



3. 先進計測技術・最近の進展

3.2 ドップラー反射計

徳沢季彦, 江尻 晶¹⁾

核融合科学研究所, ¹⁾ 東京大学大学院新領域創成科学研究科

(原稿受付: 2011年4月8日)

本節では、近年注目を浴びているドップラー反射計について解説する。ドップラー反射計はプラズマへ入射したマイクロ波のカットオフ現象と密度揺動による後方散乱現象とを共用することによって、プラズマの回転速度を空間分解良く測定する手法である。手法自体はごく単純であるが、実際に測定できることを Hirsch らの研究 [1] が明確に示したことから、非常に活発に適用されるようになった。このドップラー反射計は局所的な密度揺動を波数分解能をもって計測できることから、輸送に重要な役割を果たす密度揺らぎと速度シアを同時に同一位置で測定できるものとして期待を集めた。計測する揺動波数を、異常輸送の大きな要因と考えられている Ion Temperature Gradient (ITG)/Trapped Electron Mode (TEM) 領域の任意の値に設定できることも魅力である。また、背景プラズマの揺らぎを速度の揺らぎとして測定できることから、特に輸送研究において注目を集めている zonal 流である Geodesic Acoustic Mode (GAM) 振動の重要な計測手法となっている。

Keywords:

Doppler reflectometry, density fluctuations, plasma rotation, wave number spectrum, GAM, zonal flow

3.2.1 計測原理

ドップラー反射計の原理は、回転回折格子のそれと同じである。すなわちプラズマ中に回折条件を満たす周期的な構造 (波数 k_{\perp}) があると、カットオフ面に対して角度 θ_D で入射したマイクロ波 (波数 k) は受信アンテナへと戻る (図 1)。この時の回折条件は $2k \sin \theta_D = k_{\perp}$ である。プラズマが速度 v_{\perp} で回転していると、周期構造はマイクロ波の進行方向に対して $v = v_{\perp} \sin \theta_D$ の速度成分を持つので、反射波はドップラーシフト $\omega_D = 2v/c \times \omega$ を受ける。これを上の回折条件と合わせるとドップラーシフトは $\omega_D = v_{\perp} k_{\perp}$ と表すことができる。一方、反射計で測定している点の位相 (位置) が角振動数 $v_{\perp} k_{\perp}$ で周期的に変動することは、反射波の位相がこの角振動数で変動していると見なすこともできる。反射波をヘテロダイン検波、またはクアドラチャ検波して、反射波の実数 (cos)、虚数 (sin) 成分を測定し

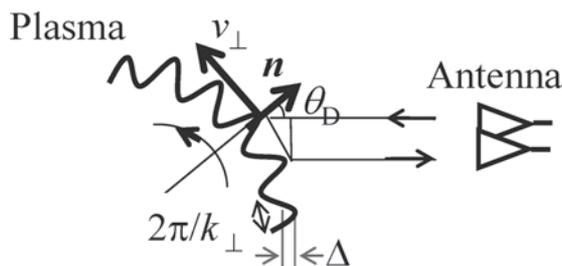


図 1 ドップラー反射計の原理図。

て、複素フーリエ変換し、パワースペクトルを求める。図 2 にスペクトルの概念図を示す。反射面の径方向への揺らぎの振幅を Δ とし、周回方向の波数、速度を k_{\perp} 、 v_{\perp} とする。ある 1 点では、径方向には $f_D = v_{\perp} k_{\perp} / 2\pi$ の周波数で振動し、その径方向動き (の 2 倍) のパワースペクトルは図 2 (a) のようになる。これを従来型の反射計 ($\theta_D = 0$) で測定すると反射波の電場のパワースペクトルは図 2 (b) のようになる。ここで、従来型反射計では、 v_{\perp} の符号の区別はできず、スペクトルは周波数の正負で対称となる。一方、揺らぎ波数 k_{\perp} に対して回折条件を満たす角度 θ_D をもつドップラー反射計配位はこの k_{\perp} で高い選択性 (感度) を持ち、その選択性は図 2 (c) 中の破線のようになる。その結果、パワースペクトルは f_D でピークしたものとなる。一般には揺らぎは様々な波数を持ち v_{\perp} が一定であるとしても、パワースペクトルは広がったものとなる (図 2 (e))。この場合、スペクトルは f_D で大きくなるが、元々のスペクトルの分布の影響も強く受けることに注意が必要である。元々のスペクトルが滑らかで選択性が高ければ、ピーク位置から $f_D = v_{\perp} k_{\perp} / 2\pi = 2v_{\perp} k \sin \theta_D / 2\pi$ の式より v_{\perp} を求めることができる。ここで、設定した θ_D と k から k_{\perp} が決まるが、 k_{\perp} の波数を持つ揺らぎが存在しなければ、対応するパワーは存在しないことに注意する必要がある。

