  かつオフセットが 0 になるように単純な式変形をすることで式 2.29 が得られる。この式では、I 信号についてはそのオフセット  $V_{\text{offset},I}$  のみで、Q 信号はそのオフセット  $V_{\text{offset},Q}$  と IQ 信号の振幅比  $A_I/A_Q$  及び位相差  $\Delta\Phi_{I-Q}$  のみで補正することができる。図 2.23 の結果から位相差、振幅比及びオフセットは一定であることから、強度が定まらない実際の *signal* でも式 2.29 を問題なく適用できる。

実際にテスト信号から得られた IQ 信号のフェーザ表示と式 2.29 による補正をかけた IQ 信号のフェーザ表示を図 2.24 に、それぞれ青線と赤線で示す。青線で示したフェーザ表示は理想的な IQ 信号でないため偏心し傾いた楕円形状となったが、補正された赤線のフェーザ表示は理想的な IQ 信号である真円となったため、式 2.29 が正しく働いていることを確認できた。

ここで、IQ 信号に歪みが起きた場合の影響をテスト信号を作ることで調査した。生成したテスト信号の時間変化を図 2.25 に、IQ 信号のフェーザ表示を図 2.26 に示す。周波数 1 kHz で振幅 1 V の理想の I 信号 (黒) とその位相を  $90^\circ$  遅らせた Q 信号 (赤) に対して、位相を  $30^\circ$  遅らせた Q 信号 (青)、振幅を 0.5 倍した Q 信号 (緑)、 $-0.2$  のオフセットを追加した I 信号 (紫) 及び  $0.2$  のオフセットを追加した Q 信号 (オレンジ) を用意した。どの信号にも標準偏差 0.1 の正規分布に従うランダムノイズを付与した。図 2.26 から、理想的な IQ 信号のフェーザ表示は図 2.24 の補正した IQ 信号のフェーザ表示と同様に真円に、位相差を変えると傾いた楕円に、振幅比を変えると潰れた楕円に、オフセットを加えると中心がずれた図形になることが分かる。

このとき、それぞれ生成したテスト信号の複素周波数スペクトルを図 2.27 に示す。理想的な信号は 1000 Hz にピーク (理想波と呼ぶことにする) を持ち、それ以外の周波数成分は  $\approx -65$  dB のノイズレベルに落ちた。位相差を変えた場合と振幅比を変えた場合は、理想波はほとんど変化しないものの、 $-1000$  Hz に不要な成分 (不要波と呼ぶ) が発生した。理想波と正負が反対の位置に発生する不要波は、ドップラーシフトの推定値を誤って小さく見積もる原因になるため、振幅比と位相差への対策が重要であることが分かった。一方で、オフセットを加えた場合は 0 Hz に不要波が発生した。0 Hz 付近の成分は乱流強

度及び伝搬速度の計算に用いないノイズ成分として扱うため、オフセットの発生は比較的影響が小さい。

振幅比と位相差の誤差の影響を見積もるため、理想波に対する不要波の信号強度の比を、振幅比と位相差でスキャンした結果をそれぞれ図 2.28 と図 2.29 に示した。図 2.28 の横軸はそのまま振幅比を、図 2.29 の横軸は、IQ 信号の位相差  $90^\circ$  からの誤差を表している。図 2.28 より、振幅比が 1 から離れると急激に不要波成分が大きくなり、0.8 を下回るか 1.25 を上回ったところで不要波の理想波に対する比が  $-20$  dB を超え、無視できない値となることが分かった。また、その値は理想波の強度に依らないことが分かった。図 2.29 でも同様の傾向があり、位相差の誤差が  $\pm 10^\circ$  を超えたところで不要波の理想波に対する比が  $-20$  dB を超えること、その値が理想波の強度に依らないことが分かった。

新しく製造した受信回路基板でドップラーシフトが測定できるかどうか、補正によって正しいドップラーシフトが推定できるのかどうかを試験した。テストベンチの模式図を図 2.30 に、写真を図 2.31 に示す。プローブビームには、周波数は  $15.86$  GHz で、そこから求められる信号の波長  $\lambda = 1.89$  cm のマイクロ波ビームを用いた。回転ドラムは直径  $50$  cm で、 $154$  本の羽が外周上に等間隔に並ぶ設計で作成されており、その間隔  $a \approx 1$  cm である。ここで、反射角  $\theta_{re}$  を用いてモノスタティックに反射波を観測するときのブラグ条件を記述すると、任意の整数を  $m$  として  $2a \sin(\theta_{re}) = m\lambda$  と記述できるため、 $m = 1$  でこれを解くと、反射角  $\theta_{re} = 69.2^\circ$  と計算された。半径  $r = 0.25$  m の回転ドラムを回転数  $N_{rot} = 400$  rpm で図に示すように回転させるとき、そこから得られるドップラーシフトは  $f_d = \vec{k}_{re} \cdot \vec{v} / 2\pi = \frac{r}{\lambda} N_{rot} \frac{2\pi}{60} \sin \theta_{re}$  で推定することができ、 $f_d = 518$  Hz である。ここで、 $\vec{k}_{re}$  は反射波の波数ベクトルを、 $\vec{v}$  は回転ドラム表面の羽根の速度ベクトルを表す。

テストベンチを使用して測定した反射波の生信号と式 2.29 によって補正した信号から複素周波数スペクトルを求めた。図 2.32 にそれぞれ青線とオレンジ線で示す。 $500$ – $1000$  Hz の領域にスペクトルの頂点があることから、推定通りにシフトした複素周波数スペクトルが得られた。ここで、生信号と補正信号の複素周波数スペクトルでは正の周波数成分には変化がないが、負の周波数成分が補正信号では強度が低くなった。テスト信号で予想された通り、補正によって位相差及び振幅比が改善したことによって実際には存在しない周波数成分の強度が低下したためと考えられる。ドップラーシフトがより正しく測定され、式 2.29 による補正が有効であることが分かった。

### LHD で測定した信号に対する信号処理の適用

LHD で実際に測定された信号 (#178529 の  $4.00$ – $4.08$  s) の複素周波数スペクトルを図 2.33 に示す。このプラズマは、磁気軸位置  $R_{ax} = 3.6$  m で磁気軸の磁場強度  $B_{ax} = 2.75$  T で垂直 NBI と接線 NBI によって加熱された線平均電子密度  $\bar{n}_e = 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  のプラズマである。例として、プローブ周波数  $33.4$  GHz のチャンネルで得られたものを用い

た。式 2.29 を用いて補正された信号の周波数スペクトルは負の領域ではほとんど変化がなかったものの、正の領域で比較的急峻になった。図 2.32 と同様、IQ 信号の補正によってスペクトルがより正しく推定された結果と考えられる。特に周波数スペクトルの歪みは重心法 (式 2.13) に影響すると考えられるため、テストとしてドップラーシフトを重心法によって求めた。推定されたドップラーシフトには明確な変化が得られた。

生信号と補正信号によるドップラーシフトの推定値のプローブ周波数への依存性を図 2.34 に示す。特に 33.4 GHz と 34.8 GHz のチャンネルで生信号と補正信号によるドップラーシフト推定値の差が大きくなり、29.1 GHz と 30.5 GHz では有意な差は見られなかった。補正した場合のドップラーシフトは生信号によって計算されたドップラーシフトと比較して、33.4 GHz のチャンネルでは 16%、34.8 GHz のチャンネルでは 25% 大きくなった。

IQ 信号の歪みの原因と補正計算の有効性を議論する。補足として、29.1 GHz、30.5 GHz、33.4 GHz 及び 34.8 GHz のチャンネルの信号は最終的に 80 MHz、160 MHz、200 MHz 及び 240 MHz にダウンコンバートされる。図 2.35 (a) にチャンネルごとの IQ 信号の振幅比と位相差、(b) にオフセットを示す。プローブ周波数が増加すると、位相差の  $90^\circ$  からの誤差が増加し、振幅比は 1 からあまり変化せず、オフセットは減少した。また、図 2.23 で述べたように、位相差は他と同じく *signal* の信号レベルに独立であった。これは、図 2.18 に示した IQ ミキサ部で IQ 信号それぞれの光路長が異なっていたためであると考えられる。信号の周波数が増加すると回路上の波長が短くなるため、パス上の光路長の差がより大きな位相差となるためである。一般に、200 MHz 及び 240 MHz の帯域では波長が  $\sim 1$  m であるため MMIC の大きさでは位相差はほとんど影響しないと考えられているが、設計によっては回路長が大きくなることで位相差が影響することを示した。今後、設計を修正して IQ 信号の光路長の差と集積回路全体のサイズも小さくする必要がある。

### 信号強度の長周期変動改善のための信号伝送手法変更

信号強度が長周期に変動することが新しいデュアルコムドップラー反射計で問題となっていた。図 2.36 に、LHD に導入されているデュアルコムドップラー反射計のシステム図を再度示す。図の Mixer 2 と Mixer 3 の IF 出力信号はそれぞれアンプで増幅され、ローパスフィルタを経て光ケーブルから LHD 本体棟の外にある新しく製作した受信回路へ導入される。図 2.37 に、*reference* の光ケーブル後の信号強度の長時間測定の結果を示す。全帯域の信号強度変化は小さくなく、最大値は 954 mV、最小値は 819 mV で、予め測定しておいた強度と出力電圧の対応より、10.7-9.5 dBm の変化に収まった。一方で、20 MHz の信号強度は非常に大きく変化し、最大値は 280 mV、最小値は 6.6 mV で、パワーに直すと  $-2.3$ - $-22.3$  dBm と 20 dB の幅で変動した。測定時間内ではプラズマ及び

磁場が生成されていないため、この信号強度の変化はシステムを構成する部品の不良によって起こったと考えられる。

どの部品が影響しているかを調べるため、図 2.36 の ch 1 — ch 7 における信号強度を長時間測定した。結果を図 2.38 に示す。光ケーブル前である ch 5 及び ch 6 でも信号強度の変動が見られたため、受信回路側ではなくより上流側の部品が問題であることが分かった。ここで、これらのチャンネルの変動が ch 1、ch 2、ch 7 における信号強度の変動と同期していたことが分かった。ch 4 も信号強度の変動は小さいものの、一部が同期していた。一方で、光ケーブルを用いない信号伝送として、SG 1 及び SG 2 を直接 BNC ケーブルで LHD 本体棟に伝送し、アンプを使って増幅させた信号の信号強度の変化を図 2.38 の ch 8 及び ch 9 にそれぞれ示す。BNC を経由した信号は光ケーブルとは異なってほとんど変動しなかった。これらの結果から、問題であった信号強度の変動は SG 1 と SG 2 の信号を伝送している光ケーブルにあると考えた。

図 2.38 の考察を踏まえて、信号強度がほとんど変化しなかった BNC ケーブルを用いて SG 1 及び SG 2 に伝送するよう手法を変更した。変更後の *reference* の信号強度の長時間測定結果を図 2.39 に示す。図 2.37 と比較して全帯域の強度は依然として信号強度の変化が小さいが、20 MHz の信号強度も非常に強度変化が小さくなった。3.5 時間経過した点の急激な変化は、SG 2 の信号強度を変化したために起こっているのでそれを省くと、これまでは 10 dB 以上常に変化していたところ 550-700 mV の変化幅 (8.8-10.0 dBm) の変化幅に収まった。以上のことから、光ケーブルから BNC ケーブルへの部品変更によって信号強度の長周期変動を改善することができた。

### アンプの信号強度増幅による S/N 比の改善

チャンネルごとの信号強度にばらつきがあり、S/N 比が悪いチャンネルでは、電子密度が低い場合や乱流そのものが弱い場合に信号強度が十分でなく、乱流信号の測定ができないチャンネルがあることが課題であった。実際のデュアルコムドップラー反射計の各周波数チャンネルの強度の例を図 2.40 に複素周波数スペクトルの形で示す。この放電は、磁気軸位置  $R_{ax} = 3.6$  m、磁気軸の磁場強度  $B_{ax} = 2.75$  T で ECH によって点火したプラズマを、軽水素 5.2 MW の同方向入射の接線 NBI と軽水素 3.6 MW の逆方向入射の接線 NBI で加熱し、軽水素ガスパフで  $\bar{n}_e = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  にフィードバック制御した放電である。プラズマ圧力は 3.91 s で  $W_p = 558$  kJ であった。このとき、中心周波数 27.7 GHz、29.1 GHz、30.5 GHz、32.0 GHz、33.4 GHz 及び 34.8 GHz のプローブビームに対する受信 IQ 信号の S/N 比はそれぞれ、23 dB、11 dB、13 dB、9 dB、7 dB 及び 4 dB であり、36.9 GHz 及び 38.3 GHz においては受信 IQ 信号はノイズレベルを超える強度を持たず、乱流信号の測定ができなかった。ここで、S/N 比は図両端の信号強度に対するスペクトルの広がりから推定する分布の頂点の信号強度と、図両端の信号レベルとの比で推

定している。0 kHz のピーク及びそのサイドのピークはマイクロスケールの乱流とは無関係な成分であると考えられるため、考慮から省いた。周波数チャンネル間の S/N 比の関係はショットによって変化せず、27.7 GHz、30.5 GHz、29.1 GHz、32.0 GHz、33.4 GHz、34.8 GHz、36.9 GHz、38.3 GHz の順に S/N 比が悪化した。

Mixer 3 へインプットされる散乱信号及び *signal* の周波数スペクトルを図 2.41 (a) 及び (b) にそれぞれ示す。信号強度増幅前の周波数スペクトルを見ると、比較的 S/N 比が良い 27.7 GHz 及び 30.5 GHz に対応するチャンネルでは Mixer 3 へインプットされる散乱信号及び *signal* の信号強度も高い。また、S/N 比が低下する順番に図中のスペクトルの信号強度も低下していたことから、最終的な S/N 比を高めるにはプローブビームの信号強度を上げる必要があると考えられる。ここで、伝送線路を光ケーブルから BNC ケーブルに変更した際の減衰量と増幅量の正味ゲインによって、光ケーブル伝送を用いていた際よりも信号強度の増幅効果が得られた。信号の減衰なく伝送できる光ケーブルから、1 km あたり 500 dB 減衰する BNC ケーブル 60 m に取り換えたため、信号が  $\approx 30$  dB 減衰すると考えられる。それを補うために、BNC ケーブル後にゲイン 38 dB のアンプ (Mini-Circuits 製の ZHL0812HLN) を導入したため、正味ゲインによって信号強度が増加した。その結果、図 2.41 に示した信号強度増幅後の *signal* の各周波数コム成分の信号強度は、20 MHz 及び 60 MHz のチャンネルで低下している一方で、その他のチャンネルでは増加し、チャンネル間の強度バランスが改善した。

伝送方法を変更し、アンプを追加した後のデュアルコムドップラー反射計による全 8 ch の信号強度を図 2.42 に示す。この放電は、図 2.40 に示した #181120 とほとんど同じ条件であり、磁気軸位置  $R_{ax} = 3.6$  m、磁気軸の磁場強度  $B_{ax} = 2.75$  T で ECH によって点火したプラズマを、軽水素 6.9 MW の同方向入射の接線 NBI と軽水素 4.1 MW の逆方向入射の接線 NBI で加熱し、軽水素ガスパフで  $\bar{n}_e = 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  にフィードバック制御した放電である。プラズマ圧力は 3.91 s で  $W_p = 594$  kJ であった。このとき、中心周波数 27.7 GHz、29.1 GHz、30.5 GHz、32.0 GHz、33.4 GHz、34.8 GHz、36.9 GHz 及び 38.3 GHz のプローブビームに対する受信 IQ 信号の S/N 比はそれぞれ、28 dB 以上、15 dB、25 dB、13 dB、12 dB、9 dB、7 dB 及び 4 dB であった。全てのチャンネルで S/N 比が改善すると共に、36.9 GHz 及び 38.3 GHz のチャンネルではこの改良によって信号を測定することができるようになった。代表として 36.9 GHz のチャンネルのケーブル交換・アンプ追加前及び後の周波数スペクトログラムを図 2.43 (a) 及び (b) にそれぞれ示す。改良前はノイズフロアに埋もれて信号が見えなかったが、改良後はスペクトルの広がり測定できていること、またそのドップラーシフトが測定できていることが確認できた。プローブビームの信号強度を増幅させたことで全周波数チャンネルで S/N 比を改善させることができたため、全てのチャンネルで信号を得ることに成功した。

### 実験結果

前述の改良開発によって 9-O ポートへ導入したデュアルコムドップラー反射計による 8 ch の乱流信号の同時測定及び 3-O ポートのドップラー反射計による乱流信号の同時測定に成功した。達成した LHD 放電の例を図 2.44 に示す。接線 NBI と垂直 NBI の導入により ITG 乱流を励起し、その上で電子温度勾配を制御してイオンスケール乱流の応答を観測することを目指した実験である。このショットにおいて、代表的にプローブ周波数 36.9 GHz のチャンネルの 3-O ポート、9-O ポートで測定した乱流強度とドップラーシフトの時間変化をそれぞれ図 2.44 (b) 及び (c) に示す。乱流強度は中心加熱時に増加して周辺加熱時に低下する傾向があり、3-O と 9-O でその変化の傾向は似通っていた。ドップラーシフトは 9-O と 3-O で位相が異なるものの、従属的な変化を見せた。図 2.45 に 4.35 s における 3-O ポート及び 9-O ポートそれぞれのドップラーシフトから計算した揺動の伝搬速度をプロットした。参考に CXS で測定した  $E \times B$  フロー速度  $v_{E \times B}$  もプロットした。36.9 GHz のチャンネルは左から 2 点目であり、観測位置は  $r_{\text{eff}}/a_{99} = 0.6$  である。ドップラー反射計で測定した揺動の伝搬速度と CXS で測定した  $E \times B$  フロー速度がほとんど同じであることから、この条件ではドップラー反射計は径電場による  $E \times B$  フロー速度を測定できていたと考えられる。したがって、3-O ポートと 9-O ポートのドップラーシフトの位相差の存在から、径電場がトロイダルモード数  $n = 0$  ではないモードで揺らいでいると推察できる。また図 2.45 からは、36.9 GHz 以外の 7 つのチャンネルで、9-O ドップラー反射計による揺動の伝搬速度が測定できており、3-O ドップラー反射計でドップラーシフトを観測できた 3 つのチャンネルと比較すると、36.9 GHz 以外のチャンネルでもほとんど同じ伝搬速度が得られた。このように、複数のチャンネルでイオンスケール乱流のトロイダルモード構造を検証できるようになった。また、9-O ポートでは現在導入している 8 ch 全てでドップラーシフトを測定することができたため、図 2.45 のそれぞれの点の時間変化が得られていることから、電子密度揺動の伝搬速度の揺動のメソスケールの分布を得ることができた。 $r_{\text{eff}}/a_{99} = 0.82, 0.91$  の点ではドップラー反射計から求めた伝搬速度が 3.5 km/s イオン反磁性方向にずれていたことから、周辺部では ITG 乱流が励起されていたことも推察される。9-O ポートのドップラー反射計の改良開発を行ったことで、電子・イオン・メゾ・マクロスケールに乱流信号を同時に測定し、径電場揺動及び電子密度揺動のトロイダル・径方向構造を検証することができるシステムの構築に成功した。

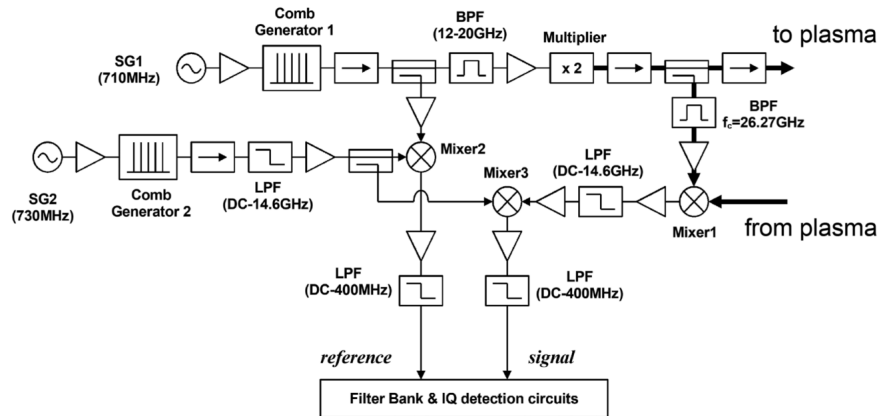


図 2.17 デュアルコムドップラー反射計のマイクロ波回路セクションのシステム図。SG、BPF、LPF はそれぞれ発振器、バンドパスフィルタ、ローパスフィルタを表す。*reference* と *signal* はそれぞれ Mixer 2 と Mixer 3 からの出力を表す。

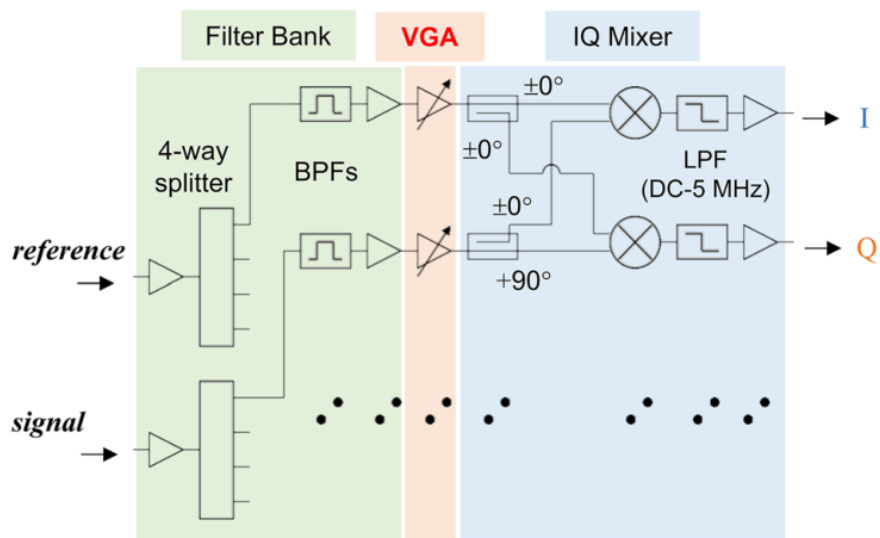


図 2.18 新しく製作した受信回路のシステム図。*reference* 及び *signal* は図 2.17 上の *reference* 及び *signal* にそれぞれ対応する。受信回路はフィルタバンク (Filter Bank)、可変ゲインアンプ (VGA) と IQ ミキサ (IQ Mixer) からなる。I と Q はそれぞれ同相と直交位相信号を表している。それぞれのバンドパスフィルタ (BPF) の帯域は中心周波数の  $\approx 10\%$  であり、たとえば、中心周波数 80 MHz のバンドパスフィルタで帯域は 6 MHz である。

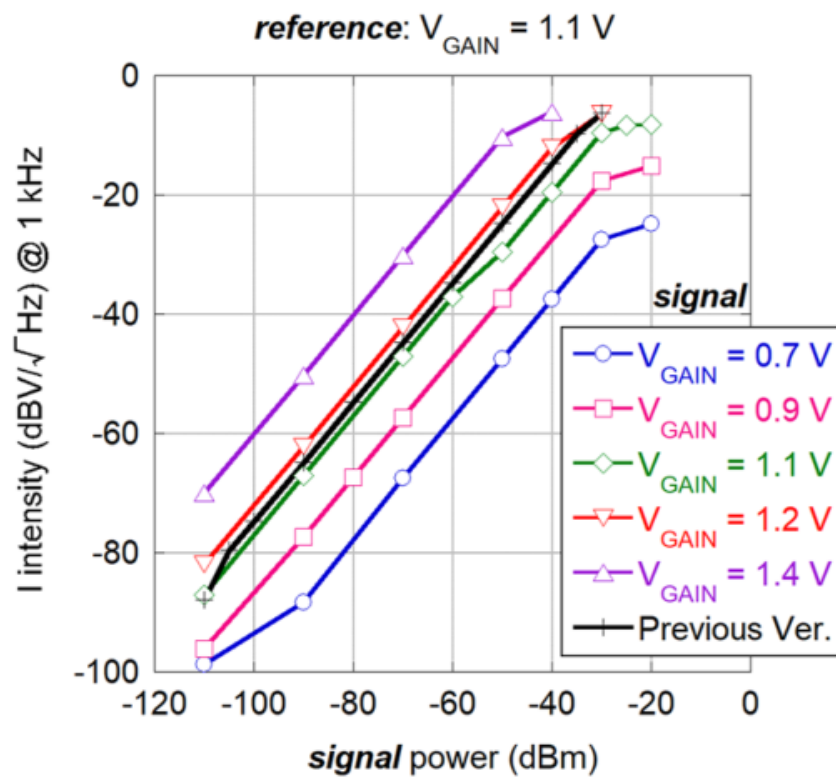


図 2.19 新しく製作した受信回路の入出力特性。青円、ピンク四角、緑ひし型、オレンジ逆三角、紫三角はそれぞれバイアス電圧  $V_{\text{GAIN}}$  を 0.7、0.9、1.1、1.2、1.4V に設定した際の入出力特性である。黒十字はそれまで導入していた、可変ゲインアンプを持たない受信回路の入出力特性を表す。

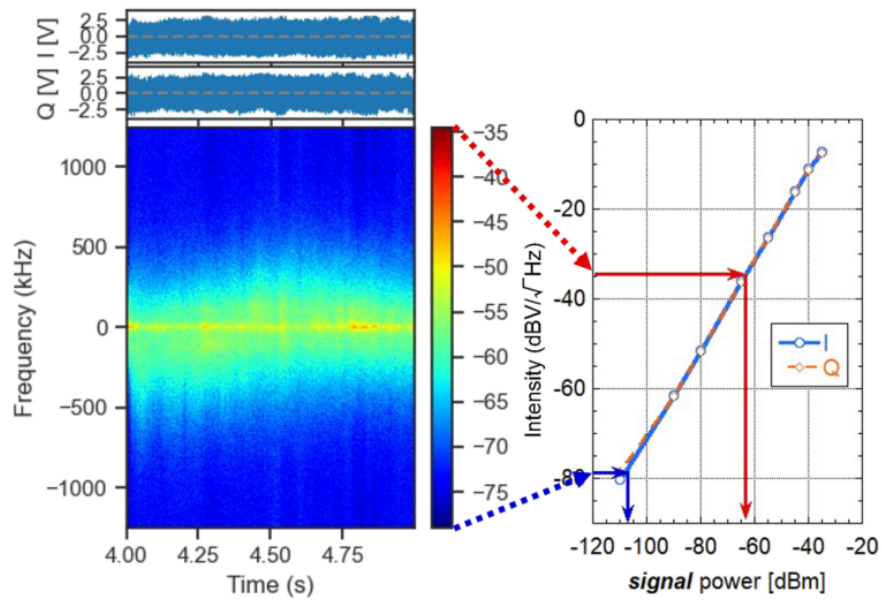


図 2.20 LHD で測定された実際の散乱信号の例。IQ 信号の時間変化 (左上)、複素周波数スペクトログラム (左下) と入出力特性 (右) から *signal* パワーを推定した。青の実線とオレンジの破線がそれぞれ I 信号と Q 信号に対する入出力特性を表している。赤矢印と青矢印は *signal* パワーの最大値と最小値の推定の流れをそれぞれ表している。

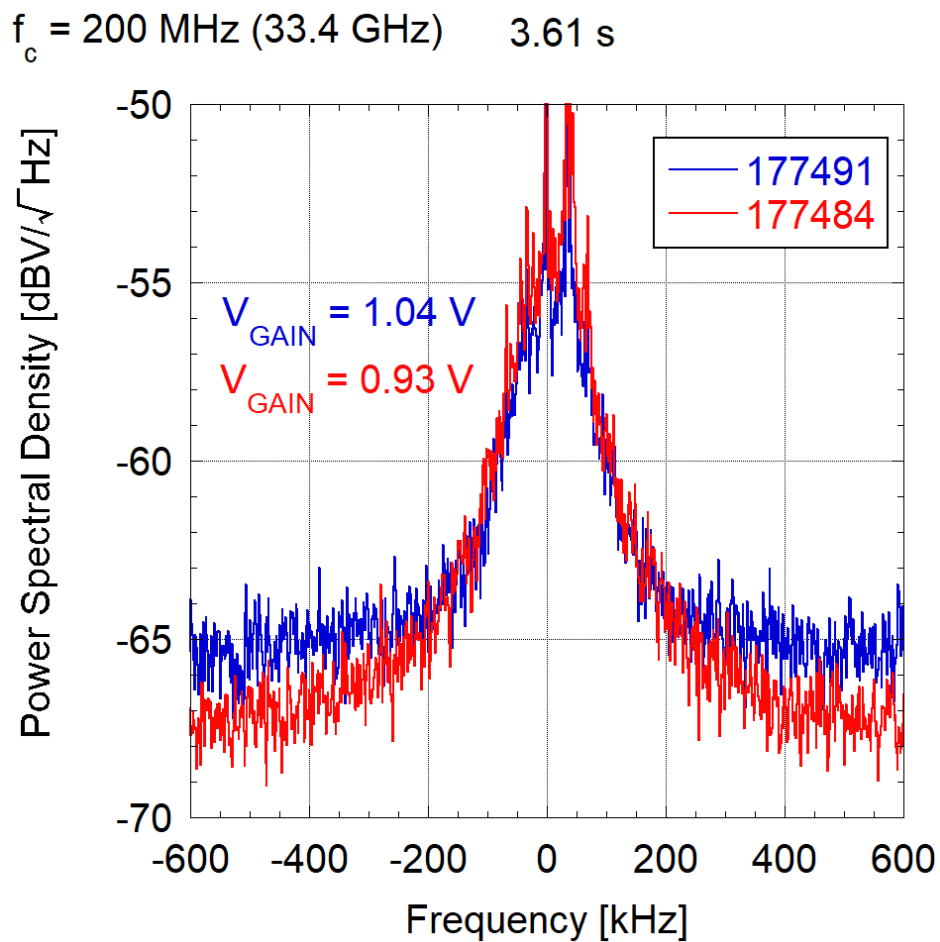


図 2.21 VGA のゲイン調整による信号 S/N 比の改善例。中心周波数 200 MHz のチャンネルで、青線が LO 信号の VGA のバイアス電圧  $V_{\text{GAIN}} = 1.04 \text{ V}$ 、赤線が VGA のバイアス電圧  $V_{\text{GAIN}} = 0.93 \text{ V}$  の場合の IQ 信号をそれぞれ複素周波数スペクトルの形にしたもの。

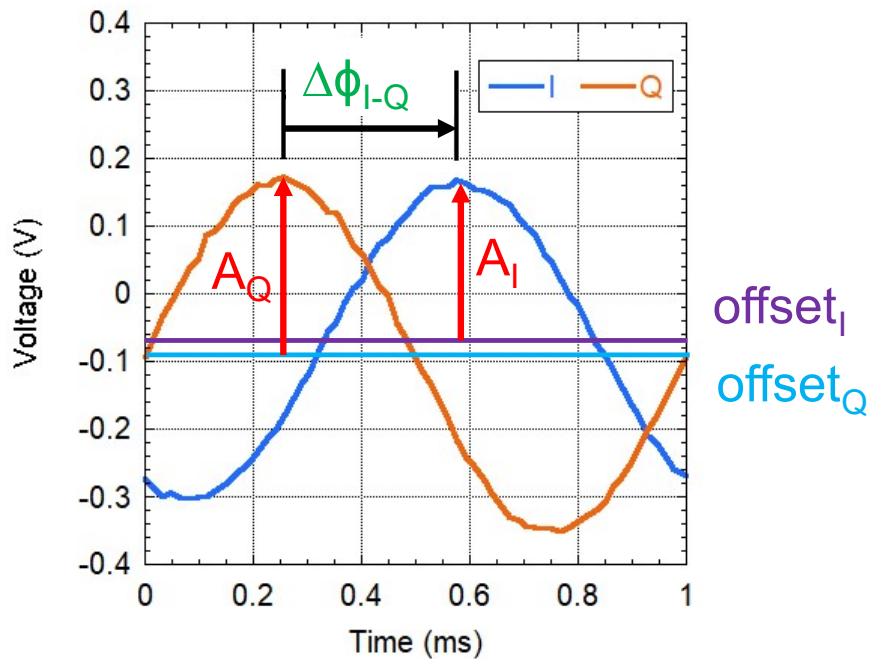


図 2.22 *reference* と *signal* の周波数差を 1kHz とした、それぞれ正弦波のテスト信号を、新しく製作した基板に入力した際の出力 IQ 信号の例。青とオレンジの線がそれぞれ I 信号と Q 信号を示しており、 $A_I$  と  $A_Q$  がそれぞれ IQ 信号の振幅を、 $V_{\text{offset},I}$  と  $V_{\text{offset},Q}$  がそれぞれ IQ 信号のオフセットを、 $\Delta\Phi_{I-Q}$  が I 信号の Q 信号からの位相遅れを表す。

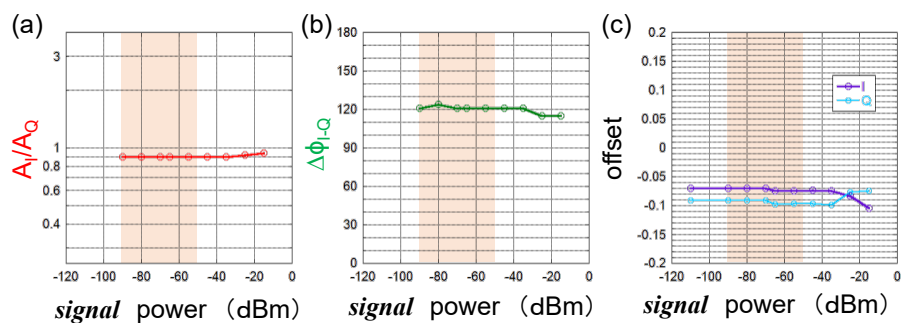


図 2.23 (a) I 信号振幅の Q 信号振幅に対する振幅比  $A_I/A_Q$  (赤線)、(b) I 信号の Q 信号に対する位相遅れ  $\Delta\Phi_{I-Q}$  (緑線) 及び (c) I 信号のオフセット (紫) と Q 信号のオフセット (水色) の *signal* 強度への依存性。ここで、オレンジの範囲は図 2.20 で示した、プローブ周波数 33.4 GHz のチャンネルで実際に LHD での受信 IQ 信号強度の測定から推定された *signal* パワーの範囲である。

