

博士学位論文

ヘリカルプラズマにおける交流摂動磁場印加による
アルヴェン固有モードの励起と安定性に関する研究

名古屋大学大学院工学研究科
エネルギー理工学専攻
博士課程後期課程
伊藤 隆文

目次

第 1 章	序論	1
1.1	緒言	1
1.2	炉心プラズマ条件	2
1.3	アルヴェン固有モード研究の背景	5
1.3.1	高速イオン損失とアルヴェン固有モード	5
1.3.2	トカマクおよびステラレータ系装置におけるアルヴェン固有モードの観測.....	8
1.4	これまでのアルヴェン固有モードの不安定性および安定性研究	11
1.4.1	アルヴェン固有モードの不安定領域.....	11
1.4.2	トカマクにおけるアルヴェン固有モードの減衰率の直接測定実験.....	13
1.4.3	ヘリカル系装置におけるアルヴェン固有モードの減衰率の直接測定実験	19
1.5	本研究の目的.....	21
1.6	本論文の構成.....	22
	参考文献.....	23
第 2 章	アルヴェン波とアルヴェン固有モード	25
2.1	緒言	25
2.2	アルヴェン波と分散関係.....	25
2.3	連続スペクトルとアルヴェン共鳴	30
2.4	アルヴェン固有モード	33
2.4.1	トロイダル・アルヴェン固有モード.....	34
2.4.2	大域的アルヴェン固有モード	40
2.5	高速粒子による TAE の励起	41
2.6	TAE に対する各種減衰機構.....	44
2.6.1	電子・イオンランダウ減衰	44
2.6.2	放射減衰.....	46
2.6.3	連続スペクトル減衰.....	48

2.7	結言	52
	参考文献.....	53
第 3 章	実験装置	55
3.1	緒言	55
3.2	Compact Helical System	55
3.3	計測機器.....	60
3.3.1	磁気プローブ.....	61
3.3.2	静電プローブ.....	65
3.3.3	軟 X 線検出器アレイ	69
3.4	結言	74
	参考文献.....	75
第 4 章	データ収集および解析法	76
4.1	緒言	76
4.2	データ収集および制御システム.....	76
4.3	データ解析法.....	78
4.3.1	フーリエ変換と離散化	78
4.3.2	高速フーリエ変換	80
4.3.3	離散化に伴う誤差	82
4.3.4	各種スペクトル計算.....	83
4.4	振動系モデルと周波数応答解析.....	84
4.5	モード特性の評価	92
4.6	結言	97
4.7	参考文献.....	98
第 5 章	高周波摂動磁場印加によるアルヴェン固有モードの励起 と減衰率測定	99
5.1	緒言	99
5.2	電極励起系の構成と制御・計測システム	99
5.3	放電条件と高速イオン駆動アルヴェン固有モード.....	108
5.3.1	放電条件.....	108

5.3.2	高速イオン駆動アルヴェン固有モードの観測	113
5.4	単一電極を用いたアルヴェン固有モードの周波数応答	119
5.4.1	単一電極実験における外部摂動の印加とそれによる揺動信号の観測 ...	119
5.4.2	伝達関数の構成法	120
5.4.3	単一電極実験での伝達関数における共鳴的応答の評価	122
5.4.4	実験結果と数値計算によるシア・アルヴェン・スペクトルとの比較 ...	124
5.5	同相 2 電極によるアルヴェン固有モードの周波数応答	128
5.5.1	同相 2 電極実験における外部摂動の印加とそれによる揺動信号の観測	128
5.5.2	同相 2 電極実験での伝達関数における共鳴的応答の評価	129
5.5.3	実験結果と数値計算によるシア・アルヴェン・スペクトルとの比較 ...	134
5.6	観測した共鳴的応答モードと予想される TAE の周波数の比較	136
5.7	外部磁場摂動印加により励起された TAE の減衰機構の検討	137
5.7.1	測定された減衰率に寄与する減衰機構の推定	137
5.7.2	外部励起 TAE の固有関数からの減衰機構の推定	142
5.8	結言	143
	参考文献	144

第 6 章 総括 145

6.1	本研究のまとめ	145
6.2	課題と今後の展望	148
6.3	参考文献	151

謝辞 152

研究業績 154

第1章 序論

1.1 緒言

石油・石炭・ウラン等の主要な燃料資源について、その入手性や使用に際してのリスクが年々高まっている。これらの資源は産業革命以来、現代文明を支える主要なエネルギー源であったが、大気汚染等の公害や地球温暖化への懸念とともに、その限られた生産量と価格の変動が持続的な生活環境および産業活動の基盤に不安を与えている[1]。

特に、図 1.1 に示したように、近年のアジアにおける経済発展にともなうエネルギー需要の伸びは大きく、一次エネルギー供給量の比で 2006 年では 1965 年の 7 倍以上もの需要があった。また、燃料の他にも衣服等の様々な日用品の原料となる原油について、その市場価格は 1990 年代初頭に比べて 5 倍となる高上昇率の需要を反映して 2008 年 2 月に 100 ドル/バレルを超える状況となっている。原子力発電における燃料のウラン(U235)についても、原油と同程度に市場価格が高騰しており、このような需要の逼迫によるエネルギー源の不安定さが現在の工業生産活動や生活様式の維持または向上に対して脅威となる可能性がある。

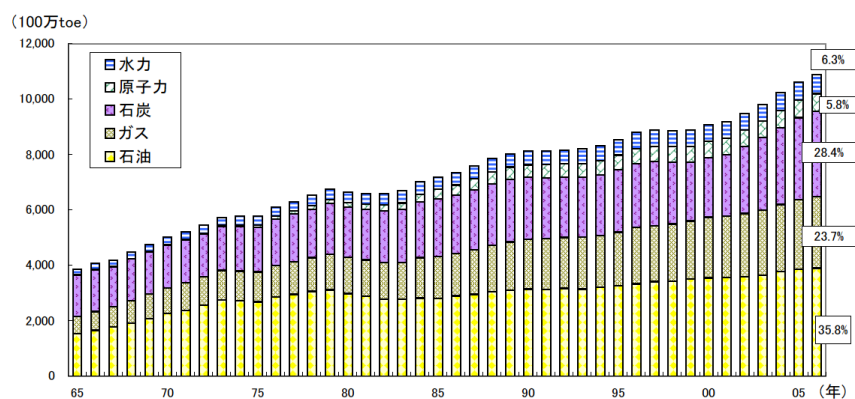


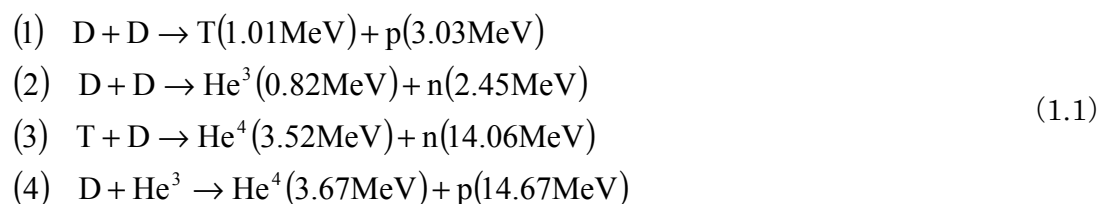
図 1.1 世界の一次エネルギー供給の推移（エネルギー別）（参考文献[1]より引用）

このような、枯渇性燃料に依存する一次エネルギー供給の状況を改善するため、再生可能エネルギー（太陽光・風力など）や再処理可能な核燃料サイクルによる核分裂炉、また、原子炉に比べて運転時の安全性が高く燃料の枯渇の心配がほとんどない核融合炉など、代替となるエネルギー源を確立すべく幅広い分野で研究開発が行われている。なかでも、核融合発電は核分裂炉と同程度の発電出力をもち、しかもより安全であるため、長期的には既存の発電方式の電源の代替として有望な選択肢の一つである。また、核融合炉の燃料としては広く海水などに含まれる重水素（D）と、リチウムと中性子との反応で生成される三重水素（トリチウム：T）であり、反応を安定的に持続させるため、これらの燃料を高温のプラズマとして閉じ込めることが可能な磁場閉じ込め核融合が国際的に盛んに研究されている。2018年にファーストプラズマが予定されている国際熱核融合実験炉（ITER）では、50万kWの核融合出力を見込んでおり、これを経て商用炉の原型となる実証炉では数百万kWの出力が期待されている。

1.2節において実用的な核融合炉に必要な諸条件を述べ、1.3節以降において、核融合炉において問題になると予測される各種アルヴェン固有モードの研究の進展について説明し、最後に本研究の目的と意義を述べる。

1.2 炉心プラズマ条件

軽い原子核同士が衝突して質量数の大きい原子核となる反応が核融合である。実際の核融合炉で最初に利用可能と考えられている反応は重水素と三重水素との反応であるが、いくつかの可能な核融合反応がある。その反応は下記のように表される。



ここで、 He^3 、 He^4 、 p 、及び n はそれぞれヘリウム 3、ヘリウム 4、陽子、及び中性子であり、括弧内の数値は核融合反応により各粒子の得る運動エネルギーを表す。 He^4 は特に α 粒子と呼ばれる。反応のためには D または T の原子核同士がクーロンポテンシャル $\phi_c = e^2/4\pi\epsilon_0 r_m$ の障壁を乗り越え核力が働くほどに十分接近する必要がある。実際は量子トンネル効果により、 ϕ_c よりわずかに低いポテンシャル障壁を乗り越えることになる。図 1.2(a)に式(1.1)で表される核融合反応の衝突断面積を重水素が持つエネルギーの関

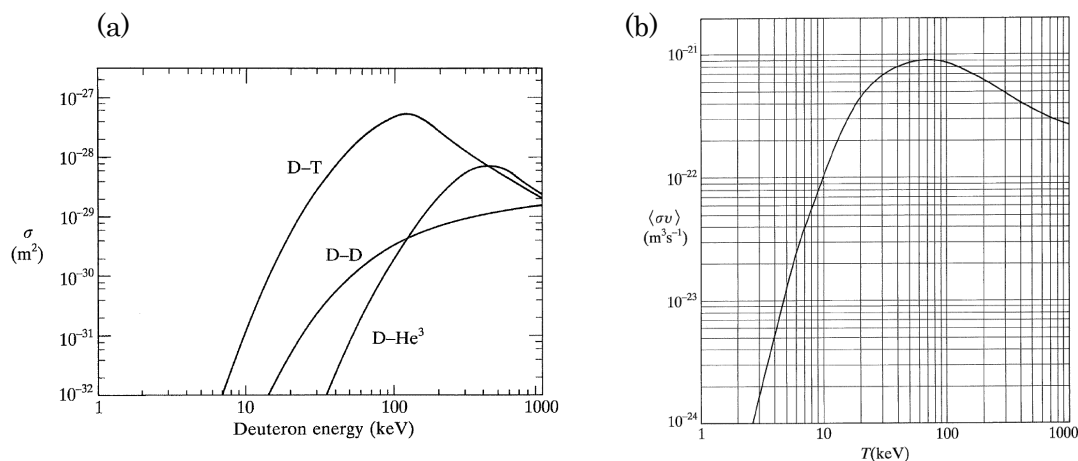


図 1.2 (a)各核融合反応における衝突断面積の重水素がもつエネルギーに対する依存性と(b)D-T 反応率のプラズマ温度依存性 (文献[2]より引用)

数として示す. また, マクスウェル分布で平均された D-T 反応率を D あるいは T の温度の関数として図 1.2(b)に示す[2]. ここで, 粒子の運動エネルギーを eV で表しているが, 1eV は 1.602×10^{-19} J のエネルギーに相当する.

図 1.2 より, D 原子核の持つ運動エネルギーの増加とともに衝突断面積が増大し D-T 反応については~120keV で最大となる. しかし, D がマクスウェル分布をしているとすればその熱速度より速い速度の成分からの寄与が大きくなり~70keV のエネルギー付近で核融合反応率が最大となる. 図より明らかな通り, D-T 反応がもっとも低い温度で最大の衝突断面積となる. 反応を生じさせるための温度には外部からの加熱によって到達させる必要があり, これらの観点から今のところ D-T 反応が核融合炉に用いられる反応として有望と考えられている.

さて, このような反応を利用する炉心プラズマのパワーバランスは外部からの加熱入力 P_H と α 粒子の加熱パワー P_α およびエネルギー損失量 P_L のバランスとして次のように表される.

$$P_H + P_\alpha = P_L$$

$$P_H + \frac{1}{4}n^2\langle\sigma v\rangle E_\alpha V = \frac{3nT}{\tau_E} V \tag{1.2}$$

ここで, プラズマの密度を D および T の密度の合計とし $n = n_D + n_T$, 粒子の生成エネルギー E_α , プラズマ体積 V , プラズマ温度 T , そして閉じ込め時間を τ_E とした. 上付きバーは体積平均を表す. また, 核融合出力 P_F と P_H の比はパワー増倍率といい,

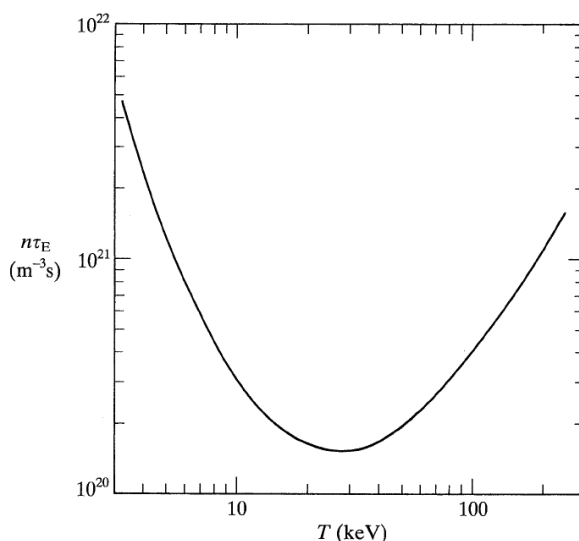


図 1.3 $n\tau_E$ のプラズマ温度依存性 (文献[2]より引用)

$$Q = \frac{P_F}{P_H} = \frac{\frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle E_F}{\frac{3nT}{\tau_E} - \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle E_\alpha} \quad (1.3)$$