3.2.2 TST-2 装置における測定例と波数感度

上述したようにスペクトル上の選択性、感度分布は、シ

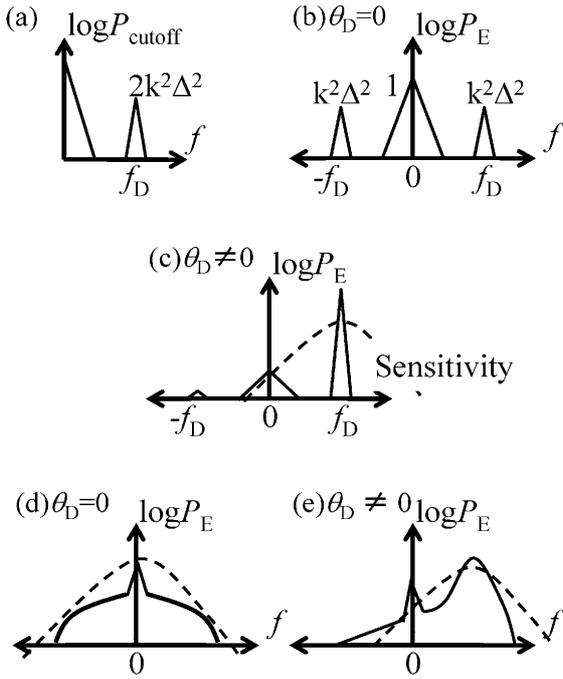


図2 周波数スペクトルの概念図。(a)カットオフ層の変動のスペクトル。(b)と(d)は“通常の”反射計,(c)と(e)はドップラー反射計における複素周波数スペクトル。なお,(a),(b),(c)は離散的スペクトルの場合,(d),(e)は連続スペクトルの場合である。

システムの性能を左右する。これを正確に求めるのは難しいが、ここでは、キルヒホッフ積分を用いた反射計の応答[2]をドップラー反射計に適用し、TST-2球状トカマク装置を用いたプラズマ実験データを基に比較して解説する。実験ではTST-2装置の赤道面に配置したマイクロ波反射計(O-mode, 26 GHz)を用いた。送受信アンテナ(実際には最終ミラー)の角度をショットごとに上下にスキャンして反射波の複素フーリエスペクトルを求めた。これによりポロイダル方向の速度を求めることができると期待される。図3に配置の概念図を示す。小半径0.25 m程度のプラズマに対して線平均密度は約 $1.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, カットオフ面の小半径(図3中の r)は、放物形の密度分布を仮定すると0.18 mである。キルヒホッフ積分の手法では、マイクロ波とプラズマの相互作用が上記カットオフ面のみで起きると仮定する。この配位で波数選択性(感度)を求めると、 $\theta_D = 0$, $\omega = 0$ の場合で規格化して

$$\text{Exp}\left[-\frac{w^2}{4(1+\epsilon^2)v_{\perp}^2}(2k \sin \theta_D v_{\perp} - \omega)^2\right] \times \text{Exp}\left[-\frac{k^2 w^2 \tan^2 \theta_D}{2(1+\epsilon^2)}\right] \quad (1)$$

と表わすことができる。ただし、 w ($=0.02 \text{ m}$)は、送受信マイクロ波をガウシアンビームとした時のビーム半径(振幅が $1/e$ となる半径)、 ϵ はビーム半径とフレネル半径の比の二乗である。フレネル半径はビームの波面の曲率とカットオフ面の曲率(上述した小半径)で決まる。(1)式の最初の指数項は回折格子の大きさの影響に対応し、平面波に近い場合(w 大、 $\epsilon \ll 1$ の時)、選択性は高くなる。す