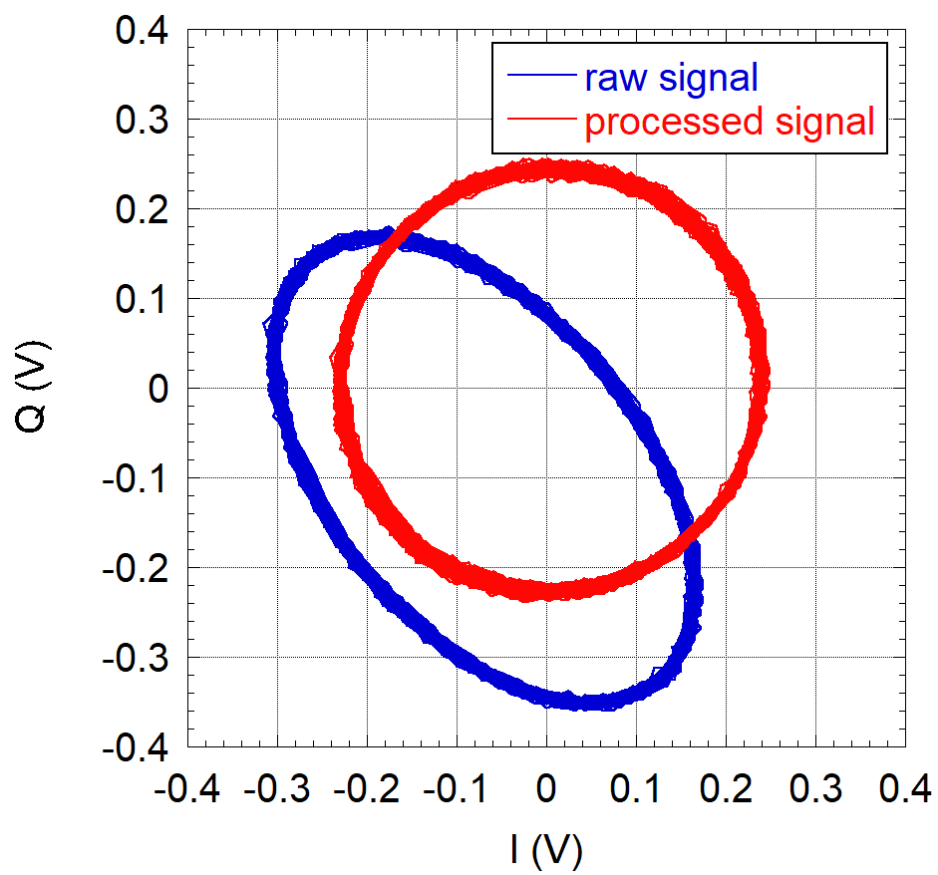


図 2.24 IQ 信号のフェーザ表示。青が生信号で、赤が信号処理 (式 2.29) によって補正した信号を表す。

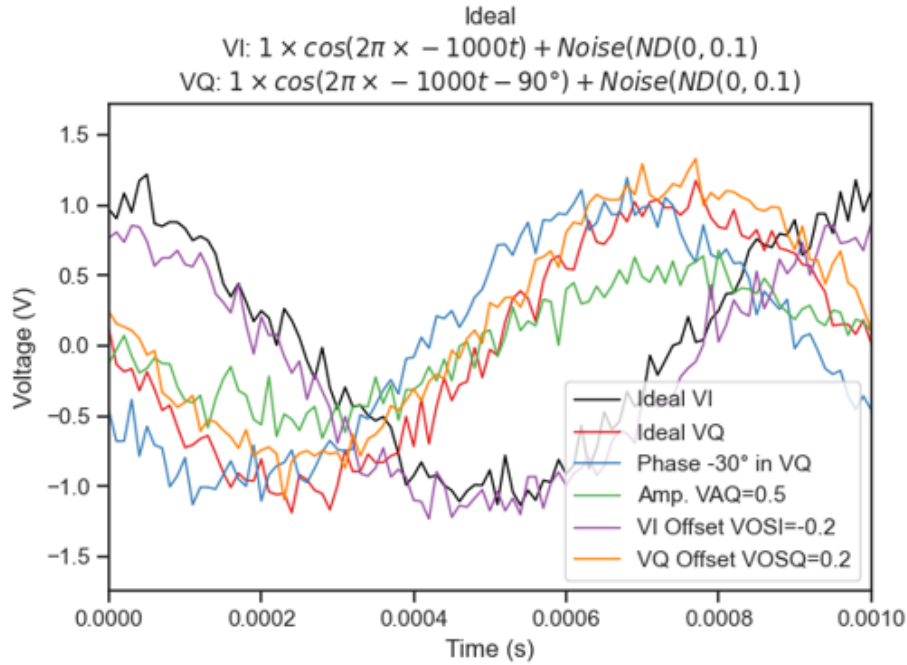


図 2.25 生成したテスト信号の時間変化。周波数 1 kHz で振幅 1 V の理想の同相信号 (黒) とその位相を  $90^\circ$  遅らせた Q 信号 (赤) に対して、Q 信号の位相を  $30^\circ$  遅らせた信号 (青)、Q 信号の振幅を 0.5 倍した信号 (緑)、I 信号に  $-0.2$  のオフセットを追加した信号 (紫) 及び Q 信号に  $0.2$  のオフセットを追加した信号 (オレンジ) を用意した。どの信号にも標準偏差 0.1 正規分布に従うランダムノイズを付与した。

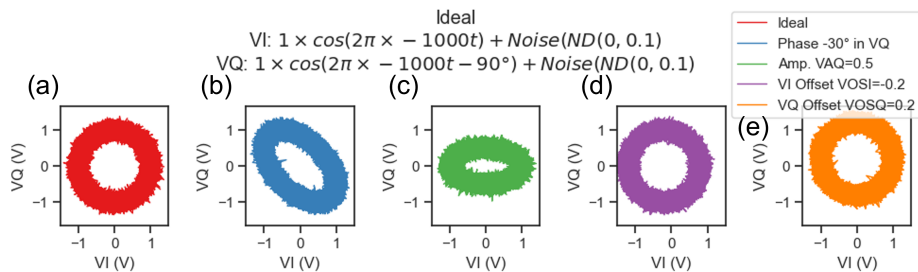


図 2.26 生成したテスト IQ 信号のフェーザ表示。(a) 理想の IQ 信号 (赤)、(b) Q 信号の位相を  $30^\circ$  遅らせた信号 (青)、(c) Q 信号の振幅を 0.5 にした信号 (緑)、(d) I 信号に  $-0.2$  のオフセットを追加した信号 (紫) 及び (e) Q 信号に  $0.2$  のオフセットを追加した信号 (オレンジ)。

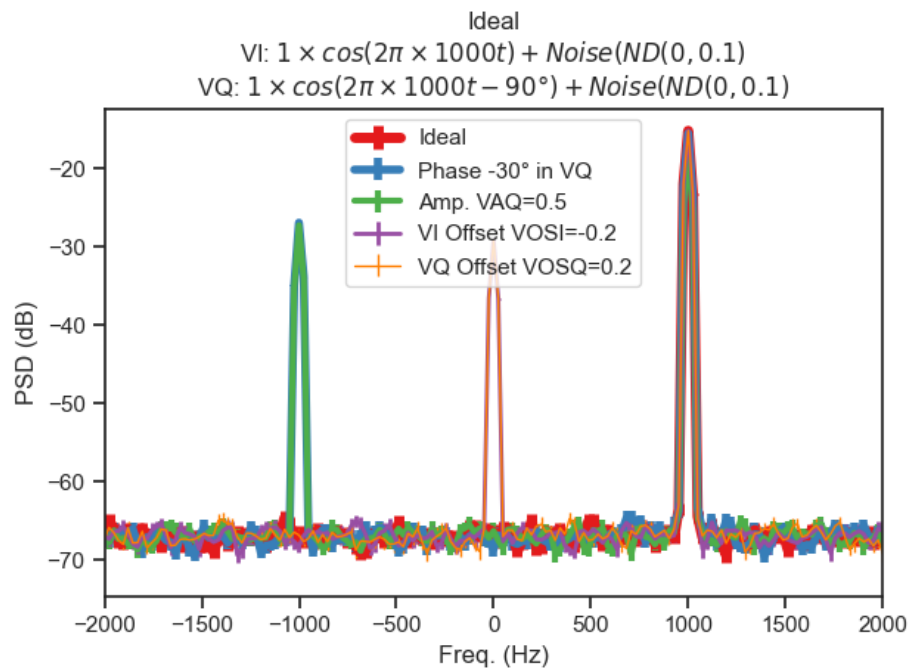


図 2.27 生成したテスト信号の複素周波数スペクトル。理想の IQ 信号 (赤)、Q 信号の位相を  $30^\circ$  遅らせた信号 (青)、Q 信号の振幅を 0.5 にした信号 (緑)、I 信号に  $-0.2$  のオフセットを追加した信号 (紫) 及び Q 信号に  $0.2$  のオフセットを追加した信号 (オレンジ)。

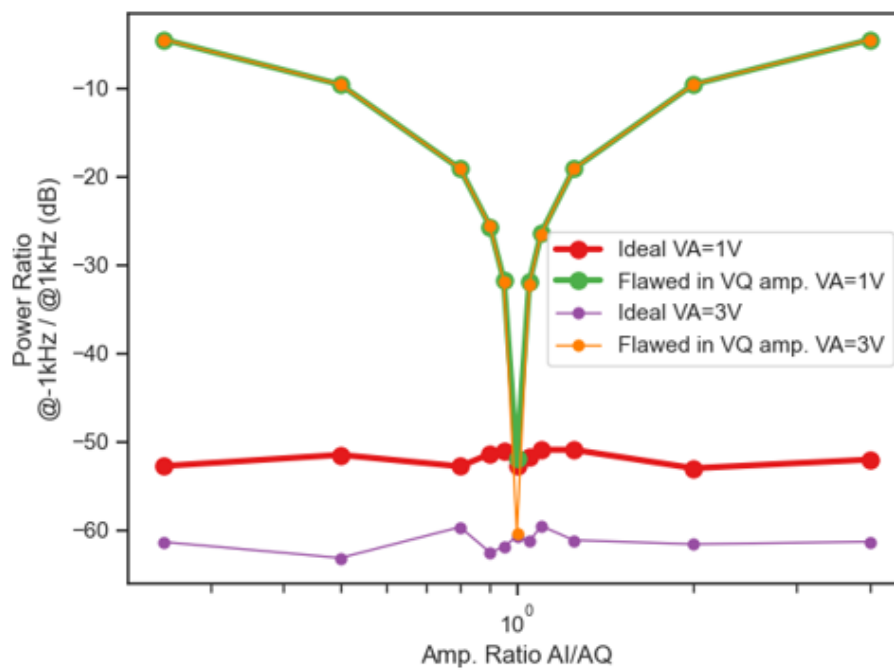


図 2.28 目的の信号 (1 kHz) のピークレベルに対する不要波 (-1 kHz) のピークレベルを振幅比に対してスキャンした結果。振幅 1 V の場合 (緑) と振幅 3 V の場合 (オレンジ) を示した。参考として、不要波のない理想的な信号の振幅 1 V の場合 (赤) と振幅 3 V の場合 (紫) を示した。不要波のない理想的な信号において、不要波のレベルはノイズレベルに相当する。

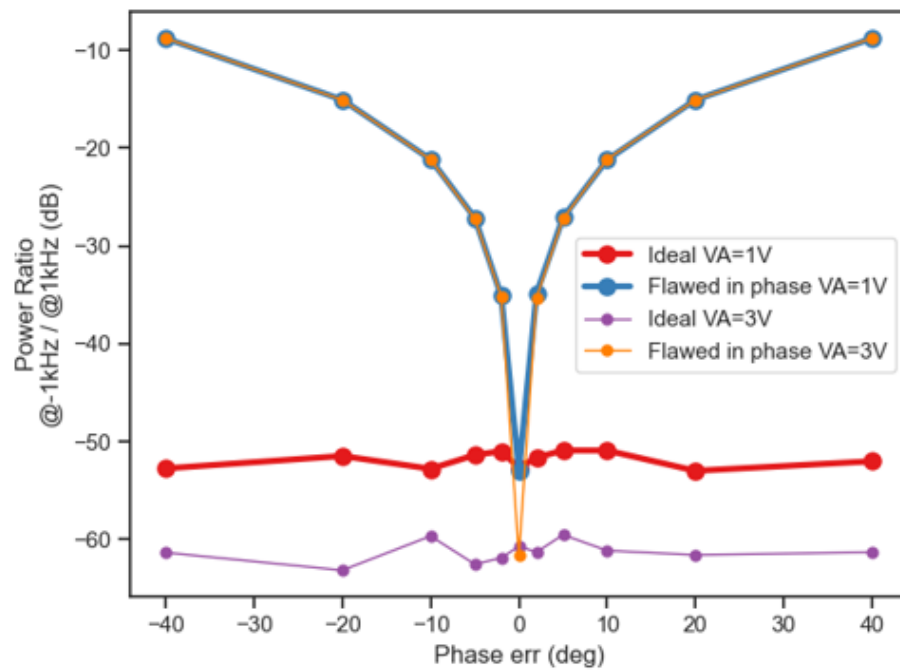


図 2.29 目的の信号 (1 kHz) のピークレベルに対する不要波 (-1 kHz) のピークレベルを位相差の誤差に対してスキャンした結果。振幅 1 V の場合 (青) と振幅 3 V の場合 (オレンジ) を示した。参考として、不要波のない理想的な信号の振幅 1 V の場合 (赤) と振幅 3 V の場合 (紫) を示した。不要波のない理想的な信号において、不要波のレベルはノイズレベルに相当する。

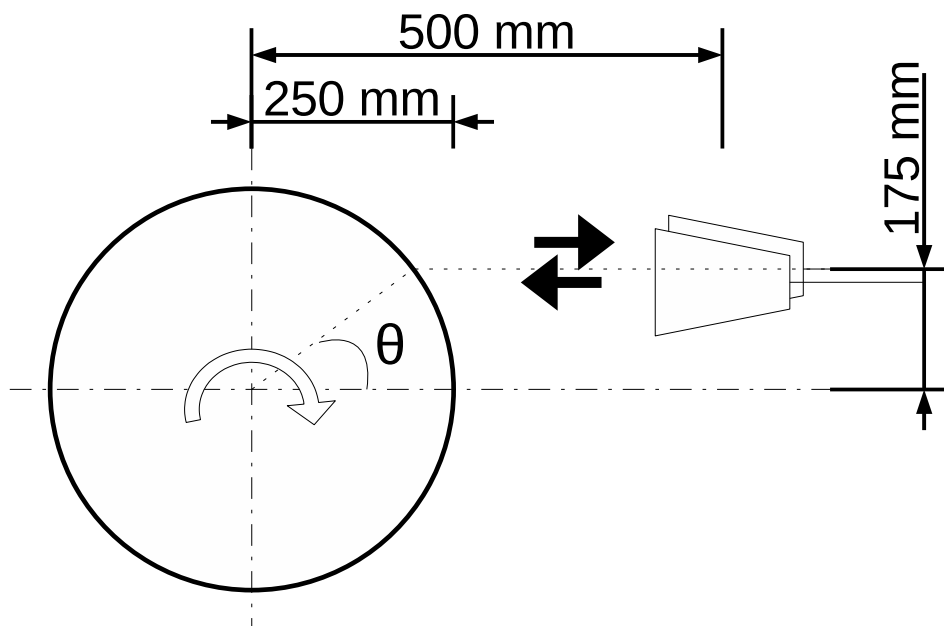


図 2.30 回転ドラムを用いたドップラーシフト測定テストのテストベンチの模式図。半径 250 mm の回転ドラムの中心に対して 500 mm 離れ、175 mm 高い位置に送受信のアンテナを設置した。

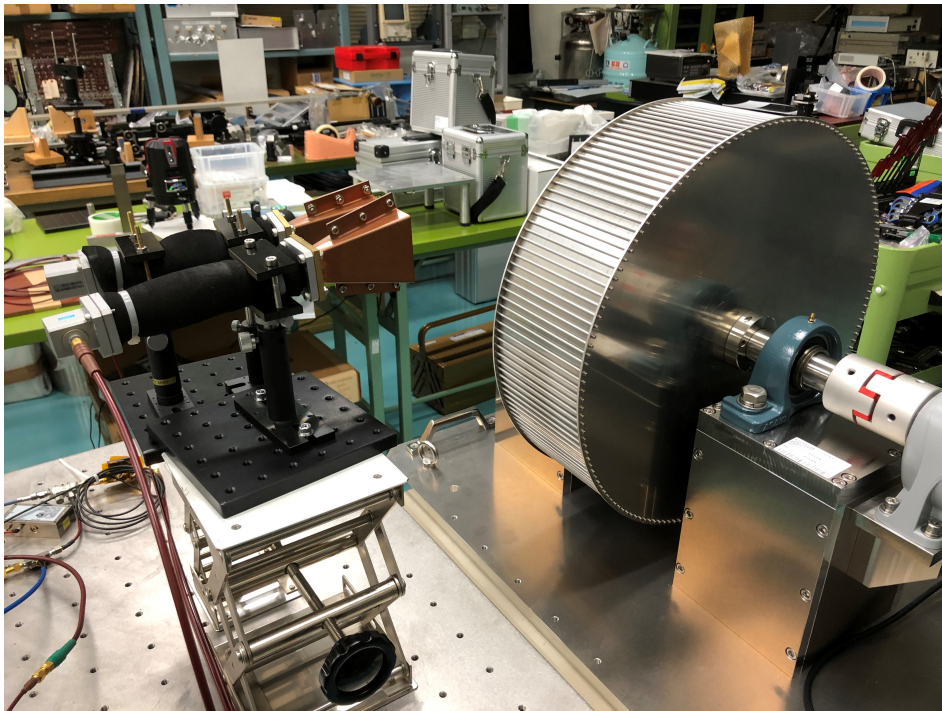


図 2.31 回転ドラムを用いたドップラーシフト測定テストのテストベンチの写真。左の2つのアンテナがマイクロ波の送信及び受信を行うアンテナ、右に示した羽根付きのドラム形状のものが回転ドラム。

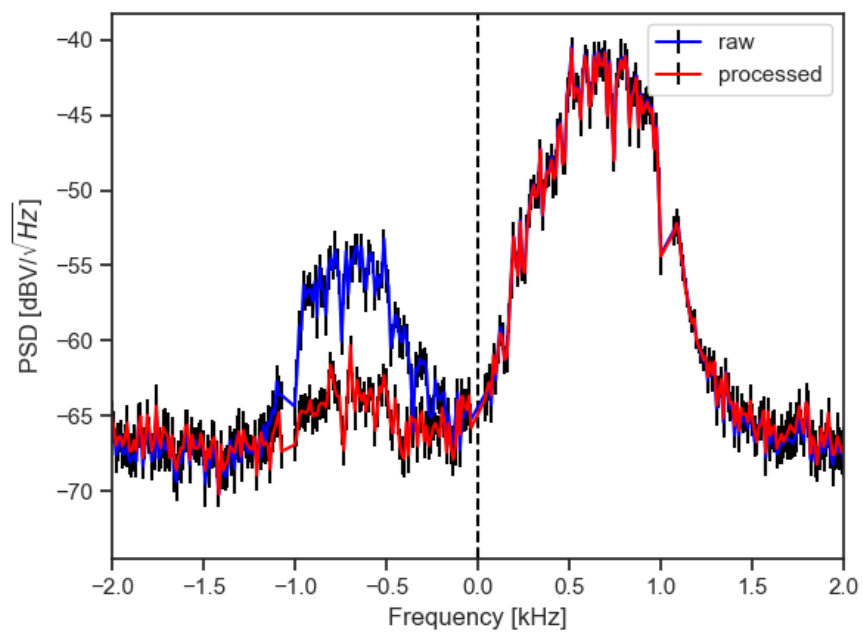


図 2.32 回転ドラムを用いたテストで得られた信号の生信号 (青) と補正した信号 (赤) の複素周波数スペクトルの例。200 MHz のチャンネルを例として示す。

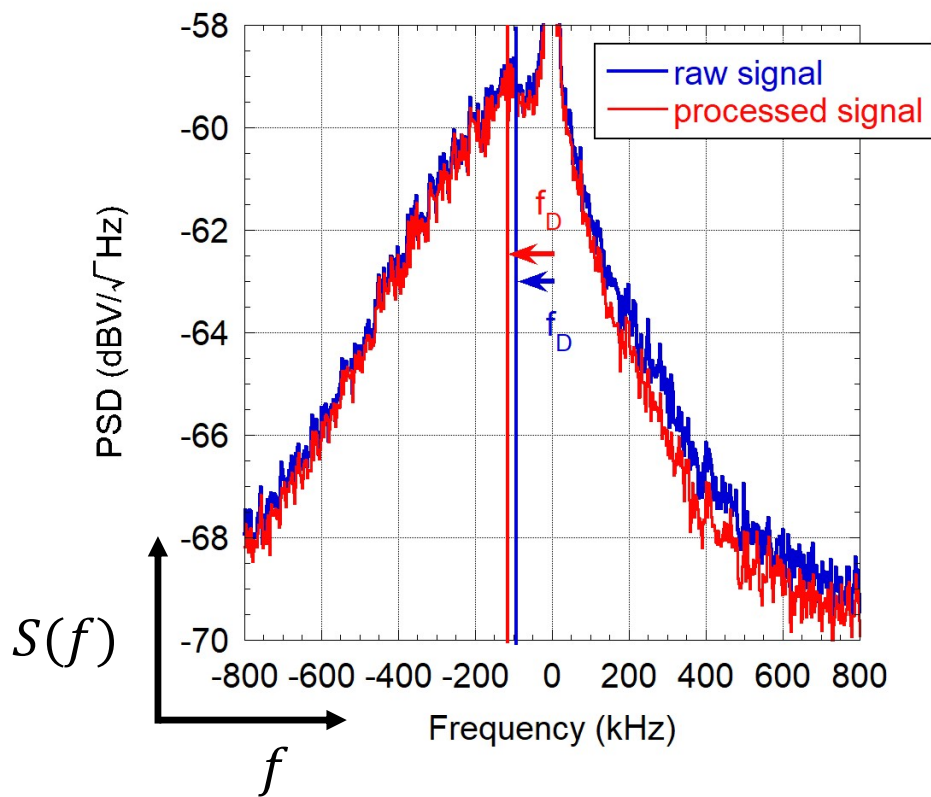


図 2.33 LHD で実際に測定された、ドップラーシフトした周波数スペクトル。生信号から計算されたものを青で、補正した信号から計算されたものを赤でしめた。LHD で測定された#178529 の 4-4.08 s のプローブ周波数 33.4 GHz のチャンネルの信号である。

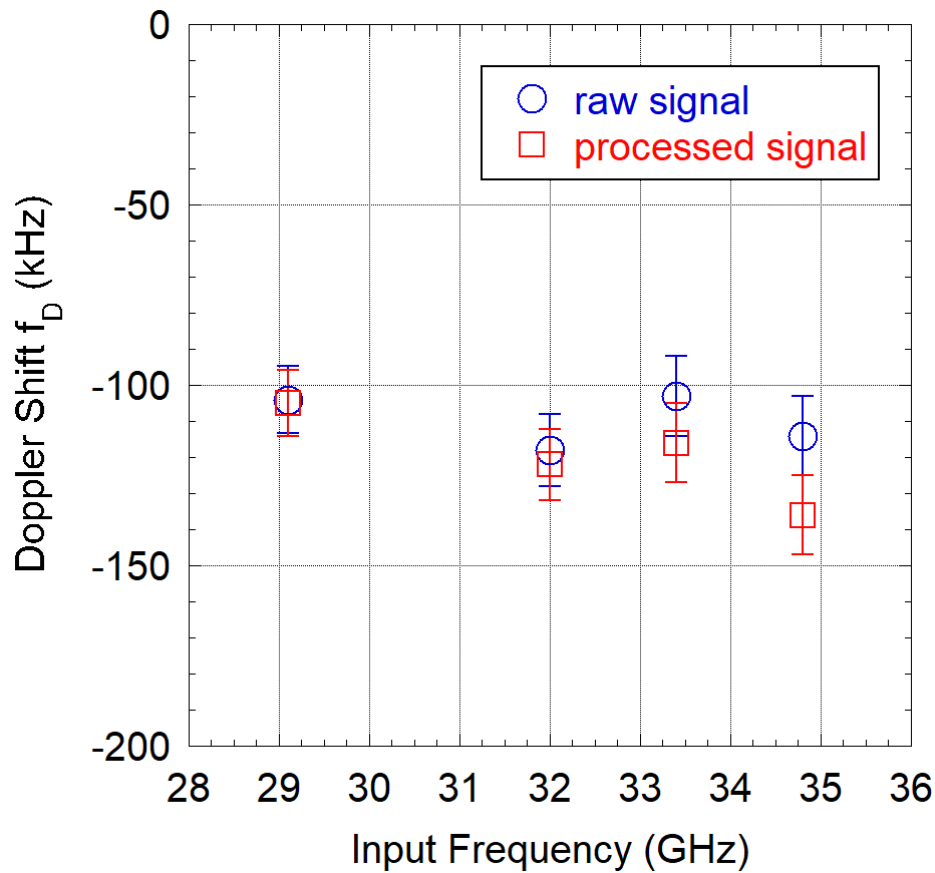


図 2.34 生信号 (青) と補正した信号 (赤) から得られた周波数スペクトルから求めたドップラーシフト。29.1 GHz、32.0 GHz、33.4 GHz 及び 34.8 GHz のチャンネルについてプロットした。

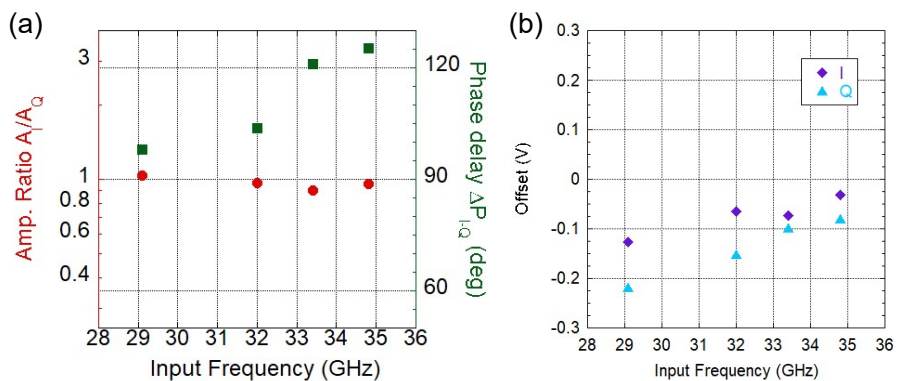


図 2.35 プロブ周波数に対する (a) IQ 信号の振幅比 (赤) と位相差 (緑)、(b) I 信号のオフセット (紫) 及び Q 信号のオフセット (水色)

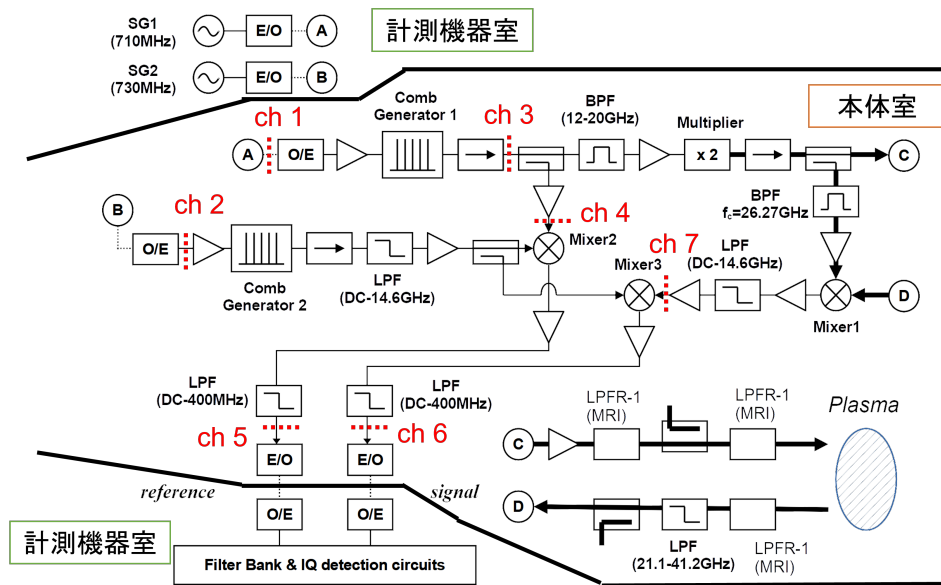


図 2.36 デュアルコムドップラー反射計のシステム図。ch 1 — ch 7 は、後述する信号強度の長時間測定時の観測位置を表す。

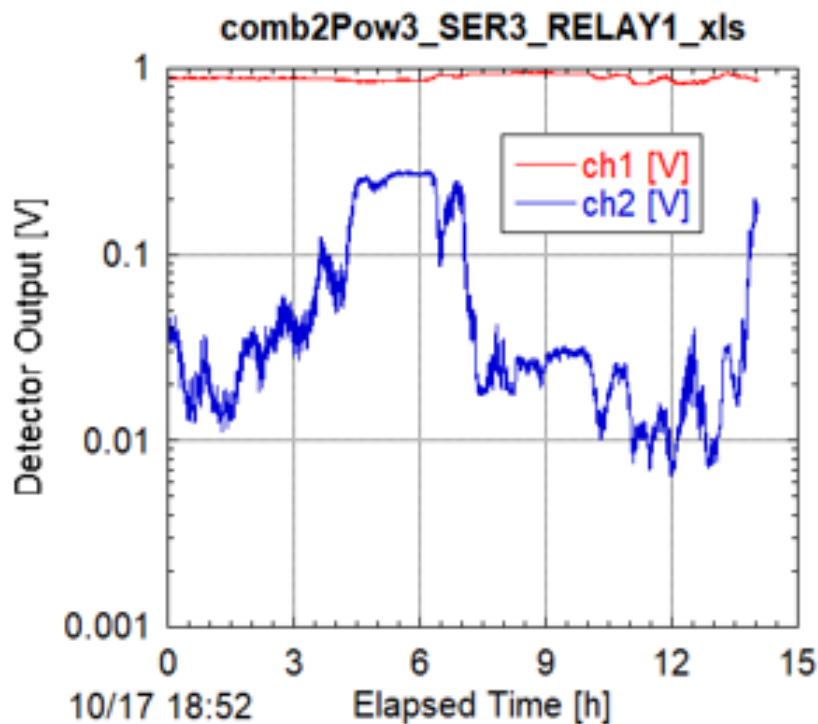


図 2.37 *reference* の光ケーブル後の強度の長時間測定結果。ch 1 (オレンジ) が全帯域の信号強度、ch 2 (青) が 20 MHz の成分の信号強度である。ch 1 は hp 製の 8471A、ch 2 は Herotek 製の DHM185AA で測定した。

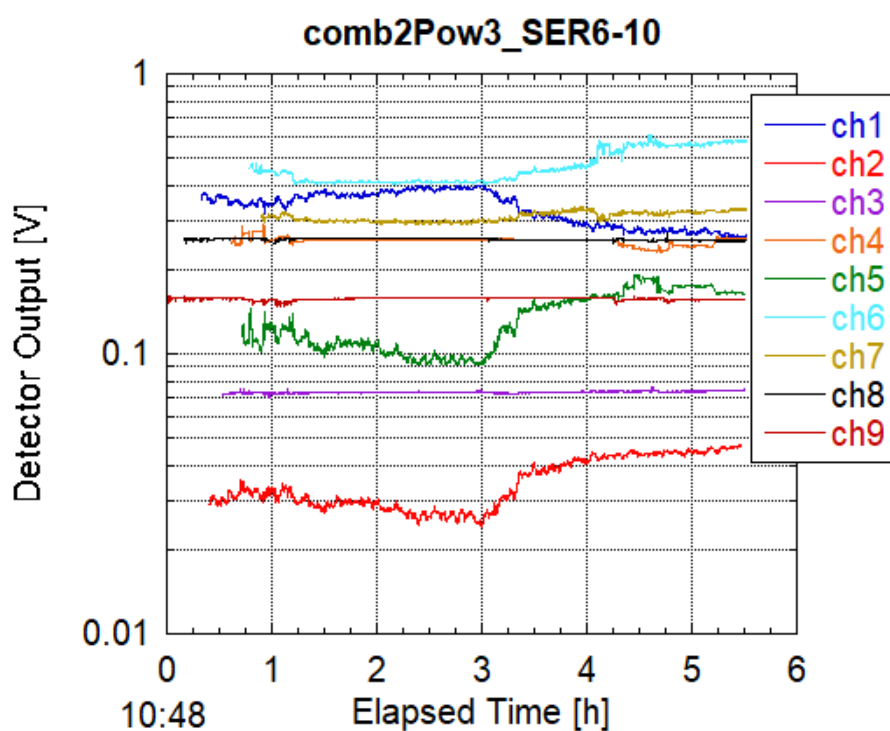


図 2.38 図 2.36 内の ch 1 — ch 7 における信号強度及び SG 1 と SG 2 の出力を光ケーブルを通さずに BNC ケーブル経由で LHD 本体棟に送信し、新たにアンプを用いて増幅した後の信号強度 (それぞれ ch 8 及び ch 9) の長時間測定結果。ch 1 及び ch 2 は KRYTAR 製の 301A、ch 3、ch 4、ch 7、ch 8、ch 9 は KRYTAR 製の 303AK、ch 5 は日本通信機製の MODEL9600、ch 6 は hp 製の 8471A で測定した。

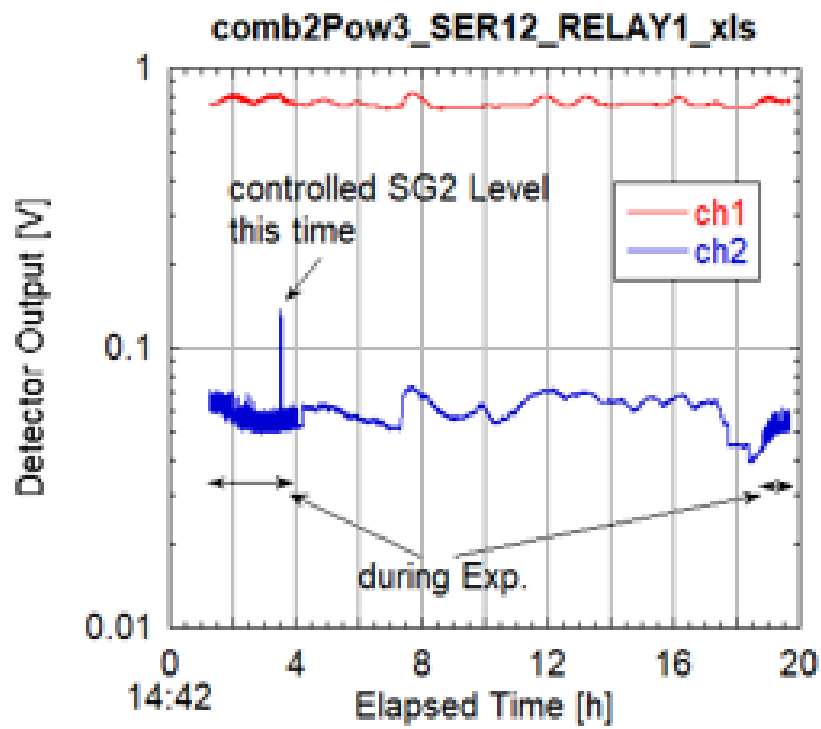


図 2.39 SG 1 及び SG 2 の信号伝送手法を BNC ケーブルに換えた後の、*reference* の光ケーブル後の強度の長時間測定結果。ch 1 (赤) が全帯域の信号強度、ch 2 (青) が 20 MHz の成分の信号強度である。ch 1 は hp 製の 8471A、ch 2 は日本通信機製の MODEL9600 で測定した。

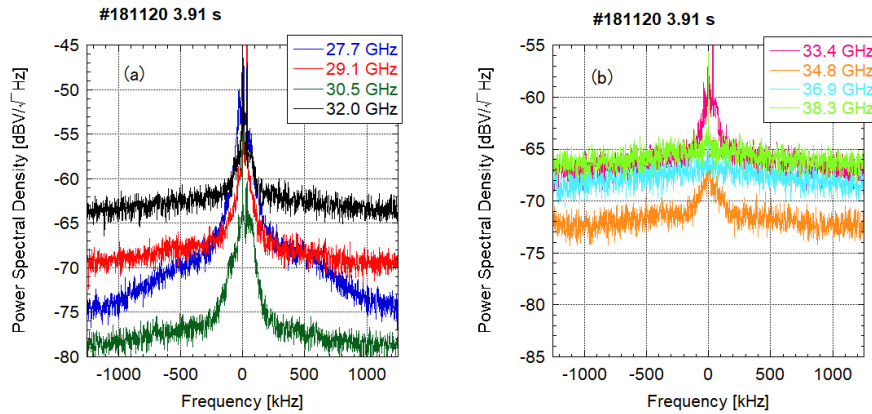


図 2.40 デュアルコムドップラー反射計の全 8ch で測定した信号の複素周波数スペクトルの例。(a) に示した青、赤、緑及び黒の実線がそれぞれ、プローブ周波数が 27.7 GHz、29.1 GHz 及び 32.0 GHz のチャンネルで、(b) に示したピンク、オレンジ、水色及び黄緑の実線がそれぞれ、プローブ周波数が 33.4 GHz、34.8 GHz、36.9 GHz 及び 38.3 GHz のチャンネルを表す。