と書け、反応効率や経済性の指標となる．ここで、最大の反応出力が得られるよう D と T の粒子密度比を 1:1, すなわち $n_D = n_T = n/2$ と仮定した． Q を上げるには、式(1.2) および式(1.3)より、 P_H を低減させるか P_α を増やす必要がある．式より明らかな通り P_H の低減のためには、プラズマの密度を増やす、反応効率 $\langle \sigma v \rangle$ を上げる、または閉じ込め時間 τ_E を増やす必要がある．そして加熱入力が無くても核融合により生成される高エネルギーの α 粒子自身の加熱により核融合反応が維持されるような条件を自己点火条件といい、式(1.2)より次の表式

$$n\tau_E > \frac{12}{\langle \sigma v \rangle} \frac{T}{E_\alpha} \quad (1.4)$$

を得る．点火に必要な $n\tau_E$ は図 1.2(b)に示した $\langle \sigma v \rangle$ の温度 T 依存性を考慮すると図 1.3 のように描ける．すなわち、20~30keV 程度の温度で 10^{20}m^{-3} のイオン密度で 2 s を超えるエネルギー閉じ込め時間を実現しなくてはならない．そのため、トカマクをはじめとする磁場閉じ込め装置においては、閉じ込め時間を長くするための研究が数多くなされた．多くのトカマク装置で得られたいわゆる高閉じ込めモード(Hモード)の閉じ込め時間の装置間の比較やプラズマの特性の統一的な理解のため、次のような複数の典型的な

パラメータによるスケーリング則,

$$\tau_{E,th}^{IPB(y,2)} = 0.05621 I_p^{0.93} B_T^{0.15} P^{-0.69} n_e^{0.41} M^{0.19} R^{1.97} \epsilon^{0.58} \kappa_x^{0.78} \quad (s) \quad (1.5)$$

にまとめられている[3]. ここで, $I_p, B_T, P, n_e, M, R, \epsilon$, 及び κ_x はそれぞれ, プラズマ電流(MA), トロイダル磁場(T), 加熱パワーの総量(MW), 体積平均密度(10^{19}m^{-3}), 平均質量数 (AMU), 大半径(m), アスペクト比 (無次元量), プラズマ断面の楕円度 (無次元量) である. ここで, そして κ_x は楕円の短半径を a , 断面積を S_0 とすると $\kappa_x = S_0 / \pi a^2$ と表される. また, カッコ内に単位を示す. このスケーリング則によると, プラズマ電流とともに閉じ込め時間は増加するが, キンクまたはティアリング不安定性等などの電磁流体的 (Magnetohydrodynamic, MHD) 安定性や, さらにはディスラプションの誘発に関連しておのずと上限がある. H モードのエネルギー閉じ込め時間は, 閉じ込めの悪い L モードと異なり電子密度に対して $n_e^{0.4}$ の依存性を持って増大する. これは閉じ込め特性が, ボーム拡散的損失機構ではなくプラズマ半径で規格化したラーマー半径にほぼ比例して熱拡散が低減されるジャイロボーム拡散に因ることを示しており, 磁場強度の増加とともに閉じ込め時間が増大すること意味している. この特徴は, 将来の核融合炉を考える上で極めて重要なポイントである.

1.3 アルヴェン固有モード研究の背景

1.3.1 高速イオン損失とアルヴェン固有モード

核融合炉における反応の維持には P_α が不可欠であり, この損失を防ぐためには α 粒子を損失軌道に入り込ませないように制御する必要がある. α 粒子の軌道を乱す可能性のある要因としては, 磁場リップルと MHD 不安定性による大きな摂動磁場の発生が考えられる. 磁場リップルが十分低減されている場合には後者が問題となる. 通常の安定なプラズマにはこのような大きな磁場の乱れはプラズマに存在しないが, DT 反応で生じた高速 α 粒子の減速過程において, ある波動の位相速度程度まで減速されたとき共鳴的相互作用によって波動にエネルギーが効果的注入され無視できない大きさに成長する可能性がある.

核融合反応によって生じた α 粒子は初め $v_{\alpha 0}$ なる速度を持つが, プラズマ粒子との衝

突を経て次第に減速される． α 粒子のエネルギー E_α ($v_\alpha = (2E_\alpha/m_\alpha)$) が，背景プラズマ（バルクプラズマ）の電子温度などできまる限界エネルギー E_{crit}

$$E_{crit} = \left(\frac{3}{4}\sqrt{2}\right)^{2/3} \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{1/3} \frac{m_b}{m_i} T_e \quad (1.6)$$

に対して $E_\alpha > E_{crit}$ ($v_\alpha > v$) の領域ではバルクプラズマの電子による減速が支配的であり， α 粒子から電子へエネルギーが輸送される． α 粒子の減速が進んで， $E_\alpha < E_{crit}$ の領域に達すると主にイオンによるピッチ角散乱が支配的となりイオン加熱がおこる， $E_\alpha = E_{crit}$ のときアルファ粒子からイオンと電子へのエネルギー輸送が等しくなることを意味している[2]．最終的には熱化され低温のヘリウムイオン（ヘリウム灰）となる．また，各減速過程における α 粒子の速度空間における移り変わりを図 1.4 に示す．

この減速過程において， α 粒子の速度がアルヴェン速度 v_A と呼ばれる特性速度に近づくと ($v_\alpha \approx v_A$)，この速度 v_A と同程度の位相速度をもつ MHD 波動であるアルヴェン波が逆ランダウ減衰により励起される可能性がある[4]．ここでアルヴェン速度 v_A は，トロイダル磁場強度 B_t および背景プラズマの質量密度 ρ_m を用いて $v_A = B_t / \sqrt{\mu_0 \rho_m}$ と表される．このような粒子-波動間の共鳴的相互作用は，一般的に高速中性粒子入射（Neutral Beam Injection, NBI）による加熱やイオンサイクロトロン波帯高周波によって生成される v_A 程度あるいはそれより速い高速イオンによっても同様に起こりうる．

高速イオンと MHD 波動の間にはこのような相互作用性による不安定性が存在するが，核融合において実際に問題となるのは，これら高速イオンによって励起される不

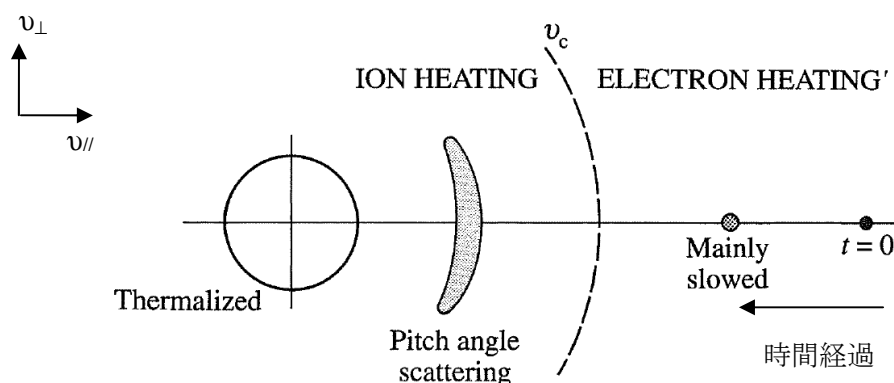


図 1.4 高速イオンの持つエネルギー（速度）ごとの主要な衝突過程と速度分布．（文献[2]より引用）

安定性の成長率と飽和振幅の大きさ、およびその空間分布である。励起されたモードの振幅や空間分布によっては、モードがプラズマ中で減衰されないことで、 α 粒子等の高速イオン自身の粒子軌道を乱し、異常な径方向輸送や閉じ込め領域外への損失をもたらす。このような α 粒子や高速イオンの異常輸送は、背景プラズマの加熱パワーの空間分布の平坦化に伴う背景プラズマの閉じ込め特性の劣化が起こる恐れがあるが[5, 6]、最も大きな問題は高速イオンが閉じ込め領域外のある限られた領域に集中的に損失されることである。これによってプラズマ対向壁材料の大きな損傷をもたらす恐れがある。

高速イオンと MHD 波動のひとつであるシア・アルヴェン波との共鳴的相互作用により励起されるアルヴェン固有モード (Alfvén Eigenmode, AE) が上記のような高速イオンの輸送に大きく影響することが危惧されている。そこでアルヴェン固有モードに関するこれまでの実験の主要結果を述べる。プラズマに励起されるアルヴェン波は、それが内部的・外部的要因の如何に関わらず、短時間で波動のエネルギーがプラズマに吸収されるならば問題はない。むしろ、アルヴェン波は不均一プラズマにおいて連続的なアルヴェン共鳴を持つため、遅進波による RF 加熱方法として研究されてきた側面もある [7, 8]。しかし、Fu と Van Dam によってトロイダルプラズマにおいて高速イオンによりアルヴェン波の固有モードが不安定になりやすいことが理論的に示されると、核燃焼プラズマの閉じ込め性能への影響や損失が懸念されるようになった[9, 10]。特に、この固有モードのなかで比較的低周波でその影響が大きいと予想されているものは、トロイダル・アルヴェン固有モード (Toroidal Alfvén Eigenmode, TAE) と呼ばれる。安全係数 q あるいは回転変換 $t/2\pi=1/q$ が径方向に単調に変化しているプラズマにおいて、アルヴェン共鳴はイオンサイクロトロン周波数より下の全ての周波数で存在して連続スペクト

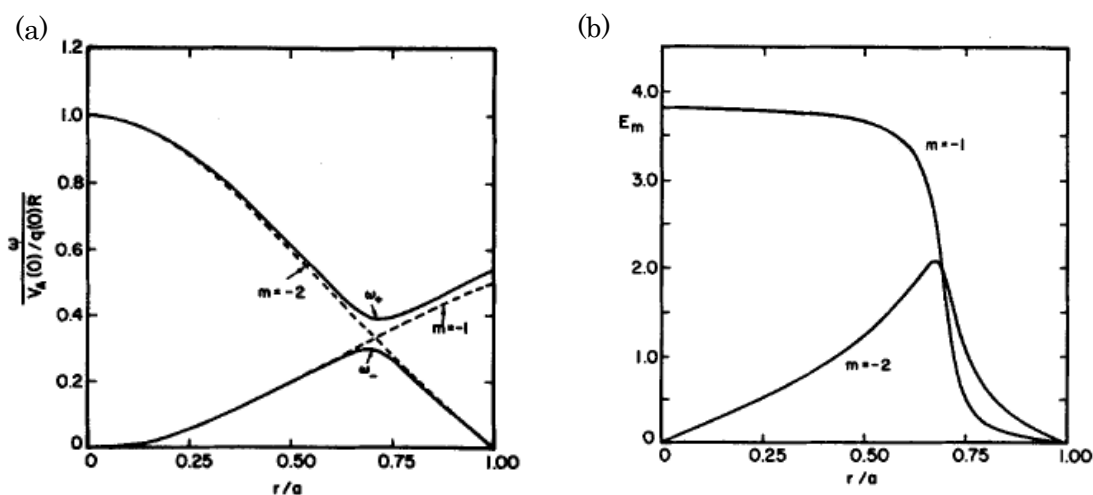


図 1.5 (a) $n=1$, $m=-1$ および $m=-2$ の連続スペクトルのトロイダル効果による変形 (実線)。規格化周波数 ω_+ と ω_- の間に周波数ギャップが形成されている。また、トロイダル効果が無い場合の連続スペクトルは破線で示されている。(b)ギャップ内に現れた固有モードの振幅の径方向分布。(参考文献[9]より引用)

ル (continuum) を形成するが、トロイダル効果のために連続スペクトルに空隙 (ギャップ) が生じ、TAE はこの中に離散的な固有周波数を持つために非常に低減衰率となることが予想される (図 1.5). TAE の高速イオンとの共鳴条件としては、 $v_\alpha \approx v_A$ という基本波励起の他に、 $v_\alpha \approx v_A/3$ となる側帯波励起を満たした場合にも励起される可能性がある。

1.3.2 トカマクおよびステラレータ系装置におけるアルヴェン固有モードの観測

TAE は、実験的には TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) において初めて観測された [11]. この実験においては最大 $110\text{keV} \cdot 14\text{MW}$ の中性重水素ビームをプラズマ回転を極力抑えるように同方向及び逆方向入射によりバランス入射し、バースト的な $n \leq 3$ の TAE の励起と同定に成功している (図 1.6). また、核融合反応で生じた α 粒子による TAE の励起を調べるため、NBI 加熱の停止により高速イオンによるイオンランダウ減衰を抑制した α 粒子による高速イオン励起が TFTR で試みられた. この実験で、図 1.7(c) に示したように α 粒子によって $n=2\sim 5$ の TAE が周波数 $f = 150\sim 250\text{kHz}$ の帯域で観測され、燃焼プラズマにおいて TAE が不安定化されうることを確認した [12, 13]. この不安定性はシミュレーションにおいても再現されている [14]. TFTR における TAE 励起実験の結果を受けて、他のトカマク装置においても高速イオン駆動の TAE について詳細な研究が進められた. DIII-D (Doublet III-D) では重水素プラズマにおいて $n \leq 5$ の TAE が観測され、高速イオンのベータ値 β_f が Fu らの理論予測に近い 0.5% から高速イオンの損失が生じていることが確かめられた. また、 β_f の増加に伴い、入射パワーの約 70% までを損失してしまうという結果が報告された (図 1.8) [15].