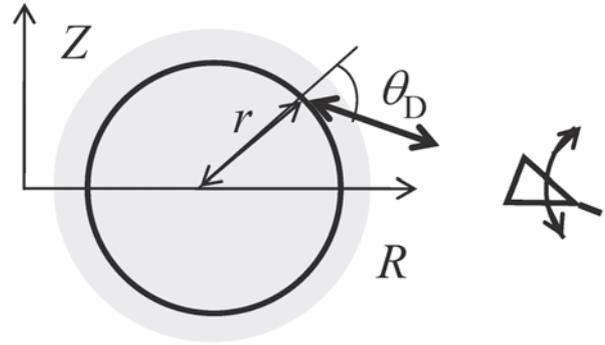


図3 TST-2実験におけるドップラー反射計の配置概念図。 r はカットオフ層の小半径位置、 θ_D はマイクロ波の入射角。

なわち、波数(周波数)の感度広がり狭くなる。(1)式の2番目の指数項は、鏡面反射条件(この配位の場合は $\theta_D = 0$)からずれが大きくなるに従って、反射強度が小さくなる効果を表わす。図4にTST-2球状トカマクを測定した時の複素パワースペクトルと(1)式の感度を示す。感度曲線は $v_{\perp} = 2 \times 10^4 \text{ m/s}$ とし、 θ_D の値を適当に与えて計算したものである。他の w 等の値は既知である。図2(d)で説明したように、感度曲線の影響を受ける前のもとのスペクトルは、未知であるが、 θ_D に応じてピーク的位置、高さが変わっていく様子が定性的に再現されている。ここで求められたポロイダル速度 $v_{\perp} = 2 \times 10^4 \text{ m/s}$ は、典型的なMHD振動($n/m = 1/1$)の周波数と矛盾しない。なお、ここでは、 k_{\perp} を求める時に、屈折を無視した真空での θ_D とマイクロ波の波数 k を用いたが、より正確には、Ray Traceを行って、屈折点でのマイクロ波の波数と後方散乱角 $\theta_D = 180^\circ$ から k_{\perp} を求める。

3.2.3 他の装置における適用例

近年、ドップラー反射計は種々の磁場閉じ込めプラズマ実験装置に適用され、閉じ込め・輸送研究に活用されてき

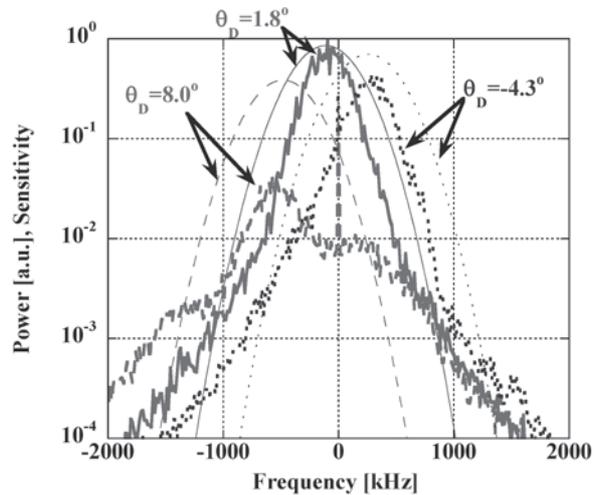


図4 入射角 θ_D が 8.0° , 1.8° , -4.3° の時の複素周波数スペクトル(太線)および理論的感度曲線(細点線)。

ている。これまでに、ヘリカル／ステラレータ (Wendelstein 7-AS[1, 3-6], L-2M[7], TJ-II[8], LHD), トカマク装置 (ASDEX Upgrade[9-14], Tore Supra[15-18], DIII-D[19, 20], JT-60U[21], Tuman-3M[22, 23], HL-2 A[24]), ST 装置 (TST-2) などに設置・適用され, また現在建設中の Wendelstein 7-X[25]やITER[26]などへの設置も検討されている。これらの装置において得られている計測事例を次に紹介する。