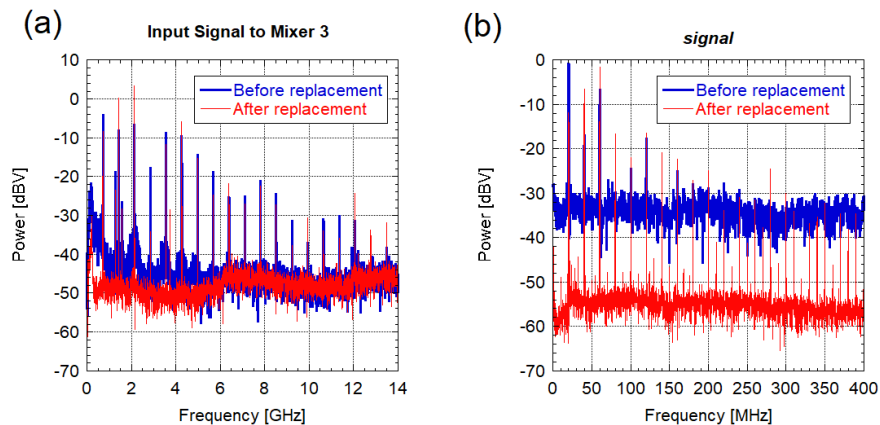


図 2.41 (a) Mixer 3 へインプットされる散乱信号及び (b) *signal* の周波数スペクトル。青線がアンプによる信号強度増幅前、赤線がアンプによる信号強度増幅後の周波数スペクトルをそれぞれ表す。(a) 及び (b) はどちらも周波数帯域が下げられており、プローブ周波数 27.7 GHz、29.1 GHz、30.5 GHz、32.0 GHz、33.4 GHz、34.8 GHz、36.9 GHz 及び 38.3 GHz に対応する周波数は、(a) において 1.42 GHz、2.84 GHz、4.26 GHz、5.68 GHz、7.10 GHz、8.52 GHz、10.65 GHz 及び 12.07 GHz、(b) において 40 MHz、80 MHz、120 MHz、160 MHz、200 MHz、240 MHz、300 MHz 及び 340 MHz である。

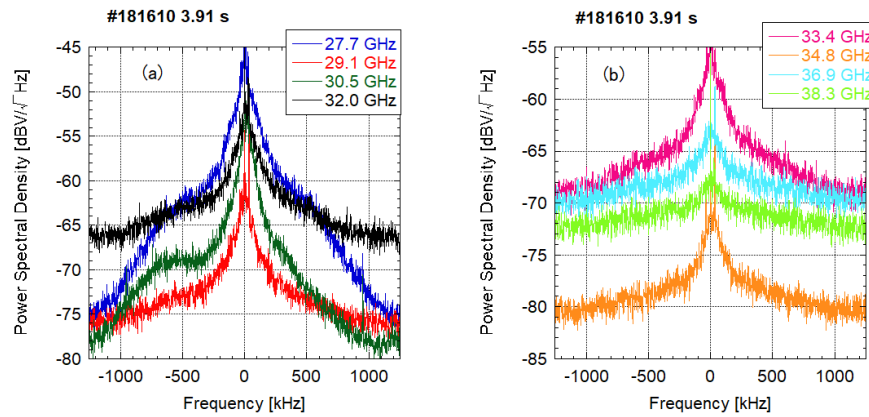


図 2.42 LO 信号にアンプを追加した後のデュアルコムドップラー反射計の全 8 ch で測定した信号の複素周波数スペクトルの例。(a) に示した青、赤、緑及び黒の実線がそれぞれ、プローブ周波数が 27.7 GHz、29.1 GHz 及び 32.0 GHz のチャンネルで、(b) に示したピンク、オレンジ、水色及び黄緑の実線がそれぞれ、プローブ周波数が 33.4 GHz、34.8 GHz、36.9 GHz 及び 38.3 GHz のチャンネルを表す。

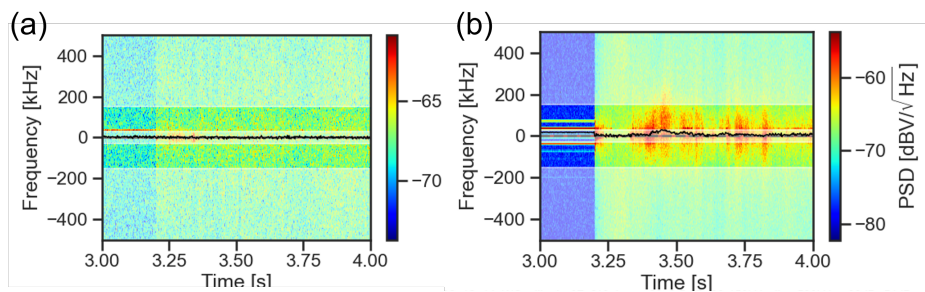


図 2.43 (a) ケーブル交換・アンプ追加前と (b) 後の周波数スペクトログラムの例 (36.9 GHz チャンネル)。

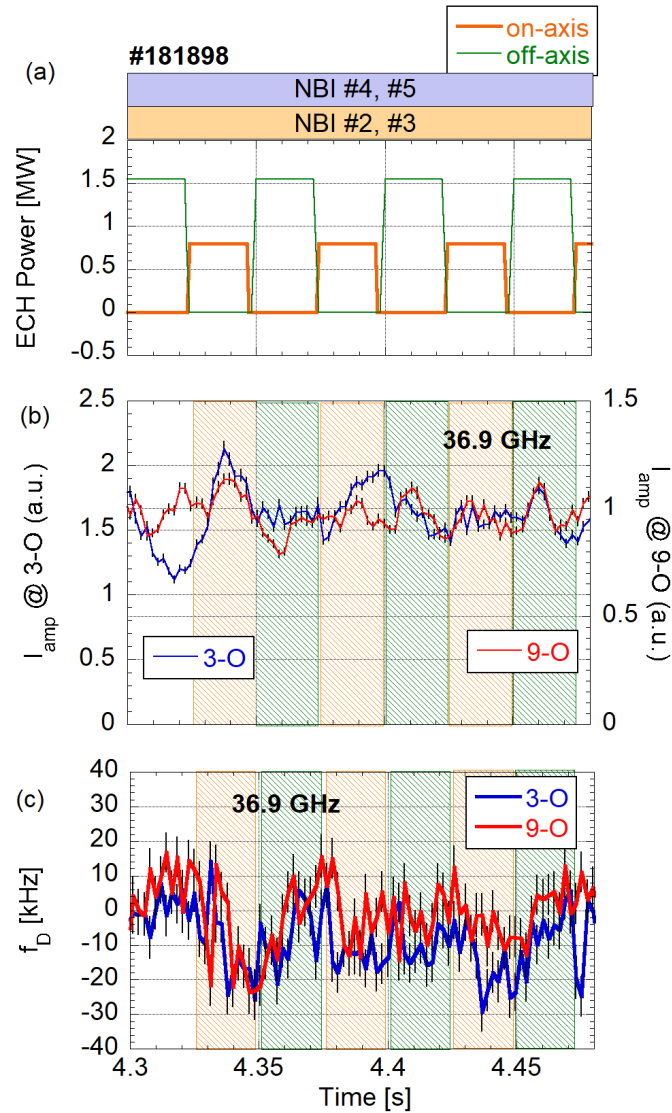


図 2.44 9-O 及び 3-O ポートに導入されたドップラー反射計による乱流信号の同時測定例 (#181898)。加熱パターンを (a) に、3-O 及び 9-O ポートのドップラー反射計で測定した乱流強度  $I_{\text{amp}}$  の時間変化を (b) に、ドップラーシフト  $v_{\perp}$  の時間変化を (c) に示した。接線 NBI#2、#3 及び垂直 NBI#4、#5 を入射して電子・イオン温度を共に増加させ、その後 ECH で中心加熱と周辺加熱 ( $r_{\text{eff}}/a_{99} = 0.7$ ) を交互に繰り返すことで電子温度勾配を制御した。青線が 3-O ポート、赤線が 9-O ポートで測定したデータ。(b) 及び (c) の黄斜線領域及び緑斜線領域はそれぞれ中心加熱及び周辺加熱 ECH の時間を表す。

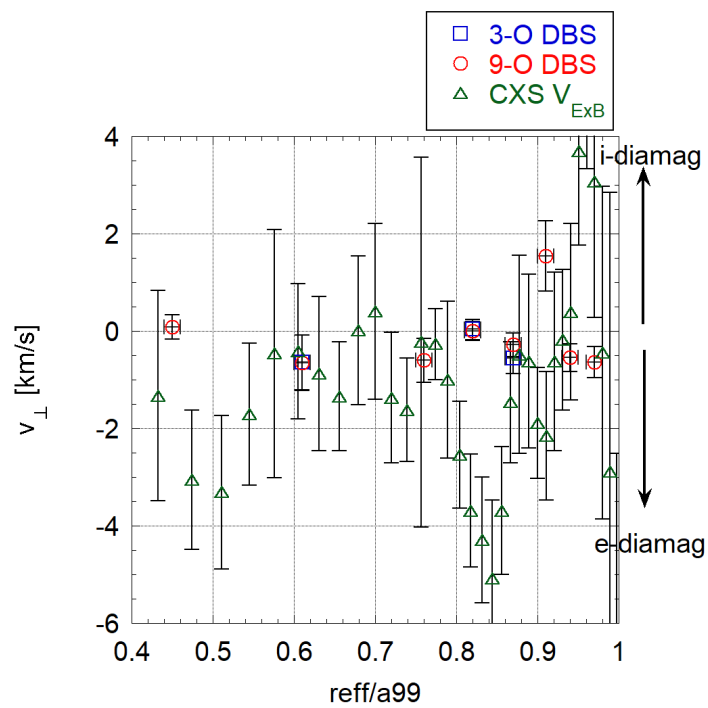


図 2.45 図 2.44 の 4.35 s における、3-O ポートで測定したドップラーシフトから求めた揺動の伝搬速度  $v_{\perp}$  (青四角点)、9-O ポートで測定したドップラーシフトから求めた揺動の伝搬速度  $v_{\perp}$  (赤丸点) 及び CXS で測定した  $E \times B$  フロー速度  $v_{ExB}$  (緑三角点)。

## 第3章

# プラズマ物理実験の結果

本節では、電子スケール乱流の特性及び電子・イオンスケール乱流間相互作用の研究のため、LHDで行った実験の手法、結果を説明し、その考察を行う。電子スケール乱流の特性として、電子温度勾配依存性 ( $R_{ax}/L_{Te}$ ) 依存性、電子温度/イオン温度比 ( $T_e/T_i$ ) 依存性及び電子・イオン間の衝突周波数依存性 ( $\nu_{ei}^*$ ) 依存性をそれぞれ第3.1節、第3.2節及び第3.3節にて述べる。また、電子・イオンスケール乱流間相互作用の検証を目的とした電子スケール乱流とイオンスケール乱流の同位置における同時観測実験の結果については第3.4節で述べる。

## 3.1 電子温度勾配依存性 ( $R_{ax}/L_{T_e}$ 依存性)

### 3.1.1 実験手法

第 2.1 節にて述べたように電子スケール乱流は、電子温度勾配が駆動する ETG 不安定性が代表的な乱流源であるため、その  $R_{ax}/L_{T_e}$  依存性は重要な特性の一つである。一方で、ETG 不安定性の成長率は  $T_e/T_i$  にも依存することが知られているため、 $R_{ax}/L_{T_e}$  依存性の調査においては、 $T_e$  の変化を抑制することが必要である。そこで、本研究では ECH を磁気軸から離れた位置に入射する *off-axis* ECH を利用した  $R_{ax}/L_{T_e}$  スキャンを行った [75]。この手法は DIII-D などのトカマクにおける電子温度分布の硬直性の検証にも用いられてきた手法である [76]。LHD における *off-axis* ECH では平衡状態 ( $dW_p/dt \approx 0$ ) において、その加熱位置よりも内側で内向きの熱拡散と外向きの熱対流が釣り合い、電子温度分布が中空形状になることが知られている [77]。この性質を利用して、*off-axis* ECH を径方向内寄りの位置 (*inner*;  $r_{eff}/a_{99} \approx 0.2$ ) と径方向外寄りの位置 (*outer*;  $r_{eff}/a_{99} \approx 0.6$ ) に分配することで、トカマクでは達成できない中空な電子温度分布を含む多様な電子温度分布を得る実験を行った。*outer* ECH が電子温度分布に負の勾配を形成し、*inner* ECH が正の勾配を形成するため、*inner* と *outer* の間で広い範囲の電子温度勾配が得られつつ、電子温度が一定になることを期待した。

本実験においては、加熱パワー 0.723 MW、0.799 MW 及び 0.986 MW の 3 台の ECH を用いて重水素プラズマを生成し、表 3.1 に示すような *inner* 及び *outer* への加熱パワー配分の 6 条件で  $R_{ax}/L_{T_e}$  をスキャンした。放電パターンの一例として、表 3.1 の cond. 2 及び cond. 3 における、加熱パワーの時間変化とそれに伴う  $W_p$  の時間変化を図 3.1 (a)–(c) に示す。十分に成長し、飽和状態にある乱流強度を調べるために 600 ms 以上の一定の加熱を各条件で行い、 $dW_p/dt \approx 0$  となる時間での解析を行った。また、その解析時間の直後に 20 ms 間、磁力線に垂直方向に NBI を入射し、プラズマのイオン温度分布  $T_i(r_{eff}/a_{99})$  及び  $E \times B$  フロー速度分布  $v_{E \times B}(r_{eff}/a_{99})$  の測定を行った。NBI 加熱パワーが ECH パワーに比べて高く、 $W_p$  の時間変化も NBI 加熱パワーの変化に伴う影響が大きいが、パルス幅をできる限り短くすることで、以降の解析時間への影響を抑えた。また、 $R_{ax}/L_{T_e}$  のスキャンに伴う  $n_e$  及び  $R_{ax}/L_{n_e}$  の変化を抑えるため、重水素ガスバフの流量にフィードバック制御をかけることで、図 3.1 (d) に示すように  $\bar{n}_e$  を一定に維持した。また、図 3.1 (e) に示すように、LHDGauss コード [78] で計算した *inner* ECH の吸収位置は  $r_{eff}/a_{99} \approx 0.2$ 、*outer* ECH の吸収位置は  $r_{eff}/a_{99} \approx 0.6$  と、計画の通り ECH の *off-axis* 入射に成功した。

### 3.1.2 実験結果

6つの条件で得られた電子温度分布、電子密度分布及びイオン温度分布をそれぞれ図 3.2 (a)–(c) に示す。off-axis ECH によって、 $r_{eff}/a_{99} \approx 0.5$  において多様な傾きを持ちつつも電子温度はほとんど一定な分布となった。そのため、電子ラーマ半径  $\rho_{th,e}$  は一定に保たれ、規格化された観測波数は  $\rho_{th,e}k_{\perp} \approx 0.15$  で一定であった。電子密度分布については、cond. 6 にてコア部での電子密度の上昇が得られており他の条件とは形状が異なっているものの、観測位置である  $r_{eff}/a_{99} \approx 0.5$  においては、電子密度に顕著な変化はない。イオン温度分布は条件に依らず分布全体がほとんど一定になった。勾配の変化を可視化するため、観測位置での  $R_{ax}/L_{T_e}$  と  $T_e$ 、 $R_{ax}/L_{n_e}$  と  $n_e$ 、 $R_{ax}/L_{T_i}$  と  $T_i$  の関係をそれぞれ図 3.3 (a)–(c) に示す。図 3.2 のオレンジ色でハッチングされた観測領域内における空間平均によって各データ点を求めた。 $R_{ax}/L_{T_e}$  に  $-1-12$  の広い範囲でのスキャンが得られている一方で、 $R_{ax}/L_{n_e}$  は  $-3-2$ 、 $R_{ax}/L_{T_i}$  は  $4-5$  と比較的狭い範囲に収まった。また、 $T_e$ 、 $n_e$  及び  $T_i$  に関してもそれぞれ、 $2.2-2.7$  keV、 $1.7 \times 10^{19} - 2.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  及び  $0.95-1.05$  keV とほとんど一定に維持することができた。

このとき、 $r_{eff}/a_{99} \approx 0.5$  において電子スケール乱流信号の測定に成功した。電子スケール乱流強度の  $R_{ax}/L_{T_e}$  依存性及び電子熱流束の  $R_{ax}/L_{T_e}$  依存性を図 3.4 (a) 及び (b) に示す。電子スケール乱流強度と合わせて、ミリ波後方散乱計のプローブビームを止めた時間の信号強度を背景ノイズとして図 3.4 (a) に併せてプロットした。電子スケール乱流強度の計算時にはマクロスケール揺動からのノイズの影響を除去するため、カットオフ周波数  $f_c = 150$  kHz のハイパスフィルタをかけた。 $dW_p/dt \approx 0$  の時間を解析に用いていることから、電子熱流束は平衡状態の局所拡散によって起こると仮定し、式 3.1 によって求めた。

$$q_e = \frac{P_{inner}}{dV/dr_{eff}} \quad (3.1)$$

ここで、 $q_e$  は電子熱流束 [ $\text{kW}/\text{m}^2$ ]、 $dV/dr_{eff}$  [ $\text{m}^2$ ] は磁気面内の体積の実効小半径方向への微分で、磁気面の面積を表す。また、 $q_e^{GB}$  はジャイロボーム単位であり、 $q_e^{GB} = n_e T_e c_s \rho_s^2 / R_{ax}^2$  で求めた。 $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$  及び  $\rho_s = m_i c_s / (e B_{ax})$  で、慣性ラーマ半径及びイオン音速を表す [12]。cond. 6 では  $P_{inner} = 0$  であり、 $dW_p/dt \approx 0$  の場合  $q_e \approx 0$  と考えられる。参考文献 [77] で求められた拡散係数と対流係数を用いて文献 [77] の式 (1) を用いて求めた電子熱流束を cond. 6 の  $q_e$  に用いたところ実際に誤差の範囲でほとんど 0 となった。

電子スケール乱流強度は  $R_{ax}/L_{T_e}$  の増加に伴って増加し、 $R_{ax}/L_{T_e} \approx 8$  を超えると急峻に増加する。このとき電子熱流束も電子スケール乱流強度と同様の傾向で急峻に増

加することが分かった。このときの電子スケール乱流の位相速度の  $R_{ax}/L_{T_e}$  依存性を図 3.4 (c) に示す。ドップラーシフトは二重ガウス (式 2.12) によって求めた。 $R_{ax}/L_{T_e} \gtrsim 8$  において位相速度は  $\sim 1$  km/s で電子反磁性方向を向く。これらの観測結果は、ETG 乱流が閾値を超えて増加することによって電子熱流束を増加させたという予想に矛盾しない [26]。一方で、閾値から  $R_{ax}/L_{T_e}$  が減少するのに伴って電子スケール乱流強度が減少するが、 $R_{ax}/L_{T_e} \approx 0$  においてもノイズレベルを超えた強度の電子スケール乱流が存在することが分かった。 $R_{ax}/L_{T_e} \lesssim 8$  では位相速度の推定値は 0 に近く位相速度の向きは不確定である。電子温度勾配が存在しないにも関わらず乱流が存在することから、この乱流が ETG 乱流である可能性は低い。乱流強度及び位相速度の  $R_{ax}/L_{T_e}$  依存性には、このように二つの傾向が現れ、支配的な物理機構の違いを反映している可能性がある。

### 3.1.3 考察

実験で得られた二つの傾向がそれぞれどのような物理機構によって成長し飽和過程に至るかを考察するために、GKV コードによる線形計算を行った。線形計算のインプットは表 3.2 に示すような、本実験で得られたプラズマのパラメータを用いた。 $R_{ax}/L_{T_e} \gtrsim 8$  の領域で  $R_{ax}/L_{T_e}$  をスキャンして線形計算を行った結果、得られた成長率及び位相速度の波数スペクトルの変化を図 3.5 (a) 及び (c) に示す。観測している揺動の波数領域  $0.1 < \rho_{th,e} k_{\perp} < 0.2$  に着目する。成長率は  $R_{ax}/L_{T_e}$  の増加に伴って増加し、位相速度は  $\sim 0.7$  km/s で電子反磁性方向であった。成長率の  $R_{ax}/L_{T_e}$  依存性は実験で得られた乱流強度の  $R_{ax}/L_{T_e}$  依存性と同様であり、位相速度も向きと大きさともにほぼ一致することが分かった。これらから高  $R_{ax}/L_{T_e}$  の領域では、ETG 乱流が支配的であると考えられる。なお、シミュレーションと実験で観測される波数は完全に同一ではないことに留意する。シミュレーションで観測された波数  $k_y$  は磁気面と平行で磁力線に垂直であるのに対し、実験で観測された波数  $k_{\perp}$  はポロイダル方向と径方向の成分を含む。本考察では、乱流が十分に発達した際、径方向とポロイダル方向に等方的な乱流渦が電子スケールで形成されると仮定している。さて、線形計算においてこのとき  $T_e/T_i$  のスキャンも行った結果、図 3.5 (b) 及び (d) に示すように、 $T_e/T_i$  が増加すると成長率が減少することが分かった。この傾向からも、TEM 不安定性よりも ETG 不安定性が支配的に現れていると考えられる。次に  $R_{ax}/L_{T_e} \lesssim 8$  の領域における支配的な物理機構の考察のために、線形計算による安定性の解析を行った。 $R_{ax}/L_{T_e}$  及び  $T_e/T_i$  のスキャン範囲を広げ、安定である点と不安定である点とに弁別する。その結果を図 3.6 に示す。図 3.6 には、実際に実験で測定された  $R_{ax}/L_{T_e}$  及び  $T_e/T_i$  の一部をプロットした。 $R_{ax}/L_{T_e} \gtrsim 8$  の条件では、実験条件は線形計算においても不安定化する領域にある。厳密には線形計算における不安定化の閾値は  $R_{ax}/L_{T_e} = 8$  よりもわずかに高い領域にあるため、マージナルな領域で

線形的には安定であるが非線形的に不安定化する亜臨界不安定性が現れている可能性もある。一方で、 $R_{ax}/L_{Te} \approx 0$  においては線形安定であることが分かった。したがって低  $R_{ax}/L_{Te}$  領域の乱流は、ETG 乱流に限らず、電子スケールの線形不安定性を乱流源とする乱流である可能性が低い。この矛盾に関する考察は、第 4.1 節にて与える。本節の内容は、[79] にて論文化された。

表 3.1 各実験条件における *inner* 及び *outer* へ入射した ECH パワー (それぞれ、 $P_{inner}$  及び  $P_{outer}$ )。

condition index	$P_{inner}$ [MW]	$P_{outer}$ [MW]
cond. 1	2.508	—
cond. 2	1.522	—
cond. 3	1.522	0.986
cond. 4	0.799	0.723
cond. 5	0.799	1.709
cond. 6	—	2.508

表 3.2 GKV コードによる線形計算の条件。

$T_i$	1.0	keV
$n_e, n_i$	2.0	$10^{19} \text{ m}^{-3}$
$T_e/T_i$	1.0, 2.0, 2.5	
$R_{ax}/L_{Te}$	10, 15	
$R_{ax}/L_{Ti}$	6	
$R_{ax}/L_{ne}, R_{ax}/L_{ni}$	-2	
$\beta$	0.05	%
$R_{ax}$	3.6	m
$B_{ax}$	2.75	T
$\gamma$	1.254	
$B_q$	100	%
$r_{eff}/a_{99}$	0.5	

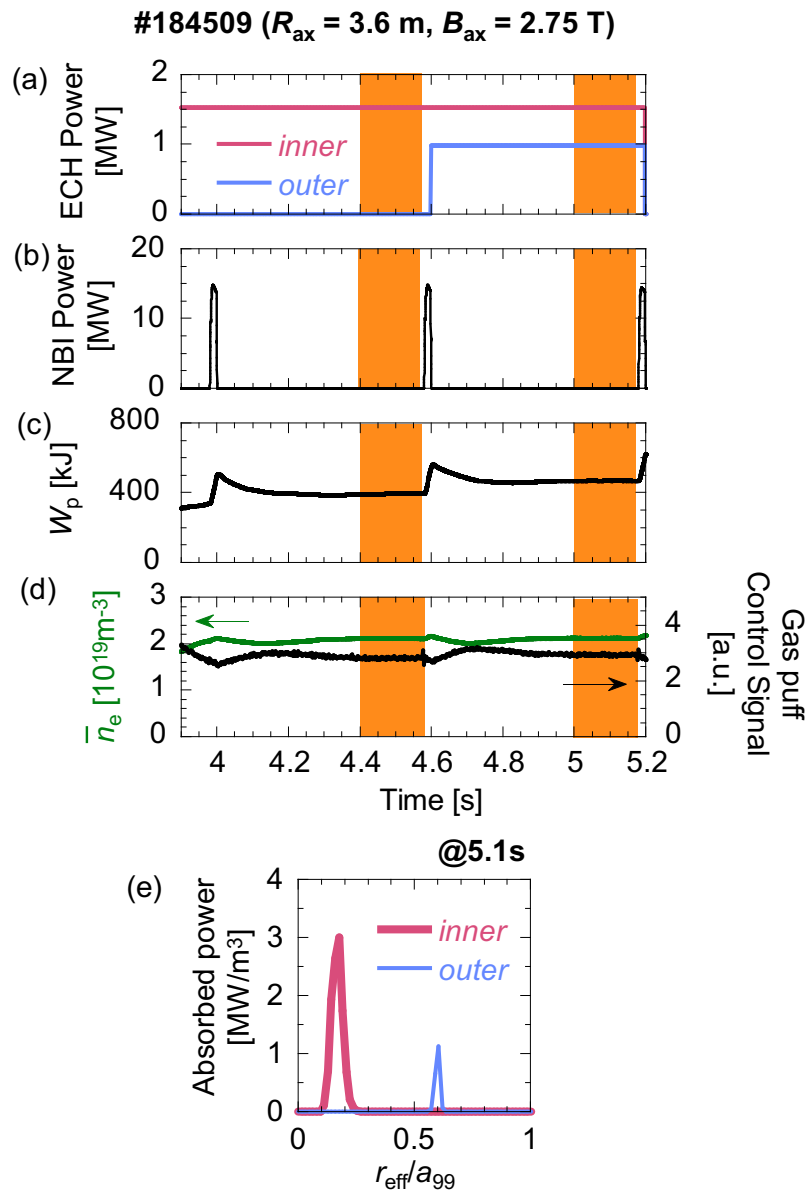


図 3.1  $R_{ax}/L_{Te}$  依存性実験の放電パターンの例。(a) に *inner* ECH (ピンク) 及び *outer* ECH (青) の加熱パワーの時間変化を示す。(b) に NBI 加熱パワーの時間変化を示す。(c) に  $W_p$  の時間変化を示す。(d) に  $\bar{n}_e$  (緑) 及びガスパフ流量制御信号 (黒) の時間変化を示す。各図のオレンジの領域は、解析対象とした時間である。4.35-4.58 s が cond. 2、5.00-5.18 s が cond. 3 にそれぞれ対応する。(e) には、5.1 s における *inner* ECH (ピンク) 及び *outer* ECH (青) の吸収分布を示す。

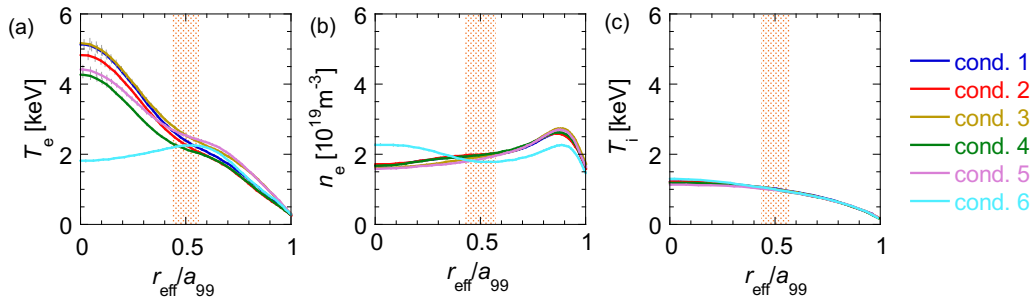


図 3.2 各実験条件での、(a) 電子温度分布、(b) 電子密度分布及び (c) イオン温度分布。オレンジの領域が電子スケール乱流の観測位置を示す。

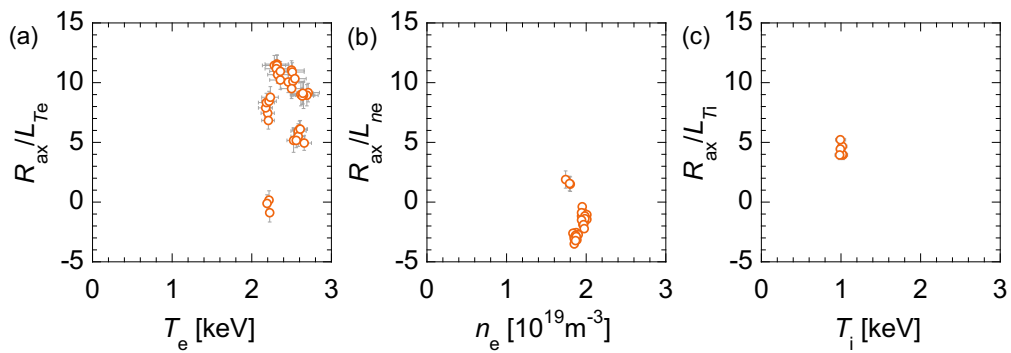


図 3.3  $R_{ax}/L_{T_e}$  依存性実験における、観測位置  $r_{eff}/a_{99} \approx 0.5$  の (a)  $R_{ax}/L_{T_e}$  及び  $T_e$  の変化の範囲、(b)  $R_{ax}/L_{n_e}$  及び  $n_e$  の変化の範囲及び (c)  $R_{ax}/L_{T_i}$  及び  $T_i$  の変化の範囲。

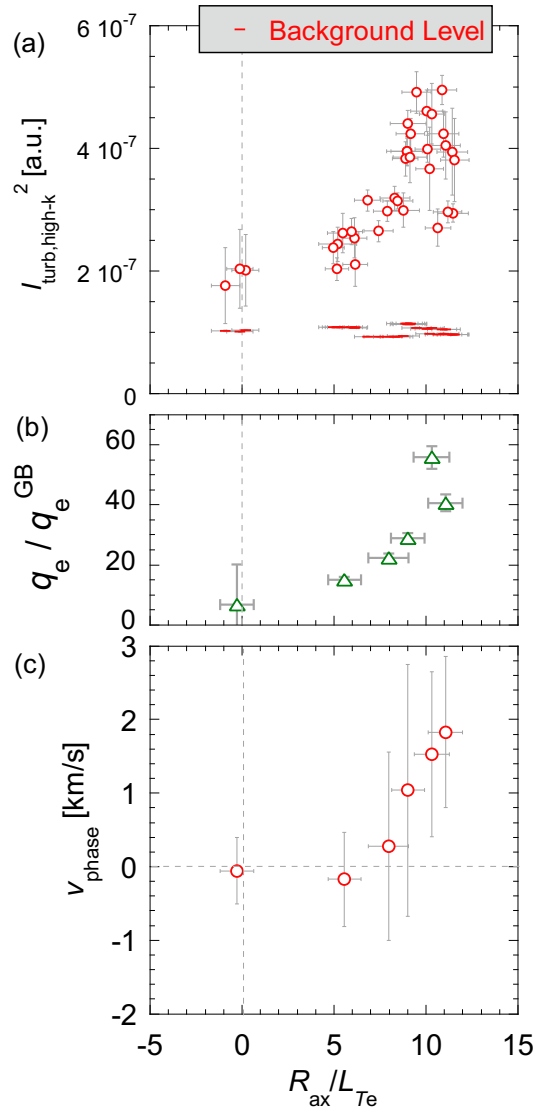


図 3.4 (a) 電子スケール乱流強度の 2 乗  $I_{\text{turb,high-k}}^2$  (赤丸) 及びその背景ノイズ (赤横線) の  $R_{ax}/L_{Te}$  依存性を示す。(b) ジャイロボーム規格化された電子熱流束  $q_e/q_e^{\text{GB}}$  の  $R_{ax}/L_{Te}$  依存性を示す。 $q_e^{\text{GB}}$  はジャイロボーム単位を表す [12]。(c) 電子スケール乱流の位相速度  $v_{\text{phase}}$  の  $R_{ax}/L_{Te}$  依存性を示す。

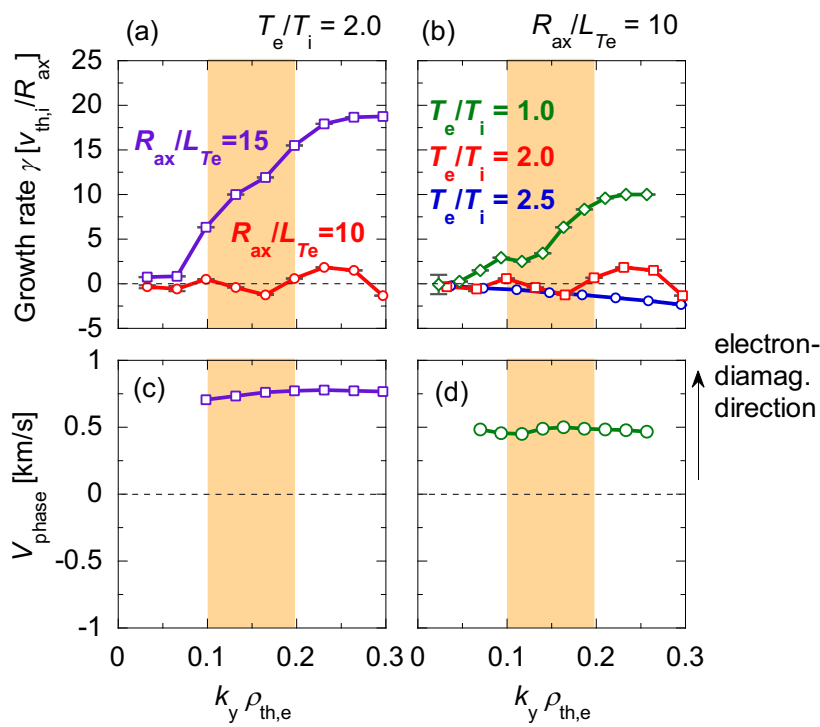


図 3.5 GKV コードによる線形計算で得られた (a) 成長率  $\gamma$  の波数スペクトルの  $R_{ax}/L_{Te}$  依存性、(b)  $\gamma$  の波数スペクトルの  $T_e/T_i$  依存性、(c)  $R_{ax}/L_{Te} = 15$  の位相速度  $v_{\text{phase}}$  の波数スペクトル、(d)  $T_e/T_i = 1.0$  の  $v_{\text{phase}}$  の波数スペクトル。オレンジの領域は、乱流の観測波数を示す。(a) 及び (c) においては  $T_e/T_i = 2.0$ 、(b) 及び (d) においては  $R_{ax}/L_{Te} = 10$  である。

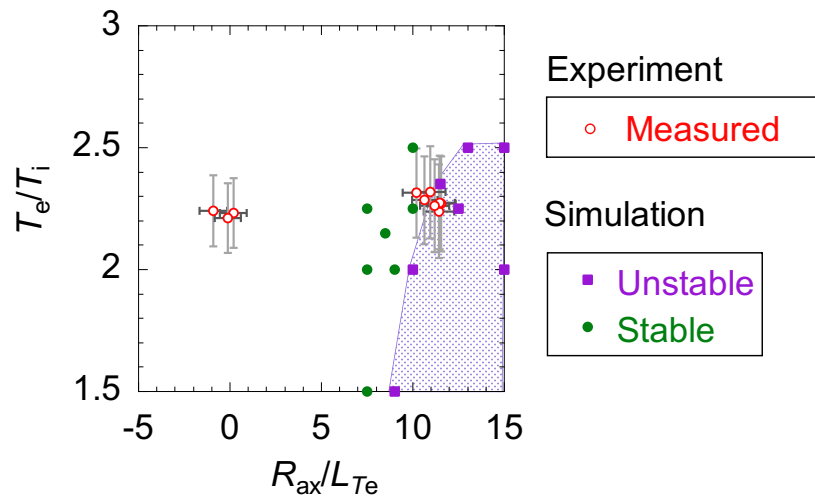


図 3.6 GKV コードで計算された線形安定な  $R_{ax}/L_{Te}$  及び  $T_e/T_i$  の条件 (緑丸) 及び線形不安定な条件 (紫四角)。赤丸は、2つの代表的な実験条件 (cond. 3 及び cond. 6) で測定された  $R_{ax}/L_{Te}$  及び  $T_e/T_i$  を表す。

## 3.2 電子温度/イオン温度比依存性 ( $T_e/T_i$ 依存性)

### 3.2.1 実験手法

$T_e/T_i$  をスキャンするためには  $T_i$  を一定に  $T_e$  を変化させる必要があることから、図 3.7 に示すように電子を選択的に加熱する ECH パワースキャンを行った。この実験においてエネルギー閉じ込め時間  $\tau_E$  は、 $dW_p/dt \approx 0$  となる平衡状態において、式 3.2 を用いて計算すると  $\tau_E \approx 60$  ms であった。

$$\tau_E = \frac{W_p}{P_{\text{heating}} - dW_p/dt} \quad (3.2)$$

ここで、 $P_{\text{heating}}$  は加熱パワーを指す。一方で、電子・イオン間の温度緩和時間は、 $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0$  で  $\sim 500$  ms、 $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0.9$  で  $\sim 50$  ms であり、電子温度がイオン温度と熱平衡に至る前に電子の熱エネルギーが輸送される。したがって、ECH パワーのスキャンによって、イオン温度が一定に維持されたうえで電子温度をスキャンし、 $T_e/T_i$  がスキャンできると考えた。また、イオン温度分布及び  $E \times B$  フロー速度分布の測定のために NBI を用いた。 $W_p$  が一定になるように NBI 加熱パワーと入射タイミングを制御している。電子密度を一定に維持するため、LHD の縦断面において FIR 干渉計によって測定されている線平均密度が一定になるように軽水素ガスパフ流量の PID 制御を行った。周辺部を観測しているため、局所磁気島ダイバータコイル [80] によって誤差磁場をキャンセルする運転を行うことで、周辺部の磁気島を抑制してその影響を無視した。