一方、トカマクと異なって閉じ込め磁場を外部的に生成するヘリカル系においても TAE は観測されている. 特に、負磁気シア (negative magnetic shear) 配位である CHS (Compact Helical System) において不安定化された TAE が観測され (図 1.9) [16], その後 CHS および LHD (Large Helical Device) において高速粒子損失を伴う TAE が観測されている [17–19]. これらの配位では、周辺に向かって急速に回転変換が増大し、したがって q の勾配である磁気シアが負となり、TAE ギャップ周波数がプラズマ周辺部に向かって急速に増大する. このためギャップがプラズマ中心部から周辺部に向かって揃わない. もし、固有関数が径方向に広がる大域的 TAE が存在したとしても、このような配位では径方向のどこかで連続スペクトル減衰をうける可能性が高く不安定化されにくい. しかし、プラズマ中心部のギャップや中心から離れた位置にあるギャップに局在するような、コアあるいはギャップ局在 TAE についてはこれらが局所的に

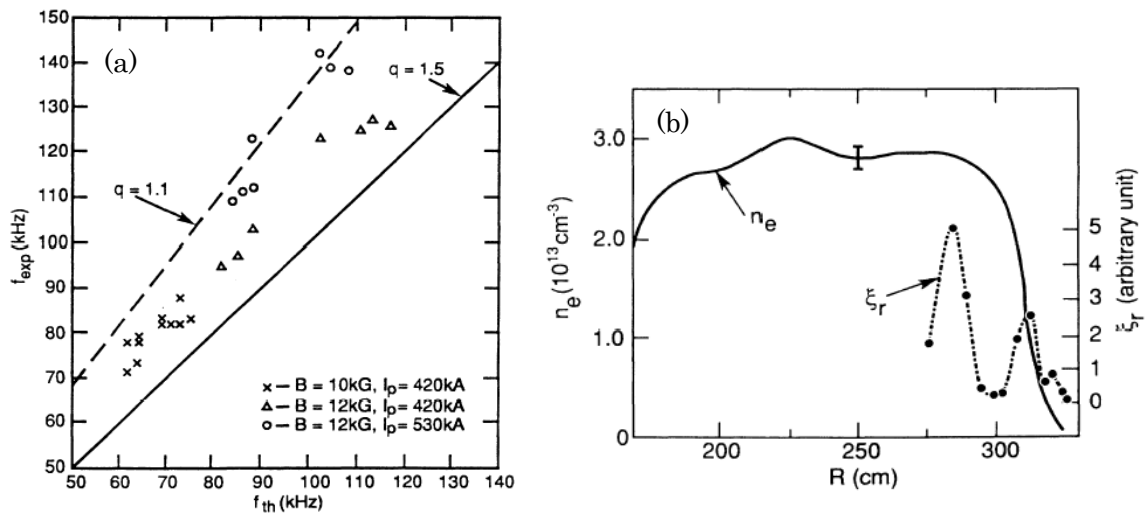


図 1.6 (a)TFTR において観測された磁場揺動の周波数 (f_{exp}) と理論値 (f_{th}) との比較. (b)磁場揺動とコヒーレントな密度揺動の径方向依存性. (文献[11]より引用)

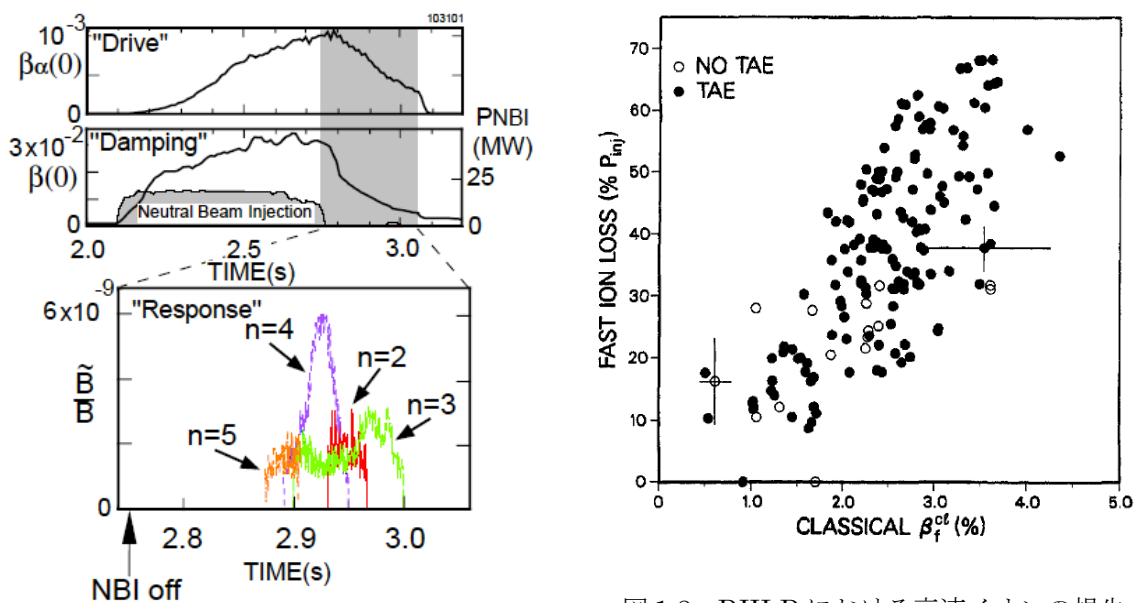


図 1.7 TFTR における TAE 励起実験の例. (a) 粒子のベータ値, (b)バルクプラズマのベータ値, (c) α 加熱時の TAE の磁場揺動強度 (参考文献[13]より引用)

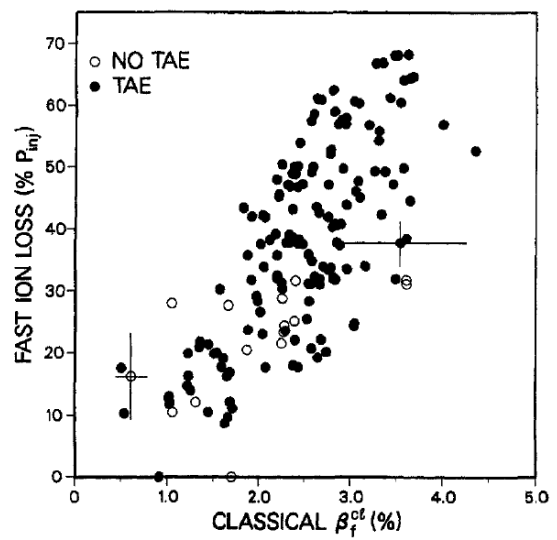


図 1.8 DIII-D における高速イオンの損失率の高速イオンのベータ値の依存性 (文献 [15]より引用)

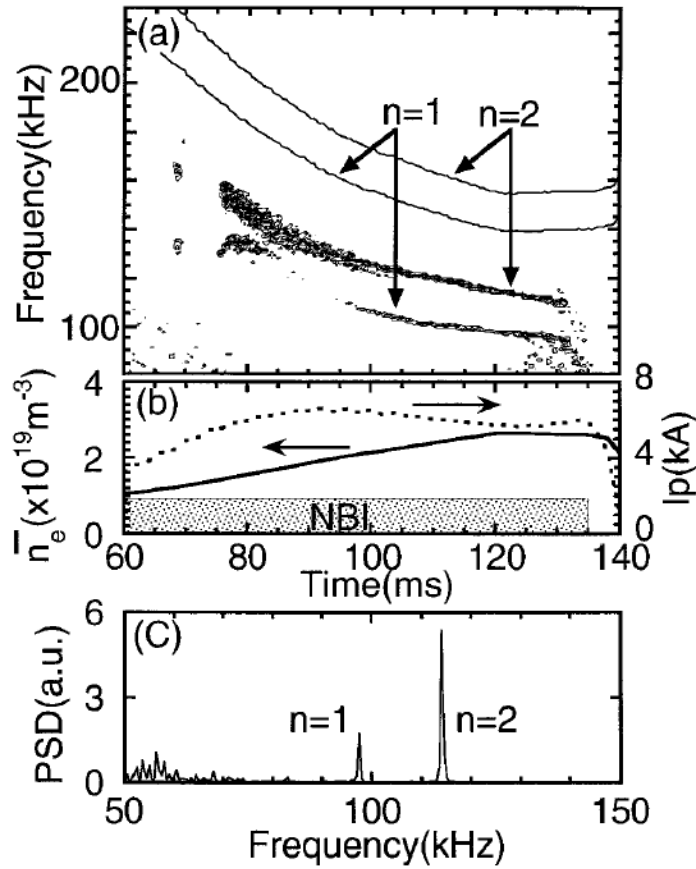


図 1.9 CHS において観測された $n=1, n=2$ TAE (参考文献[16]より引用). (a)磁気プローブ信号のパワースペクトルとギャップ周波数の時間変化, (b)密度と電流の時間変化, (c) $t=120\text{--}122\text{ms}$ における磁気プローブ信号のパワースペクトル.

励起される可能性がある. このような局在化 TAE (C-TAE) は, まず CHS で同定された[16, 20]. また, その後 LHD においても観測され, 真空磁場の磁気軸位置が $R_{ax}=3.6\text{m}$ のいわゆる内寄せ配位において, $n=1$ C-TAE が確認されている[21].

ヘリカル系特有のギャップモードとして, プラズマのヘリカル周期性によって現れる固有モードは HAE[22, 23]と呼ばれ, ヘリカルリップルに強く依存して現れる. この HAE ギャップの形成のためには, トカマクでも観測される TAE 等と異なってトロイダルモード結合が必須であり, LHD や CHS などの $l=2$ の配位においては支配的な磁場のフーリエ成分である $\cos(2\theta - N\phi)$ に関連した磁気面上での磁場強度の非一様性に応じて現れる. N はプラズマ形状のトロイダル周期であり, LHD では $N=10$, CHS では $N=8$ である. 実際に, HAE は低磁場で生成された高ベータの LHD プラズマで最初に観測され[24], その後 W7-AS ($N=5$) [25]等で観測されている. これらの実験において, NBI 粒子の磁力線方向の速度とアルヴェン速度の比が $1.25 < v_{b\parallel}/v_A < 2.4$ 程度の幅をもってることが報告され, これは理論的に予想される共鳴条件とほぼ一致している [23, 26].

このように、トロイダルプラズマにはトカマク・ヘリカルの違いによらず、高速イオンにより不安定化される多数のアルヴェン固有モードが実験的に確認されている。そして、それぞれに共通していることは、

磁場構造の幾何学的形状に起因して連続スペクトルに種々のギャップが生じ、その中に離散的な固有モードが現れる

スペクトルギャップ内における固有モードは、共鳴条件を満たし且つ高い高速イオンベータ値と急峻な高速イオン圧力分布を持つとき不安定化される可能性がある

という 2 点である

1.4 これまでのアルヴェン固有モードの不安定性および安定性研究

1.4.1 アルヴェン固有モードの不安定領域

トロイダルプラズマにおいては多くのアルヴェン固有モードが存在するため、核融合炉はこれらの AE 不安定領域を避けるような安定化の制御を行わなければならない。このため、想定される炉心プラズマパラメータと密度及び回転変換あるいは安全係数の空間分布から推定されるアルヴェン固有モードの安定性を明らかにすることが重要である。AE の実効的な成長率 γ_{ext} は、高速イオンによる不安定駆動の寄与 γ_{drv} と、磁場配位をはじめとする背景プラズマ固有の様々なパラメータに依存する減衰機構の寄与 γ_{damp} とのバランスによって

$$\gamma_{ext} = \gamma_{drv} - \gamma_{damp} \quad (1.7)$$

と表される。ここで、 $0 < \gamma_{ext}$ が不安定、 $0 > \gamma_{ext}$ が安定となる。

この関係より、AE の安定性の理解にはアルファ粒子や NBI, ICRH (Ion Cyclotron Resonance Heating) 等による高速イオンの量と分布関数に起因した高速イオンによる成長率と連続スペクトル減衰等の各種減衰機構の両側面から議論する必要がある。

前者については、例えば、加熱パワー等のパラメータに対する AE 不安定性の発現領域が、TFTR に続いて DIII-D[27]等のトカマクでも調べられた (図 1.10, 図 1.11)。

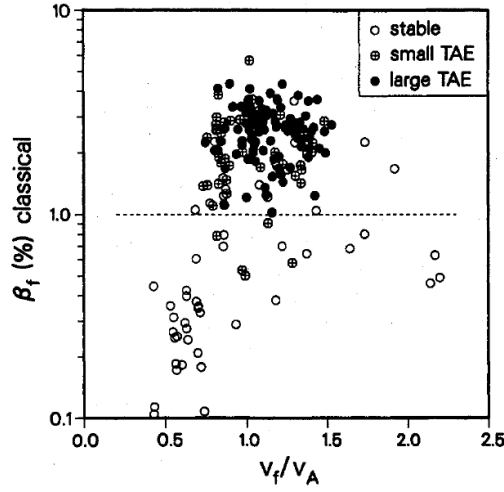


図 1.10 強度別の TAE 発生領域の高速イオン速度-ベータ依存性. NBI パワー: 2~19MW, トロイダル磁場強度: 0.6~2.2T, プラズマ電流: 0.4~1.6MA, 線平均電子密度: $2\sim 8.4\times 10^{19}\text{m}^{-3}$. (文献[27]より引用)

DIII-D では, NBI ビーム粒子の初速とアルヴェン速度の比 v_{i0}/v_A と高速イオンベータ値 β_f に対する TAE の発生領域が明らかにされた. TAE は, リミターおよびダイバータの両配位において円形断面(楕円度 $\kappa=1.1$)及び非円形断面($\kappa=2.2$)の L および H モードプラズマにおいて観測された. これによると, $v_{i0}/v_A \leq 0.7$ の範囲では TAE は観測されるものの不安定性は強くはなく, β_f が 1% を超えるとき, $0.7 < v_{i0}/v_A < 1.5$ の範囲で大振幅の TAE が観測されている. この結果は, 理論的に予測されていた実効的成長率における駆動項[9],

$$\frac{\gamma_{drv}}{\omega} \approx \frac{9}{4} \left(\beta_f \frac{\omega_{*f}}{\omega_A} - \frac{1}{2} \right) F(x) \quad , \quad F(x) = (1 + 2x^2 + 2x^4) e^{-x^2} \quad , \quad x = \frac{v_A}{v_\alpha} \quad (1.8)$$

の傾向と定性的に一致している. ここで, ω_{*f} は高速イオンの反磁性ドリフト角周波数, また F は共鳴粒子の割合を表している. ここで, $\beta_f < 1\%$ で TAE が安定化されている領域に注目し, 各種の安定化機構が検討された. 図 1.11 に示すように, 高速イオンによる成長率は, β_f の径方向分布とその大きさに強く依存する. 一方, 連続スペクトル減衰による減衰率は周辺部 ($r/a = 0.55\sim 0.95$) での磁気シアの増加に伴って上昇していることが読み取れる. 一方, 電子ランダウ減衰は電子の熱速度 v_e と v_A が同程度のときに β_e と

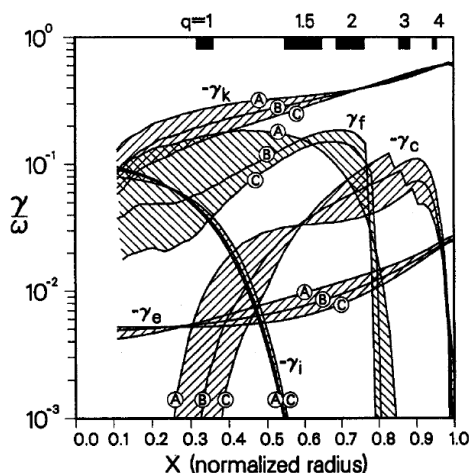


図 1.11 DIII-D における平衡配位に対して計算された TAE の成長率および減衰率の径方向分布. γ_f : 高速イオン駆動, γ_k : 電子運動論的減衰, γ_e : 電子ランダウ減衰, γ_i : イオンランダウ減衰, γ_c : 連続減衰による, 各成長率および減衰率. (文献[27]より引用)

ともに増大するが, 通常は $v_A \ll v_e$ でありかなり小さい. イオンによるランダウ減衰も電子ランダウ減衰と同じ減衰機構であり, 背景の主プラズマのイオンに対してはプラズマ中心でも $v_i < v_A$ であるためその減衰率はそれほど大きくなく, 低温の周辺で急速に小さくなる.