3.2.3.1 ポロイダル速度

前節で説明したように, ドップラーシフト周波数 f_D から, ポロイダル速度を求めることができる。Wendelstein 7-AS において測定された周波数スペクトルを図5に示す[1]。カットオフ面に対して少し (7度) アンテナを傾けることによって, -1 次の後方散乱波を受信している。回転

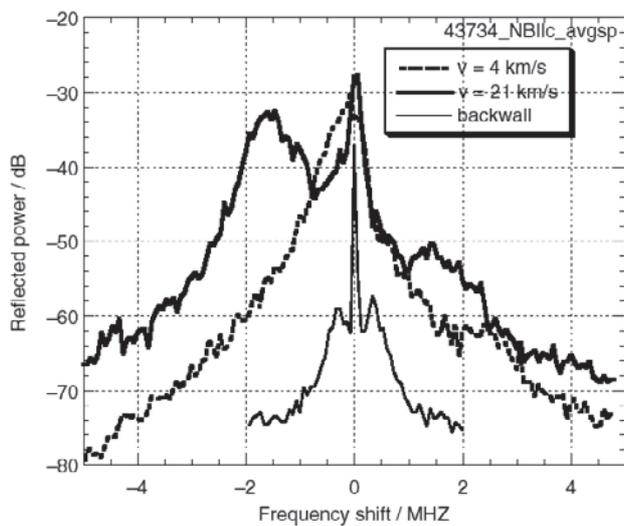


図5 異なるポロイダル回転速度を持つプラズマにおいて観測された周波数スペクトル。マイクロ波は7度傾けて入射し, プラズマ境界から3 cm内側を計測している。プラズマのない状態での対向壁からの反射信号も合わせて表示している[1]。

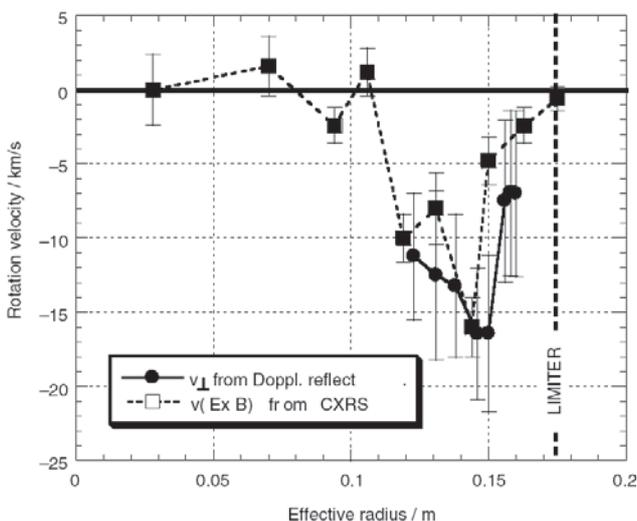


図6 ドップラー反射計で計測したポロイダル速度 (黒丸) と荷電交換分光器による $E \times B$ 回転速度 (四角) の半径方向分布[1]。

速度が速くなるに従い大きくドップラーシフトした周波数スペクトルが観測されている。このドップラーシフトした周波数から求められる密度揺動の伝搬速度 v_{\perp} は, 乱流の位相速度 v_{turb} と背景となるプラズマの $E \times B$ 回転速度 $v_{E \times B}$ との和として $v_{\perp} = v_{E \times B} + v_{\text{turb}}$ で, 表される。一般に, トロイダルプラズマの周辺部などのように, $v_{\text{turb}} \ll v_{E \times B}$ が満たされる場合, ドップラーシフト周波数から径方向電場を見積もることができる。入射マイクロ波の周波数をスキャンし, ポロイダル速度の半径方向分布を計測した例を図6に示す。黒丸がドップラー反射計で計測したもので, 荷電交換分光計測器によって求められた $v_{E \times B}$ と良い一致を示している。このことから, プラズマ周辺部におけるL-H遷移現象発生時における速度シアあるいは電場シアの変化の観測に適用されている。