### 3.2.2 実験結果

結果として得られた電子温度分布、電子密度分布及びイオン温度分布の変化を図 3.8 に示す。電子温度が時間と共に大きく増加する一方で、電子密度及びイオン温度はほとんど一定に維持された。図 3.7 (c) に示すように、乱流の観測位置  $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0.9$  において、イオン温度、電子密度が一定の下で、電子温度のスキャンが得られた。このとき、観測位置における勾配の変化を図 3.9 に示す。規格化された逆スケール長で表した勾配  $R_{\text{ax}}/L_{T_e}$  はこのスキャンの間一定である。また、 $R_{\text{ax}}/L_{n_e}$  及び  $R_{\text{ax}}/L_{T_i}$  も誤差の範囲で一定である。結果として図 3.10 に示すように、加熱パワーを増加させていくことで 1.5-2.5 の範囲での  $T_e/T_i$  のスキャンに成功した。

この実験において、観測波数  $k_{\perp} \rho_{\text{th},i} \approx 3$  ( $k_{\perp} \rho_{\text{th},e} \sim 0.13$ ) の電子スケール乱流の観測に成功した。イオン温度が一定に保たれているため  $\rho_{\text{th},i}$  で規格化された波数も時間一定である。得られた電子スケール乱流強度及び位相速度の  $T_e/T_i$  依存性を図 3.11 に示す。乱流強度は、カットオフ周波数を  $f_c = 200$  kHz として高周波数成分の積分値で求めら

れた。ドップラーシフトは二重ガウス (式 2.12) によって求められた。この結果、電子スケール乱流強度は  $T_e/T_i$  が増加するのに伴って増加することが分かった。電子スケール乱流の位相速度にも変化があり、 $T_e/T_i \lesssim 2$  においては 0 に近く、位相速度は検出されなかったが、 $T_e/T_i \gtrsim 2$  においては  $\sim 1$  km/s で電子反磁性方向であった。

### 3.2.3 考察

前述の結果観測された電子スケール乱流の物理機構を調べるため、GKV コードを用いた線形計算を行った。線形計算の条件を表 3.3 に示す。

結果として得られた電子スケールの線形成長率及び位相速度の  $T_e/T_i$  依存性を図 3.11 に示す。比較のため、実験で測定された電子スケール乱流強度及び位相速度に重ねてプロットした。実験で測定された電子スケール乱流強度の  $T_e/T_i$  依存性と反して、線形計算で得られた電子スケールの成長率は  $T_e/T_i$  の増加に伴って減少することがわかった。位相速度は、実験及び線形計算の結果共に電子反磁性方向である。この結果から、線形計算で得られた不安定性の特性は、ETG 不安定性の特性に一致する。一方で、線形計算の結果と実験結果が定性的に異なるため、実際の乱流には強い非線形性が存在する可能性がある。本研究ではこのような乱流の非線形性の調査のためにイオンスケール乱流信号との同時測定を行った。第 3.4 節にてその結果を示し、本節において残された疑問についても考察を加える。

表 3.3 GKV コードによる線形計算の条件。

$T_i$	0.45	keV
$n_e, n_i$	$1.1 \times 10^{19}$	$\text{m}^{-3}$
$T_e/T_i$	1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0	
$R_{ax}/L_{T_e}$	31	
$R_{ax}/L_{T_i}$	27	
$R_{ax}/L_{n_e}, R_{ax}/L_{n_i}$	14	
$\beta$	0.013	%
$R_{ax}$	3.6	m
$B_{ax}$	2.75	T
$\gamma$	1.254	
$B_q$	100	%
$r_{\text{eff}}/a_{99}$	0.9	

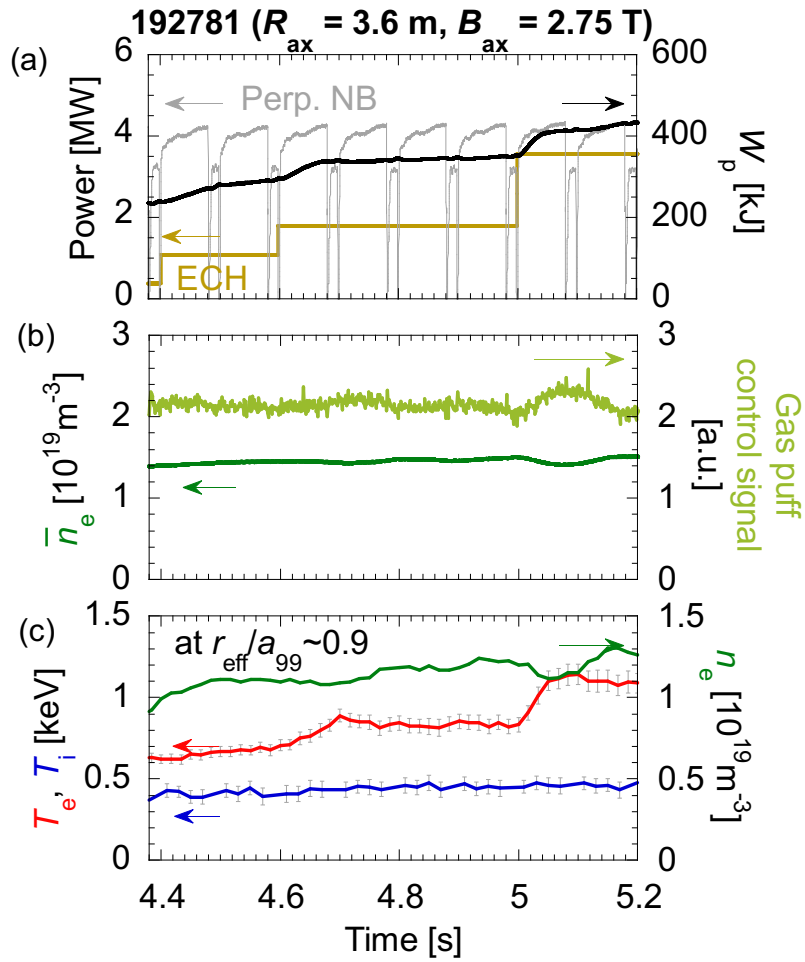


図 3.7  $T_e/T_i$  依存性実験における放電の概要 (#192781)。(a) NBI 加熱パワー (グレー)、ECH パワー (黄) 及びプラズマ蓄積エネルギー  $W_p$  (黒) の時間変化。(b) 線平均電子密度  $\bar{n}_e$  (緑) 及びガスパフ流量制御信号 (黄緑)。(c)  $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0.9$  における電子温度 (赤)、イオン温度 (青) 及び電子密度 (緑)。

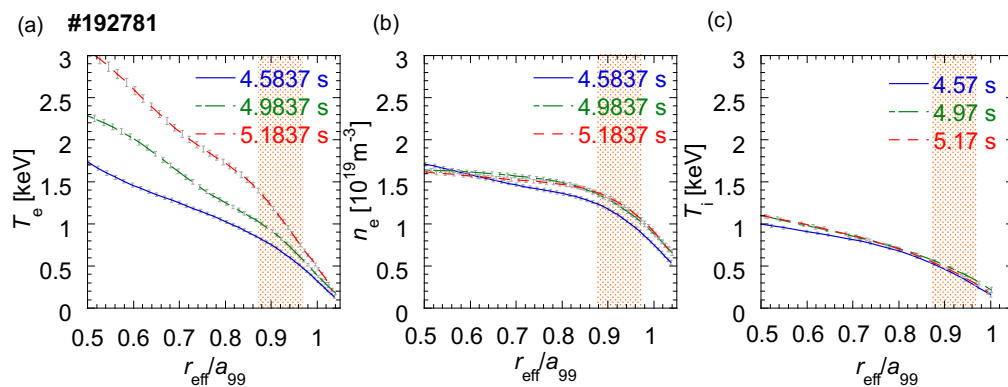


図 3.8  $T_e/T_i$  依存性実験における (a)  $T_e$  分布、(b)  $n_e$  分布、(c)  $T_i$  分布の時間変化。

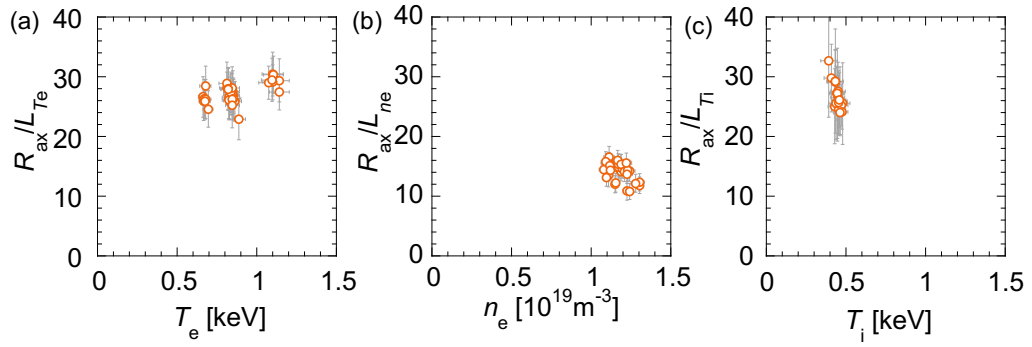


図 3.9  $T_e/T_i$  依存性実験における、観測位置  $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0.9$  の (a)  $R_{\text{ax}}/L_{T_e}$  及び  $T_e$  の変化の範囲、(b)  $R_{\text{ax}}/L_{n_e}$  及び  $n_e$  の変化の範囲及び (c)  $R_{\text{ax}}/L_{T_i}$  及び  $T_i$  の変化の範囲。

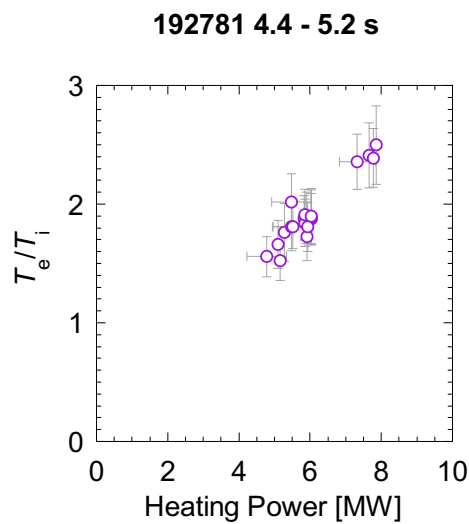


図 3.10 加熱パワーを増加させた際の  $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0.9$  における  $T_e/T_i$  の変化。横軸の加熱パワーは、NBI 加熱パワーと ECH パワーの合計値。

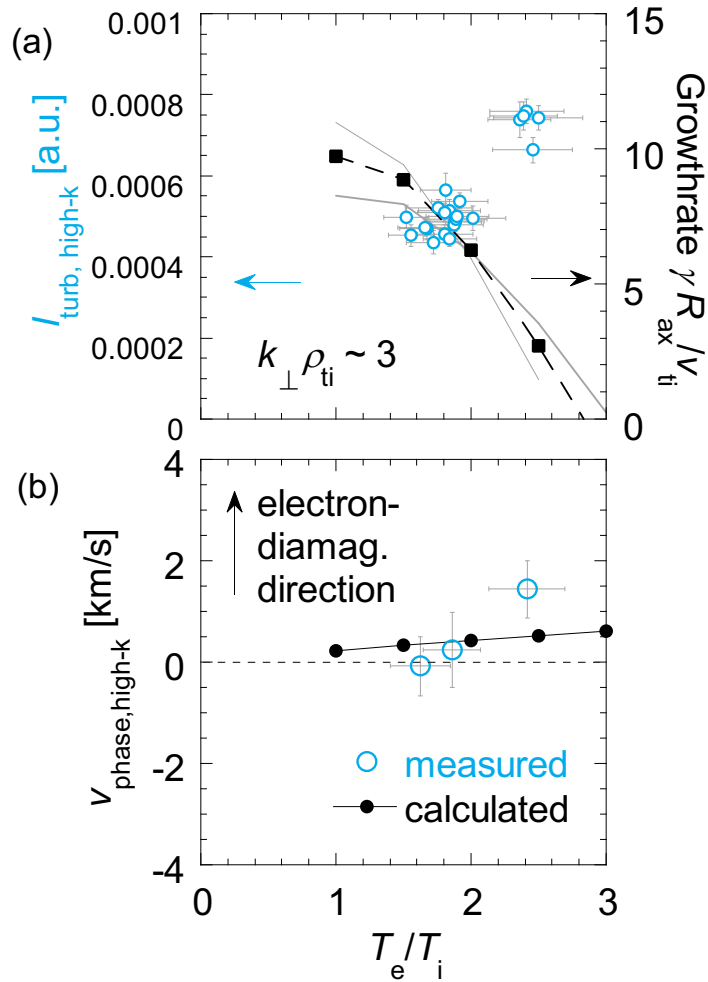


図 3.11 電子スケールに関して、(a) 実験で得られた乱流強度 (水色丸) 及び線形計算で得られた成長率 (黒破線は  $k_y \rho_{\text{th,i}} = 3$ 、グレー実線は  $k_y \rho_{\text{th,i}} = 2.5, 3.5$ ) の  $T_e/T_i$  との関係、(b) 実験で得られた位相速度 (水色丸) 及び線形計算で得られた位相速度 (黒実線は  $k_y \rho_{\text{th,i}} = 3$  であるが、 $k_y \rho_{\text{th,i}} = 2.5, 3.5$  の結果も一致する) の  $T_e/T_i$  との関係を示す。

### 3.3 電子・イオン間の衝突周波数依存性 ( $\nu_{ei}^*$ 依存性)

#### 3.3.1 実験手法

第3.2節で説明したような  $T_e$  スキャンによる  $T_e/T_i$  スキャンにおいては、式3.3で表される電子・イオン間の衝突周波数  $\nu_{ei}$  [81] も変化を受ける。そのため、 $T_e/T_i$  を一定に  $\nu_{ei}$  をスキャンすることによって、これらの依存性を分離して議論することが求められる。

$$\nu_{ei} = \frac{8\sqrt{\pi} n_i Z_i^2 e^4 \ln \Lambda_{ei}}{3\sqrt{2} m_e^{1/2} T_e^{3/2}} \quad (3.3)$$

ここで、 $\ln \Lambda_{ei}$  は電子・イオン間の衝突におけるクーロン対数である。文献 [82] にて  $\ln \Lambda_{ei}$  の計算手法が説明されているが、その温度依存性は  $\propto \log_{10} T$ 、密度依存性は  $\propto \log_{10} n^{-1/2}$  程度であり、 $\nu_{ei}$  への寄与は十分小さい。そこで、本研究では  $\ln \Lambda_{ei}$  を定数として扱った。 $T = 1 \text{ keV}$ 、 $n = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  のとき  $\ln \Lambda_{ei} = 16.5$  であったため、 $\ln \Lambda_{ei} = 20$  とした。式3.3から分かる通り準中性条件が成り立つ場合、 $\nu_{ei}$  は  $n_e$  によっても制御できる。そこで、 $T_e$  を一定に  $n_e$  をスキャンすることによって  $T_e/T_i$  を一定に  $\nu_{ei}$  をスキャンする実験を行った。図3.12 (b) に示すように、電子密度のスキャンはガスパフの流量を増加させることによって行った。ここで加熱パワーを一定にガスパフを入射すると、単位時間当たりのプラズマからのエネルギー損失が一定であればプラズマの温度が低下してしまう。観測位置におけるプラズマの温度を一定に保つために、図3.12 (a) に示すように、独立に ECH パワーをスキャンしつつ、図3.12 (b) に示すように周辺での ECE 信号強度を制御量として、これが一定になるように、ガスパフ流量のフィードバック制御を行った。このフィードバック制御は、具体的には、40 Hz の周波数で 15 ms のパルス幅の制御信号を与えつつ、制御量である ECE 信号強度が目標値を下回った場合にパルスを OFF、上回った場合にパルスを ON にするという制御である。

#### 3.3.2 結果

図3.12 (b) に示すように  $\bar{n}_e$  を増加させつつ ECE 強度を周辺部 ( $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0.7$ ) で一定にする制御に成功した。結果として得られた分布の変化を図3.13に示す。周辺部での電子温度及びイオン温度が一定に保たれつつ、電子密度の増加が得られた。図3.12 (c) は電子スケール乱流の観測位置  $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0.95$  における電子温度、イオン温度及び電子密度の時間変化を示しており、電子温度及びイオン温度が一定の下で電子密度のスキャンに成功していることが分かる。観測位置が周辺部であることから局所的なイオン温度が低いため、図3.14 (c) に示した  $R_{\text{ax}}/L_{T_i}$  のばらつきが大きい。しかしながら、乱流強度との相関係数では  $-0.02 \pm 0.11$  と、これは乱流の変化とは無関係なばらつきである。一方で、

図 3.14 (b) に示すように観測位置において、 $1.5 \times 10^{19} - 2.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  の範囲で  $n_e$  のスキャンに成功した。これは、電子のバウンス周波数  $\omega_{b,e}$  で規格化された電子・イオン間の実効衝突周波数  $\nu_{ei}^*$  で 0.16-0.38 に相当する。ここで、 $\nu_{ei}^*$  は次の式 3.4 によって求めた。実効衝突周波数  $\nu_{eff}$  は粒子がバナナ運動の条件から外れるようなピッチ角変化が起こる時間の逆数に相当し、粒子の向きを 1 rad 変える時間の逆数に相当する  $\nu_{ei}$  からはアスペクト比  $\epsilon_t$  による修正を受ける [83]。この実効衝突周波数の、バナナ運動のバウンス周波数に対する比である  $\nu_{ei}^*$  は、バナナ運動による歳差ドリフトがどの程度維持されるかに関係するため、これを電子・イオン間の衝突性の指標として用いた。

$$\nu_{ei}^* = \nu_{eff}/\omega_{b,e} = \nu_{ei}/\epsilon_t/\omega_{b,e} \quad (3.4)$$

また、電子密度分布に大きな変化があるものの規格化スケール長  $R_{ax}/L_{n_e}$  はほとんど一定値を取った。局所的な  $\beta$  値は 0.05% であり、電磁的な乱流は無視した議論が可能なプラズマである。

結果として得られた乱流強度の  $\nu_{ei}^*$  依存性を図 3.15 (a) に、位相速度の  $\nu_{ei}^*$  依存性を図 3.15 (b) に示す。図 3.15 (a) の左側の縦軸は、観測された乱流信号に  $|f| > f_c = 500 \text{ [kHz]}$  のハイパスフィルタをかけた信号の包絡線を電子密度で割った、電子密度で規格化された乱流強度である。乱流の周波数パワースペクトル密度のドップラーシフトは、単項のガウス関数 (式 2.11) によって求めた。その結果、乱流強度は、 $\nu_{ei}^*$  の増加に伴い減少することが分かった。一方で、位相速度は  $\nu_{ei}^*$  が変化しても誤差の範囲でほとんど一定であり、 $3 \pm 3 \text{ [km/s]}$  で電子反磁性方向を向くことが分かった。

### 3.3.3 考察

GKV コードによる線形計算の結果と実験結果との比較を行った。線形計算の条件を表 3.4 に示す。図 3.15 に、実験で得られた乱流強度及び位相速度の  $\nu_{ei}^*$  依存性に対して、線形計算で得られた成長率及び位相速度の  $\nu_{ei}^*$  依存性を重ねて示した。線形計算で得られた成長率は  $\nu_{ei}^*$  の増加に伴って減少する傾向が得られ、実験で得られた乱流強度の  $\nu_{ei}^*$  依存性と整合的であった。線形計算で得られた位相速度は  $v_{\text{phase}} \approx 0.3 \text{ km/s}$  で電子反磁性方向を向いており、実験結果とは誤差の範囲で一致している。以上より、線形不安定性が準線形的に飽和した乱流が実験的にも支配的であったと考えられる。

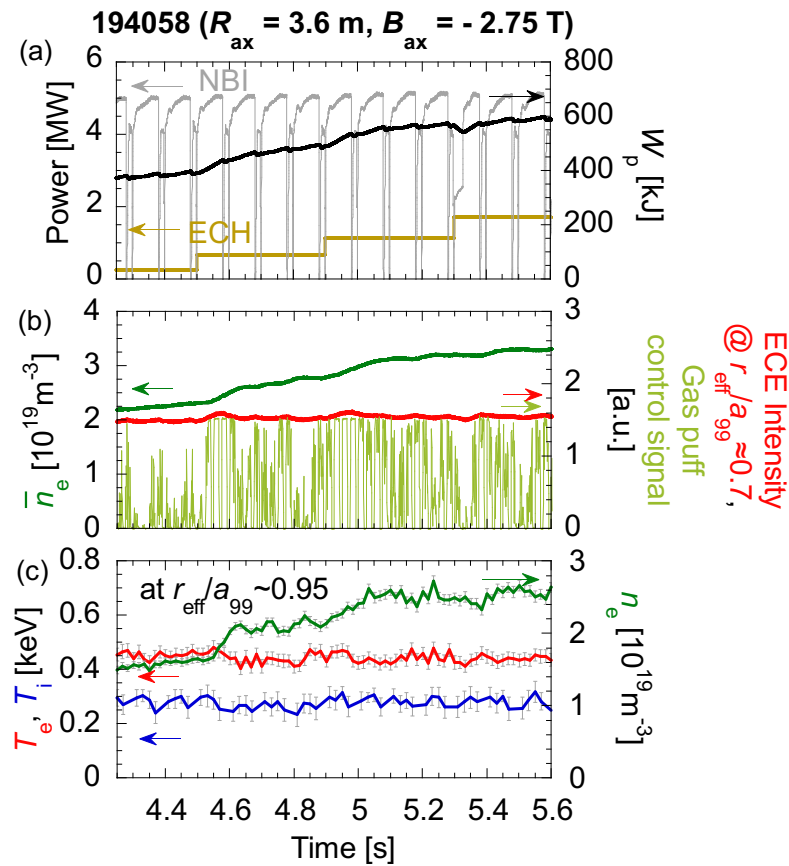


図 3.12  $\nu_{ei}^*$  依存性実験における放電の概要。(a) NBI 加熱パワー (グレー)、ECH パワー (黄) 及びプラズマ蓄積エネルギー  $W_p$  (黒) の時間変化。(b) 線平均電子密度  $\bar{n}_e$  (緑)、 $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0.7$  における ECE 信号強度 (赤) 及びガスパフ流量制御信号 (黄緑)。(c)  $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0.95$  における電子温度 (赤)、イオン温度 (青) 及び電子密度 (緑)。

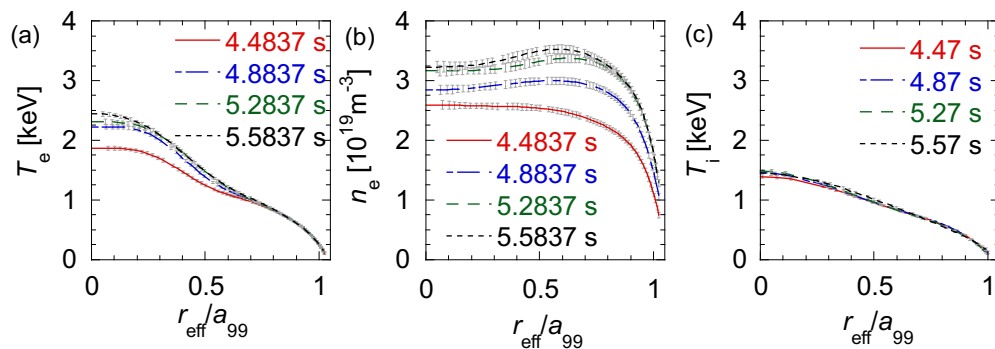


図 3.13  $\nu_{ei}^*$  依存性実験における、(a) 電子温度、(b) 電子密度及び (c) イオン温度の分布の変化。

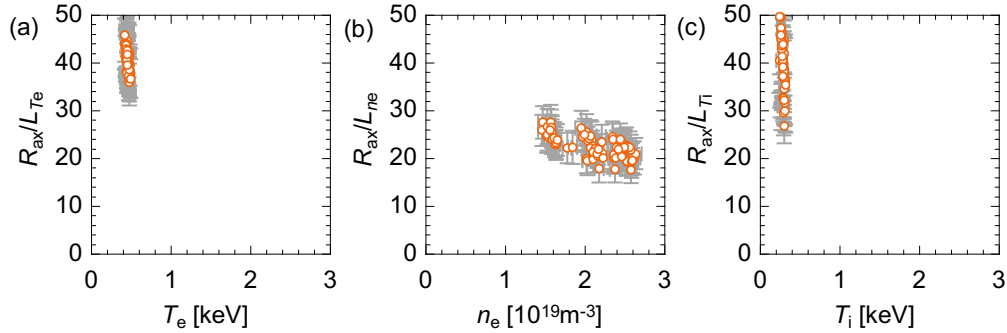


図 3.14  $\nu_{ei}^*$  依存性実験における、観測位置  $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0.95$  での (a)  $R_{\text{ax}}/L_{T_e}$  及び  $T_e$  の変化の範囲、(b)  $R_{\text{ax}}/L_{n_e}$  及び  $n_e$  の変化の範囲及び (c)  $R_{\text{ax}}/L_{T_i}$  及び  $T_i$  の変化の範囲。

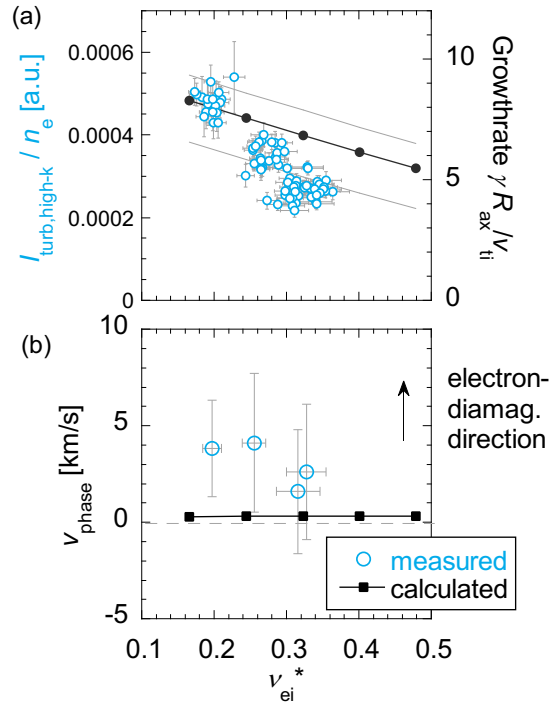


図 3.15 (a) 電子スケールにおける、実験で得られた乱流強度 (水色丸) 及び線形計算で得られた成長率 (黒実線が観測波数  $k_y \rho_{th,i} = 2$ 、グレー実線が  $k_y \rho_{th,i} = 1.5, 2.5$ ) の  $\nu_{ei}^*$  依存性を示す。(b) 電子スケールにおける、実験で得られた位相速度 (水色丸) 及び線形計算で得られた位相速度 (黒実線が観測波数  $k_y \rho_{th,i} = 2$  であるが  $k_y \rho_{th,i} = 1.5, 2.5$  も一致する) の  $\nu_{ei}^*$  依存性を示す。(b) において正の位相速度  $v_{\text{phase}} > 0$  が電子反磁性方向を示す。

表 3.4 GKV コードによる線形計算の条件。

$T_i$	0.28	keV
$n_e, n_i$	1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0	$10^{19}$ 1/m <sup>3</sup>
$T_e/T_i$	1.6	
$R_{ax}/L_{T_e}$	44	
$R_{ax}/L_{T_i}$	43	
$R_{ax}/L_{n_e}, R_{ax}/L_{n_i}$	24	
$\beta$	0.015	%
$R_{ax}$	3.6	m
$B_{ax}$	2.75	T
$\gamma$	1.254	
$B_q$	100	%
$r_{eff}/a_{99}$	0.95	

## 3.4 電子・イオンスケール乱流間相互作用

### 3.4.1 実験手法

電子スケール乱流とイオンスケール乱流との間の相互作用を調べるために、電子スケール乱流信号及びイオンスケール乱流信号を同時に測定する実験を行った。本実験では、電子スケール乱流とイオンスケール乱流の  $T_e/T_i$  への依存性の違いを応用するため、 $T_e/T_i$  スキャンを行った。この放電は第 3.2 節で説明した放電と同一の放電である。図 3.7 にすでに示したように、プラズマ蓄積エネルギー  $W_p$  の変動を抑えるためにパワーを調整した NBI 加熱を与えてイオン温度をほぼ一定に保ちつつ、ECH パワーをスキャンすることで電子温度を変化させて  $T_e/T_i$  をスキャンした。ドップラー反射計で観測されたイオンスケール乱流については、 $|f| > 500$  kHz がノイズフロアであることから  $100 < |f| < 500$  kHz の帯域でバンドパスフィルタをかけた。イオンスケール乱流のドップラーシフトは二重ガウス関数 (式 2.12) を用いて求めた。また、密度が時間一定に維持されるようにガスパフ流量のフィードバック制御を行った。イオンスケール乱流の観測位置は図 3.16 で示すように電子スケール乱流の観測位置と同一の  $r_{\text{eff}}/a_{99} \approx 0.9$  であり、分布の変化及びパラメータの変化は図 3.8 及び図 3.9 と同一である。

### 3.4.2 実験結果

観測された電子・イオンスケール乱流強度の時間変化を図 3.17 に示す。電子スケール乱流の観測波数は  $k_{\perp}\rho_{\text{th},i} \approx 3$  である一方、イオンスケールの観測波数は  $k_{\perp}\rho_{\text{th},i} \approx 0.2$  であった。ECH パワーを変化させた直後、プラズマ蓄積エネルギー  $W_p$  は  $\sim 70$  ms で飽和し、ほぼ一定に保たれる。それと共に特に電子スケール乱流強度が大きく変化し、プラズマ蓄積エネルギーの飽和に伴って電子スケール乱流強度もほとんど一定に保たれる。イオンスケール乱流強度は 5.0s の ECH パワーの増加直後にのみ急激な変化を伴い、同様にプラズマ蓄積エネルギーの飽和に伴って一定に保たれる。これらの強度の急激な変化が起こる時間 ( $\sim 70$  ms) は、ECH で高速化された高速電子 ( $\sim 100$  keV) の、バルク電子もしくはバルクイオンとの衝突による緩和時間と同程度である。したがって、この ECH パワー増加直後の乱流強度の変化は、ECH で高速化された電子による速度分布関数の歪みに由来する可能性 [84, 85] や非局所的な乱流伝搬の影響が予想される [86]。しかしながら、本研究では乱流の飽和レベルの変化に着目するため、図 3.17 (b) に紫の領域で示した、 $dW_p/dt \approx 0$  の時間に着目する。ECH の 1 段目から 2 段目の間でイオンスケール乱流強度が増加する一方、電子スケール乱流強度は細かい変動はあるものの、平均的なレベルはほとんど変化しない傾向が得られた。一方で、ECH の 2 段目から 3 段目の間では、

イオンスケール乱流強度は変化しない一方、電子スケール乱流強度は大きく増加する。これらの結果をまとめて散布図に示したものが図 3.18 である。電子スケール乱流強度とイオンスケール乱流強度は線形的に同様の傾向で変化せず、異なる傾向で変化することが分かった。

電子スケール乱流とイオンスケール乱流の強度及び位相速度の  $T_e/T_i$  依存性を図 3.19 に示す。電子スケール乱流強度は  $T_e/T_i$  の増加に伴って増加する傾向が見られる。一方で、イオンスケール乱流強度は  $T_e/T_i$  の増加後に飽和して一定になる。このとき、イオンスケール乱流の位相速度は、 $T_e/T_i \lesssim 2$  においてイオン反磁性方向を向き、 $T_e/T_i \gtrsim 2$  では電子反磁性方向へと変化する。電子スケール乱流の位相速度は、 $T_e/T_i \lesssim 2$  においてはほとんど 0 に近く、方向性が分からない一方で、 $T_e/T_i \gtrsim 2$  においては、電子反磁性方向であることが分かった。位相速度の向きが変化していることから見て、 $T_e/T_i \approx 2$  に何らかの閾値があり、乱流状態が変化することが推察される。電子スケール乱流強度の増加は、この乱流状態の変化に伴って起こっていることが分かった。

### 3.4.3 考察

これらの乱流の成長・飽和機構を考察するため、GKV コードによる線形計算を行い、実験結果と比較した。図 3.19 に線形計算の結果を重ねて示す。第 3.2 節で説明したように、実験で得られた電子スケール乱流強度の  $T_e/T_i$  依存性と線形計算で得られた電子スケールの成長率の  $T_e/T_i$  依存性は定性的に逆になることが分かった。一方でイオンスケール乱流については、 $T_e/T_i \approx 2$  を超えた際に実験で測定された位相速度及び線形計算で得られた位相速度はどちらもイオン反磁性方向から電子反磁性方向へと変化する傾向が見られた。位相速度の変化傾向が一致する一方、実験で得られたイオンスケール乱流強度は一定となり飽和した一方で、線形計算で得られたイオンスケールの成長率は増加する。イオンスケールにおいても、実験と線形計算の結果が定性的に異なることが分かった。ここで、再度図 3.17 に示した電子スケール乱流強度及びイオンスケール乱流強度の時間変化を考察する。1 段目及び 2 段目の ECH パワー増加直後には電子スケール乱流強度は大きく変化するが、イオンスケール乱流強度はほとんど応答せず緩やかな変動が主成分である。一方で、3 段目の ECH パワー増加直後には電子スケール乱流強度及びイオンスケール乱流強度のどちらにも応答がある。2 段目から 3 段目の ECH パワー変化に伴って  $T_e/T_i \approx 2$  を超えた際に乱流状態が変化することがこのことから示唆される。閾値前後での電子スケール乱流強度とイオンスケール乱流強度との間の相互相関関数を計算した結果を図 3.20 に示す。ノイズレベルは  $\pm 2/\sqrt{N_{\text{sample}}}$  で与えている。3 段目の ECH 入射直後の 5.0-5.1s の時間において、相互相関係数が  $\approx 0.6$  とノイズレベルを超える有意な相関が得られた。このとき、 $13 \pm 9$  ms イオンスケール乱流強度の変化が先行することが

分かった。一方、 $T_e/T_i$  が閾値を下回る 5.0 s 以前では、比較的その相関は弱くなることが分かった。

以上のことから、次のような物理機構の存在が考えられる。 $T_e/T_i$  が増加するのに伴いイオンスケール乱流が強まるも、閾値となっている  $T_e/T_i \approx 2$  を超えるのに伴い、非線形的な飽和によりこのイオンスケール乱流強度はそれ以上増加しなくなる。このとき、イオンスケールの不安定性を駆動したエネルギーが、何らかの機構でより高い波数領域である電子スケールの領域へと転移し、これによって電子スケール乱流強度が遅れて増加する。これらの結果として、線形計算で得られた成長率の変化傾向から予想される強度変化の傾向と異なり、測定された乱流強度の飽和レベルはイオンスケールで一定な一方、電子スケールで増加することとなったのではないかと考察する。すなわち、いわゆるエネルギーカスケードが発生した可能性である。イオンスケールの線形成長率と、その自発的なデコリレーションによる減衰率とが釣り合うことで線形計算の結果に反して測定した乱流は飽和し、それによって高波数の電子スケール乱流が強まったという解釈である。ただしこのモデルは、飽和レベルの変化のみを解釈する上では矛盾しないが、過渡応答の遅れ時間が  $\sim 10$  ms と見積もられており、測定しているイオンスケール乱流の自己相関時間  $\sim 10$   $\mu$ s に比べて極めて長いため、カスケードによる解釈では不十分である。すなわち、イオンスケールから電子スケールへの何らかのエネルギーの流れがあるものの、カスケードではない別の機構が同時に存在する可能性があり、この機構の詳細な解明は今後の課題として残されていると考えている。