DIII-D では高速イオンビームの速度と圧力を指標にして TAE の成長率と減衰率が詳細に調べられたが, 減衰率はあくまで仮定したモデルによる数値計算である. また, NBI によって TAE を不安定化することは, その不安定化の概略の条件を理解するためには有用であるが, 式(1.7)で示したように高速イオンによる不安定化効果が背景プラズマによる減衰機構による安定化効果を超えていることを意味するだけである. 高速イオンの不安定化効果を精度良く評価するためには高速イオンの空間分布と速度分布関数に対する正確な情報が必要であるが, それらの情報を実験的に得ることは困難である.

1.4.2 トカマクにおけるアルヴェン固有モードの減衰率の直接測定実験

アルヴェン固有モードの減衰率は高速イオンの無いプラズマにおいて実験的に直接測定が可能であり, 安定な TAE の減衰率を測定する手法が開発されている. Fasoli らによって, 主に TAE 等のアルヴェン固有モードを対象として, TAE 等を不安定化さ

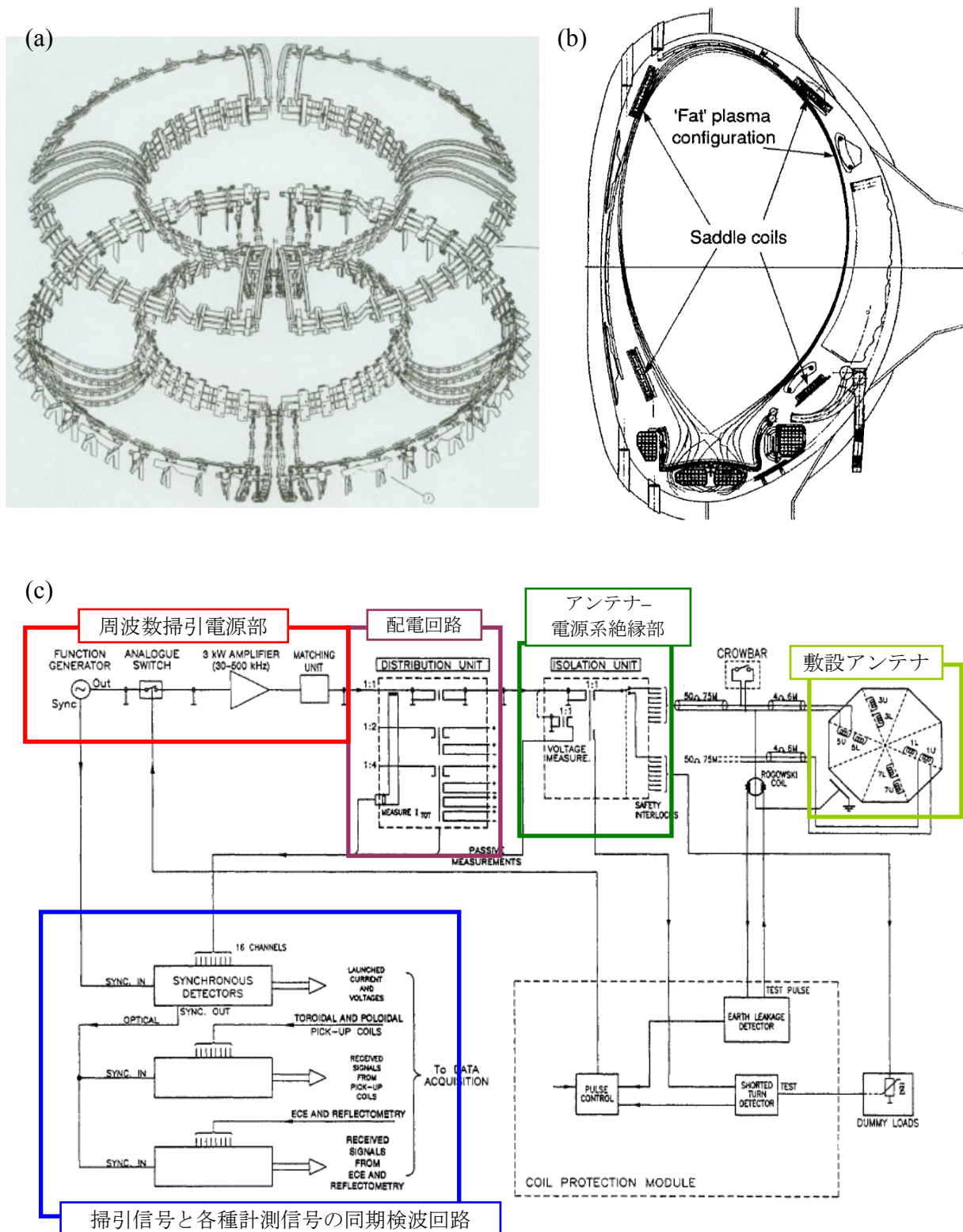


図 1.12 (a)JET において低 n アルヴェン固有モード励起実験に用いられた、外部磁場印加用の 4 対のサドルコイル (文献[31]より引用). (b)ポロイダル断面図 (文献[30]より引用), (c)AE 励起アンテナ駆動回路と検出回路 (参考文献[29]より引用).

せる高速イオンのないプラズマに外部摂動磁場を印加し、その周波数応答から実験的に減衰率のみを算出する試みが JET において初めて行われた[28–30]。この能動的計測法は、図 1.12 に示すようにプラズマに近接して設置されたサドルコイルに AE 周波数帯の高周波電流を流しその駆動周波数を時間的に掃引することによって、プラズマから共鳴的な応答があるかどうかを探る、という手法である。励起する磁場摂動のトロイダル波数、すなわちトロイダルモード数は、励起コイルあるいはアンテナ間の電流位相を調整することにより規定されている[29]。なお、JET のサドルコイルはその構造上、ごく低 n の TAE にしか対応していなかったが、高 n のモード数まで対応できるよう、4 つのコイルをアレイ状にまとめたアンテナの設置が進められている[31]。

さて、JET における実験では、印加した摂動に対するオーミック加熱プラズマからの応答は図 1.13 のように得られる[32]。この場合の印加摂動磁場に対する応答、すなわち伝達関数は、磁気プローブ信号のフーリエ変換をアンテナ電流信号のフーリエ変換で除することで得られる。つまり、もし固有モードの周波数の磁場摂動をアンテナで励起したとすれば、この応答信号はその周波数においてピークとなる共鳴的な波形となり、それ以外の周波数帯の摂動に対しては連続スペクトル減衰を受け急速に減衰するであろう。したがって印加磁場摂動の駆動周波数に対して得られた伝達関数は減衰の少ない TAE などに対応した共鳴ピークが現れることが期待される。TAE ギャップ周波数 f_{TAE} に沿った複数のピーク波形の連なりは、予想されるギャップ周波数を交叉して掃引しながら描いた共鳴的応答を示している。磁場摂動印加で励起された TAE の周波数は、共鳴ピーク位置より、そして減衰率はピーク形状の鋭さから導出される。通常、周波数応答はプラズマ生成後のスペクトル解析によって得られるが、Fasoli らはアンテナ電流の信号を基準とするリアルタイムの同期検波の方法を援用し、放電中の v_A の変化を読

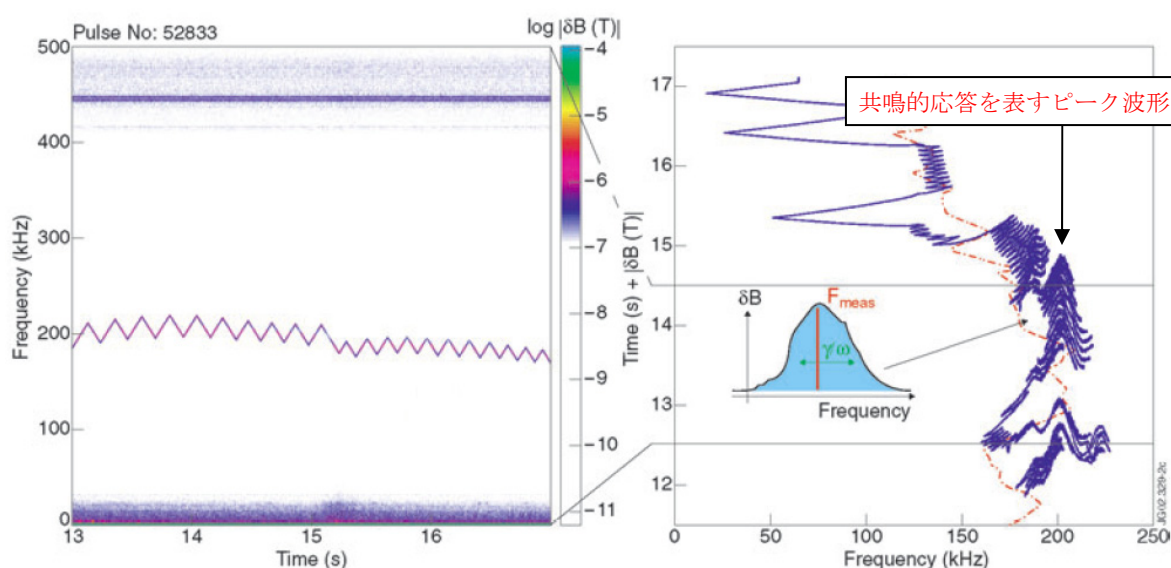


図 1.13 放電中に変化する TAE ギャップ周波数の追跡と応答信号の観測例。
(参考文献[32]より引用)

み取りながらリアルタイムで摂動磁場の周波数の掃引範囲を制御し、プラズマ生成中に時間変化する様々なパラメータに応じて固有周波数と減衰率を図 1.13 のように高時間分解能で得ることに成功した。また、この手法による減衰率の測定では、対象とするアルヴェン固有モードが高速イオンにより不安定化されているか、あるいは不安定化されていなくてもその駆動効果が存在すると、式(1.7)からわかるように正しく減衰率が得られない。高速イオンの存在するプラズマでの安定な AE の減衰率を測定するためにはイオン加熱パワーを複数点スキャンしてそれが零である極限として推定できるかもしれない[32]。ただ、イオン加熱により生ずる高速イオンのランダウ減衰の効果のため単純に零加熱条件への極限の推定には注意を要する。一方、高速イオンの存在を許容せざるを得ない条件で AE の減衰率の運動論的效果の β 依存性を調べる実験では、NBI による駆動項を極力減らすよう、磁場強度やプラズマ密度を注意深く制御した特別な放電を用いなければならない[33]。

JET における初期的な実験では、測定された $n = 1$ の TAE の減衰率は非常に小さく、1%に満たないケースが多い結果となった。この計測法は他のギャップモードに対しても有効で、この後 EAE[34]、GAE、NAE さらに運動論的アルヴェン固有モード (KAE) の励起が行われ、 $10^{-3} \sim 1\%$ のオーダーの幅広い減衰率が得られている[29, 35]。そして、これまでに、TAE について集中的に減衰率の磁場配位の依存性が調べられた。

減衰率の磁場配位依存性については、安全係数のプラズマ中心から周辺に向かって単調増加する分布を保持しつつ、その絶対値や径方向微分 (磁気シア) の値を可変することによって調べている。測定された減衰率は、プラズマ断面形状に強く依存し、リミ

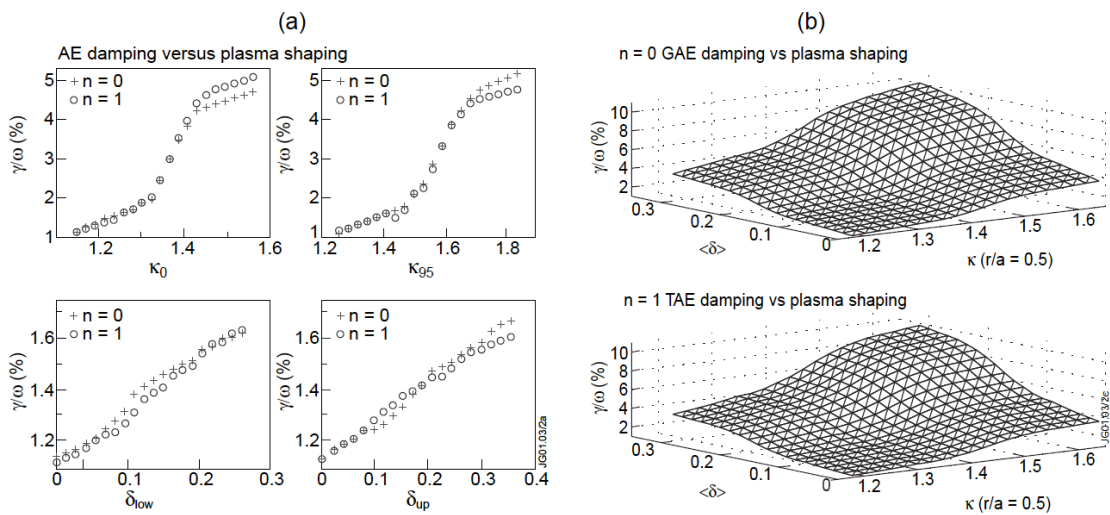


図 1.14 実験から得られた AE の減衰率の楕円度および三角度依存性. (a) $n=0$ GAE および $n=1$ TAE についての減衰率の、磁気軸における楕円度 κ_0 、プラズマ境界における楕円度 κ_{95} 、プラズマ断面の上方における三角度 δ_{up} 、同下方における三角度 δ_{low} 、に対するそれぞれの依存性. (b) $n=0$ GAE および $n=1$ TAE の減衰率の、平均三角度および $r/a = 0.5$ における楕円度についての依存性. (文献[36]より引用)