3.2.3.2 波数スペクトル

ドップラー反射計では, 入射周波数を変化させること及び送受信アンテナの角度を変化させることにより, 測定する密度揺動の垂直方向波数 k_{\perp} を選択することができる。したがって, これらを適切に設定することにより, 同一波数成分をもつ密度揺動の空間構造やある空間点における波数スペクトルなどを計測することができる。

図7にTore Supraにおける計測位置と揺動波数との関係図の例を示す[18]。アンテナを傾ける角度を変えることにより, 波数は図中の θ 方向へ変化し, また, 入射周波数を変えることにより F 方向へ変化する。対象とするプラズマに合わせて, これら二つを適切に変化させることにより, 図8に示すように, ある半径位置における密度揺動の波数スペクトルを求めることができている。密度揺動強度は, ドップラーシフトした成分をガウスフィットし, それを周波数領域で積分したものととして, この図では表現している。この値はガウスフィットした振幅とスペクトル幅の積に比例するため, それを指標として解析処理することもできる。

波数スペクトルを $k^{-\alpha}$ の関数でフィットした場合, この次数 α はエネルギー遷移などの乱流状態を表現する指標の一つとして用いられる。オーミック加熱放電で得られた

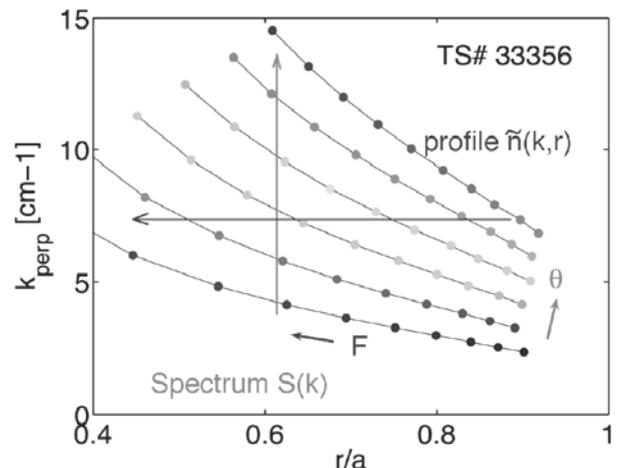


図7 プローブ周波数とアンテナ角度を変化させた時に計測できる密度揺動の垂直方向波数と計測位置の関係図[18]。

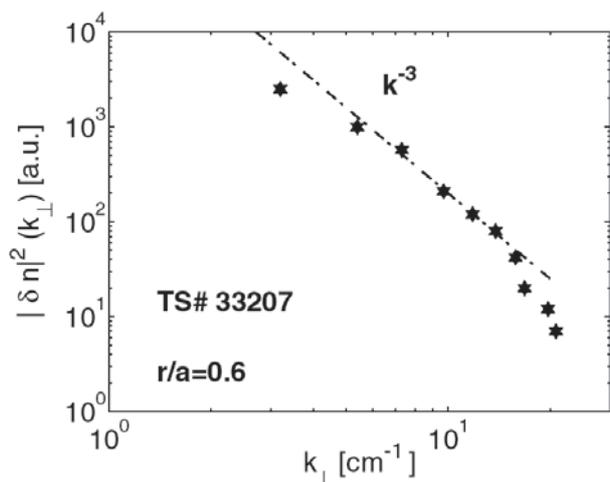


図8 オーミック加熱プラズマで計測した密度揺動の波数スペクトル[18].

図8の例では、低波数領域では k^{-3} に従うが、高波数領域ではこの関係性は破れている。ASDEX Upgrade(AUG)では、イオンジャイロ半径 ρ_s を用いて無次元化した $k_{\perp}\rho_s$ に対する密度揺動の依存性を調べ、L-modeとH-modeでこの次数が異なっていることや明瞭な屈曲が現れることなど興味深い結果も得られている[14].