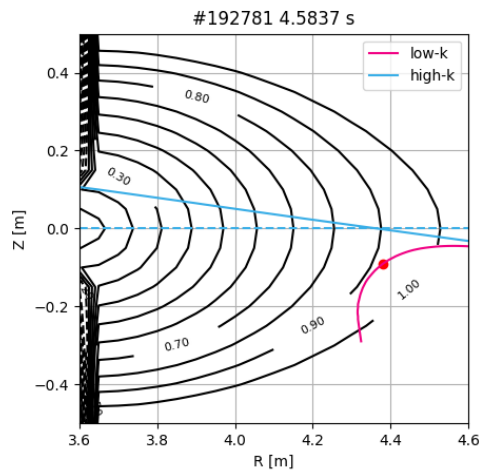


図 3.16 電子・イオンスケール乱流間相互作用の実験におけるミリ波後方散乱計で受信する散乱波 (水色実線) 及びドップラー反射計で受信する散乱波 (ピンク実線) の光線追跡によって計算された軌道。ミリ波後方散乱計のプロブビームの軌道は水色破線で描かれており、水色破線と水色実線の交点がミリ波後方散乱計の観測位置の中心を表す。また、ピンク丸点はドップラー反射計で受信する散乱波の軌道上で屈折率が最小になる点で、ドップラー反射計の観測位置の中心を表す。

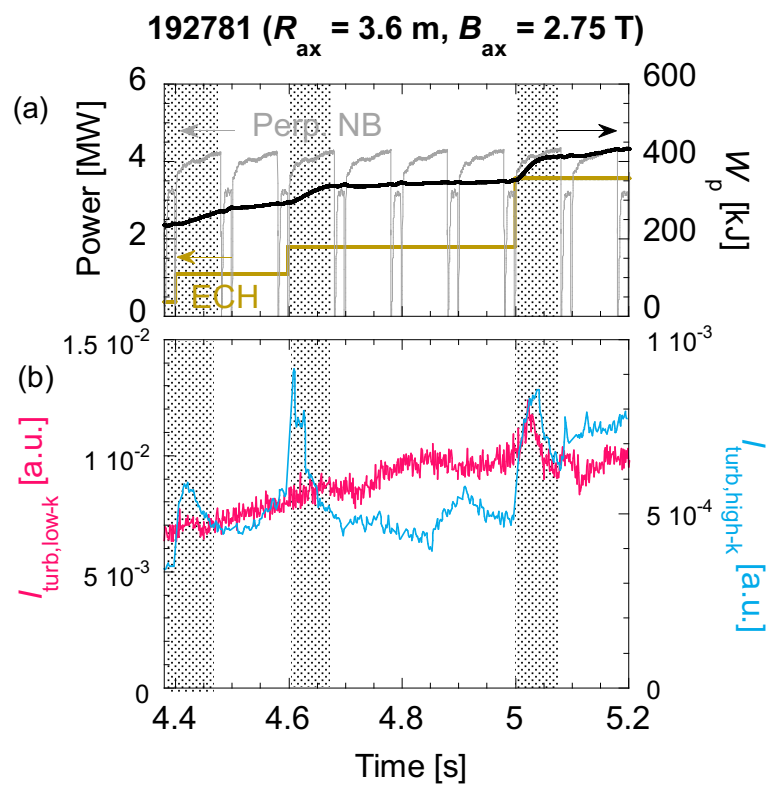


図 3.17 (a) NBI 加熱パワー (グレー) 及び ECH パワー (黄)、プラズマ蓄積エネルギー  $W_p$  (黒) の時間変化及び (b) イオンスケール乱流強度 (ピンク) 及び電子スケール乱流強度 (水色) の時間変化。グレーで塗りつぶされた時間は ECH パワー変化から 70 ms の時間で  $W_p$  が変化する時間に相当し、それ以外が  $W_p$  が時間一定になる、解析対象とした時間である。

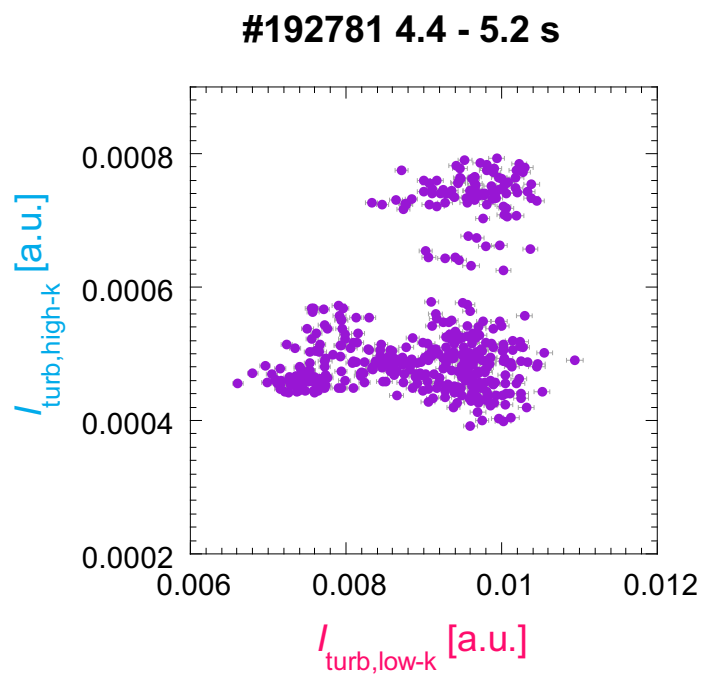


図 3.18 解析対象とした時間における、電子スケール乱流強度 (水色) とイオンスケール乱流強度 (ピンク) の関係。

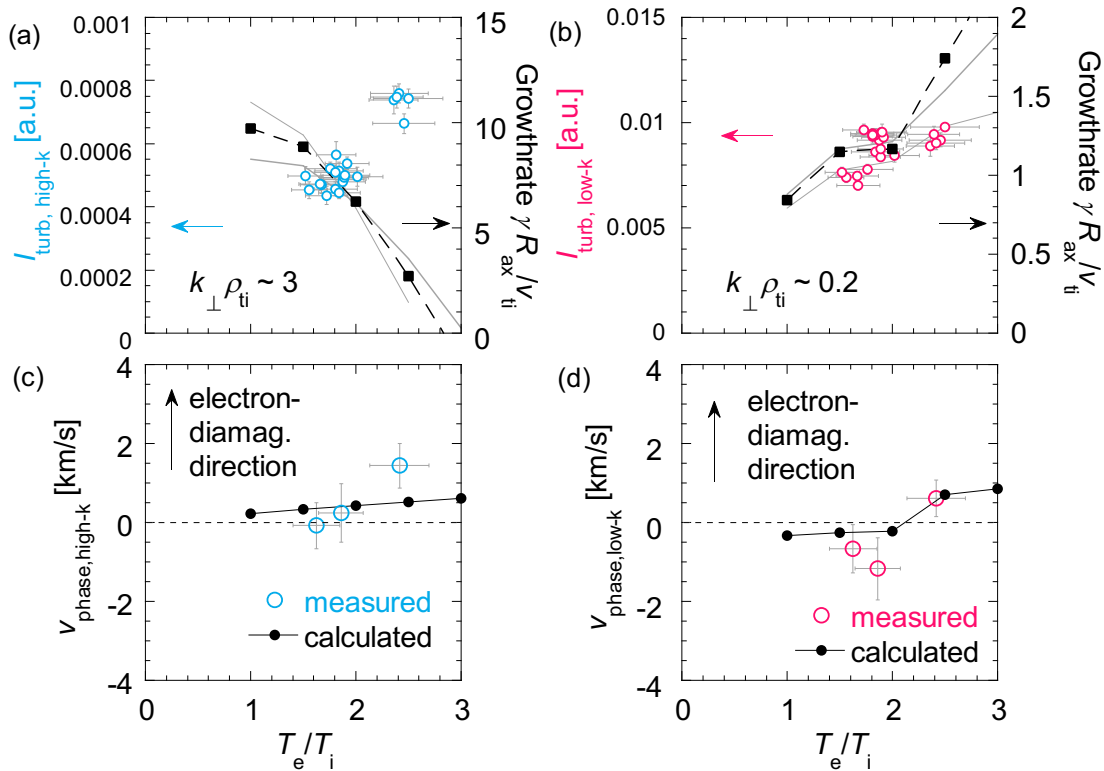


図 3.19 (a) 及び (c) はそれぞれ電子スケールに関して、(a) 実験で得られた乱流強度 (水色丸) 及び線形計算で得られた成長率 (黒破線は  $k_y \rho_{\text{th},i} = 3$ 、グレー実線は  $k_y \rho_{\text{th},i} = 2.5, 3.5$ ) の  $T_e/T_i$  との関係、(c) 実験で得られた位相速度 (水色丸) 及び線形計算で得られた位相速度 (黒実線は  $k_y \rho_{\text{th},i} = 3$  であるが、 $k_y \rho_{\text{th},i} = 2.5, 3.5$  の結果も一致する) の  $T_e/T_i$  との関係を示す。(b) 及び (d) はそれぞれイオンスケールに関して、(b) 実験で得られた乱流強度 (ピンク丸) 及び線形計算で得られた成長率 (黒破線は  $k_y \rho_{\text{th},i} = 0.2$ 、グレー実線は  $k_y \rho_{\text{th},i} = 0.15, 0.25$ ) の  $T_e/T_i$  との関係、(d) 実験で得られた位相速度 (ピンク丸) 及び線形計算で得られた位相速度 (黒実線は  $k_y \rho_{\text{th},i} = 0.2$  であるが、 $k_y \rho_{\text{th},i} = 0.15, 0.25$  の結果も一致する) の  $T_e/T_i$  との関係を示す。

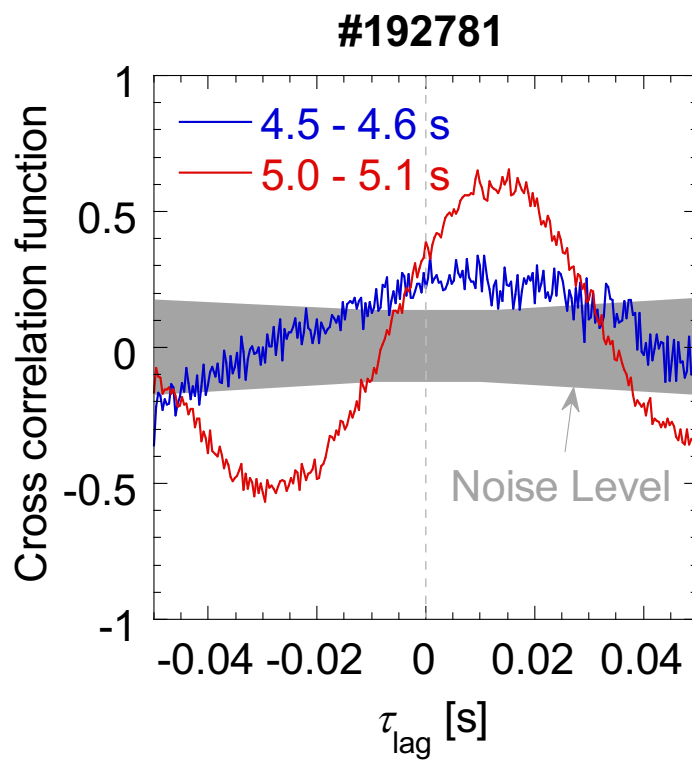


図 3.20 4.5-4.6 s 及び 5.0-5.1 s における、電子スケール乱流強度とイオンスケール乱流強度との間の相互相関関数の変化。遅れ時間が正 ( $\tau_{\text{lag}} > 0$ ) のときイオンスケール乱流強度の変化が先行し、遅れ時間が負 ( $\tau_{\text{lag}} < 0$ ) のとき電子スケール乱流強度の変化が先行する。グレーで示された領域がノイズレベルを表す。

## 第 4 章

# 考察

本節では、第 3 章で得られた結果と考察を踏まえて、本研究全体をまとめる考察を行う。第 4.1 節ではまず、第 3.1 節で保留していた、低  $R_{ax}/L_{Te}$  領域における電子スケール乱流の存在について、考えうる理由の一つを可能性として示す。次に第 4.2 節で、 $T_e/T_i$  と  $\nu_{ei}^*$  で構成されるパラメータ空間における乱流状態の相変化の形で本研究の結果を整理する。

### 4.1 低 $R_{ax}/L_{Te}$ 領域における電子スケール乱流源の考察

第 3.1 節の  $R_{ax}/L_{Te}$  依存性実験において、 $R_{ax}/L_{Te} \lesssim 8$  の低  $R_{ax}/L_{Te}$  領域で存在する電子スケール乱流の乱流源についての考察が残された。第 3.4 節において、イオンスケール乱流のエネルギーがカスケードをはじめとした何らかの機構によって電子スケール乱流に転移する可能性が示唆されたため、本節ではその可能性について、 $R_{ax}/L_{Te}$  依存性実験の結果においても検討する。 $R_{ax}/L_{Te}$  依存性実験結果の考察のために行われた線形計算と同じ条件を用いて、イオンスケール ( $0.07 < k_{\perp} \rho_{th,i} < 0.77$ ) においても  $R_{ax}/L_{Te}$  を変化させて線形計算した結果を図 4.1 に示す。 $R_{ax}/L_{Te}$  が減少するとイオンスケールの成長率は減少する傾向があるが、 $R_{ax}/L_{Te} = 0$  においても  $k_y \rho_{th,i} \approx 0.4$  で成長率は正の値を取る。このとき、位相速度はイオン反磁性方向を向く。 $R_{ax}/L_{Te}$  実験においてはイオン温度勾配  $R_{ax}/L_{T_i}$  が有限であることから、この実験条件においてイオンスケールでは ITG 不安定性が存在すると考えられる。このように、 $R_{ax}/L_{Te}$  の減少と共にイオンスケールの成長率が減少する傾向及び  $R_{ax}/L_{Te} = 0$  でも不安定性が存在する特性は、低  $R_{ax}/L_{Te}$  領域 ( $R_{ax}/L_{Te} \lesssim 8$ ) において測定された電子スケール乱流強度が  $R_{ax}/L_{Te}$  の減少に伴って減少する傾向及び  $R_{ax}/L_{Te} \approx 0$  でも乱流が存在する特性と一致する。したがって低  $R_{ax}/L_{Te}$  領域において、イオンスケールの ITG 乱流のエネルギーが電子スケールに転移することで、 $R_{ax}/L_{Te} \sim 0$  においても電子スケールに乱流が存在し、それ

が  $R_{ax}/L_{T_e}$  の増加と共に緩やかに増加していく傾向として現れた、ということが可能性の一つとして考えられる。一方で、電子スケール乱流の非局所的な伝搬の影響なども考えるため、低  $R_{ax}/L_{T_e}$  領域において電子スケール乱流が存在する機構の解明は今後の課題である。

## 4.2 $T_e/T_i$ 及び $\nu_{ei}^*$ に対する乱流状態の変化の考察

以上に示された依存性実験で得られた乱流の成長及び飽和の機構を、 $T_e/T_i$  及び  $\nu_{ei}^*$  に対して整理し、本論文をまとめた。図 4.2 に、本論文で示した各依存性実験における  $T_e/T_i$  と  $\nu_{ei}^*$  の領域を示す。 $\nu_{ei}^*$  依存性実験では、 $T_e/T_i \approx 1.6$  で一定に保たれた。 $T_e/T_i$  依存性実験では、 $\nu_{ei}^*$  もそれと共に 0.04-0.13 の範囲で変化するが、 $\nu_{ei}^*$  依存性実験におけるスキャン領域 0.18-0.35 と比較して小さい。第 4.1 節にて、イオンスケール乱流からのエネルギーの転移による電子スケール乱流の存在が示唆された  $R_{ax}/L_{T_e}$  依存性実験における  $T_e/T_i$  及び  $\nu_{ei}^*$  のパラメータ領域は、図 4.2 の右下、すなわち  $T_e/T_i$  が高く  $\nu_{ei}^*$  が低い領域にある。これは、同様にイオンスケール乱流からのエネルギー転移による電子スケール乱流の存在が示唆された  $T_e/T_i$  スキャン実験における  $T_e/T_i \gtrsim 2$  の領域と一致する。これらの実験結果及び線形計算結果は次の通りである。

1.  $R_{ax}/L_{T_e}$  依存性実験においては、 $R_{ax}/L_{T_e}$  の減少に伴って電子スケール乱流強度が減少するが、 $R_{ax}/L_{T_e} \sim 0$  においても乱流が存在することが実験的に観測された。低  $R_{ax}/L_{T_e}$  領域においては線形計算では安定であり、イオンスケールで不安定化された乱流からエネルギーが転移することによって電子スケール乱流が存在する可能性が考察された。
2.  $T_e/T_i$  依存性実験においては、 $T_e/T_i$  の増加に伴って電子・イオンスケール乱流ともに強まる傾向が実験的に観測された。電子スケール乱流は線形計算によって得られた成長率とは定性的に逆の傾向が得られ、イオンスケール乱流は、実験的には飽和して強度が一定になるが、線形計算ではさらに成長率が増加する傾向が得られた。
3.  $\nu_{ei}^*$  依存性実験においては、 $\nu_{ei}^*$  の増大に伴って電子スケール乱流強度が減少する傾向が実験的に観測され、線形計算でも同様の傾向が得られた。

これらの実験及び線形計算の結果及び考察から、背景として予想される乱流状態の  $T_e/T_i$  及び  $\nu_{ei}^*$  に対する依存性を概略的に示したものが図 4.3 である。ETG 乱流は  $T_e/T_i$  が低いほど、 $\nu_{ei}^*$  が低いほど不安定化しやすい傾向にあり、一方で、ITG/TEM 乱流は  $T_e/T_i$  が高いほど、 $\nu_{ei}^*$  が低いほど不安定化しやすい傾向にあることを示した図である。図 4.2 の実験で得られた  $T_e/T_i$  及び  $\nu_{ei}^*$  のスキャン範囲において、このような関係性と実験結果、

線形計算結果が対応して説明される。すなわち、非線形飽和して実験で観測された電子スケール乱流は低  $T_e/T_i$  では ETG 乱流が支配的である可能性が高い一方で、高  $T_e/T_i$  では ITG/TEM 乱流が支配的になった影響により、イオンスケール乱流からのエネルギーの転移による成分が、電子スケールでは支配的になっていると考えられる。これらのことから、 $T_e/T_i$  が増大するとイオンスケール乱流が支配的になり、減少すると電子スケール乱流が支配的になることが示唆される。しかしながらこれは、高  $T_e/T_i$  においてイオンスケールのみを考えればよいことを示すわけではなく、単純に支配的なスケールの測定だけで輸送レベルを評価することが困難であることを同時に示唆する。本研究の成果は、電子スケールにおいて ETG 乱流が支配的であり、ETG 乱流が支配的でない条件において乱流輸送にはイオンスケールの ITG/TEM 乱流が支配的であるという従来の予測を拡張した。すなわち、電子スケールにおいて ETG 乱流が支配的でない状態においても、大きいスケールからのエネルギーの転移によって波数スペクトルが広がることで乱流輸送に電子スケール乱流が寄与するマルチスケール性が存在する可能性があることが本研究の成果によって初めて示された。ITER や将来の原型炉プラズマにおいては  $\nu_{ei}^* \sim 0.02$  であり [87]、本研究のスキャン領域においても低衝突周波数領域に相当することから、将来の核燃焼プラズマに対する電子スケール乱流の影響が強まることが予想される。付け加えて、当然  $T_e/T_i$  及び  $\nu_{ei}^*$  のみに電子スケール乱流が依存するわけではなく、例えば  $R_{ax}/L_{Te}$  依存性実験で得られたように  $T_e/T_i \approx 2$  と高い値でも、 $R_{ax}/L_{Te}$  が増加すると ETG 乱流が不安定化する。 $T_e/T_i$  及び  $\nu_{ei}^*$  以外のパラメータに着目して電子スケール乱流を整理することも将来的に重要である。

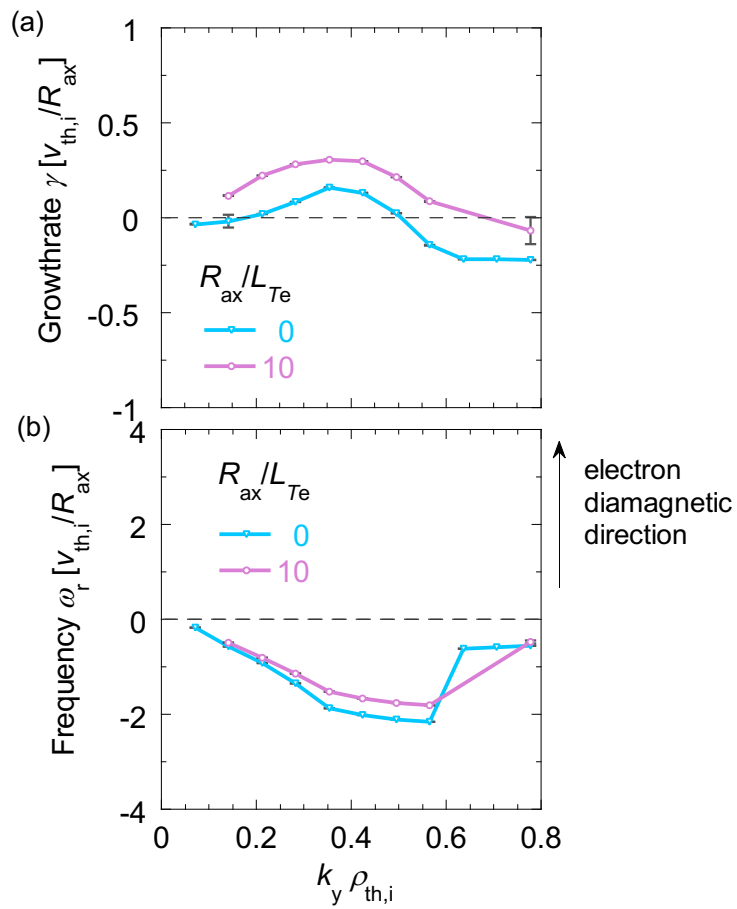


図 4.1  $R_{ax}/L_{Te}$  依存性実験におけるイオンスケールの線形計算で得られた (a) 成長率及び (b) 実周波数の波数スペクトル。水色線が  $R_{ax}/L_{Te} = 0$ 、ピンクが  $R_{ax}/L_{Te} = 10$  での計算結果。

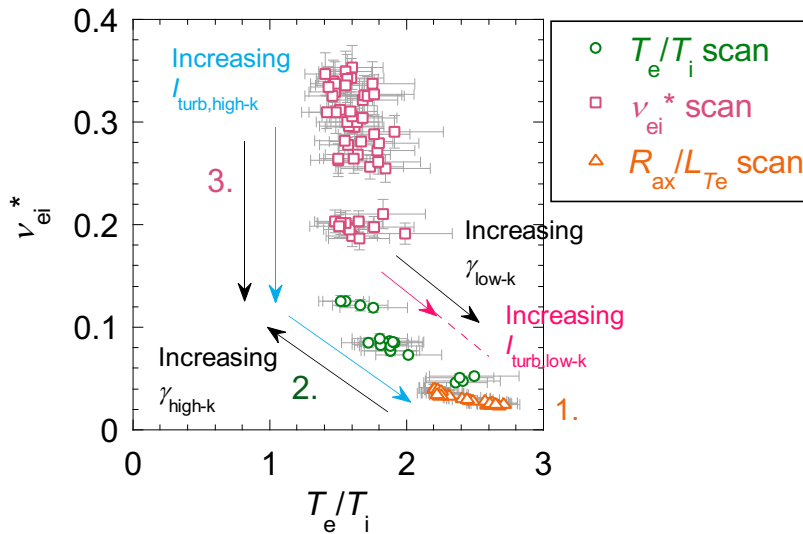


図 4.2 第 3.1 節  $R_{ax}/L_{Te}$  依存性、第 3.2 節  $T_e/T_i$  依存性及び第 3.3 節  $\nu_{ei}^*$  依存性で示した各実験における  $T_e/T_i$  及び  $\nu_{ei}^*$  の変化の範囲。水色矢印が実験で得られた電子スケール乱流強度  $I_{turb,high-k}$  が増加する向き、それに沿った黒矢印が線形計算で得られた電子スケールの成長率  $\gamma_{high-k}$  が増加する向きを表す。また、ピンク矢印が実験で得られたイオンスケール乱流強度  $I_{turb,low-k}$  が増加する向き、それに沿った黒矢印が線形計算で得られたイオンスケールの成長率  $\gamma_{low-k}$  が増加する向きを表す。ピンク破線はイオンスケールの乱流強度が飽和して一定になったことを示している。

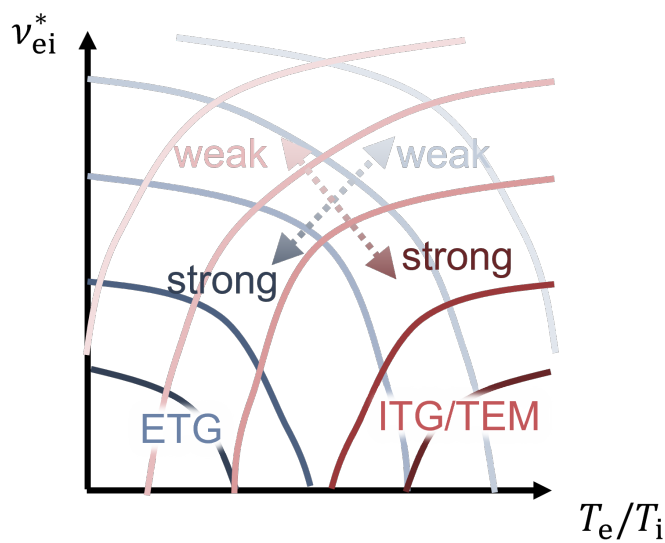


図 4.3 本研究における実験観測及び線形計算の結果から考察される ETG、ITG/TEM 乱流の  $\nu_{ei}^*$  及び  $T_e/T_i$  に対する強度分布。



## 第5章

# 結論

本論文では、計測システム開発と物理研究の二つの側面から、磁場閉じ込め高温プラズマにおける電子スケール乱流の特性及びマルチスケール乱流間相互作用の物理機構の解明を目的に、以下のような課題に取り組んだ。計測システム開発においては、ミリ波後方散乱計の背景ノイズ推定手法の開発、電子スケール乱流の非等方性検証を目的としたミリ波後方散乱計の開発及び空間多点同時測定のためのドップラー反射計の多チャンネル化に向けた開発という3つの課題があった。

ミリ波後方散乱計は、電子スケール乱流強度とその揺動の実験室系における伝搬速度を測定することができる。一方で、プローブビームに使用している周波数が電子サイクロトロン放射 (ECE) の周波数と近く、無視できない背景ノイズが測定する信号に含まれる。この背景ノイズはこれまで、プローブビームを止めた際の受信信号の強度を間欠的に測定して評価されてきたが、プローブビームが入射されている時間の背景ノイズを推定する手法は確立されていなかった。このため、背景ノイズを含まない純粋な電子スケール乱流強度の測定及びそのパラメータ依存性の測定は限定的にしか行われなかった。特に電子温度が変化するようなケースでの正確な電子スケール乱流強度の推定は行われてこなかった。そこで本研究では、ミリ波後方散乱計で用いられている周波数に近い周波数の ECE ラジオメータの信号を用いて、プローブビームを止めた時間のミリ波後方散乱計の信号強度と ECE ラジオメータの信号強度との間の線形回帰によって、プローブビームを入射している時間の背景ノイズを推定する手法を開発した。実際の LHD 実験で得られたミリ波後方散乱計の信号に対してこの手法を適用したところ、間欠的に測定された背景ノイズと推定された背景ノイズとが、相関係数 0.99 と非常によく一致した。この開発によって、ミリ波後方散乱計による正確な電子スケール乱流強度の評価が可能となった。

電子スケール乱流とイオンスケール乱流の相互作用においては、イオンスケール乱流やその中間スケールの乱流渦によって電子スケール乱流渦がせん断されて抑制される効果が理論及びシミュレーション研究から予想されている。したがって、電子スケール乱流の非

等方性はこのようなマルチスケール乱流間相互作用を研究する上で重要な知見を提供するが、磁場閉じ込め高温プラズマにおいて実装されてこなかった。LHD においてはこれまで、横長断面上を赤道面に沿って入射しているプローブビームに対して 160 度方向の後方散乱波を受信していたが、ポロイダル方向の波数を多く含む向きの揺動を径方向成分を多く含む向きの揺動と同じ位置で観測する設備が整っていなかった。そこで、90 度方向の後方散乱波を受信する新たな視線を追加することで、非等方性の観測を可能にした。90 度方向の散乱波を受信するための導波管には電子密度分布測定用マイクロ波反射計 [68] に過去に用いていた導波管を利用したが、そのままでは観測位置が適当でなく、空間分解能が低いことが課題であった。そこで、任意の集光位置に集光するための放物面ミラーを設計・製作し、導入した。集光面積で最大 50% まで空間分解能を向上させることに成功し、観測位置で  $r_{\text{eff}}/a_{99} \sim 0.5$  を指向する集光ミラーの開発に成功した。LHD 実験での検証により、この 2 つの観測視線で測定した乱流強度が異なる傾向で変化することが確かめられ、電子スケール乱流の非等方性の観測に成功したことが確かめられた。本システムは、引き続いて行われた文献 [69] の研究において、イオンスケール乱流の抑制時に電子スケール乱流の非等方性が弱まり、イオンスケール乱流による電子スケール乱流のせん断効果が確かめられたことにも用いられ、マルチスケール乱流間相互作用の研究を推進させることに貢献している。

ドップラー反射計は、イオンスケール乱流強度とその揺動の実験室系における伝搬速度の測定が同時に行えることから、イオンスケール乱流とゾーナル流・GAM との間の相互作用の観測を可能にするとして近年磁場閉じ込め高温プラズマにおいて重要視されてきた。複数の周波数を含むプローブビームを同時に入射して多チャンネルで乱流信号を測定する周波数コムドップラー反射計は、 $E \times B$  フロー速度や乱流信号の径方向相関の評価を可能にする機能から複数の磁場閉じ込め装置において採用されており、LHD においても導入されている。一方で、各チャンネルに対して受信回路を導入する必要があることから、測定できるチャンネル数が制限されることが周波数コムドップラー反射計の課題であった。MMIC を用いた受信回路を導入することで省スペース化を試みたが、従来用いていた信号処理回路に比べて受信信号の S/N 比が悪くなることが課題であった。そこで、MMIC に可変ゲインアンプを導入し、オフセット及び位相歪みの補正手法の開発、アンプ交換及びケーブルの置き換えによる反射計回路の調整を行ったところ、S/N 比が改善し、ドップラー反射計として実用可能なクオリティを達成した。ドップラー反射計の多チャンネル化に向けて MMIC を用いた受信回路を用いる手法が有用であることを示した。

本研究における計測システム開発によって、ミリ波後方散乱計による電子スケール乱流強度の正確な推定手法を確立し、ミリ波後方散乱計による電子スケール乱流の異方性計測を確立、ドップラー反射計の多チャンネル化に向けた MMIC を使用した信号処理の有用性を示した。これらの計測システム開発は、電子スケール乱流の特性およびマルチスケー

ル乱流間相互作用の研究に必要かつ応用される重要な成果である。

次に物理研究の側面では、前述のミリ波後方散乱計及びドップラー反射計を用いて、電子スケール乱流のパラメータ依存性及び電子・イオンスケール乱流間相互作用の実験的検証を行った。電子スケール乱流のパラメータ依存性については、ミリ波後方散乱計によって電子スケール乱流の強度及び位相速度を測定し、FIR 干渉計、トムソン散乱計及び荷電交換分光計測で測定されたプラズマの熱力学的パラメータに対する局所的な依存性を調べた。特に、将来の電子加熱が支配的な環境において重要となる  $R_{ax}/L_{Te}$ 、 $T_e/T_i$  及び  $\nu_{ei}^*$  への依存性を調べた。また、GKV コード [64] による線形計算によって線形不安定性の成長率及び位相速度を計算し、その背景にある物理機構を考察した。電子・イオンスケール乱流間相互作用の研究においては、ドップラー反射計とミリ波後方散乱計を用いてそれぞれのスケールの乱流強度の変化を比較した。また、それらの間の強度相関を求めることによってその間の相互作用を検証した。こちらにおいても、GKV コードによる線形計算によって線形不安定性の成長率及び位相速度を計算し、実験結果と比較することでその背景にある物理機構を考察した。

磁場閉じ込め高温プラズマにおいては、第 1 章にて述べたようにその乱流輸送の低減が重要な課題である。しかしながら、近年複数の装置において加熱パワーを増加させてもある閾値を超えたところから電子熱輸送が急激に増加して電子温度分布がそれ以上成長しない、電子温度分布の硬直化が報告されている。この原因として電子スケール乱流の寄与がマルチスケールのシミュレーション研究から予想されているが、実験的に電子スケール乱流を観測してこれを検証した例はほとんどない。特に、電子温度勾配に対する電子スケール乱流の依存性は、高勾配領域のみで測定された例はあるが、低勾配領域を広く含む領域で、かつ磁場配位を一定にスキャンされた例は存在せず、電子スケール乱流信号を直接測定することによる閾値の存在は現在まで確認されていない。そこで LHD において ECH パワーを  $r_{eff}/a_{99} \approx 0.2$  と  $r_{eff}/a_{99} \approx 0.6$  に分配し、そのパワーバランスを変化させることで、その中間位置における電子温度勾配のみを大きく変化させ、その位置でミリ波後方散乱計を用いて電子スケール乱流を観測する実験を行った。この結果、 $R_{ax}/L_{Te} \approx 8$  を閾値に電子スケール乱流強度が急激に増加し、このとき電子熱流束が急激に増加する現象が観測され、電子温度分布の硬直化が電子スケール乱流の成長で起こっている可能性を示唆するような結果が得られた。GKV コードによる線形計算との比較から、この乱流は ETG 乱流であると考えられる。一方  $R_{ax}/L_{Te} \lesssim 8$  において、 $R_{ax}/L_{Te}$  が減少すると電子スケール乱流強度が減少するが、 $R_{ax}/L_{Te} \approx 0$  においても電子スケール乱流が背景ノイズを超える強度で存在することが確認された。GKV コードによる線形計算では  $R_{ax}/L_{Te} \lesssim 8$  の範囲では安定であり、電子スケールでは線形不安定性が成長しないことから、より大きなスケールとの非線形性による影響が考えられる。イオンスケールの線形計算では、有限のイオン温度勾配により駆動される ITG 不安定性が、 $R_{ax}/L_{Te} = 0$  にお

いて確認され、この成長率が  $R_{ax}/L_{T_e}$  の増加と共に増加していくことが確認されたことから、ITG 乱流からのエネルギーの転移による乱流が電子スケールに確認されたことが可能性の一つとして考えられる。

電子加熱が支配的な状況では、 $T_e$  が  $T_i$  に比べて卓越し、 $T_e/T_i$  が大きくなることが予想される。このような環境において、電子スケール乱流の影響を調べるために依存性を調べるのが重要であるが、電子スケール乱流の平衡レベルを広い  $T_e/T_i$  の範囲で、他のパラメータに対して独立にスキャンした例はない。そこで、密度を一定に維持できるように FIR 干渉計で測定された線平均電子密度をガスパフ流量を操作量として一定に制御し、ECH パワーのスキャンによって電子を選択的に加熱して  $T_e/T_i$  をスキャンする実験を行った。その結果、 $1.5 < T_e/T_i < 2.5$  の範囲で  $T_e/T_i$  のスキャンに成功し、 $T_e/T_i$  の増加に伴って電子スケール乱流強度が増加することが分かった。一方で、GKV コードによる線形計算で得られた成長率は減少する傾向が得られ、この実験の領域における電子スケール乱流の背景の物理機構は、線形不安定性を乱流源とする ETG 乱流のみでは説明できないことが分かった。

$T_e$  の変化は、前述の  $T_e/T_i$  の変化の他に電子・イオン間の衝突周波数  $\nu_{ei}^*$  の変化を伴う。 $T_e$  の増加は  $\nu_{ei}^*$  の低下を伴うため、 $\nu_{ei}^*$  への依存性も独立して調べる必要がある。そこで、 $T_e/T_i$  を一定にして  $\nu_{ei}^*$  の変化させる実験を行った。制御量を ECE ラジオメータの信号強度、操作量をガスパフ流量として、電子温度を一定にしつつ電子密度をスキャンし、局所的な電子スケール乱流信号の測定を行った。その結果、 $\nu_{ei}^*$  が増加すると、電子密度で規格化された電子スケール乱流強度は低下する傾向が得られた。GKV コードによって得られた線形不安定性の成長率はこのとき同時に減少したため、観測された乱流は、線形不安定性を乱流源とする乱流と考えられる。