ター配位では 1%にも満たないが、周辺プラズマが X ポイントを有するダイバータ構造に近づく、つまり、楕円度と三角度の増加とともに増加する傾向にある (図 1.14). また、ダイバータ配位では、最大で 15%程度まで達するという結果も報告されている[34, 36, 37]. これは周辺プラズマがダイバータ構造となることで局所的に磁気シアが増大し、そこで連続減衰の寄与が強まったためであると説明されている[37]. 連続スペクトルのギャップ構造と固有関数の関係が連続減衰に及ぼす影響は理論的に指摘されていたが[38], 低楕円度・低三角度, 固定磁気シア分布における安全係数を変化させることで実験的に調べられた[39]. この実験では、プラズマ中心における安全係数 q_0 が小さいときは減衰率は大きく、 q_0 が大きくなるにつれて減衰率が低くなるという結果となった. これは、TAE の固有関数はギャップ位置をピーク中心として両側に広がっているので、 q_0 が低くなるとギャップ位置が強磁気シアのプラズマ周辺部に移動することにより連続減衰が増加し比較的安定であるが、 q_0 が高くなるとギャップ位置が中心に移動し低磁気シア領域に入るため連続減衰の効果が低下し減衰率が下がるのが原因とされている (図 1.15). しかし、減衰率の実測値と、CASTOR コード (運動論的效果を含まない抵抗性 MHD 安定性解析コード) による数値計算の結果との比較では、境界付近の密度が低くなるために連続スペクトルの構造が周辺で変わりやすく、あるいは運動論的效果を含まないために特に低 q_0 では一致しているとは言えない (図 1.16). また、この実験では、X ポイントの磁場構造依存性が遷移的であるという結果も報告されており、低楕円度・低三角度のリミター配位と X ポイントを有する高楕円度・高三角度のプラズマに

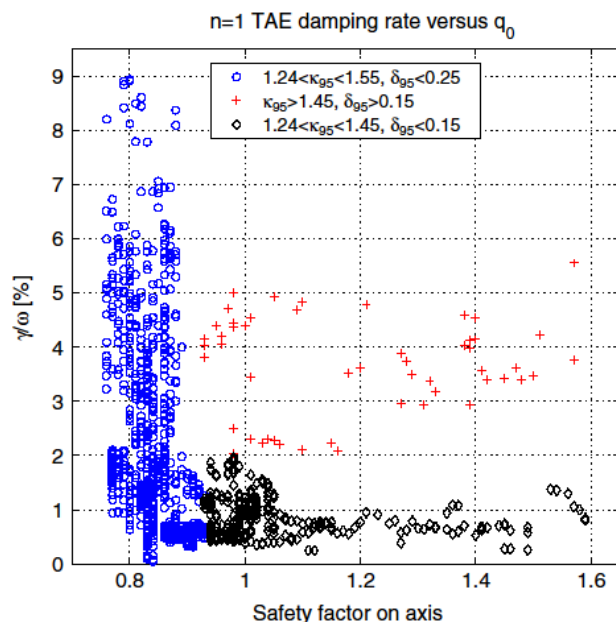


図 1.15 低楕円度・低三角度時における、 $n=1$ TAE の減衰率のプラズマ中心での安全係数 q_0 依存性. (参考文献[31]より引用)

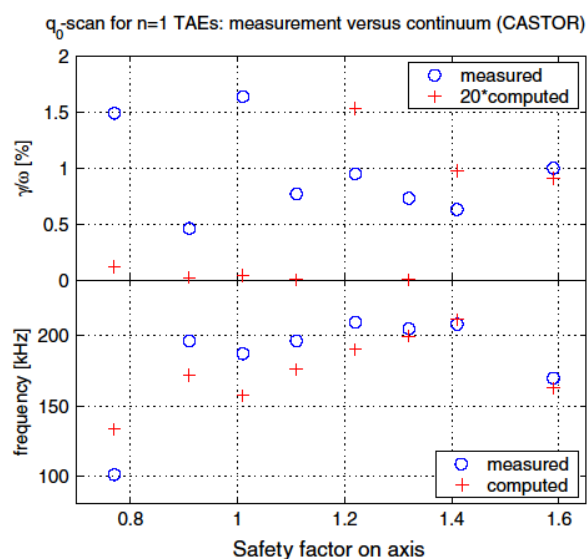


図 1.16 $n=1$ TAE の減衰率の実測値と数値計算による結果との比較. 計算結果は, 実測した固有周波数との違いが 20%以内のモードのみを表示している. (参考文献[39]より引用)

における磁場構造による減衰機構は大きく異なる可能性がある.

一方, Alcator C-mod においても同様の能動的計測システムが整備された. 初期の JET での実験と異なり, 中程度のトロイダルモード数の TAE の摂動磁場印加による励起実験が行われた[40–42]. C-mod は $R_0 = 0.67\text{m}$, $a = 0.21\text{m}$ のプラズマを生成する中型トカマク装置であり, 図 1.17(a)に示したようにトロイダル方向 $15\text{cm} \times$ ポロイダル方向 25cm の 5 回巻きコイル 2 個をセットとしたアンテナが 1 つ設置され, アンテナとプラズマ間の距離を変化させることで励起トロイダルモード数を制御している. 実験では, リミター, シングルおよびダブル X ポイントダイバータのそれぞれの配位において TAE の減衰率が調べられ, トロイダルモードが $4 < |n| < 14$ の範囲で 4.5%までの減衰率の観測が報告されている. 一連の配位を調整した実験は周辺部の磁場構造依存性を調べるために行われたが, その結果は図 1.17(b)(c)に示したように JET と異なって, 楕円度が大きくなるほど減衰率は小さくなるとともに, 磁気シアに明確な依存性は現れていない. これらの不一致は, 単一アンテナの使用により, 励起モードのフーリエスペクトルが $4 < |n| < 14$ と幅広く分布してしまい, 実験において励起した TAE のトロイダルモード数別の磁気シア依存性がとれなかったためと説明されている. また, 各 n についての減衰率の依存性は未だ明らかにされていないものの, これらの実験結果は運動論効果を含む MHD 安定性解析コード NOVA-K により検証され, 連続スペクトル減衰の寄与が全体の減衰率の 63%~97%と算出されたことから, TAE ギャップ周辺の磁気シアなどの磁場構

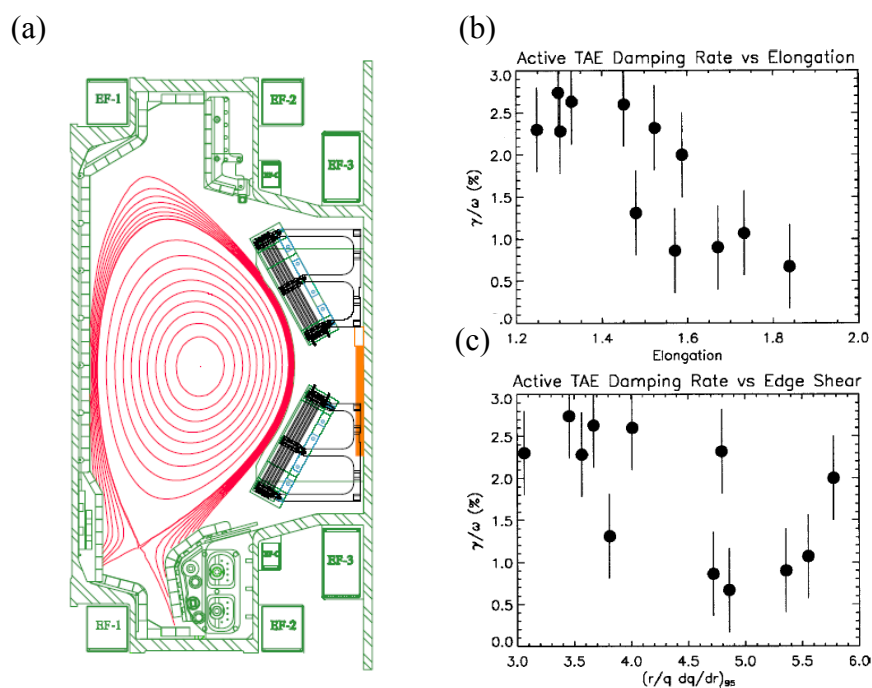


図 1.17 (a)Alcator C-mod における AE 励起アンテナの配置 (文献[42]より引用). 観測された TAE ($4 \leq n < 14$) の減衰率の(b)楕円度依存性および(c)プラズマ境界における磁気シア依存性 (文献[41]より引用).

造が減衰に重要な役割を果たしていると予想されている。

トカマクにおいては TAE の減衰率について、強磁気シアに起因した周辺での連続スペクトル減衰、あるいは比較的プラズマ中心に近い領域での放射減衰の寄与が強い可能性が高いと解釈されている。しかし、連続スペクトル減衰や放射減衰がどの程度であるかという定量的評価には理論モデルによりかなりの差異が見られる[37, 43–45]。このため、これらの理論モデルから ITER などの将来の核燃焼プラズマでの TAE の安定性に関して信頼性の高い予測は現状では困難であると言わざるを得ない。

1.4.3 ヘリカル系装置におけるアルヴェン固有モードの減衰率の直接測定実験

一方、ヘリカル系においてもこのような周波数応答計測法は可能であると考えられるが、プラズマのねじれた 3 次元的な形状によってアンテナの設計・製作が困難なためか、今日にいたるまで減衰率の実験的な測定結果は 1 例しか報告されていない。しかし、通常の導体ループアンテナを用いて作るのではなく、プラズマ周辺部に挿入した電極に

よってトロイダル方向の交流電流を閉じ込め磁場に沿ってプラズマ中に駆動し、その電流によって摂動磁場を生成する方法により、CHS において摂動磁場印加による AE 励起とその減衰率の測定の基礎実験が行われた (図 1.18) [46]. この手法の大きな利点は、摂動磁場は閉じ込め磁場に常に垂直となり、純粋にシアルヴェン波摂動を誘起できることである. 不利な点は、電極挿入によりプラズマに外乱を与える. また、摂動磁場のフーリエ成分は電極位置での回転変換に規定されるため n を決めると m がおのずと規定されることになる. ただ、トロイダル効果によりこれらのフーリエモードの側帯波成分が生じるので m のスペクトルにある程度の幅が出てくる. これにより複数の m のフーリエモードにより TAE などのギャップモードを励起できると予想される. CHS は図 1.19 (a) に示したように、TAE ギャップは存在するが、この実験のように低ベータプラズマでは回転変換分布が中心から周辺に向かって急速に増大するためプラズマ中心から周辺部に渡ってギャップが開くという状況は実現されず、プラズマの外からループアンテナで内部の TAE を励起することは難しく、外部摂動源をプラズマ内部まで挿入し、

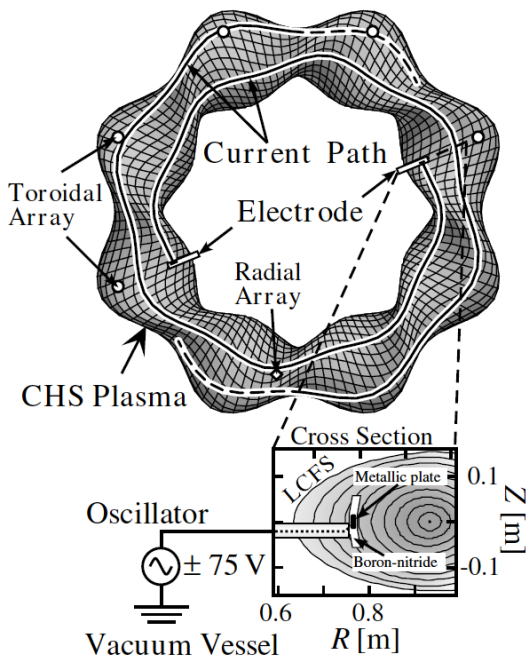


図 1.18 CHS における磁気面の鳥瞰図と電極による駆動電流の軌跡. 断面図はプラズマ内への電極の挿入の様子. (文献[46]より引用)

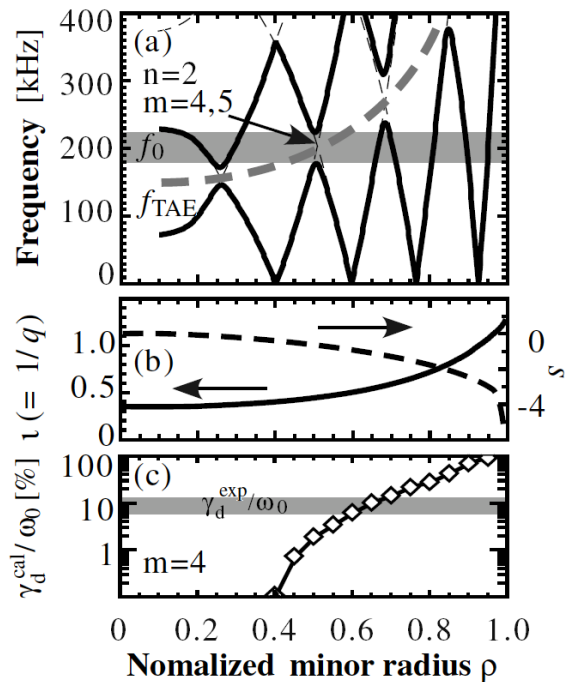


図 1.19 (a)TAE ギャップ周波数 (点線) と連続スペクトルの径方向分布 (実線), (b) 回転変換 (実線) および磁気シア (点線) の径方向分布 (c) 観測された減衰率と連続スペクトル減衰による減衰率. (文献[46]より引用)

TAE ギャップが形成される領域付近に近づける必要があった。そこで、図 1.18 に示したように、単一電極の静電プローブの原理を応用し、磁力線を横切るように導電面を向けた電極に真空容器との間に TAE 周波数帯の交流電圧を印加して交流電流が駆動された。この例では 1 対の 2 本の電極に印加する交流電圧間の位相を同相とし、偶数モードのシア・アルヴェン波の励起を試みている。この実験では 0.1T 以下の極低磁場で 2.45GHz ECH を用いて生成した低温・低密度プラズマにおいて $n = 2$ で $m = 4$ と $m = 5$ のポロイダルモード結合により形成される TAE ギャップに存在する TAE と思われる共鳴的応答が観測され、共鳴周波数は TAE ギャップ内の周波数に対応しており計測された減衰率が 5~10%との結果が得られた (図 1.19(c))。また、簡単な解析的理論値[47]との比較により、このモードの減衰機構は連続スペクトル減衰が支配的と結論されている。