3.2.3.3 GAM, Zonal flow

本計測で求められるドップラーシフトした観測周波数は先に示したように密度揺動のポロイダル速度に比例するが、この速度は背景となるプラズマのフローの変化に従って変動する。特に $E \times B$ 回転速度すなわち径方向電場 E_r の時間変化による影響は、ドップラーシフトした周波数の

振幅成分や周波数の時間変化として計測することができる。その際、周波数分解能はドップラーシフト周波数 f_D を決定する解析処理における時間窓に依存するが、データ点数を減らして f_D を決定することによって変動の時間分解能すなわち最大周波数を増大させることができる。AUGにおいて、スライディングFFTにより求めたドップラーシフト周波数 f_D の時間変化の周波数スペクトルと散乱振幅 A の時間変化の周波数スペクトルを図9(c)に示す[12]. 約16 kHzにピークをもつGAM周波数成分がいずれの信号にも観測されている。これはある半径方向位置 $\rho_{pol} = 0.984$ での測定値であるが、マイクロ波の入射周波数を変えることによって、このピーク周波数の空間分布を求めることができる(図9(a)). GAM周波数はイオン音速 C_s と大半径 R を用いて $f_{GAM} = C_s/2\pi R$ という関係式を満たすような空間分布となっているが、周辺部では空間的に一様な領域が存在することが観測されている。また、この領域で、GAM振動の振幅が大きくなっていることも示されている(図9(b)). このようにGAM振動の強度やその周波数の時間変化、温度依存性、あるいはプラズマ形状への応答など、詳細な研究に活用されている。

3.2.4 今後の展望

ドップラー反射計は、ここ10年で各種磁場閉じ込め実験装置において、非常に活発に適用が進められ、特にプラズマ閉じ込めへの影響の大きい乱流研究で大きな成果を出すようになってきている。計測のためのマイクロ波回路技術および信号処理・解析手法の確立・標準化が進み、複数装置間での共通理解が進みつつあるというところにある。近年synthetic imagingの適用など実験計測と理論シミュレー

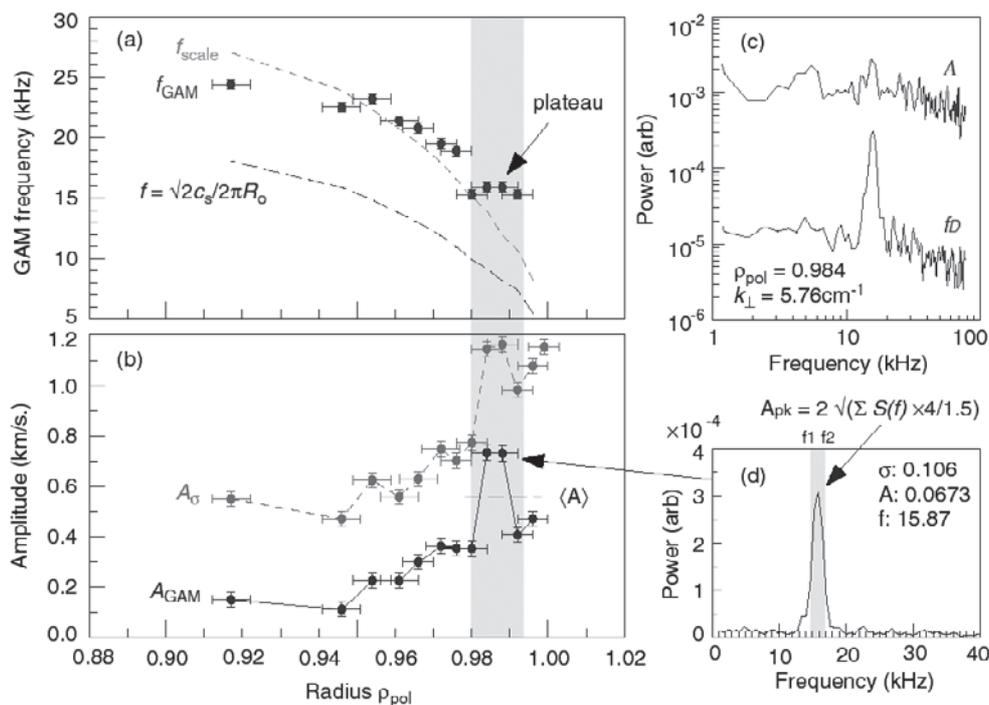


図9 (a) GAM 振動周波数, (b) GAM 振動の peak-to-peak 振幅 A_{GAM} およびドップラーシフト周波数の変動の平均二乗値 A_G の半径方向分布. (c) と (d) ドップラーシフト周波数 f_D と振幅 A の周波数スペクトル[12].