$T_e/T_i$  の変化に対する電子スケール乱流の変化が線形不安定性を乱流源とする乱流として説明できなかったことから、イオンスケール乱流との相互作用の影響を考えて、電子・イオンスケール乱流間相互作用の実験的検証を行った。その結果、イオンスケール乱流は  $T_e/T_i$  の増加と共に増加するが、電子スケール乱流とは変化の傾向が異なることが分かった。 $T_e/T_i$  の増加に伴って、先行してイオンスケール乱流強度が増加し、電子スケール乱流強度は変化しない。電子スケール乱流強度は遅れて増加するが、その時間ではイオンスケール乱流は飽和して、強度がほとんど一定であった。電子スケール乱流強度とイオンスケール乱流強度との間の強度相関を調べた結果、イオンスケール乱流が飽和し電子スケール乱流強度が増加する時間において強い相関があり、イオンスケール乱流の変化が  $\approx 10$  ms 先行することが分かった。イオンスケール乱流が飽和する際の  $T_e/T_i$  の増加時にも、GKV コードによる線形計算で得られた成長率は増加することから、イオンスケールの線形不安定性の成長によって発生した揺動のエネルギーが電子スケールに転移し、電子スケール乱流が強まったと考えられる。

以上の結果から、電子スケール乱流は将来の核燃焼プラズマにおいて予想される高  $R_{ax}/L_{Te}$ 、高  $T_e/T_i$ 、低  $\nu_{ei}^*$  のどの傾向に対しても増加するため、将来的にその影響が大きくなり、無視できなくなることが示唆された。一方でその成長機構はそれぞれ異なることも示された。 $\nu_{ei}^*$  に対しては、実験結果からも線形計算の結果からも、衝突周波数が増加すると電子スケール乱流は減少する。 $T_e/T_i$ が増加すると、実験的には電子スケール乱流強度は増加するが、線形計算の結果からは電子スケールの ETG 乱流の強度は減少する。このときイオンスケールの TEM/ITG 乱流が成長するとその揺動のエネルギーが電子スケールに転移し、電子スケール乱流強度も増加すると考察した。高  $T_e/T_i$  においてはイオンスケール乱流が支配的になると言えるが、一方で、カスケードのような小スケール側へのエネルギーの転移によって波数スペクトルが広がり、電子スケールを含む高波数領域の寄与が相対的に強まることから、このような状況においても乱流輸送に対する電子スケール乱流の影響は無視できないことが予想される。また、高  $T_e/T_i$  の環境においても、 $R_{ax}/L_{Te}$  が増大すると再度 ETG 乱流が不安定化し、電子スケール乱流の寄与が強くなることも本研究で示された。したがって、どのような  $T_e/T_i$  の領域においても、電子スケール乱流の影響は将来的に無視できないことが示唆された。

本研究では、世界で初めて電子スケール乱流強度を正確に評価し、その飽和レベルの  $T_e/T_i$ 、 $R_{ax}/L_{Te}$  及び  $\nu_{ei}^*$  へのそれぞれ独立な依存性を、広い範囲で評価することに成功した。 $T_e/T_i$  の増加に伴う電子スケール乱流強度の飽和レベルの増加を見出したこと及び低  $R_{ax}/L_{Te}$  において電子スケール乱流の存在を見出したことは世界で初めての発見である。また、電子・イオンスケール乱流を同時に局所的に観測し、その飽和レベルの  $T_e/T_i$  依存性を評価したことも初めてであり、その結果としてイオンスケール乱流が飽和した際も電子スケール乱流へのエネルギーの転移によって乱流輸送が増加する可能性があることを発見した。また、計測システム開発としてドップラー反射計の多チャンネル化に貢献する MMIC を用いた信号処理回路の有用性を示し、ミリ波後方散乱計の非等方性計測を開発した。これらの計測システム開発及び物理研究の成果は、電子スケール乱流及びマルチスケール乱流間相互作用が核燃焼プラズマの乱流輸送推定に重要であることを示し、その研究手法に広がりを持たせることに貢献した。

本研究は、大型ヘリカル装置を用い、主に低プラズマ電流で低密度のプラズマにおける実験を行ったため、第 1 章で言及したように低プラズマ電流・低  $\beta$  値のプラズマを対象としている。核融合プラズマの高  $\beta$  化は、核融合発電の経済合理性を高めるために必要である。本研究の範囲では高密度化による衝突周波数の低下は電子スケール乱流の抑制に効いていたが、高  $\beta$  環境では、本研究で触れなかった運動論的バルーニングモードや交換型不安定性などの不安定性が引き起こす電磁的乱流が関わるようになるため異なる依存性が現れると考えられる。MAST、ST-40 などの球状トカマクや JT60-SA といった装置はこのような高プラズマ電流かつ高  $\beta$  環境を達成することができるため、これらの装置において

も電子スケール乱流の特性を調べ、マルチスケール乱流間相互作用を検証することが将来的な課題である。

## 参考文献

- [1] Hans-Jürgen. Hartfuss and Thomas. Geist. *Fusion plasma diagnostics with mm-Waves : an introduction*. Wiley-VCH, 2013.
- [2] Thomas Howard. Stix. *Waves in plasmas*. American Institute of Physics, 1992.
- [3] T. Tsujimura, S. Kubo, H. Takahashi, R. Makino, R. Seki, Y. Yoshimura, H. Igami, T. Shimozuma, K. Ida, C. Suzuki, M. Emoto, M. Yokoyama, T. Kobayashi, C. Moon, K. Nagaoka, M. Osakabe, S. Kobayashi, S. Ito, Y. Mizuno, K. Okada, A. Ejiri, and T. Mutoh. Development and application of a ray-tracing code integrating with 3D equilibrium mapping in LHD ECH experiments. *Nuclear Fusion*, Vol. 55, No. 12, 2015.
- [4] T. I. Tsujimura, S. Kubo, R. Seki, and T. Tokuzawa. Ray-tracing code lhdgauss for electron cyclotron heating and microwave reflectometry. 大学共同利用機関法人 自然科学研究機構 核融合科学研究所 プラットフォーム企画室 LHD 部門. [https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/pdf/LHD\\_Guide/Numerical\\_Codes/LHDGauss.pdf](https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/pdf/LHD_Guide/Numerical_Codes/LHDGauss.pdf) (アクセス日: 2026年1月5日).
- [5] ITER Organization. What will iter do ? <https://www.iter.org/sci/Goals>.
- [6] D. Carralero, T. Estrada, E. Maragkoudakis, T. Windisch, J. A. Alonso, M. Beurskens, S. Bozhenkov, I. Calvo, H. Damm, O. Ford, G. Fuchert, J. M. García-Regaña, N. Pablant, E. Sánchez, E. Pasch, and J. L. Velasco. An experimental characterization of core turbulence regimes in Wendelstein 7-X. *Nuclear Fusion*, Vol. 61, No. 9, 2021.
- [7] P. Bak, B. Balet, A. Cherubini, J. G. Cordey, N. Deliyannis, M. Erba, V. V. Parail, L. Porte, E. M. Springmann, A. Taroni, and G. Vayakis. Physics of L and H mode confinement in JET. *Nuclear Fusion*, Vol. 36, No. 3, pp. 321–333, 1996.
- [8] E. Viezzer, E. Fable, M. Cavedon, C. Angioni, R. Dux, F. M. Laggner, M. Bernert, A. Burckhart, R. M. McDermott, T. Pütterich, F. Ryter, M. Willensdorfer, and E. Wolfrum. Investigation of inter-ELM ion heat transport in the H-mode

- pedestal of ASDEX Upgrade plasmas. *Nuclear Fusion*, Vol. 57, No. 2, 2017.
- [9] S. R. Haskey, Arash Ashourvan, S. Banerjee, K. Barada, E. A. Belli, A. Bortolon, J. Candy, J. Chen, C. Chrystal, B. A. Grierson, R. J. Groebner, F. M. Laggner, M. Knolker, G. J. Kramer, M. R. Major, G. McKee, G. M. Staebler, Z. Yan, and M. A. Van Zeeland. Ion thermal transport in the H-mode edge transport barrier on DIII-D. *Physics of Plasmas*, Vol. 29, No. 1, 2022.
- [10] M. Nunami, T. H. Watanabe, H. Sugama, and K. Tanaka. Gyrokinetic turbulent transport simulation of a high ion temperature plasma in large helical device experiment. *Physics of Plasmas*, Vol. 19, No. 4, 2012.
- [11] Y. Ren, W. Guttenfelder, S. M. Kaye, and W. X. Wang. Transport from electron-scale turbulence in toroidal magnetic confinement devices. *Reviews of Modern Plasma Physics*, Vol. 8, No. 1, pp. 1–113, 2024.
- [12] P. Mantica, N. Bonanomi, A. Mariani, P. Carvalho, E. Delabie, J. Garcia, N. Hawkes, T. Johnson, D. Keeling, M. Sertoli, G. M. Staebler, G. Szepesi, D. Taylor, and A. Thorman. The role of electron-scale turbulence in the JET tokamak: Experiments and modeling. *Nuclear Fusion*, Vol. 61, No. 9, 2021.
- [13] Shinya Maeyama, Tomo-Hiko Watanabe, Motoki Nakata, Masanori Nunami, Yuuichi Asahi, and Akihiro Ishizawa. Multi-scale turbulence simulation suggesting improvement of electron heated plasma confinement. *Nature Communications*, Vol. 13, No. 1, pp. 1–8, 2022.
- [14] M. Shimada, D. J. Campbell, V. Mukhovatov, M. Fujiwara, N. Kirneva, K. Lackner, M. Nagami, V. D. Pustovitov, N. Uckan, J. Wesley, N. Asakura, A. E. Costley, A. J.H. Donné, E. J. Doyle, A. Fasoli, C. Gormezano, Y. Gribov, O. Gruber, T. C. Hender, W. Houlberg, S. Ide, Y. Kamada, A. Leonard, B. Lipschultz, A. Loarte, K. Miyamoto, V. Mukhovatov, T. H. Osborne, A. Polevoi, and A. C.C. Sips. Chapter 1: Overview and summary. *Nuclear Fusion*, Vol. 47, No. 6, 2007.
- [15] N. T. Howard, P. Rodriguez-Fernandez, C. Holland, and J. Candy. Prediction of performance and turbulence in ITER burning plasmas via nonlinear gyrokinetic profile prediction. *Nuclear Fusion*, Vol. 65, No. 1, 2025.
- [16] D. E. Evans, M. Von Hellermann, and E. Holzhauser. Fourier optics approach to far forward scattering and related refractive index phenomena in laboratory plasmas. *Plasma Physics*, Vol. 24, No. 7, pp. 819–834, 1982.
- [17] D. E. Evans, E. J. Doyle, D. Frigione, M. Von Hellermann, and A. Murdoch. Measurement of long wavelength turbulence in a Tokamak by extreme far forward scattering. *Plasma Physics*, Vol. 25, No. 6, pp. 617–640, 1983.

- 
- [18] E. Mazzucato. Low - frequency microinstabilities in the plt tokamak. *The Physics of Fluids*, Vol. 21, No. 6, pp. 1063–1069, 06 1978.
- [19] R. E. Slusher and C. M. Surko. Study of density fluctuations in plasmas by small - angle co2 laser scattering. *The Physics of Fluids*, Vol. 23, No. 3, pp. 472–490, 03 1980.
- [20] P. J. Sun, Y. D. Li, Y. Ren, X. D. Zhang, G. J. Wu, L. Q. Xu, R. Chen, Q. Li, H. L. Zhao, J. Z. Zhang, T. H. Shi, Y. M. Wang, B. Lyu, L. Q. Hu, and J. Li. Experimental identification of nonlinear coupling between (intermediate, small)-scale microturbulence and an MHD mode in the core of a superconducting tokamak. *Nuclear Fusion*, Vol. 58, No. 1, 2018.
- [21] K. Yao, Y. Xu, H. Wang, Y. Li, M. Jiang, W. Deng, Z. Shi, Y. Liu, and M. Xu. A laser collective scattering system for measuring short-scale turbulence on HL-2A tokamak. *Journal of Instrumentation*, Vol. 15, No. 12, 2020.
- [22] K. M. Novik and A. D. Piliya. Enhanced microwave scattering in plasmas. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 36, No. 3, pp. 357–381, 1994.
- [23] E. Holzhauser, M. Hirsch, T. Grossmann, B. Brañas, and F. Serra. Theoretical and experimental investigation of the phase-runaway in microwave reflectometry. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 40, No. 11, pp. 1869–1886, 1998.
- [24] E. Z. Gusakov, A. D. Gurchenko, A. B. Altukhov, A. Yu Stepanov, L. A. Esipov, M. Yu Kantor, and D. V. Kouprienko. Investigation of ETG mode-scale component of tokamak plasma turbulence by correlative enhanced scattering diagnostics. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 48, No. 5 A, 2006.
- [25] T. L. Rhodes, W. A. Peebles, X. Nguyen, M. A. Vanzeeland, J. S. Degrassie, E. J. Doyle, G. Wang, and L. Zeng. Millimeter-wave backscatter diagnostic for the study of short scale length plasma fluctuations (invited). *Review of Scientific Instruments*, Vol. 77, No. 10, 2006.
- [26] T. L. Rhodes, W. A. Peebles, M. A. Van Zeeland, J. S. DeGrassie, R. V. Bravenec, K. H. Burrell, J. C. DeBoo, J. Lohr, C. C. Petty, X. V. Nguyen, E. J. Doyle, C. M. Greenfield, L. Zeng, and G. Wang. Response of multiscale turbulence to electron cyclotron heating in the DIII-D tokamak. *Physics of Plasmas*, Vol. 14, No. 5, 2007.
- [27] J. C. Hillesheim, N. A. Crocker, W. A. Peebles, H. Meyer, A. Meakins, A. R. Field, D. Dunai, M. Carr, and N. Hawkes. Doppler backscattering for spherical tokamaks and measurement of high-k density fluctuation wavenumber spectrum in MAST. *Nuclear Fusion*, Vol. 55, No. 7, 2015.

- [28] E. Mazzucato, R. E. Bell, S. Ethier, J. C. Hosea, S. M. Kaye, B. P. Leblanc, W. W. Lee, P. M. Ryan, D. R. Smith, W. X. Wang, J. R. Wilson, and H. Yuh. Study of turbulent fluctuations driven by the electron temperature gradient in the National spherical torus experiment. *Nuclear Fusion*, Vol. 49, No. 5, 2009.
- [29] M. Hirsch, E. Holzhauser, J. Baldzuhn, B. Kurzan, and B. Scott. Doppler reflectometry for the investigation of propagating density perturbations. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 43, No. 12, pp. 1641–1660, 2001.
- [30] G. D. Conway, B. Scott, J. Schirmer, M. Reich, and A. Kendl. Direct measurement of zonal flows and geodesic acoustic mode oscillations in ASDEX Upgrade using Doppler reflectometry. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 47, No. 8, pp. 1165–1185, 2005.
- [31] W. A. Peebles, T. L. Rhodes, J. C. Hillesheim, L. Zeng, and C. Wannberg. A novel, multichannel, comb-frequency Doppler backscatter system. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 81, No. 10, 2010.
- [32] T. Windisch, S. Wolf, G. M. Weir, S. A. Bozhenkov, H. Damm, G. Fuchert, O. Grulke, M. Hirsch, W. Kasperek, T. Klinger, C. Lechte, E. Pasch, B. Plaum, and E. A. Scott. Phased array Doppler reflectometry at Wendelstein 7-X. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 89, No. 10, 2018.
- [33] T. Happel, T. Estrada, E. Blanco, V. Tribaldos, A. Cappa, and A. Bustos. Doppler reflectometer system in the stellarator TJ-II. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 80, No. 7, 2009.
- [34] Alexander Yashin, Victor Bulanin, Alexander Petrov, and Anna Ponomarenko. Review of advanced implementation of doppler backscattering method in globus-m. *Applied Sciences (Switzerland)*, Vol. 11, No. 19, 2021.
- [35] Zhongbing Shi, Wulyu Zhong, Zengchen Yang, Anshu Liang, Jie Wen, Min Jiang, Peiwan Shi, Binzhong Fu, Chengyuan Chen, Zetian Liu, Xuanton Ding, and Qingwei Yang. A multiplexer-based multi-channel microwave Doppler backward scattering reflectometer on the HL-2A tokamak. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 89, No. 10, pp. 2–7, 2018.
- [36] Jiayu Ji, Adi Liu, Chu Zhou, Xi Feng, Shouxin Wang, Haiqing Liu, Hailin Zhao, Yong Liu, Jin Zhang, Zhaoyang Liu, Xiaoming Zhong, Hongrui Fan, Ge Zhuang, Jinlin Xie, Tao Lan, Wenzhe Mao, Weixing Ding, Hong Li, Zixi Liu, and Wandong Liu. The investigation of quasi coherent mode on EAST using Doppler reflectometry. *Plasma Science and Technology*, Vol. 23, No. 9, 2021.
- [37] J. Q. Hu, C. Zhou, A. D. Liu, M. Y. Wang, E. J. Doyle, W. A. Peebles, G. Wang,

- X. H. Zhang, J. Zhang, X. Feng, J. X. Ji, H. Li, T. Lan, J. L. Xie, W. X. Ding, W. D. Liu, and C. X. Yu. An eight-channel Doppler backscattering system in the experimental advanced superconducting tokamak. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 88, No. 7, 2017.
- [38] X. H. Ren, Z. J. Yang, Z. B. Shi, Z. C. Yang, X. Q. Zha, and Y. Gao. Development of a tunable multi-channel Doppler reflectometer on J-TEXT tokamak. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 92, No. 3, 2021.
- [39] Tokihiko Tokuzawa, Shigeru Inagaki, Akira Ejiri, Ryota Soga, Ichihiko Yamada, Shin Kubo, Mikiro Yoshinuma, Katsumi Ida, Chihiro Suzuki, Kenji Tanaka, Tsuyoshi Akiyama, Naohiro Kasuya, Kimitaka Itoh, Kiyomasa Watanabe, Hiroshi Yamada, and Kazuo Kawahata. Ka-band microwave frequency comb doppler reflectometer system for the large helical device. *Plasma and Fusion Research*, Vol. 9, pp. 1–6, 2014.
- [40] P. Molina Cabrera, S. Coda, L. Porte, N. Offeddu, P. Lavanchy, M. Silva, and M. Toussaint. V-band Doppler backscattering diagnostic in the TCV tokamak. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 89, No. 8, 2018.
- [41] F. Jenko, W. Dorland, and G. W. Hammet. Critical gradient formula for toroidal electron temperature gradient modes. *Physics of Plasmas*, Vol. 8, No. 9, pp. 4096–4104, 2001.
- [42] F. Romanelli. Ion temperature-gradient-driven modes and anomalous ion transport in tokamaks. *Physics of Fluids B*, Vol. 1, No. 5, pp. 1018–1025, 1989.
- [43] A. G. Peeters, C. Angioni, M. Apostoliceanu, F. Jenko, F. Ryter, and the ASDEX Upgrade team. Linear gyrokinetic stability calculations of electron heat dominated plasmas in ASDEX Upgrade. *Physics of Plasmas*, Vol. 12, No. 2, p. 022505, 2005.
- [44] O. Chellai, S. Alberti, M. Baquero-Ruiz, I. Furno, T. Goodman, B. Labit, O. Maj, P. Ricci, F. Riva, L. Guidi, and E. Poli. Millimeter-wave beam scattering by edge-plasma density fluctuations in TCV. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 61, No. 1, 2019.
- [45] T. Tokuzawa, K. Tanaka, T. Tsujimura, S. Kubo, M. Emoto, S. Inagaki, K. Ida, M. Yoshinuma, K. Y. Watanabe, H. Tsuchiya, A. Ejiri, T. Saito, and K. Yamamoto. W-band millimeter-wave back-scattering system for high wavenumber turbulence measurements in LHD. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 92, No. 4, p. 043536, apr 2021.
- [46] S. P. Hirshman and J. C. Whitson. Steepest-descent moment method for three-

- dimensional magnetohydrodynamic equilibria. *The Physics of Fluids*, Vol. 26, pp. 3553–3568, 12 1983.
- [47] S.P. Hirshman, W.I. van RIJ, and P. Merkel. Three-dimensional free boundary calculations using a spectral green's function method. *Computer Physics Communications*, Vol. 43, pp. 143–155, 12 1986.
- [48] Y. Takeiri, T. Morisaki, M. Osakabe, M. Yokoyama, S. Sakakibara, H. Takahashi, Y. Nakamura, T. Oishi, G. Motojima, S. Murakami, K. Ito, A. Ejiri, S. Imagawa, S. Inagaki, M. Isobe, S. Kubo, S. Masamune, T. Mito, I. Murakami, K. Nagaoka, K. Nagasaki, K. Nishimura, M. Sakamoto, R. Sakamoto, T. Shimozuma, K. Shinohara, H. Sugama, K. Y. Watanabe, J. W. Ahn, N. Akata, T. Akiyama, N. Ashikawa, J. Baldzuhn, T. Bando, E. Bernard, F. Castejón, H. Chikaraishi, M. Emoto, T. Evans, N. Ezumi, K. Fujii, H. Funaba, M. Goto, T. Goto, D. Gradic, Y. Gunsu, S. Hamaguchi, H. Hasegawa, Y. Hayashi, C. Hidalgo, T. Higashiguchi, Y. Hirooka, Y. Hishinuma, R. Horiuchi, K. Ichiguchi, K. Ida, T. Ido, H. Igami, K. Ikeda, S. Ishiguro, R. Ishizaki, A. Ishizawa, A. Ito, Y. Ito, A. Iwamoto, S. Kamio, K. Kamiya, O. Kaneko, R. Kanno, H. Kasahara, D. Kato, T. Kato, K. Kawahata, G. Kawamura, M. Kasaki, S. Kitajima, W. H. Ko, M. Kobayashi, S. Kobayashi, T. Kobayashi, K. Koga, A. Kohyama, R. Kumazawa, J. H. Lee, D. López-Bruna, R. Makino, S. Masuzaki, Y. Matsumoto, H. Matsuura, O. Mitarai, H. Miura, J. Miyazawa, N. Mizuguchi, C. Moon, S. Morita, T. Moritaka, K. Mukai, T. Muroga, S. Muto, T. Mutoh, T. Nagasaka, Y. Nagayama, N. Nakajima, Y. Nakamura, H. Nakanishi, H. Nakano, M. Nakata, Y. Narushima, D. Nishijima, A. Nishimura, S. Nishimura, T. Nishitani, M. Nishiura, Y. Nobuta, H. Noto, M. Nunami, T. Obana, K. Ogawa, S. Ohdachi, M. Ohno, N. Ohno, H. Ohtani, M. Okamoto, Y. Oya, T. Ozaki, B. J. Peterson, M. Preynas, S. Sagara, K. Saito, H. Sakaue, A. Sanpei, S. Satake, M. Sato, T. Saze, O. Schmitz, R. Seki, T. Seki, I. Sharov, A. Shimizu, M. Shiratani, M. Shoji, C. Skinner, R. Soga, T. Stange, C. Suzuki, Y. Suzuki, S. Takada, K. Takahata, A. Takayama, S. Takayama, Y. Takemura, Y. Takeuchi, H. Tamura, N. Tamura, H. Tanaka, K. Tanaka, M. Tanaka, T. Tanaka, Y. Tanaka, S. Toda, Y. Todo, K. Toi, M. Toida, M. Tokitani, T. Tokuzawa, H. Tsuchiya, T. Tsujimura, K. Tsumori, S. Usami, J. L. Velasco, H. Wang, T. H. Watanabe, T. Watanabe, J. Yagi, M. Yajima, H. Yamada, I. Yamada, O. Yamagishi, N. Yamaguchi, Y. Yamamoto, N. Yanagi, R. Yasuhara, E. Yatsuka, N. Yoshida, M. Yoshinuma, S. Yoshimura, and Y. Yoshimura. Extension of the operational

- regime of the LHD towards a deuterium experiment. *Nuclear Fusion*, Vol. 57, No. 10, p. 102023, 2017.
- [49] T. Shimozuma, H. Takahashi, S. Kubo, Y. Yoshimura, H. Igami, Y. Takita, S. Kobayashi, S. Ito, Y. Mizuno, H. Idei, T. Notake, M. Sato, K. Ohkubo, T. Watari, T. Mutoh, R. Minami, T. Kariya, and T. Imai. Ecrh-related technologies for high-power and steady-state operation in LHD. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. 1, pp. 530–538, 2010.
- [50] H. Takahashi, T. Shimozuma, S. Kubo, Y. Yoshimura, H. Igami, S. Ito, S. Kobayashi, Y. Mizuno, K. Okada, T. Mutoh, K. Nagaoka, S. Murakami, M. Osakabe, I. Yamada, H. Nakano, M. Yokoyama, T. Ido, A. Shimizu, R. Seki, K. Ida, M. Yoshinuma, T. Kariya, R. Minami, T. Imai, N. B. Marushchenko, and Y. Turkin. Extension of high  $T_e$  regime with upgraded electron cyclotron resonance heating system in the Large Helical Device. *Physics of Plasmas*, Vol. 21, No. 6, 2014.
- [51] Y. Takeiri, O. Kaneko, K. Tsumori, M. Osakabe, K. Ikeda, K. Nagaoka, H. Nakano, E. Asano, T. Kondo, M. Sato, M. Shibuya, and S. Komada. High performance of neutral beam injectors for extension of LHD operational regime. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. 1, pp. 482–488, 2010.
- [52] S. Kubo, T. Shimozuma, Y. Yoshimura, M. Nishiura, H. Igami, H. Takahashi, T.I. Tsujimura, N. Kenmochi, R. Yanai, S. Ito, Y. Mizuno, and T. Takeuchi. Electron cyclotron heating (ech) system (2020). 大学共同利用機関法人 自然科学研究機構 核融合科学研究所 プラットフォーム企画室 LHD 部門. [https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/pdf/LHD\\_Guide/heating\\_devices/ECH.pdf](https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/pdf/LHD_Guide/heating_devices/ECH.pdf) (アクセス日: 2026年1月7日).
- [53] T. Yamaguchi, K. Y. Watanabe, S. Sakakibara, K. Ida, Y. Narushima, K. Narihara, K. Tanaka, T. Tokuzawa, M. Yoshinuma, T. Kobuchi, I. Yamada, K. Kawahata, and H. Yamada. The effect of net toroidal current on the measurement of diamagnetic beta value in heliotron plasma. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Vol. 48, No. 9, 2006.
- [54] 社団法人プラズマ・核融合学会. プラズマ診断の基礎. 名古屋大学出版会, 1990.
- [55] T. Akiyama, K. Tanaka, and T. Tokuzawa. Fir laser interferometer. 大学共同利用機関法人 自然科学研究機構 核融合科学研究所 プラットフォーム企画室 LHD 部門. [https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/pdf/LHD\\_Guide/diagnostics/FIR.pdf?utm\\_source=chatgpt.com](https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/pdf/LHD_Guide/diagnostics/FIR.pdf?utm_source=chatgpt.com) (アクセス日: 2026年1月1日).
- [56] T. Akiyama, K. Kawahata, K. Tanaka, T. Tokuzawa, Y. Ito, S. Okajima,

- K. Nakayama, C. A. Michael, L. N. Vyacheslavov, A. Sanin, and S. Tsuji-Iio and. Interferometer systems on lhd. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. 1, pp. 352–363, 2010.
- [57] I. Yamada, H. Funaba, R. Yasuhara, and H. Hayashi. Thomson scattering diagnostic system. 大学共同利用機関法人 自然科学研究機構 核融合科学研究所 プラットフォーム企画室 LHD 部門. [https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/pdf/LHD\\_Guide/diagnostics/TS.pdf](https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/pdf/LHD_Guide/diagnostics/TS.pdf) (アクセス日: 2026 年 1 月 1 日).
- [58] I. Yamada, K. Narihara, H. Funaba, T. Minami, H. Hayashi, and T. Kohmoto and. Recent progress of the lhd thomson scattering system. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. 1, pp. 345–351, 2010.
- [59] H. Tsuchiya and Y. Nagayama. Electron cyclotron emission (ece) measurement. 大学共同利用機関法人 自然科学研究機構 核融合科学研究所 プラットフォーム企画室 LHD 部門. [https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/pdf/LHD\\_Guide/diagnostics/ECE.pdf](https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/pdf/LHD_Guide/diagnostics/ECE.pdf) (アクセス日: 2026 年 1 月 3 日).
- [60] T. Tokuzawa, K. Kawahata, Y. Nagayama, S. Inagaki, P. C. De Vries, A. Mase, Y. Kogi, Y. Yokota, H. Hojo, K. Tanaka, A. Ejiri, R. O. Pavlichenko, S. Yamaguchi, T. Yoshinaga, D. Kuwahara, Z. Shi, H. Tsuchiya, Y. Ito, S. Hirokura, S. Sudo, and A. Komori. Developments of electron cyclotron emission spectroscopy and microwave reflectometry on LHD. *Fusion Science and Technology*, Vol. 58, No. 1, pp. 364–374, 2010.
- [61] M. Yoshinuma, K. Ida, and T. Kobayashi. Charge exchange spectroscopy (cxs). 大学共同利用機関法人 自然科学研究機構 核融合科学研究所 プラットフォーム企画室 LHD 部門. [https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/pdf/LHD\\_Guide/diagnostics/CXS.pdf](https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/pdf/LHD_Guide/diagnostics/CXS.pdf) (アクセス日: 2026 年 1 月 3 日).
- [62] K. Ida, S. Inagaki, N. Tamura, T. Morisaki, N. Ohyabu., K. Khlopenkov, S. Sudo, K. Watanabe, M. Yokoyama, T. Shimozuma, Y. Takeiri, K. Itoh, M. Yoshinuma, Y. Liang, K. Narihara, K. Tanaka, Y. Nagayama, T. Tokuzawa, K. Kawahata, H. Suzuki, A. Komori, T. Akiyama, N. Ashikawa, M. Emoto, H. Funaba, P. Goncharov, M. Goto, H. Idei, K. Ikeda, M. Isobe, O. Kaneko, H. Kawazome, T. Kobuchi, A. Kostrioukov, S. Kubo, R. Kumazawa, S. Masuzaki, T. Minami, J. Miyazawa, S. Morita, S. Murakami, S. Muto, T. Mutoh, Y. Nakamura, H. Nakanishi, Y. Narushima, K. Nishimura, N. Noda, T. Notake, H. Nozato, S. Ohdachi, Y. Oka, M. Osakabe, T. Ozaki, B. J. Peterson, A. Sagara, T. Saida, K. Saito, S. Sakakibara, R. Sakamoto, M. Sasao, K. Sato, M. Sato, T. Seki, M. Shoji, N. Takeuchi, K. Toi, Y. Torii, K. Tsumori, T. Watari, Y. Xu,

- H. Yamada, I. Yamada, S. Yamamoto, T. Yamamoto, Y. Yoshimura, I. Ohtake, K. Ohkubo, T. Mito, T. Satow, T. Uda, K. Yamazaki, K. Matsuoka, O. Motojima, and M. Fujiwara. Radial electric field and transport near the rational surface and the magnetic island in LHD. *Nuclear Fusion*, Vol. 44, No. 2, pp. 290–295, 2004.
- [63] S. Maeyama. Gkv manual - march 15, 2018. Theoretical Plasma Physics Laboratory, Department of Physics, Nagoya University. [https://www.p.phys.nagoya-u.ac.jp/gkv/\\_src/3147/gkv\\_manual\\_20180315.pdf](https://www.p.phys.nagoya-u.ac.jp/gkv/_src/3147/gkv_manual_20180315.pdf) (アクセス日: 2026年1月4日).
- [64] T. H. Watanabe and H. Sugama. Velocity-space structures of distribution function in toroidal ion temperature gradient turbulence. *Nuclear Fusion*, Vol. 46, No. 1, pp. 24–32, 2006.
- [65] X. Garbet, Y. Idomura, L. Villard, and T. H. Watanabe. Gyrokinetic simulations of turbulent transport. *Nuclear Fusion*, Vol. 50, No. 4, 2010.
- [66] T. Nasu, T. Tokuzawa, D. Nishimura, and R. Yanai. Verification of Background Noise Estimation Method in W-Band Millimeter-Wave Back-Scattering System. *Plasma and Fusion Research: Rapid Communications*, Vol. 20-1202056, , 2025.
- [67] S. Maeyama, T. H. Watanabe, Y. Idomura, M. Nakata, A. Ishizawa, and M. Nunami. Cross-scale interactions between turbulence driven by electron and ion temperature gradients via sub-ion-scale structures. *Nuclear Fusion*, Vol. 57, No. 6, 2017.
- [68] T. Tokuzawa, K. Kawahata, and K. Tanaka. Electron density profile measurement using Ka-band microwave impulse radar reflectometer on LHD. *Nuclear Fusion*, Vol. 46, No. 9, 2006.
- [69] Tokihiko Tokuzawa, Tatsuhiro Nasu, Daiki Nishimura, Katsumi Ida, Mikiro Yoshinuma, Tatsuya Kobayashi, Kenji Tanaka, Shigeru Inagaki, Akihide Fujisawa, Ichihiro Yamada, and Kimitaka Itoh. Cross-scale nonlinear interaction and bifurcation in multi-scale turbulence of high-temperature plasmas. *Communications Physics*, Vol. 8, No. 1, 2025.
- [70] A. Fujisawa, K. Itoh, H. Iguchi, K. Matsuoka, S. Okamura, A. Shimizu, T. Minami, Y. Yoshimura, K. Nagaoka, C. Takahashi, M. Kojima, H. Nakano, S. Ohsima, S. Nishimura, M. Isobe, C. Suzuki, T. Akiyama, K. Ida, K. Toi, S. I. Itoh, and P. H. Diamond. Identification of zonal flows in a toroidal plasma. *Physical Review Letters*, Vol. 93, No. 16, pp. 1–4, 2004.
- [71] J. C. Hillesheim, E. Delabie, H. Meyer, C. F. Maggi, L. Meneses, and E. Poli.