1.5 本研究の目的

これまで述べたように、磁場閉じ込めプラズマにおいてはプラズマのトロイダル形状など磁気面上の磁場強度の不均一に起因して TAE をはじめとする種々のアルヴェンギャップが存在しそのギャップ内に離散的な固有値を有するアルヴェン固有モードが存在する。これらは高速イオンの存在により不安定化される可能性がある。実際、多くのトカマクやヘリカル装置において、理論的に予想されるアルヴェン固有モードの励起条件とほぼ一致する条件でこれらの不安定性の励起が明らかになっており、しかも強く不安定化された TAE などによる高速イオンの異常輸送や損失も観測されている。一方、スペクトルギャップと同様に、磁場構造に起因する連続スペクトル減衰、あるいは放射減衰が、プラズマに吸収されやすい KAW や KTAE への変換を伴った高減衰率の減衰機構として存在する。ITER などの核燃焼プラズマにおいては、負磁気シア配位のような H モードプラズマと異なる非単調な安全係数分布をもつ運転モードも定常運転シナリオとして提案されており、これらのアルヴェン固有モードがどのような状況で不安定になるかあるいは安定化されるかは重要な課題となってきた。磁場構造がアルヴェン固有モードの減衰率に直接関与しているため、核燃焼プラズマの運転領域の拡大のためには、3 次元的構造のような多様な磁場配位におけるアルヴェン固有モードの減衰機構の定量的理解が不可欠である。この点において、1.4.2 節で述べたように、平衡の 2 次元的近似が成り立つトカマクにおける実験例を除けば、世界的に見てもステラレータにおける外部摂動を用いた AE の安定性研究はほとんどない。また、核融合研究における主要な実験は ECH やオーミック加熱のみではなく、NBI を積極的に用いる高温プラズマにおいて行われており、AE の減衰率測定実験が行えるパラメータ領域の拡大も安定性研究の進展のために重要な課題である。

第 1 章

本研究では、トカマクと異なる 3 次元プラズマであるが TAE についてはトカマクと同様の議論が可能な CHS において、NBI 加熱下のプラズマのアルヴェン固有モードの減衰率を直接計測し、定量的に評価することによって、アルヴェン固有モードの安定化機構の基礎の解明に寄与することを目的とする。

1.6 本論文の構成

第 1 章において、本研究と関連するこれまでの研究の概要について述べた。第 2 章ではアルヴェン波およびトロイダル・アルヴェン固有モードと、これらの減衰機構について述べる。第 3 章では本研究で用いた CHS ヘリオトロン/トルサトロン装置および各種実験装置について述べる。第 4 章ではデータ解析について、特に揺動の解析法と周波数応答関数（伝達関数）を中心に述べる。第 5 章では実験で観測された NBI による高速イオン励起アルヴェン固有モード、そしてプラズマ周辺部での外部磁場摂動の印加による減衰率の測定結果について述べる。さらに、得られた結果について、数値計算によるモード同定と減衰率の比較を行う。最後に、第 6 章にて本研究を総括するとともに、今後の課題と展望を述べる。

参考文献

- [1] 経済産業省, エネルギー白書 2008, 2008
- [2] John Wesson, Tokamaks, Oxford science publications (2004)
- [3] M. Shimada *et al.*, Nucl Fusion **47**, S1 (2007)
- [4] M. N. Rosenbluth and P. H. Rutherford, Phys. Rev. Lett **34**, 1428 (1975)
- [5] ITER Physics expert group, Nucl. Fusion **39**, 2471 (1999)
- [6] A. Fasoli *et al.*, Nucl. Fusion **47**, S264 (2007)
- [7] A. Hasegawa L. Chen, Phys Rev. Lett. **32**, 454 (1973)
- [8] A. de Chambrier *et al.*, Plasma Phys. **24**, 893 (1982)
- [9] G. Y. Fu *et al.*, Phys Fluids **B1**, 1949 (1989)
- [10] G. Y. Fu *et al.*, Phys. Fluids **B1**, 2404 (1989)
- [11] K. L. Wong *et al.*, Phys. Rev. Lett **66**, 1874 (1991)
- [12] R. Nazikian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2976 (1996)
- [13] B.C. Stratton *et al.*, Nucl. Fusion **39**, 1309 (1999)
- [14] Y. Todo *et al.*, Phys Plasma **10**, 2888 (2003)
- [15] H. H. Duong *et al.*, Nucl Fusion **33**, 749 (1993)
- [16] M. Takechi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 312 (199)
- [17] M. Isobe *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S918 (2006)
- [18] K. Toi *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 217 (2004)
- [19] M. Osakabe *et al.*, Nucl. Fusion **46**, S911 (2006)
- [20] K. Toi *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 1349 (2000)
- [21] S. Yamamoto *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 326 (2005)
- [22] N. Nakajima *et al.*, Phys. Fluids **B4**, 1115 (1992)
- [23] Y. I. Kolesnichenko *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 491 (2001)
- [24] S. Yamamoto *et al.*, Phys Rev Lett **91**, 245001 (2003)
- [25] M. Hirsch *et al.*, Plasma Phys and Control. Fusion **50**, 053001 (2008)
- [26] Y. I. Kolesnichenko *et al.*, Fusion Sci. Technol. **46**, 54 (2004)
- [27] E. J. Strait *et al.*, nucl fusion **33**, 1849 (1993)
- [28] A. Fasoli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 645 (1995)
- [29] A. Fasoli *et al.*, Plasma Phys. Control Fusion **39**, B287 (1997)
- [30] G. T. A. Huysmans *et al.*, Phys. Plasmas **2**, 1605 (1995)
- [31] A. Fasoli *et al.*, presented at 10th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in

Magnetic Confinement Systems, Kloster Seeon, Germany, 2007

- [32] A. Fasoli *et al.*, Plasma Phys and Control. Fusion **44**, B159 (2002)
- [33] D. Testa *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 724 (2003)
- [34] W. W. Heidbrink *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 3663 (1997)
- [35] A. Fasoli *et al.*, Phys Plasmas **7**, 1816 (2000)
- [36] D. Testa *et al.*, Nucl. fusion **41**, 809 (2001)
- [37] A. Jaun *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 2952 (1998)
- [38] H. L. Berk *et al.*, Phys. Plasmas **B4**, 1806 (1992)
- [39] D. Testa *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 907 (2005)
- [40] J. A. Snipes *et al.*, Plasma Phys and Control. Fusion **46**, 611 (2004)
- [41] J. A. Snipes *et al.*, Phys Plasmas **12**, 056102 (2005)
- [42] J. A. Snipes *et al.*, Nucl. Fusion **46**, 1036 (2006)
- [43] D. Testa *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 479 (2003)
- [44] G. Y. Fu *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 082505 (2005)
- [45] Ph. Lauber *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 122501 (2005)
- [46] G. Matsunaga *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 225005 (2005)
- [47] M. N. Rosenbluth *et al.*, Phys. Rev. Lett **68**, 596 (1992)

第2章 アルヴェン波とアルヴェン固有モード

2.1 緒言

アルヴェン波は電磁流体力学的な波動であり，磁場の大きさ B_t ，イオン（電子は無視できるとして）種 s 種類を含むプラズマの質量密度 $\rho_m = \sum_s \sigma_s n_s$ および真空透磁率

μ_0 から表される特性速度 $v_A = B_t / \sqrt{\mu_0 \rho_m}$ なる位相速度を持つことは第一章で述べた．本章では，第一章で述べた各種のアルヴェン固有モード（AE）の特性と不安定励起と安定化の物理機構について概観する．ここではプラズマの有限温度効果は無視したいいわゆる”冷たい”プラズマの近似の下でプラズマ中に励起されうるアルヴェン波を電磁流体（MHD）波動として考えていく．ただし，高速イオンなどのプラズマ粒子について速度空間内で関連する事柄等については必要に応じて運動論的效果を取り入れる．

2.2 節ではアルヴェン波の連続スペクトルに表す分散関係を導き，2.3 節で伝播特性について述べる．次に2.4 節でトロイダル変形を受けたプラズマにおける分散関係にスペクトルギャップが形成され，AE が生じることを述べる．2.5 節において AE が高速粒子によって不安定化されうることについて述べ，2.6 節ではこの不安定化に対して，AE のエネルギーをプラズマに吸収させる各種の減衰機構が存在することを述べる．

2.2 節ではアルヴェン波の連続スペクトルに表す分散関係を導き，2.3 節で伝播特性について述べる．次に2.4 節でトロイダル変形を受けたプラズマにおける分散関係にスペクトルギャップが形成され，AE が生じることを述べる．2.5 節において AE が高速粒子によって不安定化されうることについて述べ，2.6 節ではこの不安定化に対して，AE のエネルギーをプラズマに吸収させる各種の減衰機構が存在することを述べる．

2.2 アルヴェン波と分散関係

プラズマは広義には荷電粒子の集合である．空気中を伝わる音波が存在できるように，プラズマ中にも，その温度・密度あるいは磁場などのパラメータに従って伝播する波動が存在する．したがって，プラズマ中を伝わる波動の挙動を調べるには，与えられる変動に対する電氣的な変位の指標である誘電率テンソルを導いておき，その後この媒

第 2 章

質中を伝わる電磁氣的波動としてマクスウェル方程式を解く必要がある。しかし、核融合プラズマにおけるアルヴェン波の周波数は多くの場合数百 kHz であるので、ここではまず分散関係を MHD 方程式における、ゆっくりした変動の摂動量についての運動方程式から導出する。なお、ここではプラズマの有限温度効果を見捨てる”冷たい”プラズマ近似を用いる。

まず、プラズマがある一方向を向く一様な磁場 $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0$ 中に一様な密度 n で広がっているとする。また、プラズマは熱的平衡状態にあり、電氣的に中性 ($n_e = \sum_s Z_s n_s$) かつ抵抗がない完全導体 ($\eta = 0$) とし、変位電流も見捨てる ($v \ll c$) とする。この近似の元で、磁気流体を支配する方程式系は次のように書ける。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla P + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.2)$$

$$\frac{dP}{dt} + \gamma P \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (2.3)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (2.5)$$

$$\mu_0 \mathbf{J} = \nabla \times \mathbf{B} \quad (2.6)$$

ここで用いた変数 $\rho, \mathbf{v}, P, \mathbf{J}, \mathbf{B}, \gamma, \mathbf{E}$, 及び μ_0 はそれぞれ、質量密度、流速、プラズマ圧力、平衡電流、平衡磁場、比熱比、平衡電場及び真空透磁率である。このような平衡においてどのような摂動が生ずるかを知るには、式(2.2)の運動方程式を解かなくてはならない。そこで、摂動量がフーリエモードに展開できると仮定する線形化を行う。これにより、各物理量について次のように展開することが可能である。

$$X = \mathbf{X}_0 + \mathbf{X}_1 + \dots = X_0(\mathbf{r}) + X_1(\mathbf{r})e^{i(\alpha t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} + \dots \quad (2.7)$$

ここで、 $\mathbf{r} = \mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y + \mathbf{e}_z$ とした。また、一次以降の高次の変動量はゼロ次と比べて十分小さいとして見捨てる。これを用いるとゼロ次の平衡は次のように書ける。

$$\nabla P_0 = \mathbf{J}_0 \times \mathbf{B}_0 \quad (2.8)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}_0 = \mu_0 \mathbf{J}_0 \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \quad (2.10)$$

$$\mathbf{v}_0 = 0 \quad (2.11)$$

一方，一次までの摂動量はフーリエ解析により，

$$\omega \rho_1 - \rho_0 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1) = 0 \quad (2.12)$$

$$\omega P_1 - \gamma P_0 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1) = 0 \quad (2.13)$$

$$-i \mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0)) = \mu_0 \omega \mathbf{J}_1 \quad (2.14)$$

$$-\mathbf{k} \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0) = \omega \mathbf{B}_1 \quad (2.15)$$

と書ける[1]. ここで， $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$ ， $\mathbf{k} = \mathbf{k}_\perp + \mathbf{k}_\parallel = k_{\perp x} \mathbf{e}_x + k_{\perp y} \mathbf{e}_y + k_\parallel \mathbf{e}_z$ とおいた.

以上より次のような波動方程式が導出される.

$$-i \mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times (\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0)) - i \mathbf{k} \times (\omega \mathbf{B}_1) = 0 \quad (2.16)$$

$$\begin{pmatrix} \omega^2 - k_\parallel^2 v_A^2 & 0 & 0 \\ 0 & \omega^2 - k_\perp^2 v_s^2 - k_\parallel^2 v_A^2 & -k_\perp k_\parallel v_s^2 \\ 0 & -k_\perp k_\parallel v_s^2 & \omega^2 - k_\parallel^2 v_s^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_{x1} \\ v_{y1} \\ v_{z1} \end{pmatrix} = 0 \quad (2.17)$$

ここで，アルヴェン速度 v_A ，音速 v_s はそれぞれ

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}}, \quad v_s = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}$$

である.

分散関係は周波数と波数（波長）の間の依存関係であるから，この関係を調べればプラズマ中におけるアルヴェン波の伝播領域（密度および周波数に依存）がわかる. 式(2.17)において恒等的に $\mathbf{v} = 0$ とならない解が得られるという条件から下記のような行列式

$$\begin{vmatrix} \omega^2 - k_{\parallel}^2 v_A^2 & 0 & 0 \\ 0 & \omega^2 - k_{\perp}^2 v_s^2 - k^2 v_A^2 & -k_{\perp} k_{\parallel} v_s^2 \\ 0 & -k_{\perp} k_{\parallel} v_s^2 & \omega^2 - k_{\parallel}^2 v_s^2 \end{vmatrix} = 0 \quad (2.18)$$

が得られる[2]. この解によって, それぞれ特性の異なる次のような波動の分散関係が得られる.