ションとの比較解析が重要視されてきているが、ドップラー反射計においては、測定波数決定にコード計算が必須であることから、FDTD法を用いた2D/3D full-waveシミュレーションコードや3D ray tracingコードの開発などが進展してきており、例えばITERでのアンテナ配列の最適化などに活用されるようになってきている。また、さらに新しい計測手法も提案適用されてきており、ポロイダルあるいはトロイダル相関計測システムを構築することによる乱流構造計測や、半径方向の同時多点計測による高時間分解速度シア計測など、より詳細な計測が可能となっている。今後さらなる展開が乱流輸送・プラズマ閉じ込め研究に大いに寄与していくと期待される。

謝 辞

本章をまとめるにあたり、TST-2の実験スタッフのご協力をいただきました。ここに感謝いたします。また本原稿に示した研究の一部は、LHDプロジェクト(NIFS10 KOAR012, ULHH010)および科研費補助金(22017007, 22360394)の援助を受けて行われました。

参考文献

- [1] M. Hirsch, E. Holzhauser, J. Baldzuhn *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 1641 (2001).
- [2] A. Ejiri *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 065003 (2008).
- [3] M. Hirsch, E. Holzhauser, J. Baldzuhn *et al.*, 4th International Reflectometry Workshop, Cadarache (1999).
- [4] M. Hirsch, E. Holzhauser, J. Baldzuhn *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 324 (2001).
- [5] M. Hirsch, and E. Holzhauser, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 593 (2004).
- [6] M. Hirsch, J. Baldzuhn, H. Ehmler *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, S155 (2006).
- [7] A.A. Pshenichnikov, L.V. Kolik, N.I. Malykh *et al.*, Plasma Phys. Rep. **31**, 7, 554 (2005).
- [8] T. Happel, T. Estrada, E. Blanco *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **80**, 073502 (2009).
- [9] G.D. Conway, J. Schirmer, S. Klänge *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 951 (2004).
- [10] J. Schirmer, G.D. Conway, H. Zohm *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S780 (2006).
- [11] J. Schirmer, G.D. Conway, E. Holzhauser *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **49**, 1019 (2007).
- [12] G.D. Conway *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 085005 (2008).
- [13] G.D. Conway, C. Tröster, B. Scott *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **50**, 055009 (2008).
- [14] G.D. Conway, C. Tröster, J. Schirmer *et al.*, 9th International Reflectometry Workshop, Lisbon (2009).
- [15] X.L. Zou, T. F. Seak, M. Paume *et al.*, 26th EPS Conf., Maastricht, Netherlands (1999).
- [16] P. Hennequin, C. Honoré, A. Truc *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 3881 (2004).
- [17] P. Hennequin, C. Honoré, A. Truc *et al.*, 7th International Reflectometry Workshop, Garching (2005).
- [18] P. Hennequin, C. Honoré, A. Truc *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S771 (2006).
- [19] J.C. Hillesheim, W.A. Peebles, T.L. Rhodes *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **80**, 083507 (2009).
- [20] J.C. Hillesheim, W.A. Peebles, T.L. Rhodes *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **81**, 10D907 (2010).
- [21] N. Oyama, H. Takenaga, T. Suzuki *et al.*, Plasma Fusion Res. **6**, 1402014 (2011).
- [22] V.V. Bulanin, S.V. Lebedev, L.S. Levin *et al.*, Plasma Phys. Rep. **26**, 10, 813 (2000).
- [23] V.V. Bulanin, L.G. Askinazi, S.V. Lebedev *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, A101 (2006).
- [24] X. Weiwen, D. Xuanton, L. Zetian *et al.*, Plasma Sci. Technol. **10**, 403, (2008).
- [25] M. Hirsch, E. Holzhauser and H.J. Hartfuss, Nucl. Fusion **46**, S853 (2006).
- [26] G. Vayakis *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S836 (2006).