- Stationary Zonal Flows during the Formation of the Edge Transport Barrier in the JET Tokamak. *Physical Review Letters*, Vol. 116, No. 6, pp. 1–6, 2016.
- [72] Tokihiko Tokuzawa, Shigeru Inagaki, Michiaki Inomoto, Akira Ejiri, Tatsuhiro Nasu, Toru Ii Tsujimura, and Katsumi Ida. Application of Dual Frequency Comb Method as an Approach to Improve the Performance of Multi-Frequency Simultaneous Radiation Doppler Radar for High Temperature Plasma Diagnostics. *Applied Sciences (Switzerland)*, Vol. 12, No. 9, 2022.
- [73] T. Tokuzawa, H. Tsuchiya, T. Tsujimura, M. Emoto, H. Nakanishi, S. Inagaki, K. Ida, H. Yamada, A. Ejiri, K. Y. Watanabe, K. Oguri, T. Akiyama, K. Tanaka, and I. Yamada. Microwave frequency comb Doppler reflectometer applying fast digital data acquisition system in LHD. *Review of Scientific Instruments*, Vol. 89, No. 10, pp. 1–5, 2018.
- [74] T Nasu, T Tokuzawa, T I Tsujimura, K Ida, M Yoshinuma, T Kobayashi, K Tanaka, M Emoto, S Inagaki, A Ejiri, and J Kohagura. Receiver circuit improvement of dual frequency-comb ka-band Doppler backscattering system in the large helical device ( LHD ) Receiver circuit improvement of dual frequency-comb ka-band Doppler backscattering system in the large helical device ( LHD ). *Review of Scientific Instruments*, Vol. 113518, , 2022.
- [75] Yasuo Yoshimura, Shin Kubo, Takashi Shimosuma, Hiroe Igami, Hiromi Takahashi, Masaki Nishiura, Shinya Ogasawara, Ryohei Makino, Katsumi Ida, Mikiro Yoshinuma, Satoru Sakakibara, Kenji Tanaka, Kazumichi Narihara, Takashi Mutoh, Hiroshi Yamada, Kazunobu Nagasaki, Nikolai B. Marushchenko, and Yuri Turkin. ECCD experiment using an upgraded ECH system on LHD. *Plasma and Fusion Research*, Vol. 7, No. SPL.ISS.1, pp. 7–10, 2012.
- [76] J. C. Deboo, C. C. Petty, A. E. White, K. H. Burrell, E. J. Doyle, J. C. Hillesheim, C. Holland, G. R. McKee, T. L. Rhodes, L. Schmitz, S. P. Smith, G. Wang, and L. Zeng. Electron profile stiffness and critical gradient studies. *Physics of Plasmas*, Vol. 19, No. 8, 2012.
- [77] T. I. Tsujimura, T. Kobayashi, K. Tanaka, K. Ida, K. Nagaoka, M. Yoshinuma, I. Yamada, H. Funaba, R. Seki, S. Satake, T. Kinoshita, T. Tokuzawa, N. Kenmochi, H. Igami, K. Mukai, M. Goto, and Y. Kawamoto. Direct observation of the non-locality of non-diffusive counter-gradient electron thermal transport during the formation of hollow electron-temperature profiles in the large helical device. *Physics of Plasmas*, Vol. 29, No. 3, 2022.
- [78] Ryoma YANAI, Toru TSUJIMURA, Shin KUBO, Yasuo YOSHIMURA, Masaki

- NISHIURA, Hiroe IGAMI, Hiromi TAKAHASHI, Takashi SHIMOZUMA, and Ryota YONEDA. Upgrading LHDGauss Code by Including Obliquely Propagating Wave Absorption Effect for ECH. *Plasma and Fusion Research*, Vol. 16, pp. 1–5, 2021.
- [79] T. Nasu, T. Tokuzawa, M. Nakata, K. Ida, S. Inagaki, M. Nishiura, Y. Yoshimura, R. Yanai, K. Tanaka, M. Yoshinuma, T. Kobayashi, A. Ejiri, K. Y. Watanabe, and I. Yamada. Electron-scale turbulence characteristics with varying electron temperature gradient in LHD. *Nuclear Fusion*, Vol. 64, No. 9, 2024.
- [80] A. Komori, N. Ohyabu, T. Watanabe, H. Suzuki, A. Sagara, N. Noda, K. Akaishi, N. Inoue, Y. Kubota, O. Motojima, M. Fujiwara, and A. Iiyoshi. Local island divertor concept for LHD. *Proc. 15th IAEA Conf. Plasma Phys. Control. Fusion Res. (Seville)*, Vol. 2, p. p.773, 1994.
- [81] Motoki Nakata, Masanori Nunami, Tomo-Hiko Watanabe, and Hideo Sugama. Improved collision operator for plasma kinetic simulations with multi-species ions and electrons. *Computer Physics Communications*, Vol. 197, pp. 61–72, 12 2015.
- [82] 高村秀一. プラズマ加熱基礎論. 名古屋大学出版会, 1986.
- [83] 宮本健郎. 核融合のためのプラズマ物理 改訂版. 株式会社 岩波新書, 2015.
- [84] Mingyuan Wang, Mingsheng Tan, Yuejiang Shi, Ziqi Wang, Jiaqi Dong, Adi Liu, Ge Zhuang, Songjian Li, Shaodong Song, Baoshan Yuan, and Y. K. Martin Peng. Experimental investigation of kinetic instabilities driven by runaway electrons in the EXL-50 spherical torus. *Nuclear Fusion*, Vol. 64, No. 12, 2024.
- [85] T. Fülöp and S. Newton. Alfvénic instabilities driven by runaways in fusion plasmas. *Physics of Plasmas*, Vol. 21, No. 8, p. 080702, 08 2014.
- [86] Naoki Kenmochi, Katsumi Ida, Tokihiko Tokuzawa, Yoshinori Mizuno, Ryo Yasuhara, Hisamichi Funaba, Hiyori Uehara, Daniel J. Den Hartog, Mikiro Yoshinuma, Yuki Takemura, Hiroe Igami, Ryoma Yanai, and Toshiki Takeuchi. Direct observation of coexisting local and nonlocal turbulence in a magnetically confined plasma. *Communications Physics*, Vol. 8, No. 1, p. 492, 2025.
- [87] Y. Kamada, M. Shimada, Y. Miura, and Y. Ogawa. 3. 発電実証プラントに向けた iter 並びに炉心プラズマ研究. *Journal of Plasma and Fusion Research*, Vol. 81, pp. 849–862, 2005.



# 研究業績

## 査読付き主著論文

1. **T. Nasu**, T. Tokuzawa, T.I. Tsujimura, K. Ida, M. Yoshinuma, T. Kobayashi, K. Tanaka, M. Emoto, S. Inagaki, A. Ejiri, and J. Kohagura, “Receiver circuit improvement of dual frequency-comb ka-band Doppler backscattering system in the large helical device (LHD)”, *Review of Scientific Instruments*, 93, 11–113518 (2022).
2. **T. Nasu**, T. Tokuzawa, M. Nakata, K. Ida, S. Inagaki, M. Nishiura, Y. Yoshimura, R. Yanai, K. Tanaka, M. Yoshinuma, T. Kobayashi, A. Ejiri, K.Y. Watanabe, and I. Yamada, “Electron-scale turbulence characteristics with varying electron temperature gradient in LHD”, *Nuclear Fusion*, 64, 096008 (2024).
3. **T. Nasu**, T. Tokuzawa, D. Nishimura, and R. Yanai, “Verification of background noise estimation method in W-band millimeter-wave back-scattering system”, *Plasma and Fusion Research*, 20 1202056 (2025).

## 査読付き共著論文

1. T. Tokuzawa, S. Inagaki, M. Inomoto, A. Ejiri, **T. Nasu**, T.I. Tsujimura, and K. Ida, “Application of Dual Frequency Comb Method as an Approach to Improve the Performance of Multi-frequency Simultaneous Radiation Doppler Radar for High Temperature Plasma Diagnostics”, *Applied Sciences*, 12, 4744 (2022).
2. T. Tokuzawa, **T. Nasu**, S. Inagaki, C. Moon, T. Ido, H. Idei, A. Ejiri, R. Imazawa, M. Yohida, N. Oyama, K. Tanaka, and K. Ida, “3D metal powder additive manufacturing phased array antenna for multichannel Doppler reflec-

- tometer”, *Review of Scientific Instruments*, **93**, 113535 (2022).
3. T. Tokuzawa, M. Yoshida, R. Imazawa, S. Nakagawa, S. Inagaki, F. Kin, S. Chiba, N. Suzuki, **T. Nasu**, A. Fujisawa, and K. Ida, “Preparatory study of feasibility for a vertical viewing electron cyclotron emission diagnostic for the JT-60SA tokamak”, *Review of Scientific Instruments*, **95**, 083531 (2024).
  4. K. Ida, M. Yoshinuma, M. Kobayashi, T. Kobayashi, N. Kenmochi, F. Nespoli, R.M. Magee, F. Warmer, A. Dinklage, A. Matsuyama, R. Sakamoto, **T. Nasu**, T. Tokuzawa, T. Kinoshita, K. Tanaka, N. Tamura, K. Nagaoka, M. Nishiura, Y. Takemura, K. Ogawa, G. Motojima, T. Oishi, Y. Morishita, J. Varela, W.H.J. Hayashi, M. Markl, H. Bouvain, Y. Liang, M. Leconte, D. Moseev, V.E. Moiseenko, C.G. Albert, I. Allfrey, A. Alonso, F.J. Arellano, N. Ashikawa, A. Azegami, L. Bardoczi, M. van Berkel, M. Beurskens, M.W. Binderbaue, A. Bortolon, S. Brezinsek, R. Bussiahn, A. Cappa, D. Carralero, I.C. Chan, J. Cheng, X. Dai, D.J. Den Hartog, C.P. Dhard, F. Ding, A. Ejiri, S. Ertmer, T. Fornal, K. Fujita, Y. Fujiwara, H. Funaba, L. Garcia, J.M. Garcia-Regana, I. Garcia-Cortés, I.E. Garkusha, D.A. Gates, Y. Ghai, E.P. Gilson, H. Gota, M. Goto, E.M. Green, V. Haak, S. Hamaguchi, K. Hanada, H. Hara, D. Hartmann, Y. Hayashi, T. Henning, C. Hidalgo, J. Hillairet, R. Hutton, T. Ido, H. Igami, K. Ikeda, S. Inagaki, A. Ishizawa, S. Ito, M. Isobe, Y. Isobe, M. Ivkovic, Z. Jiang, J. Jo, S. Kamio, H. Kasahara, D. Kato, Y. Katoh, Y. Kawachi, Y. Kawamoto, G. Kawamura, T. Kawate, Ye.O. Kazakov, V. Klumper, A. Knieps, W.H. Ko, S. Kobayashi, F. Koike, Yu.V. Kovtun, M. Kubkowska, S. Kubo, S.S.H. Lam, A. Langenberg, H. Laqua, S. Lazerson, J. Lestz, B. Li, L. Liao, Z. Lin, R. Lunsford, S. Masuzaki, H. Matsuura, K.J. McCarthy, D. Medina-Roque, O. Mitarai, A. Mollen, C. Moon, Y. Mori, T. Morisaki, S. Morita, K. Mukai, I. Murakami, S. Murakami, T. Murase, C.M. Muscatello, K. Nagasaki, D. Naujoks, H. Nakano, M. Nakata, Y. Narushima, A. Nagy, J.H. Nicolau, T. Nishizawa, S. Nishimoto, H. Nuga, M. Nunami, R. Ochoukov, S. Ohdachi, J. Ongena, M. Osakabe, N.A. Pablant, N. Panadero, B. Peterson, J. de la Riva Villén, J. Romazanov, J. Rosato, M. Rud, S. Sakakibara, H.A. Sakaue, H. Sakai, I. Sakon, M. Salewski, S. Sangaroon, S. Sereda, T. Stange, K. Saito, S. Satake, R. Seki, T. Seki, S. Sharapov, A. Shimizu, T. Shimozuma, G. Shivam, M. Shoji, D.A. Spong, H. Sugama, Z. Sun, C. Suzuki, Y. Suzuki, T. Tajima, E. Takada, H. Takahashi, K. Toi, Y. Tsuchibushi, N. Tsujii, K. Tsumori, T.I. Tsujimurai, G. Ueno, H. Uehara, J.L. Velasco, E.

- Wang, K.Y. Watanabe, T. Wauter, U. Wenzel, M. Yajima, H. Yamada, I. Yamada, K. Yanagihara, H. Yamaguchi, R. Yanai, R. Yasuhara, M. Yokoyama, Y. Yoshimura, M. Zarnstorff, M. Zhao, G.Q. Zhong, Q. Zhou, S. Ziaei, LHD Experiment Group and the W7-X Team, “Overview of Large Helical Device experiments of basic plasma physics for solving crucial issues in reaching burning plasma conditions”, *Nuclear Fusion*, 64, 112009 (2024)
5. T. Tokuzawa, **T. Nasu**, D. Nishimura, K. Ida, M. Yoshinuma, T. Kobayashi, K. Tanaka, S. Inagaki, A. Fujisawa, I. Yamada, K. Itoh, “Cross-scale nonlinear interaction and bifurcation in multi-scale turbulence of high-temperature plasmas”, *Communications Physics*, 8, 394 (2025).
  6. D. Nishimura, T. Tokuzawa, D. Kuwahara, and **T. Nasu**, “ECE Imaging System in LHD”, *Journal of Fusion Energy*, 45(1), 3 (2026).

## 国際会議

1. **T. Nasu**, T. Tokuzawa, T. Tsujimura, K. Ida, M. Yoshinuma, T. Kobayashi, K. Tanaka, M. Emoto, S. Inagaki, A. Ejiri, J. Kohagura, and LHD Experiment Group, “Dual frequency-comb ka-band Doppler backscattering system in LHD”, *High Temperature Plasma Diagnostics*, 2022, online, ポスター発表.
2. **T. Nasu**, T. Tokuzawa, T.I. Tsujimura, K. Ida, M. Yoshinuma, T. Kobayashi, K. Tanaka, M. Nakata, and LHD Experiment Group, “Cross-scale interaction between electron and ion scale turbulence”, *The 31st International Toki Conference on Plasma and Fusion Research*, 2022, online, ポスター発表.
3. **T. Nasu**, T. Tokuzawa, T. Kobayashi, M. Nakata, K. Ida, S. Inagaki, R. Yanai, M. Nishiura, K. Tanaka, M. Yoshinuma, A. Ejiri, I. Yamada, and LHD Experiment Group, “Observation of electron-scale turbulence threshold in LHD plasma”, *49th EPS conference on Plasma Physics*, Bordeaux, France, ポスター発表.
4. **T. Nasu**, T. Tokuzawa, M. Nakata, K. Ida, S. Inagaki, M. Nishiura, Y. Yoshimura, R. Yanai, K. Tanaka, M. Yoshinuma, T. Kobayashi, A. Ejiri, K.Y. Watanabe, I. Yamada, and LHD Experiment Group, “Electron-scale turbulence characteristics in LHD plasma”, *29th IAEA Fusion Energy Conference*, 2023, London, U.K., 査読付き口頭発表.
5. **T. Nasu**, T. Tokuzawa, M. Nakata, K. Ida, S. Inagaki, M. Nishiura, Y.

- Yoshimura, R. Yanai, K. Tanaka, M. Yoshinuma, T. Kobayashi, A. Ejiri, K.Y. Watanabe, I. Yamada, S. Maeyama, and LHD Experiment Group, “Investigation of cross-scale interaction between electron-scale and ion-scale turbulence in LHD”, *50th EPS conference on Plasma Physics*, 2024, Salamanca, Spain, ポスター発表.
6. **T. Nasu**, T. Tokuzawa, M. Nakata, S. Maeyama, Y. Nagashima, K. Ida, S. Inagaki, M. Nishiura, Y. Yoshimura, R. Yanai, S. Satake, M. Yoshinuma, K. Tanaka, T. Kobayashi, A. Ejiri, K.Y. Watanabe, I. Yamada, D. Nishimura, and LHD Experiment Group, “Experimental investigation for cross-scale interaction between electron-scale and ion-scale turbulence in Large Helical Device (LHD)”, *66th APS-DPP Annual Meeting*, 2024, Atlanta, U.S., ポスター発表.
7. **T. Nasu**, T. Tokuzawa, M. Nakata, S. Maeyama, Y. Nagashima, K. Ida, S. Inagaki, M. Nishiura, Y. Yoshimura, R. Yanai, S. Satake, M. Yoshinuma, K. Tanaka, T. Kobayashi, A. Ejiri, K.Y. Watanabe, I. Yamada, D. Nishimura, and LHD Experiment Group, “Investigation of cross-scale interaction between high-k and low-k turbulence in Large Helical Device (LHD)”, *51th EPS conference on Plasma Physics*, 2025, Vilnius, Lithuania, ポスター発表.

## 国内学会

1. **那須達丈**, 徳沢季彦, 後藤勇樹, LHD 実験グループ, “LHD プラズマの電子・イオンスケール乱流間相互作用と非等方性検証に向けた挑戦”, 日本物理学会 2021 年秋季大会, 2021, オンライン, 口頭発表.
2. **那須達丈**, 徳沢季彦, 後藤勇樹, LHD 実験グループ, “LHD プラズマの電子・イオンスケール乱流間相互作用の研究” 第 38 回 プラズマ・核融合学会 年会, 2021, オンライン, ポスター発表.
3. **那須達丈**, 徳沢季彦, 後藤勇樹, LHD 実験グループ, “LHD プラズマの電子・イオンスケール乱流間相互作用と非等方性検証に向けた挑戦 II” 日本物理学会 第 77 回 年次大会, 2022, オンライン, 口頭発表.
4. **那須達丈**, 徳沢季彦, 辻村亨, 居田克巳, 吉沼幹朗, 小林達哉, 田中謙治, 仲田資季, LHD 実験グループ, “LHD プラズマの電子・イオンスケール乱流間相互作用と非等方性検証に向けた挑戦 III”, 日本物理学会 2022 年秋季大会, 2022, 東京工業大学, 口頭発表.
5. **那須達丈**, 徳沢季彦, 辻村亨, 仲田資季, 居田克巳, 吉沼幹朗, 小林達哉, 田中謙治, 吉

- 村泰夫, LHD 実験グループ, “LHD プラズマの電子・イオンスケール乱流間相互作用と非等方性検証に向けた挑戦 IV”, 日本物理学会 2023 年春季大会, 2023, オンライン, 口頭発表.
6. **那須達丈**, 徳沢季彦, 仲田資季, 居田克巳, 吉沼幹朗, 小林達哉, 田中謙治, LHD 実験グループ, “LHD プラズマの電子・イオンスケール乱流間相互作用と非等方性検証に向けた挑戦 V”, 日本物理学会 第 78 回年次大会, 2023, 東北大学, 口頭発表.
  7. **那須達丈**, 徳沢季彦, 仲田資季, 居田克巳, 吉村泰夫, 矢内亮馬, 吉沼幹朗, 田中謙治, 小林達哉, LHD 実験グループ, “LHD における電子スケール乱流の特性研究”, 日本物理学会 2024 年春季大会, 2024, オンライン, 口頭発表.
  8. **那須達丈**, 徳沢季彦, 仲田資季, 前山伸也, 小林達哉, 永島芳彦, 居田克巳, 西村大輝, 稲垣滋, 西浦正樹, 吉村泰夫, 矢内亮馬, 佐竹真介, 吉沼幹朗, 田中謙治, 江尻晶, 渡邊清政, 山田一博, LHD 実験グループ, “トロイダルプラズマの電子・イオンスケール乱流間相互作用研究”, 日本物理学会 2025 年春季大会, 2025, オンライン, 口頭発表.
  9. **那須達丈**, 徳沢季彦, 仲田資季, 前山伸也, 永島芳彦, 居田克巳, 稲垣滋, 西浦正樹, 吉村泰夫, 矢内亮馬, 佐竹真介, 吉沼幹朗, 田中謙治, 小林達哉, 江尻晶, 渡邊清政, 山田一博, 西村大輝, LHD 実験グループ, “LHD における電子・イオンスケール乱流の  $T_e/T_i$  依存性”, 第 42 回 プラズマ・核融合学会 年会, 2025, 京都工芸繊維大学 松ヶ崎キャンパス, 口頭発表.

## 受賞歴

1. Best Student Presentation Award, The 31st international Toki Conference on Plasma and Fusion Research, 2022.
2. ベストディスカッション賞, 第 22 回若手研究者のためのサマースクール, 2022.
3. 日本物理学会学生優秀発表賞, 日本物理学会 第 78 回年次大会, 2023.
4. 第 9 回学生優秀発表賞, 核融合科学研究所大学院コロキウム, 2023.
5. 日本物理学会学生優秀発表賞, 2024 年日本物理学会春季大会, 2024.
6. 第 42 回年会若手学会発表賞, 第 42 回 プラズマ・核融合学会 年会, 2025.

## 海外での研究経歴

2024 年 1 月 22 日–2024 年 2 月 16 日 ドイツ・グライフスヴァルトの Max Plank Institute for Plasma Physics にて W7-X のデータ解析を行う。

2024年9月16日-2024年11月22日 アメリカ・サンディエゴの General Atomics 社にて、DIII-D のデータ解析及び実験提案を行う。

2025年6月30日-2025年7月3日 アメリカ・サンディエゴの General Atomics 社にて、DIII-D 実験を行う。

2025年12月17日-2025年12月18日 オンラインで DIII-D での実験を行う。

# 謝辞

初めに、懇切丁寧にここまで指導していただき、博士研究をまとめるために根気強くサポートしていただいた主任指導教員である徳沢季彦教授に厚く御礼を申し上げます。本研究の基盤であるミリ波を用いた計測の技術について、その開発から運用、信号処理の手法まで初学者であった私に丁寧に教えていただいたのみならず、研究者としての振る舞い方、話し方、文章の書き方など、良き研究者となるための教育も惜しまずに施してくださいました。改めてありがとうございました。また、副指導教員の小林達哉准教授には、乱流計測、相関解析及び熱輸送解析の手法について丁寧にご教示いただき、ときに研究者としてのお酒の飲み方も教えていただきました。3年次まで副指導教員であった駒澤大学の仲田資季准教授には、GKVコードの使い方及び乱流理論について初学者に分かりやすい描像を持って教えていただき、学会では良き友人として交流していただきました。お二人にも御礼申し上げます。また、本論文を完成させる上での確かつ重要な議論とコメントをいただいた審査員の京都大学の稲垣滋教授、日本大学の佐々木真准教授、NIFSの榊原悟教授、前山伸也准教授及び徳沢季彦教授には格別の御礼を申し上げます。西村大輝助教には、乱流理論や計測に関して議論を交わしていただいた他、LHD実験においても助けていただきました。居田克巳特任教授には、折に触れて特別のご高配を賜り、様々な観点からの助言を下さって私の研究の視野を広げていただきました。榊原悟教授は専攻長として学生生活の支援をしてくださり、特に1年次で研究を始める際の所内でのコミュニケーションのサポートは非常に助かりました。お三方にも多大な感謝を申し上げます。

LHD実験に関して、さらに沢山の方々からのサポートをいただきました。本研究では電子加熱を主とするためECHのオペレーションには*off-axis*入射といった複雑な要求がありました。吉村泰夫博士をはじめ、辻村亨博士、高橋裕己准教授、西浦正樹准教授、伊神弘恵准教授、釧持尚輝准教授及び矢内亮馬助教にはECHのオペレーションにおいて沢山の助言やサポートをいただきました。また、高橋裕己准教授には高イオン温度でのオペレーションの手法についてご教示いただきました。NBIについては、永岡賢一教授にご教示いただき、助言やサポートをいただきました。また、計測に関しても非常に多種の計測システムのオペレーションが必要であり、沢山の方々からのサポートをいただきま

した。磁場計測に関しては榊原悟教授及び武村勇輝助教に、トムソン散乱計測に関しては山田一博准教授、鈴木千尋准教授及び舟場久芳助教に、CXS に関しては吉沼幹朗准教授にそれぞれご教示及びサポートをいただきました。また、本論文では示しませんでした。また、実効電荷数  $Z_{\text{eff}}$  計測に関しては後藤基志教授及び川本靖子助教に、HIBP に関しては西浦正樹准教授及び清水昭博助教に、位相コントラストイメージング (PCI) に関しては、田中謙治教授、木下稔基助教及び酒井彦那博士にサポートいただきました。粒子供給の面でも、ガスパフの制御に関しては長原一樹氏に多大なご協力をいただき、また炭素ペレット供給に関しては後藤基志教授及び東北大学の石鉄太郎准教授に、トレーサー内蔵固体ペレット (TESPEL) に関してはマックス・プランク・プラズマ物理研究所の田村直樹博士にご協力をいただきました。またその他にも LHD のオペレーションを行ってくださった LHD 実験グループの皆様も含めて、これらの方々には厚く御礼を申し上げます。

信号処理の面で、相関解析の手法について小林達哉准教授に加えて九州大学の永島芳彦准教授にご教示を賜りました。GKV コードによるシミュレーション手法とミクロスケール乱流の理論に関しては、仲田資季准教授に加えて沼波政倫教授及び前山伸也准教授にご教示いただきました。また、MHD の揺動理論に関しては市口勝次教授及び小川国大准教授に、MHD 平衡のシミュレーションで用いる VMEC コードに関しては佐竹真介准教授及び關良助教に学びました。御礼申し上げます。

技術的なサポートとして、ミリ波後方散乱計のシステム開発におけるミラー製作に関しては、技術部の岡田光司氏、清水貴史氏及び横田光弘氏にお世話になりました。LHD の装置工学や真空技術などに関しては、村瀬尊則氏、田上裕之氏及び中川翔氏にもご教示いただきました。また、英語でのコミュニケーションや論文作成のサポートには Byron Peterson 教授及び Stephen Carr 氏にお世話になりました。他にも、坂本隆一教授、磯部光孝教授、横山雅之教授、伊藤篤史准教授、向井啓祐准教授、向井清史准教授及び小林真准教授には日々の生活の中で気にかけていただきました。誠にありがとうございます。

外部の大学や研究機関所属の方々には、学会などで乱流に関する種々の議論をしていただき、私の視野を広げてくださいました。伊藤公孝博士、京都大学の村上定義教授、本多充教授、福山敦教授、長崎百伸教授及び成田絵美博士、東京大学の江尻晶教授、名古屋大学の渡邊智彦教授及び河内裕一助教、九州大学の小菅佑輔准教授及び西澤敬之助教、量子科学技術研究開発機構 (QST) の吉田麻衣子博士、若月琢馬博士及び柳原洸太博士には日ごろからの実りある議論の数々に感謝申し上げます。

残念ながら本論文には含まれられませんでした。博士課程の在籍期間中、ドイツのマックス・プランク・プラズマ物理学研究所及びアメリカのジェネラル・アトムクス社に長期滞在して共同研究を行いました。その際に、ドイツで受け入れていただきマイクロ波による揺動計測を学ばせていただいた Thomas Windisch 博士及び Gavin M Weir 博士に大変感謝申し上げますとともに、現地での生活をサポートしていただいた西澤敬之助教及び田

村直樹博士にも御礼申し上げます。また、アメリカにおいて受け入れていただき、マイクロ波揺動計測の学習に加えて DIII-D での実験のサポートをしていただいた UCLA の Rongjie Hong 博士、Terry Rhodes 博士、Lothar Schmitz 博士、Sattyajit Chowdhury 博士、Neal A. Crocker 博士、Valerian Hall-Chen 博士及び Geroge McKee 博士に加えて実験を行って下さった DIII-D Team 並びに現地での生活をサポートしてくださった秋山毅志博士及び若月琢馬博士に厚く御礼申し上げます。

日ごろからよき理解者であり、学会等ではできない地道な議論を共にしてくれた学友たちにも感謝を申し上げます。先輩として高いレベルの議論で導いてくださった木下稔基氏、西本守氏、中山智成氏、彌富豪氏、酒井彦那氏及び杉山吏作氏、同期として日ごろから共に議論を重ねた Joseph John Simons 氏、戸田悠斗氏、加藤鉄志氏、藤井洸太郎氏、熊井光氏、島本知輝氏及び Paenthong Worathat 氏、また、鈴木優也氏や松岡聖人氏など交流してくれた後輩の学生たちにも多大な感謝を申し上げます。所属は異なりますが、学会等でよく交流をしていただいた同期の瀬戸拓実氏、松本あずさ氏、奥田修平氏、西村涼汰氏、吉村溪冴氏及び稲垣秦一郎氏にも御礼を申し上げます。また、総研大の受講や論文審査などの事務処理に携わってくださった大学院連携系の河合小奈恵様、林友美様、瀬田愛様、兼松千絵様、柴田貴子様及び宮本夏実様、出張や物品購入など研究に関わる事務処理を行ってくださった事務員の入野多佳美様、山口美鈴様、吉田佳代様及び渡辺雅代様にも御礼申し上げます。

この研究は、科研費 (23H01161、21H04973 及び 19H01880)、NIFS 共同研究 (ULPP027、KIPP019 及び LHD115) の後援の下での NIFS LHD プロジェクトの助成金及び九州大学応用力学研究所 (RIAM) との共同研究から部分的に支援を受けました。また、日米科学技術協力事業核融合分野、未来エネルギー研究協会及び磁場の多様性が拓く超高温プラズマダイナミクスと構造形成の国際拠点形成 (PLADyS) からの支援を受けました。これらの経済的支援に関して多大な感謝を申し上げます。

本研究の結果を支持する LHD のデータは LHD データリポジトリ ([https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/Repository\\_en.html](https://www-lhd.nifs.ac.jp/pub/Repository_en.html)) にて公開されています。本研究のシミュレーションにおいては、QST 六ヶ所フュージョンエネルギー研究所にある国際核融合エネルギー研究センター (IFERC) の計算機シミュレーションセンター (CSC) と、NIFS が共同で運用しているスーパーコンピュータシステム、プラズマシミュレータ“双星”を用いました。これらの運用に携わっている皆様につきましても大変御礼を申し上げます。

最後に、経済的にも厳しい中私をここまで育て、博士課程への進学を許し、支援してくれた両親並びに家族に感謝申し上げ、結びといたします。



# 付録

本研究では、電子スケール乱流及びイオンスケール乱流の直接相互作用の検証のため、バイコヒーレンス解析などの相関解析を行った。本文に盛り込むことはできなかったが、次ページ以降に過去の発表資料を添付する形でその記録を残す。付録 A には、電子スケール乱流とイオンスケール乱流の同時計測を行った別の放電例を、2023 年の 29th IAEA Fusion Energy Conference で発表した報告書の添付によって示す。付録 B には、本文とは異なる、接線方向への NBI を用いた放電におけるバイコヒーレンス計算の例を示すために、日本物理学会 2025 年春季大会の発表資料を添付する。付録 B においては、発表時、電子スケール乱流とイオンスケール乱流がマッチング条件をみたすような場合に有意な非線形相関が存在すると考察していたが、その後データを再検討し、サンプル数を無限大に増やした極限では有意とは限らないという結論になった。

付録 A: 29th IAEA Fusion Energy Conference で発表した pre-print

付録 B: 日本物理学会 2025 年春季大会の発表資料

NASU et al.

**ELECTRON-SCALE TURBULENCE CHARACTERISTICS IN LHD PLASMA**

T. NASU  
The Graduate University of Advanced Studies (SOKENDAI)  
Toki, Japan  
Email: [nasu.tatsuhiko@nifs.ac.jp](mailto:nasu.tatsuhiko@nifs.ac.jp)

T. TOKUZAWA, M. NAKATA, K. IDA, T. KOBAYASHI  
National Institutes of Natural Sciences, National Institute for Fusion Science  
The Graduate University of Advanced Studies (SOKENDAI)  
Toki, Japan

S. INAGAKI  
Institute of Advanced Energy, Kyoto University  
Uji, Japan

Y. YOSHIMURA  
National Institute for Quantum Science and Technology  
Naka, Japan

M. NISHIURA, K. TANAKA, R. YANAI, M. YOSHINUMA, K.Y. WATANABE, I. YAMADA  
National Institutes of Natural Sciences, National Institute for Fusion Science  
Toki, Japan

A. EJIRI  
Graduate School of Frontier Sciences, The University of Tokyo  
Kashiwa, Japan

**Abstract**

By measuring high wavenumber turbulence in the Large Helical Device, we found that (i) electron-scale turbulence (microscopic turbulence with a scale of about the electron Larmor radius) steeply increases with normalized electron-temperature gradient  $R_{av}/L_{Te}$  under widely ranging  $R_{av}/L_{Te}$  from -2 to 12 and a constant electron temperature and (ii) the turbulence exists even with zero local  $R_{av}/L_{Te}$ . In addition, to investigate the interaction of electron-scale turbulence with ion-scale turbulence, we enabled measurement of electron-scale and ion-scale turbulences simultaneously at the same position and attained a relation between both. (iii) Correlated changes in the electron-scale turbulence intensity and the ion-scale turbulence intensity were observed with additional ECH power injection. The result suggests that the ion-scale turbulence is dominant and the electron-scale turbulence is influenced by the former.

**1. INTRODUCTION**

It is expected to understand the physical properties of electron-scale turbulence because it is thought to have adverse effects in future nuclear burning plasmas where electron heating by alpha particle will dominate. In some tokamaks, such as JET, TCV, and AUG, it has been known that electron heat transport deteriorates rapidly when the electron temperature gradient exceeds a certain threshold [1]. This is thought to be due to the excitation of the electron temperature gradient (ETG) mode [2], but the experimental growth of the ETG mode itself has not been confirmed in their experiments. Breaking through the stiffness of this temperature gradient is expected to extend the plasma parameters to a higher temperature range [3-5]. It is important to experimentally verify whether electron-scale turbulence actually intensifies as the temperature gradient steepens. We have developed a turbulence measurement system in this electron-scale regime, applied it to the Large Helical Device (LHD), performed experiments with controlled local electron temperature gradients, and observed the response of turbulence intensity in detail.

On the other hand, the magnitude of turbulence with higher wavenumbers may be affected not only by the growth of instability in those wavenumbers, but also by turbulence with much lower wavenumbers. In addition, recent progress in theoretical simulations using super computers have pointed out the importance of a cross-scale response [6]. To experimentally investigate how turbulence responds in different wavenumber regimes, each turbulence observation system must be installed in the same location. In this study, this was accomplished by installing the relevant instruments.

In this paper, we show the results of the investigation of electron-scale turbulence properties. These properties and the normalized electron temperature gradient dependence are described in Section 2. The cross-scale interaction with ion-scale turbulence is described in Section 3 and summarized in Section 4.

## 2. INVESTIGATION OF NORMALIZED ELECTRON TEMPERATURE GRADIENT DEPENDENCE

### 2.1. Method

Investigated plasma experiments for clarifying electron-scale turbulence characteristics with varying normalized electron temperature gradient  $R_{ax}/L_{Te}$  were carried out, where  $R_{ax} = 3.60$  m was the major radius of the magnetic axis,  $L_{Te} = T_e / (-\nabla T_e)$  was the electron-temperature scale length,  $-\nabla T_e = -\partial T_e / \partial r_{eff}$ , and  $r_{eff}$  was the effective minor radius. In these experiments, only the electron temperature gradient was tried to vary under the constant electron temperature  $T_e$  to reduce the influence from varying  $T_e/T_i$ , (here  $T_i$  was ion temperature). Several combination patterns of Electron Cyclotron Heating (ECH) injection power of on-axis ECH at  $r_{eff}/a_{99} \sim 0.2$  and off-axis ECH at  $r_{eff}/a_{99} \sim 0.6$  were scanned, as shown in Table 1. The magnetic field strength was  $B_t = 2.75$  T on the magnetic axis. We succeeded in controlling the ECH power within six conditions in four discharges (#184508, #184509, #184514, and #184516). Peaked, flattened, or hollowed electron temperature profiles were observed at location  $r_{eff}/a_{99} \sim 0.5$ , as shown in Fig. 1 (a), where  $a_{99}$  represented the effective minor radius where 99% of plasma kinetic energy was enclosed. In addition, after sufficient ECH time (400 ~ 600 ms), neutral beams were injected perpendicularly for 20 ms to measure ion temperatures and E×B velocities by charge exchange spectroscopy.

As a result, we achieved widely ranging  $-\nabla T_e$  from -2 to 9 keV/m with relatively narrow ranges of  $T_e = 2.3 \pm 0.3$  keV, as shown in Fig. 1 (b). Its range corresponded to that of  $R_{ax}/L_{Te}$  from -2 to 12. The following other parameters were also constant: electron density  $n_e = 1.8 \pm 0.2 \times 10^{19}$  m<sup>-3</sup>, electron density gradient  $-\nabla n_e = -1 \pm 1 \times 10^{19}$  m<sup>-4</sup>,  $T_i = 0.95 \pm 0.02$  keV, and ion temperature gradient  $-\nabla T_i = 1.3 \pm 0.3$  keV/m, as shown in Fig. 1 (c) and (d).

TABLE 1. Experimental conditions of on- and off-axis ECH injection power

	On-axis ECH power	Off-axis ECH power
cond. 1	2.508 MW	-
cond. 2	1.522 MW	-
cond. 3	1.522 MW	0.986 MW
cond. 4	0.799 MW	0.723 MW
cond. 5	0.799 MW	1.709 MW
cond. 6	-	2.508 MW

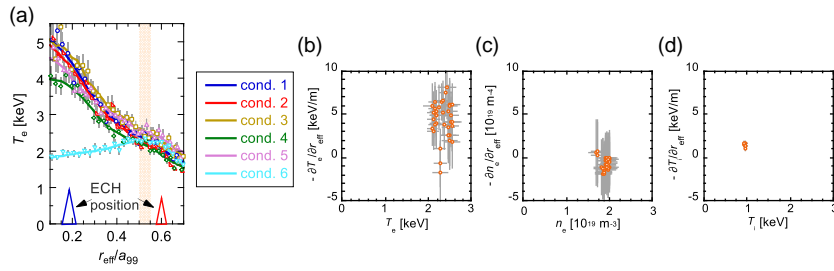


FIG. 1. (a) Electron temperature profiles under each different ECH injection power condition shown in Table 1 and schematics of on- and off-axis ECH injection positions. Orange hatched area stands for turbulence observation position. (b) Observed electron temperature gradient as function of each electron temperature, (c) electron density gradient as function of each electron density, and (d) ion temperature gradient as function of each ion temperature at turbulence observation position.

NASU et al.