非圧縮性波動

まず, 一つの解

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 v_A^2 \quad (2.19)$$

に従う波動を考える. この波動は磁力線方向の波数 k_{\parallel} と v_A の間でのみ決まる分散関係を持ち, k_{\perp} には依存しない. また, 式(2.4)から変動成分を求めると \mathbf{E}_{\parallel} が無い場合には $\mathbf{B}_{\parallel 1}$ が生じず, 波動は磁力線に垂直方向の変動成分しかもたず, 圧縮性がない横波となる ($\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$). この解によって変位 ξ ($\partial \xi / \partial t \equiv v_{\parallel}$) の運動方程式が

$$\nabla_{\parallel}^2 \xi - \frac{1}{v_A^2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0$$

となり, 磁力線を曲げる力と磁力線の張力との釣り合いとして表され, 磁力線同士が独立に振動する. この波動をシア・アルヴェン波という.

このような分散関係の特徴の理解のために便利な, 波動の波面の軌跡を図 2.1 に示した. シア・アルヴェン波は赤い軌跡で示される特定の位相速度に制限され, 磁場と垂直方向には伝播できない.

プラズマの圧縮性に起因した波動

シア・アルヴェン波以外にも,

$$\omega^2 = \frac{1}{2} k^2 (v_s^2 + v_A^2) \left[1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{k_{\parallel}^2}{k^2} \frac{v_A^2 v_s^2}{(v_A^2 + v_s^2)^2}} \right] \quad (2.20)$$

という解に従う波動が考えられる。これは磁気音波とよばれる。この場合、 $v_A \gg v_s$ 及び $v_A \ll v_s$ の極限について、次の 2 種類の圧縮性波動の存在が導出される。

① 圧縮性アルヴェン波： $\omega^2 = k^2 v_A^2$

この波動はシア・アルヴェン波よりはるかに高い周波数帯に存在することが多い圧縮性の波動である。すなわち、プラズマ圧力の変動と磁力線の伸縮の両方の摂動に関係し、磁力線の曲げと圧縮に抗する力と磁力線を揺らす力とのバランスで振動が決まる ($\nabla \cdot \mathbf{v} \neq 0$)。また、図 2.1 に示したとおり伝播方向にも制限がなく、すなわち平衡磁場に対して任意の方向に伝播可能である。

イオン音波： $\omega^2 = k_{\parallel}^2 v_s^2$

イオン音波、磁場方向の圧力変動により誘起される波動であり、磁力線に垂直方向を除く任意の方向に伝播する。通常の音波と同様に縦波である。周波数は $\omega = kv_A$ よりもかなり低くなる。また、磁場に対する伝播の様子を図 2.1 に示す。

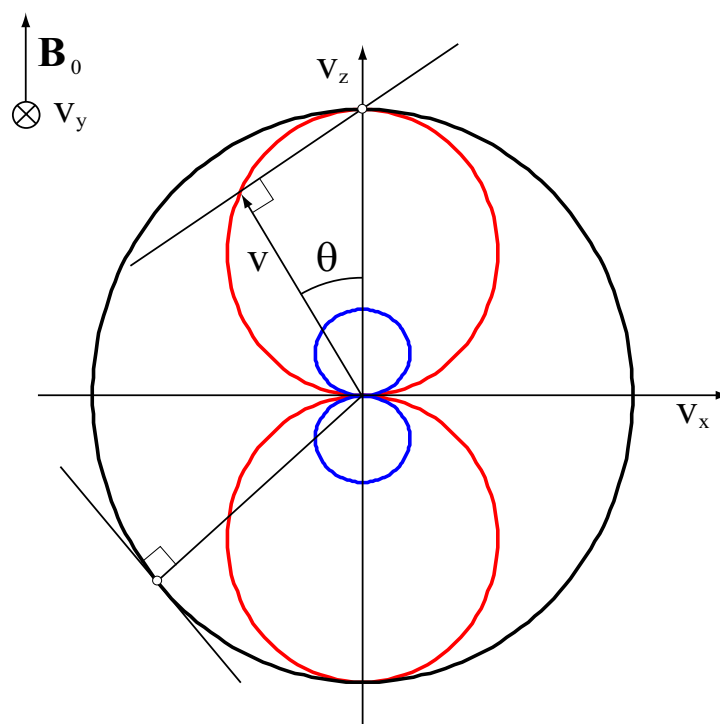


図 2.1 式 2.18 の分散関係より導出される、シア・アルヴェン波 (黒), 圧縮性アルヴェン波 (赤), イオン音波 (青) の波面の軌跡。

2.3 連続スペクトルとアルヴェン共鳴

次に、非一様な密度あるいは q 分布をもつプラズマにおけるアルヴェン波の伝播特性について述べる．このような不均一性を円筒プラズマにおいて考えると、磁場と平行方向の波数 k_{\parallel} は、円筒座標系 (r, θ, Z) において定義された波数および磁場

$$\begin{aligned}\mathbf{k} &= k_r \mathbf{e}_r + k_\theta \mathbf{e}_\theta + k_z \mathbf{e}_z \\ \mathbf{B} &= B_0 \hat{\mathbf{b}} = B_\theta \mathbf{e}_\theta + B_z \mathbf{e}_z\end{aligned}\tag{2.21}$$

を用い、 Z 方向の長さを $2\pi R$ とし下記のように表される．すなわち、 $Z=R\phi$ であり、方位角方向(θ 方向)及び軸方向(Z あるいは ϕ 方向)のモード数をそれぞれ m 及び n とすると、

$$\begin{aligned}k_{\parallel} &= \mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{b}} \\ &= \frac{k_\theta B_\theta + k_\phi B_\phi}{B_0} \\ &= -\frac{B_\theta}{B_0} \frac{m}{r} + \frac{B_\phi}{B_0} \frac{n}{R} \\ &\approx \left(-\frac{m}{q(r)} + n \right) \frac{1}{R}\end{aligned}\tag{2.22}$$

と表される．ここで、 $B_\phi \approx B_0$ と仮定した．また、 q は安全係数であり、

$$q = \frac{B_\phi r}{B_\theta R}\tag{2.23}$$

と定義される．

式(2.22)から、不均一プラズマにおいてシア・アルヴェン波は径方向で異なる k_{\parallel} を持つことがわかる．また、密度が不均一な場合には v_A も径方向で変化する．2.2 節で示した各アルヴェン波の分散関係から、このような径方向分布の存在は、同節で示した各アルヴェン波の分散関係を満たす波数と周波数の組み合わせが連続的に存在することを意味する．特に、シア・アルヴェン波の分散関係である式(2.19)は、式(2.22)により、

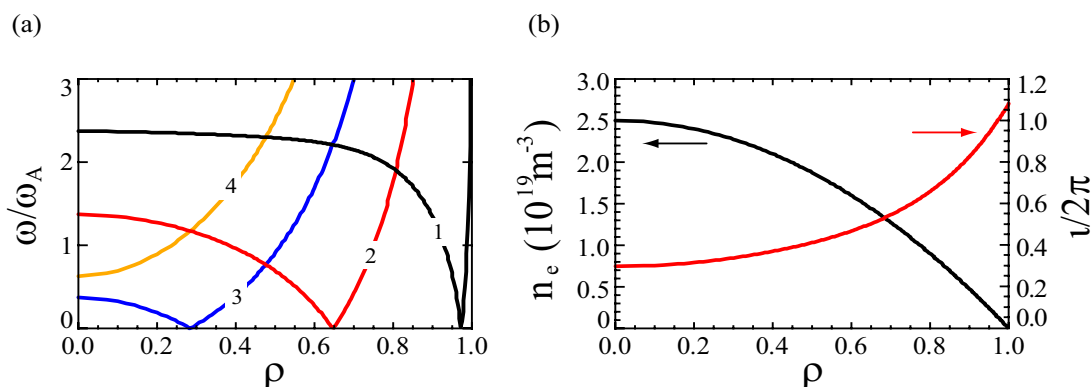


図 2.2 (a)不均一密度・円筒ヘリカル磁場配位における $n=1$ のシア・アルヴェン・スペクトル。軌跡上の数字ラベルはポロイダルモード数を表す。(b)(a)の計算に用いた密度分布および回転変換分布。

$$\omega^2 = \frac{1}{R^2} \left(-\frac{m}{q} + n \right)^2 v_A^2 \quad (2.24)$$

となる。これにより、各モード数について分散関係は周波数的に連続的な径方向分布を持つことがわかる。このような特性を連続スペクトル (continuum spectrum) といい、シア・アルヴェン波における連続スペクトルをシア・アルヴェン・スペクトル (shear Alfvén spectrum) という。すなわち、ある m と n のモード数に対してひとつの連続スペクトルが対応する。図 2.2 に円筒ヘリカル磁場配位における不均一密度プラズマの典型的なシア・アルヴェン・スペクトルを示す。 ρ はプラズマの平均小半径 a で規格化した平均小半径を示し、 $\rho=r/a$ と定義される。また、 ω_A はプラズマ中心における安全係数 $q(0)$ とアルヴェン速度 $v_A(0)$ により表される特性周波数であり、 $\omega_A=v_A(0)/Rq(0)$ と定義される。この図より分かる通り、不均一プラズマにおいてはいたるところにアルヴェン共鳴が存在する。

ここで、共鳴点付近におけるアルヴェン波の伝播特性を調べるために遮断点や共鳴の指標である k_{\perp} を考える。式(2.4)に Hall 電流の効果 considering して有限のイオンサイクロトロン周波数 ω_{ci} を含めると、

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = \mathbf{J}_1 \times \mathbf{B}_0 \quad (2.25)$$

$$\mathbf{E}_0 + \mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}_0 = \frac{1}{en_e} \mathbf{J}_1 \times \mathbf{B}_0$$

より

$$k_{\perp}^2 = \frac{(A - k_{\parallel}^2)^2 - A^2(\omega^2/\omega_{ci}^2)}{A - k_{\parallel}^2} \quad (2.26)$$

$$A = \frac{\omega^2}{v_A^2(1 - \omega^2/\omega_{ci}^2)}$$

が得られる[3]. ここで, n_e は電子密度, e は電荷素量である. 式(2.22)を用い, 既知の k_{\parallel} および v_A によって得られた k_{\perp} の径方向依存性の例を図 2.3 に示す. 図中の位置 r_c , r_A および r_s はそれぞれ圧縮性アルヴェン波の遮断点, アルヴェン共鳴, シア・アルヴェン波の遮断点を示す. アルヴェン共鳴を満たす周波数 ω_{obs} の波動の k_{\perp} が共鳴位置 r_A において発散の傾向にあることは, 静電的特性 (E_{\parallel}) の増大によって波動のエネルギーがランダウ減衰を強く受けることでプラズマへ効果的に吸収されることを示している. また, $k_{\perp}^2 < 0$ の領域は *evanescent* 領域と呼ばれ, 波動が減衰し伝播できない領域であることを示している. よって, 圧縮性アルヴェン波の伝播領域は $0 < \rho < r_c$ であり, シア・アルヴェン波の伝播領域は $r_A < \rho < r_s$ となる.

一方, 図 2.3(d)(e)(f)に示したように, 連続スペクトル近傍の周波数であり, かつアルヴェン共鳴を持たないシア・アルヴェン波が存在しうる. これは $r_A < \rho < r_s$ が有限で

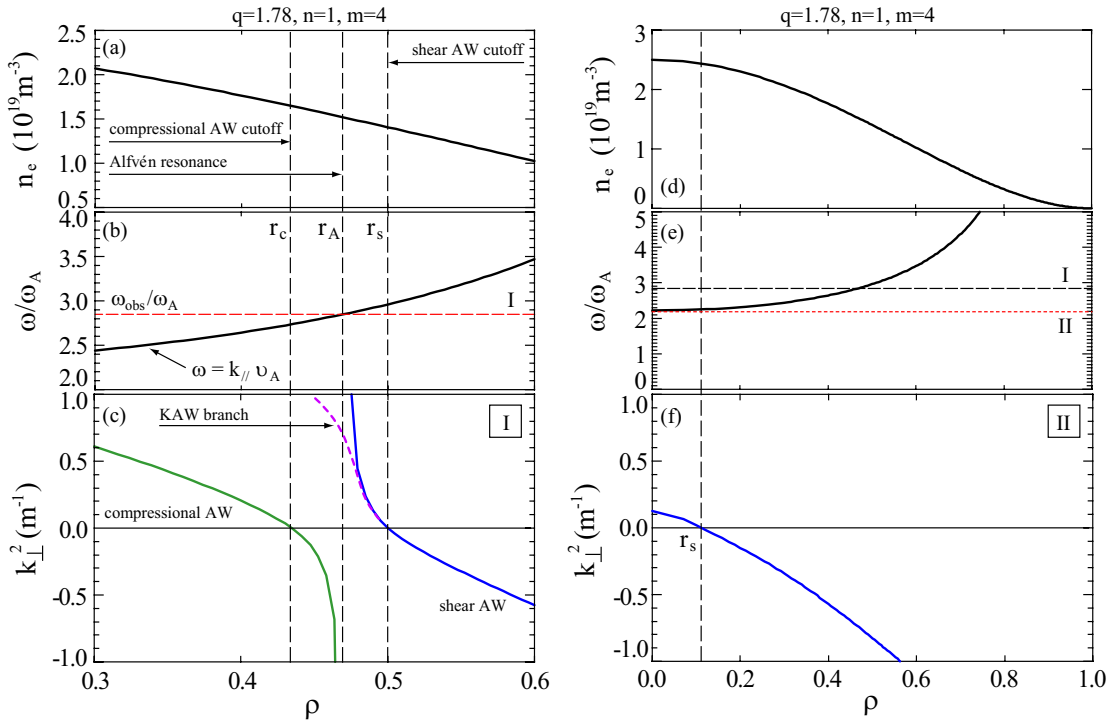


図 2.3 非一様密度分布の円筒プラズマにおける連続スペクトルとアルヴェン波の伝播特性. アルヴェン共鳴がある領域における(a)電子密度, (b)連続スペクトルおよび(d) k_{\perp} の径方向分布. 連続スペクトルの最小値の僅かに下に周波数を持つシア・アルヴェン波が存在する領域における(d)電子密度, (e)連続スペクトルおよび(f) k_{\perp} の径方向分布.