## 2.2. Result

We obtained dependence of electron-scale turbulence intensity and gyro-Bohm normalized electron-heat flux  $q_e^{\text{GB}} = q_e / (n_e T_e c_s \rho_s^2 / R_{ax}^2)$  on  $R_{ax}/L_{Te}$ , where  $q_e$  is the electron heat flux,  $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ ,  $\rho_s = m_i c_s / e B_1$ , and  $e$  is the electron charge. Figure 2 (a) shows electron-scale turbulence intensity dependence on  $R_{ax}/L_{Te}$ . The red flat line means the background levels of the signals. Here the electron-scale turbulence intensity is measured by the millimetre-wave backscattering (BS) system [5]. 90 GHz millimetre waves are injected from the horizontally outboard port to the torus centre and the corresponding electron scattering wave is received. The observed wavenumber is  $k_{\perp} \sim 34 \text{ cm}^{-1}$  ( $k_{\perp} \rho_e \sim 0.14$ , where  $\rho_e$  is electron thermal gyro radius). The perturbation amplitude of the frequency spectrum of the BS scattered signal integrated over 150 - 490 kHz is used as an indicator of the electron-scale turbulence intensity. Figure 2 (b) also shows  $q_e^{\text{GB}}$  dependence on  $R_{ax}/L_{Te}$ . It is found that the electron-scale turbulence intensity increases steeply with increasing  $R_{ax}/L_{Te}$ .  $q_e^{\text{GB}}$  also increases steeply with increasing  $R_{ax}/L_{Te}$ . These steep increases from the range of  $R_{ax}/L_{Te} > 7$  seem to match the ETG turbulence threshold physics phenomenon. In addition, since a finite turbulence intensity is observed even when electron-temperature gradient is zero, it indicates that electron-scale turbulence significantly exists even in a zero local electron temperature gradient.

We investigated the linear instability growth-rate by linear gyrokinetic simulation using GKV code in these experimental conditions [10]. Experimental observations of  $n_e = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_i = 1 \text{ keV}$ ,  $R_{ax}/L_{ne} = -2$ , and  $R_{ax}/L_{Ti} = 6$  and vacuum magnetic field configurations were used as the input parameters in the GKV code calculation. The parameters of  $T_e/T_i$  and  $R_{ax}/L_{Te}$  were scanned to investigate the characteristics of the instabilities and determined to be unstable with a positive growth-rate and stable with a negative growth-rate at the observed wavenumber  $k_{\perp} \rho_e = 0.14 \pm 0.05$ . Figure 3 shows the estimated stable and unstable conditions, by green solid circles and purple solid squares, respectively, and representative measured conditions, by red open circles. The smaller  $T_e/T_i$ , the smaller the  $R_{ax}/L_{Te}$  threshold for instability becomes, and vice versa. These threshold properties indicate that this instability is the ETG instability. The experimental observed point encircled by the pink circle is within the unstable region. Therefore, the experimental results are consistent with the ETG instability properties predicted in the high  $R_{ax}/L_{Te}$  region. On the other hand, electron-scale turbulence in the low  $R_{ax}/L_{Te}$  region exists, shown in Fig. 2 (a) and it seems not to be ETG turbulence because the point encircled by the light blue circle is within the stable region in Fig. 3. Therefore, further analysis is needed to determine the origin of the turbulence in this low  $R_{ax}/L_{Te}$  region.

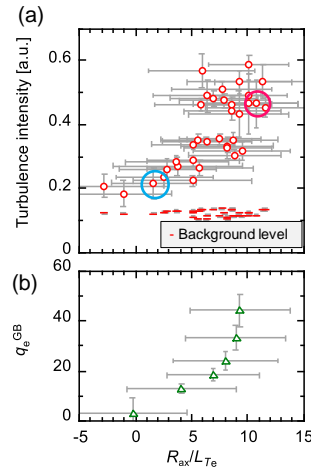


FIG. 2. Dependences of (a) electron-scale turbulence intensity and (b) gyro-Bohm normalized electron heat flux on normalized electron temperature gradient  $R_{ax}/L_{Te}$ , where red open circles, red bars, and green open triangles stand for turbulence intensity, background signal intensity, and electron heat flux, respectively. Data surrounded by light blue or pink circles corresponds to that surrounded by same color circles in Fig. 3.

IAEA-CN-316/1802

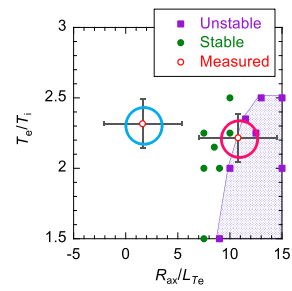


FIG. 3. Unstable and stable region estimated by results of linear gyrokinetic simulation with representative measured conditions of  $T_e/T_i$  and  $R_{ax}/L_{Te}$ , where green solid circles, purple solid squares, and red hollow circles stand for stable conditions, unstable conditions, and representative measured conditions, respectively. Whether stable or unstable, determined by whether linear growth-rate positive or negative at observed wavenumber  $k_{\perp} \rho_e = 0.14 \pm 0.05$ . Data surrounded by light blue or pink circles corresponds to that surrounded by same color circles in Fig. 2 (a).

NASU et al.

## 3. CROSS-SCALE INTERACTION WITH ION-SCALE TURBULENCE

## 3.3. Method

In order to study the cross-scale interaction between electron-scale and ion-scale turbulences, newly enabled measuring electron-scale and ion-scale turbulences were used simultaneously at the same point, by the combined operation of a BS and Doppler backscattering (DBS) system [6,7]. Since the receiving antenna of the BS is steerable to control observed positions radially, while the DBS takes a multi-frequency channel system to observe multiple positions radially, we steered the receiving BS antenna shot by shot and then attained a simultaneous measurement at the same position. Experiments were conducted in the magnetic axis  $R_{ax}=3.60$  m and the magnetic field strength  $B_t = 2.75$  T. As shown in Fig. 4, to exploit the difference in the  $T_e/T_i$  dependence of electron-scale and ion-scale turbulence and to investigate the interaction between them, on-axis ECH was controlled to increase only core  $T_e$  significantly, while keeping  $n_e$ ,  $T_i$ ,  $R_{ax}/L_{Te}$ ,  $R_{ax}/L_{ne}$ , and  $R_{ax}/L_{Ti}$  constant. Simultaneous observations of the electron-scale and ion-scale turbulence intensities at the same location  $r_{eff}/a_{99} \sim 0.9$  allowed us to observe spontaneous changes after additional ECH injections. The observed wave numbers were  $k_{\perp}\rho_i \sim 5$  and  $k_{\perp}\rho_i \sim 0.5$  for the electron-scale and ion-scale turbulence, respectively, where  $\rho_i$  was the ion thermal gyro radius. Here the ion-scale turbulence intensity was estimated by the perturbation amplitudes of the frequency spectrum in the DBS signal integrated over 30 - 150 kHz. Note that the integrated frequency range had little effect on the following results.

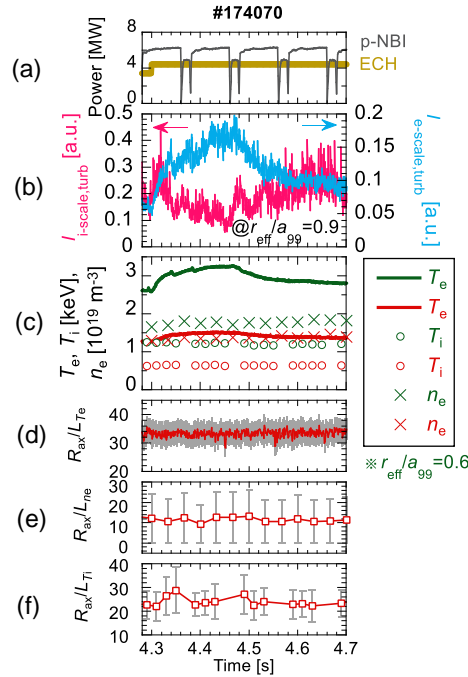


FIG. 4. Temporal behaviours of (a) NBI (grey) and ECH (yellow) input power, (b) ion-scale (pink) and electron-scale (light blue) turbulence intensities, (c) electron temperature (lines), ion temperature (open circles) and electron density (x symbols), (d) normalized electron temperature gradient, (e) normalized electron density gradient, and (f) normalized ion temperature gradient. Electron-scale and ion-scale turbulence measured at  $r_{eff}/a_{99} = 0.9$ . Red lines or makers in (c) - (f) mean measured at  $r_{eff}/a_{99} = 0.9$  while green lines or makers mean at  $r_{eff}/a_{99} = 0.6$  for reference.

### 3.4. Result

The intensities of the two turbulences were observed to begin changing in synchrony just after additional ECH power injection. The relationship between the two turbulences is plotted in Fig. 5 (a). Initially, the electron-scale turbulence intensity increased with the ion-scale turbulence intensity (4.30 - 4.32 s). Then, it increased while the ion-scale turbulence intensity decreased (4.32 - 4.46 s) and decreased while the ion-scale turbulence intensity increased (4.46 - 4.70 s). The correlation coefficients between electron-scale turbulence intensity and ion-scale turbulence intensity are 0.74 in 4.30 - 4.32 s, -0.60 in 4.32 - 4.46 s, and -0.57 in 4.46 - 4.70 s, respectively. The relationship clearly changes from a positive correlation to a negative one at 4.32 s. The responses as a function of  $T_e/T_i$ , as shown in Fig. 5 (b) and (c), are that the electron-scale turbulence intensity increases monotonically, while the ion-scale turbulence intensity increases and then decreases. We also carried out linear gyrokinetic simulation also in this experiment. As a result, the linear growth-rate  $\gamma$  decreases with increasing  $T_e/T_i$  under the constant  $R_{ax}/L_{Te}$  in the electron-scale whereas there is no significant change in the ion-scale growth-rate, as shown in Fig. 5 (b) and (c). Contradictory  $T_e/T_i$  dependence between the growth-rate and the observed turbulence intensity will be examined by further numerical analyses.

Next, we explored the origin of this phenomenon. Figure 6 shows zoomed temporal behaviours of electron-scale turbulence intensity and ion-scale turbulence intensity from 4.3 s to 4.5 s. The electron-scale turbulence and the ion-scale turbulence show a relation which the ion-scale turbulence intensity changes first, followed by the electron-scale turbulence intensity. Near 4.32 s, the ion-scale turbulence intensity first starts decreasing. Just after that, the electron scale turbulence intensity increases after a moment of stagnation. This increase occurs 8 ms after the ion-scale turbulence intensity starts decreasing. Near 4.46 s, the ion-scale turbulence intensity first starts increasing too. Then, the electron-scale turbulence intensity starts decreasing with a delay of 16 ms. Therefore, in this condition, the ion-scale turbulence is dominant, and the electron-scale turbulence is thought to have been affected by it. In addition, the time delay when the electron-scale turbulence intensity increases is smaller than the time delay when the electron-scale turbulence intensity decreases.

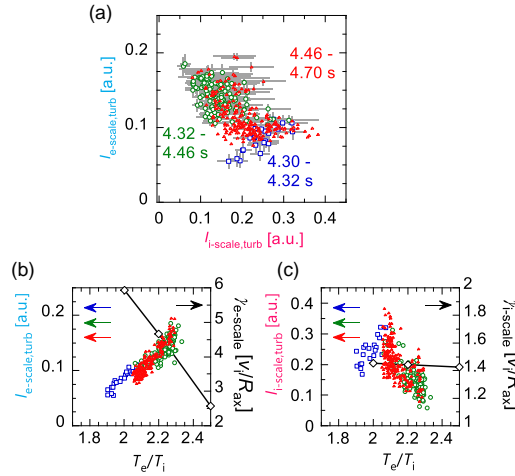


FIG. 5. (a) Relationship of electron-scale turbulence intensity to ion-scale turbulence intensity, (b) relationship of electron-scale turbulence intensity (left axis) and electron-scale linear growth-rate estimated by linear gyrokinetic simulation (black diamond, right axis) to electron to ion temperature ratio  $T_e/T_i$ , and (c) relationship of ion-scale turbulence intensity (left axis) and ion-scale linear growth-rate estimated by linear gyrokinetic simulation (black diamonds, right axis) to  $T_e/T_i$ . Blue, green, and red points represent ones measured from 4.30 s to 4.32 s, 4.32 s to 4.46 s, and 4.46 to 4.70 s, respectively.

NASU et al.

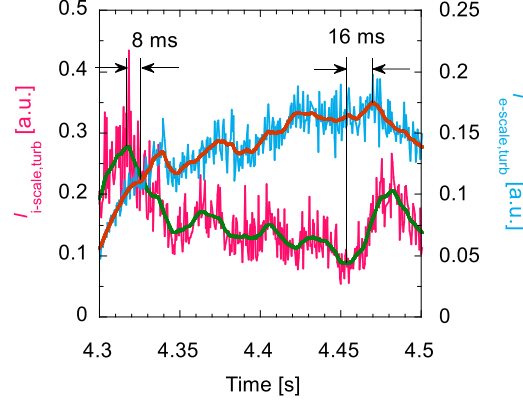


FIG. 6. Zoomed temporal behaviours of ion-scale (pink) and electron-scale (light blue) turbulence intensities. Orange and green curves moving averaged curves of electron-scale and ion-scale turbulence intensities, respectively.

#### 4. CONCLUSION

Since understanding of electron-scale turbulence characteristics whose adverse influence is worried about for future nuclear burning plasmas, in which electron heating by  $\alpha$ -particles will be the dominant process, we investigated electron-scale turbulence characteristics at the LHD. To investigate the electron-scale turbulence behaviour with changing  $R_{ax}/L_{Te}$ , widely ranging  $R_{ax}/L_{Te}$  from -2 to 12 under constant  $T_e$ ,  $n_e$ ,  $T_i$ ,  $R_{ax}/L_{me}$ , and  $R_{ax}/L_{Ti}$  were attained by controlling on-axis and off-axis ECH power injection. As a result, electron-scale turbulence intensity steeply increased with increasing  $R_{ax}/L_{Te}$  together with the gyro-Bohm normalized electron heat flux. These turbulence characteristics in the high  $R_{ax}/L_{Te}$  region are consistent with the nature of the ETG mode. Moreover, it was found that even at  $R_{ax}/L_{Te} = 0$ , electron-scale turbulence (not ETG turbulence) significantly existed but further analysis is needed to determine the origin of the turbulence in this low  $R_{ax}/L_{Te}$  region. To investigate the influence of cross-scale interaction with ion-scale turbulence, the simultaneous observations of electron-scale and ion-scale turbulence intensity at the same location were carried out. After the additional ECH injection, both electron-scale and ion-scale turbulence intensities showed positive and negative correlations. From the time response, it is suggested that the ion-scale turbulence is dominant and electron-scale turbulence is influenced by the ion-scale turbulence in this plasma condition. Because the importance of multi-scale interaction between electron-scale and ion-scale turbulences has been pointed out by recent progress in theoretical simulations using super computers, this research promises further progress on micro-scale turbulence study.

This research suggests that at least two perspectives are needed to characterize and understand electron-scale turbulence: 1) the effects of ETG instability due to the growth of electron-scale turbulence and 2) the possibility that cross-scale interactions due to ion-scale turbulence can affect the suppression and the excitation of electron-scale turbulence.

#### ACKNOWLEDGEMENTS

This work was partially supported in part by KAKENHI (Nos. 21H04973, 23H01161 and 19H01880), by a budgetary Grant-in-Aid from the NIFS LHD project under the auspices of the NIFS Collaboration Research Program (ULPP027 and KIPP019), and by the collaboration programs of the RIAM of Kyushu University. We would like to thank Drs. T. I. Tsujimura, S. Maeyama, T.H. Watanabe, and K. Itoh for their fruitful advice and suggestions.

## REFERENCES

- [1] MARIANI, A. *et al*, Experimental investigation and gyrokinetic simulations of multi-scale electron heat transport in JET, AUG, TCV, Nucl. Fusion **61** (2021) 116071.
- [2] MANTICA, P. *et al*, The role of electron-scale turbulence in the JET tokamak: experiments and modelling, Nucl. Fusion **61** (2021) 096014.
- [3] IDA, K. *et al*, Reversal of intrinsic torque associated with the formation of an internal transport barrier, PRL **111** (2013) 055001.
- [4] HILLESHEIM, J.C. *et al*, Observation of a critical gradient threshold for electron temperature fluctuations in the DIII-D tokamak, PRL **110** (2013) 045003.
- [5] KIN, F. *et al*, Experimental evaluation of avalanche type of electron heat transport in magnetic confinement plasmas, Nucl. Fusion **63** (2023) 016015.
- [6] MAEYAMA, S. *et al*, Multi-scale turbulence simulation suggesting improvement of electron heated plasma confinement, Nature comm. **13** (2022) 3166.
- [7] TOKUZAWA, T. *et al*, W-band millimeter-wave back-scattering system for high wavenumber turbulence measurements in LHD, Rev. Sci. Instrum. **92** (2021) 043536.
- [8] TOKUZAWA, T. *et al*, Microwave frequency comb Doppler reflectometer applying fast digital data acquisition system in LHD, Rev. Sci. Instrum. **89** (2018) 10H118.
- [9] NASU, T. *et al*, Receiver circuit improvement of dual frequency-comb ka-band Doppler backscattering system in the large helical device (LHD), Rev. Sci. Instrum. **93** (2022) 113518.
- [10] WATANABE, T.H., SUGAMA, H., Velocity-space structures of distribution function in toroidal ion temperature gradient turbulence, Nucl. Fusion **46** (2004) 24.

20aB1-11

## トロイダルプラズマの電子・イオン スケール乱流間相互作用研究

那須達文<sup>A,B</sup>, 徳沢季彦<sup>A,B,C</sup>, 仲田資季<sup>D</sup>, 前山伸也<sup>B</sup>, 小林達哉<sup>A,B,C</sup>, 永島芳彦<sup>C</sup>, 居田克巳<sup>B</sup>, 西村大輝<sup>B</sup>,  
稲垣滋<sup>E</sup>, 西浦正樹<sup>B,F</sup>, 吉村泰夫<sup>G</sup>, 矢内亮馬<sup>B</sup>, 佐竹真介<sup>B</sup>, 吉沼幹朗<sup>B</sup>, 田中謙治<sup>B</sup>, 江尻晶<sup>F</sup>, 渡邊清政<sup>B,H</sup>,  
山田一博<sup>B</sup>, LHD 実験グループ

総研大<sup>A</sup>, 核融合研<sup>B</sup>, 九大応力研<sup>C</sup>, 駒沢大<sup>D</sup>, 京大エネ研<sup>E</sup>, 東大新領域<sup>F</sup>, 量子研<sup>G</sup>, 名大工<sup>H</sup>

This work was partially supported in part by KAKENHI (Nos. 23H01161, 21H04973, and 19H01880), by a budgetary Grant-in-Aid from the NIFS LHD project under the auspices of the NIFS Collaboration Research Program (ULPP027, KIPP019, and LHD115), and by the collaboration programs of the RIAM of Kyushu University. Additional support was provided by Japan/U.S. Cooperation in Fusion Research and Development, and Future Energy Research Association. We would like to thank Drs. T.I. Tsujimura, T.H. Watanabe, and K. Itoh for their fruitful advice and suggestions.

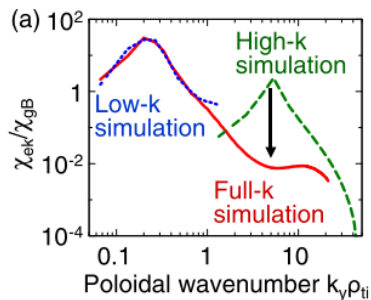
2025/4/17

日本物理学会 2025年春季大会 2025年3月18日(火)~21日(金) (オンライン)

1

### 電子・イオンスケール乱流間相互作用は実験的に未解明である

- ITERや原型炉等の核燃焼プラズマでは、 $\alpha$ 粒子による電子加熱が支配的となり、電子温度勾配の駆動する電子スケール乱流による影響が無視できなくなる可能性がある。
  - 電子・イオンスケール乱流間相互作用によって、イオンスケール乱流輸送が従来のモデルによる予想と異なる可能性がある。
  - 電子・イオンスケール乱流間相互作用の存在は、近年のシミュレーション研究によって明らかになってきたが、実験的検証はほとんどない。
- 電子・イオンスケール乱流間相互作用を実験的に検証し、その存在やプラズマに及ぼす効果を確かめる。



S. Maeyama  
*et al. PRL*  
114, 255002  
(2015)

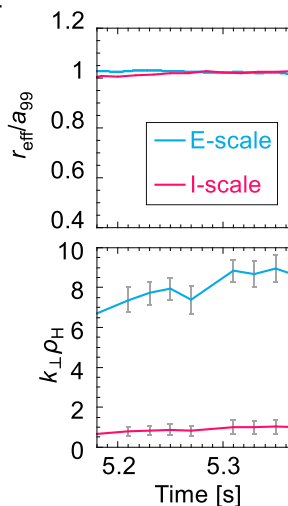
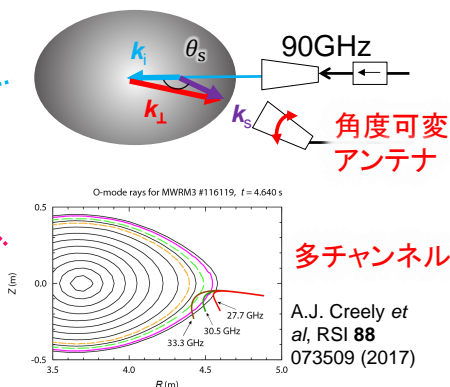
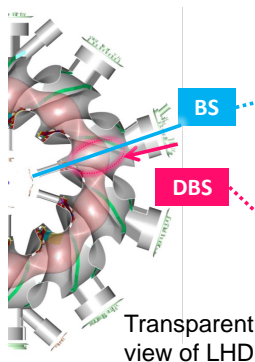
2025/4/17

日本物理学会 2025年春季大会 2025年3月18日(火)~21日(金) (オンライン)

2

## 電子・イオンスケールの同時計測は、ミリ波後方散乱計とドップラー反射計の組み合わせによって行った

- ミリ波後方散乱計(BS)の受信アンテナの角度調整と、ドップラー反射計(DBS)の径方向多点計測を組合せた計測を行った。
  - ✓  $\rho \sim 1$  での同時計測に達成
  - ✓ 波数  $k_{\perp}\rho_i = \text{E-scale: } 7 - 9, \text{ I-scale: } \sim 1,$



2025/4/17

日本物理学会 2025年春季大会 2025年3月18日(火)~21日(金) (オンライン)

3

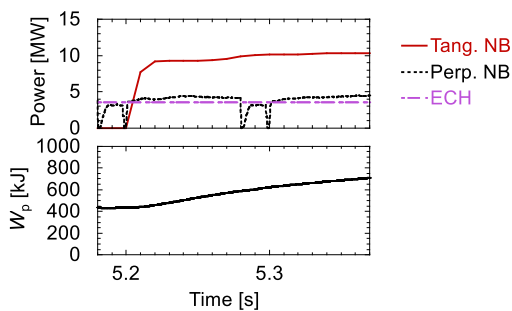
## 実験条件

- 電子・イオンスケール乱流を強く励起することを目的として、高加熱パワーでの実験を行った。

### ■ 実験条件

- $B_{\text{ax}} = 2.75 \text{ T}$
- $R_{\text{ax}} = 3.6 \text{ m}$
- 水素プラズマ

- 垂直NB: 4 MW, ECH: 3.6 MW  
をベースに、5.2 s から  
接線NB: 10 MW  
を入射した



2025/4/17

日本物理学会 2025年春季大会 2025年3月18日(火)~21日(金) (オンライン)

4

### 電子スケール乱流強度の低下が線形局所的には説明できない

■ 5.2 – 5.31 s : 線形局所的な性質と矛盾しない

■ **イオンスケール乱流強度**の変化

- $n_e$  の増大による散乱波強度の増大
- $T_e/T_i$  の減少による乱流強度の低下
  - イオンスケールの線形不安定性の特性に矛盾しない

$$\omega^2 = -\frac{T_e}{T_i} \frac{\hat{\omega}_{D1} \omega_{*pi}}{1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2} \quad \text{M. Nunami, M. Nakata, J. Plasma Fusion Res. Vol.99, No.6 (2023) 291-295}$$

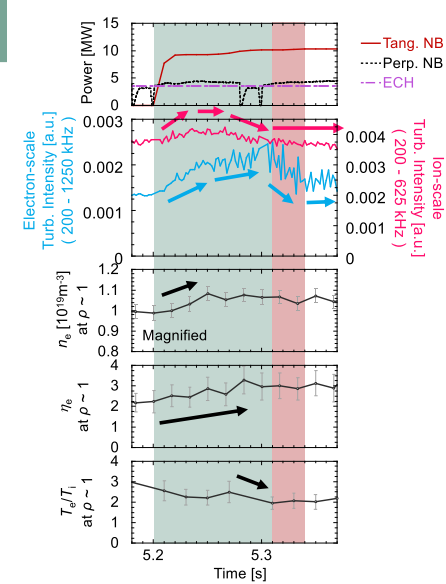
■ **電子スケール乱流強度**

- $\eta_e = L_{ne} / L_{Te}$  の増大及び  $T_e/T_i$  の減少時の乱流強度の増大
  - ETG不安定性の特性に矛盾しない

$$\omega^2 = \frac{-\omega_{*pe} \hat{\omega}_{D1} \Gamma_{0e}}{k_{\perp}^2 \lambda_{De}^2 + 1 - \Gamma_{0e} + \frac{T_e}{T_i} + \sum_{s \neq e} f_{Cs} Z_s \frac{T_i}{T_s}}$$

■ 5.31 – 5.34 s :

- **電子スケール乱流強度の低下が線形局所的に説明できない**



### 電子スケール乱流強度の低下が線形局所的には説明できない

■ 5.2 – 5.31 s : 線形局所的な性質と矛盾しない

■ **イオンスケール乱流強度**の変化

- $n_e$  の増大による散乱波強度の増大
- $T_e/T_i$  の減少による乱流強度の低下
  - イオンスケールの線形不安定性の特性に矛盾しない

$$\omega^2 = -\frac{T_e}{T_i} \frac{\hat{\omega}_{D1} \omega_{*pi}}{1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2} \quad \text{M. Nunami, M. Nakata, J. Plasma Fusion Res. Vol.99, No.6 (2023) 291-295}$$

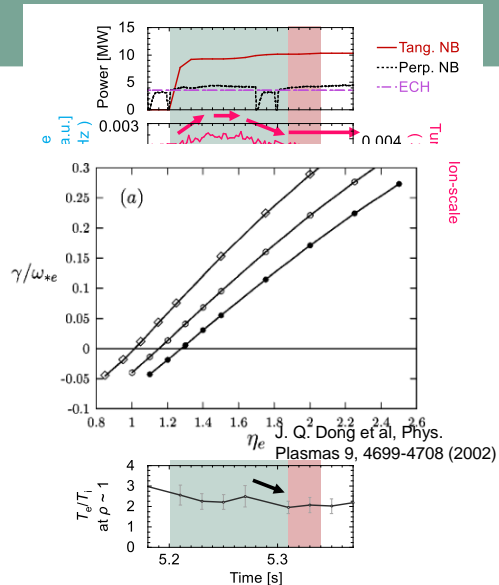
■ **電子スケール乱流強度**

- $\eta_e = L_{ne} / L_{Te}$  の増大及び  $T_e/T_i$  の減少時の乱流強度の増大
  - ETG不安定性の特性に矛盾しない

$$\omega^2 = \frac{-\omega_{*pe} \hat{\omega}_{D1} \Gamma_{0e}}{k_{\perp}^2 \lambda_{De}^2 + 1 - \Gamma_{0e} + \frac{T_e}{T_i} + \sum_{s \neq e} f_{Cs} Z_s \frac{T_i}{T_s}}$$

■ 5.31 – 5.34 s :

- **電子スケール乱流強度の低下が線形局所的に説明できない**



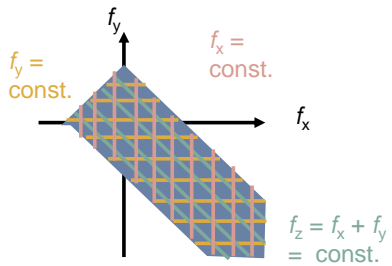
## 非線形相関を調べるため、バイコヒーレンス解析を行った (1/2)

➢ 電子スケール乱流強度低下の原因を探るため、非線形相互作用による影響の可能性を考え、バイコヒーレンスによる解析を行った

■  $X(f_x), Y(f_y), Z(f_z = f_x + f_y)$  の3つの周波数スペクトルから、バイコヒーレンス  $\hat{b}^2(f_x, f_y)$  を計算した

① Average of Bicoherence  $\text{Exp}[\text{Bicoherence}^2]$ :  
それぞれの周波数成分方向にバイコヒーレンスを平均して有意性を検証した

- それぞれの信号の、どの周波数成分で相関が強くなるかを調べる



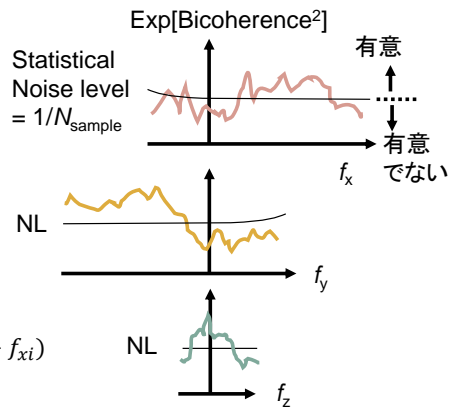
$$\frac{1}{N(f_x)} \sum_{i=1}^{N(f_x)} \hat{b}^2(f_x, f_{yi})$$

$$\frac{1}{N(f_y)} \sum_{i=1}^{N(f_y)} \hat{b}^2(f_{xi}, f_y)$$

$$\frac{1}{N(f_z)} \sum_{i=1}^{N(f_z)} \hat{b}^2(f_{xi}, f_z - f_{xi})$$

$$\hat{b}^2(f_x, f_y) = \frac{|\hat{B}(f_x, f_y)|^2}{\langle |X(f_x)Y(f_y)|^2 \rangle \langle |Z(f_x + f_y)|^2 \rangle}$$

$$\hat{B}(f_x, f_y) = \langle X(f_x)Y(f_y)Z^*(f_x + f_y) \rangle$$



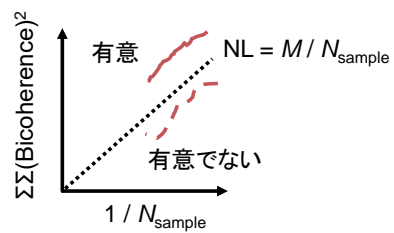
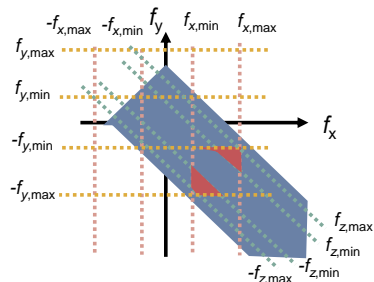
## 非線形相関を調べるため、バイコヒーレンス解析を行った (2/2)

① Double Summed Bicoherence  $\Sigma\Sigma(\text{Bicoherence})^2$ :

特定の周波数範囲のバイコヒーレンスの総和を取った値

- 各信号の低高周波成分を避けて非線形相関の有無を調べる目的
- $N_{\text{sample}}$  をスキャンして有意性を検証する

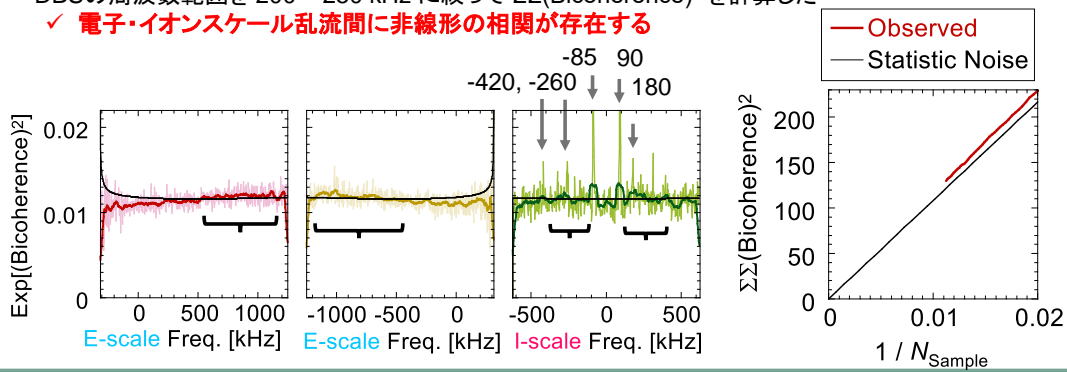
$$\sum_{f_y} \sum_{f_x} \hat{b}^2(f_x, f_y) \begin{cases} f_{x,\min} < |f_x| < f_{x,\max} \\ f_{y,\min} < |f_y| < f_{y,\max} \\ f_{z,\min} < |f_x + f_y| < f_{z,\max} \end{cases}$$



M: 総和の要素数

## 電子スケール乱流強度が低下する時間に、電子・イオンスケール乱流間の有意な相関を発見

- X, Y, Z を E, E, I の組み合わせで計算 (理由は後述)
- ✓ 90 kHz のコヒーレントな揺動が電子スケール乱流との相関を持つ
  - ✓ 高調波成分 (180, -260, -420 kHz) でも相関が有意
- ✓ 電子スケール乱流の  $|f| > 400$  kHz・イオンスケール乱流の  $200 \text{ kHz} < |f| < 400$  kHz で相関が有意
- 90 kHz の揺動及びその高調波成分を回避するため、DBSの周波数範囲を 200 – 250 kHz に絞って  $\Sigma\Sigma(\text{Bicoherence})^2$  を計算した
- ✓ **電子・イオンスケール乱流間に非線形の相関が存在する**



2025/4/17

日本物理学会 2025年春季大会 2025年3月18日(火)~21日(金) (オンライン)

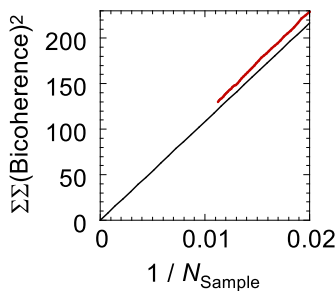
9

## この非線形相関は、電子・電子・イオンスケールの組み合わせで存在する

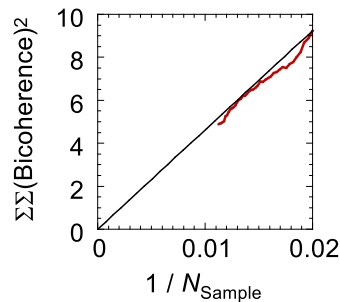
- 波数のマッチング条件を満たす E・E・I-scale の組み合わせと、マッチング条件を満たさない I・I・E-scale の組み合わせで二重和バイコヒーレンスを比較する。
- ✓ E・E・I ではバイコヒーレンスが有意であり、I・I・E の場合は有意でない。

波数  $k_{\perp\rho_i} = \text{E-scale: } 7-9, \text{I-scale: } \sim 1$

$k_E - k_E \sim k_I$  マッチング条件を満たす



$k_I + k_I \neq k_E$  マッチング条件を満たさない



2025/4/17

日本物理学会 2025年春季大会 2025年3月18日(火)~21日(金) (オンライン)

10

## まとめ

- ✓ ECH, NBIを組み合わせた高い加熱パワーの放電において、 $k_{\perp}\rho_i = 7-9$  の電子スケール乱流と、 $k_{\perp}\rho_i \sim 1$  のイオンスケール乱流との同時計測に、 $\rho \sim 1$  で成功した
- ✓ 5.20 – 5.31 s までの乱流強度の変化は、線形局所的な性質と矛盾しない
  - $\eta_e$ の増大が、電子スケール乱流強度の増大に寄与し、  
 $T_e/T_i$ の減少が、電子スケール乱流強度の増大、イオンスケール乱流強度の減少に寄与する。
- 一方で、5.31 – 5.34 s の電子スケール乱流強度の低下が局所パラメータによって説明できない。
- ✓ 電子スケール乱流強度低下の時間、電子スケール乱流とイオンスケール乱流との間に非線形相関が存在する
  - ✓ 波数のマッチング条件を満たす電子・電子・イオンスケールの組み合わせに相関が存在する

### 今後の展開

- ✓ 90 kHz のコヒーレントな揺動と電子スケール乱流との間にも有意な相関が存在する
  - 90 kHz のコヒーレントな揺動のモード同定
  - 90 kHz のコヒーレントな揺動及び、電子・イオンスケール乱流の関係について整理