あるために生ずる伝播領域のためであり、プラズマ中心に限らず極小値を持つシア・アルヴェン・スペクトルについてすべてにこのような領域が存在しうる。また、後述するように、このようなプラズマへのエネルギー吸収を伴う共鳴が生じない領域での固有モードの存在が特に問題とされている。特に、このような固有モードは大域的アルヴェン固有モードと呼ばれる。

さて、Hall 電流に加え、電子の慣性質量、電子-イオン衝突周波数、電子の圧力などの運動論的效果を考慮すると、アルヴェン共鳴によってアルヴェン波がモード変換される可能性が生ずる[4]。例えば高い電子圧力があり電子の熱速度がアルヴェン共鳴においてアルヴェン速度を十分上回っている場合、比較的高ベータ $\beta \gg m_e/m_i$ またはアルヴェン速度が音速を十分上回る $v_A^2 \gg c_s^2$ という条件を満たせば、シア・アルヴェン波は運動論的アルヴェン波 (kinetic Alfvén wave, KAW) に変換される。KAW の分散関係は次のように表される[5]。

$$\omega^2 = k_{\parallel}^2 v_A^2 \left[1 + k_{\perp}^2 \rho_i^2 \left(\frac{3}{4} + \frac{T_e}{T_i} \right) \right] \quad (2.27)$$

ここで、 ρ_i はイオンのラーマー半径、 T_e は電子温度、 T_i はイオンの温度である。KAW は、小さいが有限の k_{\perp} を持ち、アルヴェン共鳴点近傍の高密度側をほぼ磁力線にそって伝播するのでアルヴェン共鳴あるいはランダウ減衰によって強く減衰される。

2.4 アルヴェン固有モード

前節で円筒状磁気流体中のアルヴェン波の伝播について述べたが、核融合プラズマにおいては、プラズマはトロイダル形状かつ入れ子状の磁気面中に閉じ込められており、しかも磁気面と垂直な径方向に回轉變換や電子密度分布は非一様である。シア・アルヴェン波の伝播特性は前節で述べたように、磁場強度と回轉變換に密接に関わっており、プラズマの磁場構造に強く依存する特性がある。本節では非一様なトロイダルプラズマにおいて生ずるアルヴェン固有モードについて、その基礎的事項を理論的な側面から概説する。

2.4.1 トロイダル・アルヴェン固有モード

プラズマの非一様性としてトロイダル形状を考えると、磁気面上で磁場強度の不均一があるととも形状に起因した周期性が電磁場に現れると予想される。このようなトロイダルプラズマ中をシア・アルヴェン波が伝播する場合、分散関係もその周期性の影響を受けて変化し、第1章で述べたように、トロイダル数あるいはトロイダルモード数がわずかに異なるモード間で連続スペクトルが結合し、この連続スペクトルにギャップ構造が形成される。まず、このギャップ構造の形成について述べる。

なお、本研究は高速イオンと相互作用するようなアルヴェン固有モードを主な研究対象にしており、高速イオンのドリフト周波数よりはるかに高い周波数帯にあることが多い圧縮性アルヴェン波や、逆に非常に低い周波数帯にあるイオン音波についての説明は本節では省き、主にシア・アルヴェン波の固有モードについて述べる。また、圧縮性波動を考慮しないため、低 β 近似として圧力に関する寄与も省く。

以上のような条件の下、式(2.16)のような固有値方程式を評価しシア・アルヴェン・スペクトルの構造を概観する。以下に、Berk らの理論論文[6, 7]にしたがって記述する。

まず、2.2 節で導入した MHD 方程式を再度考え、中性化条件から電流密度の発散が無いとして、

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = 0 \quad (2.28)$$

と置く。また、式(2.1)–式(2.6)および $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ より、

$$-i\omega\rho\nabla \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{v}) + (\mathbf{B} \cdot \nabla)(\mathbf{B} \cdot \mathbf{J}) - \nabla \cdot (\mathbf{B} \times (\nabla \cdot P)) = 0 \quad (2.29)$$

が得られる。ここで、時間微分を $i\omega$ とおいた。

式(2.29)を線形化するために、各物理量を平衡および摂動成分に分けて考える。まず、電場および磁場について、スカラーポテンシャル Φ およびベクトルポテンシャル \mathbf{A} を導入し、一次の摂動量は

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 &= -\nabla\Phi_1 - \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{A}_1 \\ \mathbf{B}_1 &= \nabla \times \mathbf{A}_1 \end{aligned} \quad (2.30)$$

となる。さらに、低 β 近似により、電流成分はほぼ磁力線方向、またシア・アルヴェン波を対象とするので磁力線方向の磁場摂動を無視する。また、低温プラズマ近似で波動

を議論するので運動論効果で生ずる平衡磁場方向の電場摂動も無視する。つまり,

$$\mathbf{A}_1 \approx A_{\parallel} \mathbf{b}, \quad \mathbf{B}_{\parallel} \approx 0, \quad \mathbf{E}_{\parallel} = 0 \quad (2.31)$$

とおく.

式(2.30)および式(2.31)より

$$i\omega A_{\parallel} = \mathbf{b} \cdot \nabla \Phi_1 \quad (2.32)$$

の関係を得る。また, 摂動電場による $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト速度は,

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 = \frac{\mathbf{E}_1 \times \mathbf{B}_0}{B_0^2} \quad (2.33)$$

で与えられる.

これらの近似と低 β における圧力勾配が十分小さい ($\nabla P = 0$) という条件を用いると式(2.29)は,

$$(\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \left(\frac{\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{J}_1}{B_0^2} \right) + (\mathbf{B}_{\perp 1} \cdot \nabla) \left(\frac{\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{J}_0}{B_0^2} \right) - i\omega \nabla \cdot \left(\frac{\rho \mathbf{B}_0 \times \mathbf{v}_1}{B_0^2} \right) = 0 \quad (2.34)$$

と線形化される。この方程式から電流およびそれに付随するベクトルポテンシャルに関する項を消去するため, それらを別の物理量で表示することを考える。

まず, 摂動電流 \mathbf{J}_1 を与えるために磁場の摂動項 $\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_{\perp 1}$ を導出する。これは, 式(2.30) ~ (2.32) および MHD 平衡 $\mathbf{J}_0 \times \mathbf{B}_0 = \nabla P_0 = 0$ を考慮すると,

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_{\perp 1} &= \nabla \times (A_{\parallel} \hat{\mathbf{b}}) \\ &= -\mathbf{B}_0 \times \nabla \left(\frac{A_{\parallel}}{B} \right) + \nabla \times \mathbf{B}_0 \left(\frac{A_{\parallel}}{B} \right) \\ &= -\mathbf{B}_0 \times \nabla \left(\frac{A_{\parallel}}{B} \right) + \left(\frac{\mathbf{B}_0 \times \nabla \cdot P}{B^2} \right) \left(\frac{A_{\parallel}}{B} \right) \end{aligned}$$

$$= -\mathbf{B}_0 \times \nabla \left(\frac{\mathbf{B}_0 \cdot \nabla \Phi_1}{i\omega B_0^2} \right) \quad (2.35)$$

という書き換えが可能である。この結果を式(2.6)に代入すると摂動電流は

$$\mu_0 \mathbf{J}_1 = \nabla \times \mathbf{B}_{\perp 1} \quad (2.36)$$

となり、平衡磁場と同方向の成分だけであることがわかる。したがって式(2.34)の第一項に現れる内積は、

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{J}_1 &= B_0 J_{\parallel 1} \\ &= \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B}_0 \cdot \nabla \times \mathbf{B}_{\perp 1} \\ &= -\nabla \cdot \left[\frac{B_0^2}{i\omega \mu_0} \nabla_{\perp} \left(\frac{\mathbf{B}_0 \cdot \nabla \Phi_1}{B_0^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.37)$$

と表される。

一方、磁場方向の平衡電流成分 (Pfirsch-Schlüter 電流) は、プラズマのトロイダル軸対称 (大半径 R およびトロイダル磁場強度 B_T により規定される量 $I = RB_T$)、すなわちトカマクプラズマを仮定すると、ポロイダル流束 Ψ により、

$$J_{0\parallel} \cong \frac{B_0}{\mu_0 I} \left[R^2 \nabla \cdot \left(\frac{1}{R^2} \nabla \Psi \right) \right] \quad (2.38)$$

と表される。したがって、式(2.34)の第 2 項に現れる内積は、

$$\frac{\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{J}_0}{B_0^2} = \frac{R^2}{\mu_0 I} \nabla \cdot \left(\frac{1}{R^2} \nabla \Psi \right) \quad (2.39)$$

と表すことができる。式(2.34)の第 3 項は式(2.26)および $\mathbf{E}_{\perp 1} = -\nabla_{\perp} \Phi_1$ より、

$$\omega^2 \nabla \cdot \left(\frac{\rho \mathbf{B}_0 \times \mathbf{v}_1}{B_0^2} \right) = -\nabla \cdot \left(\frac{\omega^2}{\mu_0 v_A^2} \nabla_{\perp} \Phi_1 \right) \quad (2.40)$$

となる.

以上より, 最終的に, 式(2.35)~式(2.40)を用いて式(2.30)を書き直すと,

$$\begin{aligned}
 & -(\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \left\{ \frac{1}{B_0^2} \nabla \cdot \left[B_0^2 \nabla_{\perp} \left(\frac{1}{B_0^2} (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \Phi_1 \right) \right] \right\} - [\mathbf{B}_0 \times \nabla (B_0^2 (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \Phi_1)] \cdot \nabla \left[\frac{R^2}{I} \nabla \cdot \left(\frac{1}{R^2} \nabla \psi \right) \right] \\
 & - \nabla \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} \nabla_{\perp} \Phi_1 \right) = 0
 \end{aligned} \tag{2.41}$$

を得る. この式は低 β のトロイダルプラズマにおける一般的なシア・アルヴェン波の波動方程式を表している.

さて, 式(2.41)にトロイダル効果に磁気面の Shafranov シフトを考慮した座標変換を施すことを考える. ここでは簡単のため大アスペクト比近似として, トロイダル座標系 (r, θ, ζ) を式(2.42)で表されるような周期性が含まれた円筒座標系 (R, ϕ, Z) で定義する.

$$\begin{aligned}
 R &= R_0 + r \cos \theta - \Delta(r) + r\eta(r)(\cos 2\theta - 1) \\
 \phi &= -\zeta \\
 Z &= r \sin \theta + r\eta(r) \sin 2\theta
 \end{aligned} \tag{2.42}$$

Δ はシャフラーノフシフト量であり, さらにシャフラーノフシフト量の径方向微分に関係した $\eta = (r/R_0 + \Delta')/2$ を導入する. 続いて, 摂動量 Φ_1 , 磁場と平行方向の波数 $k_{\parallel m}$ および固有関数 (トロイダル電場) \mathbf{E}_m を次のように導入する.

$$\begin{aligned}
 \Phi_1(r, \theta, \zeta) &= \sum_m \Phi_m(r) \exp(-im\theta + in\zeta) \\
 E_m(r) &= \frac{1}{r} \Phi_m(r) \\
 k_{\parallel m} &= \left(-\frac{m}{q(r)} + n \right) \frac{1}{R_0}
 \end{aligned} \tag{2.43}$$

ここで, ギャップ近傍 $k_{\parallel m} \approx k_{\parallel m \pm 1}$, 一様な電流分布を仮定し, 式(2.41)をギャップ近傍で展開すると,

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dr} \left[r^3 \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_{\parallel m}^2 \right) \frac{dE_m}{dr} \right] + \frac{d}{dr} \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} \right) r^2 E_m - (m^2 - 1) \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_{\parallel m}^2 \right) r E_m \\ & + \frac{d}{dr} \left[r^3 \hat{\varepsilon} \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} \right) \left(\frac{dE_{m+1}}{dr} + \frac{dE_{m-1}}{dr} \right) \right] = 0 \end{aligned} \quad (2.44)$$

というスペクトルギャップ近傍のアルヴェン固有モードを表す固有値方程式になる[3]. ここで, 変形量 $\hat{\varepsilon} = 5r/2R_0$ はトロイダル効果の強さを表すパラメータであり, これによって m 成分と $m+1$ 及び $m-1$ 成分が結合している. いま, TAE を念頭に置き m と $m+1$ の 2 成分のみについて考えると,

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dr} \left[r^3 \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_{\parallel m}^2 \right) \frac{dE_m}{dr} \right] + \frac{d}{dr} \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} \right) r^2 E_m - (m^2 - 1) \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_{\parallel m}^2 \right) r E_m \\ & + \frac{d}{dr} \left[r^3 \hat{\varepsilon} \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} \right) \frac{dE_{m+1}}{dr} \right] = 0 \end{aligned} \quad (2.45)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dr} \left[r^3 \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_{\parallel m+1}^2 \right) \frac{dE_{m+1}}{dr} \right] + \frac{d}{dr} \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} \right) r^2 E_{m+1} - (m^2 + 2m) \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_{\parallel m+1}^2 \right) r E_{m+1} \\ & + \frac{d}{dr} \left[r^3 \hat{\varepsilon} \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} \right) \frac{dE_m}{dr} \right] = 0 \end{aligned} \quad (2.46)$$

と表される. 一般に, この固有値方程式の解を見つけるのは難しいが, 分散関係は例えば次のように求めることが可能である. すなわち, 式(2.45)および式(2.46)が 0 以外の解を持つ条件として得られる. よって, この固有方程式は 2 階の常微分法的式であり, アルヴェン共鳴に関連した特異値を持たないようにするためには固有方程式の 2 階微分 $d^2 E_m/dr^2$ 及び $d^2(E_{m+1})/dr^2$ の係数について

$$\begin{vmatrix} \frac{\omega^2}{v_A^2} - k_{\parallel m}^2 & \hat{\varepsilon} \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} \right) \\ \hat{\varepsilon} \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} \right) & \frac{\omega^2}{v_A^2} - k_{\parallel m+1}^2 \end{vmatrix} = 0$$

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{k_{\parallel m}^2 v_A^2 + k_{\parallel m+1}^2 v_A^2 \pm \sqrt{(k_{\parallel m}^2 v_A^2 - k_{\parallel m+1}^2 v_A^2)^2 + 4\hat{\varepsilon}^2 k_{\parallel m}^2 v_A^2 k_{\parallel m+1}^2 v_A^2}}{2(1-\hat{\varepsilon}^2)} \quad (2.47)$$

の条件を満たす必要がある。この方程式は上記のように ω^2 について 2 根を持つ。これから周波数ギャップ幅が評価でき、ギャップ位置で $k_{\parallel m}^2 v_A^2 = -k_{\parallel m+1}^2 v_A^2$ を考慮すると

$$\begin{aligned} \Delta\omega^2 &= \omega_+^2 - \omega_-^2 \cong \frac{2\hat{\varepsilon}|k_{\parallel m} v_A|^2}{1-\hat{\varepsilon}^2} \\ \omega_0^2 &= (\omega_+^2 + \omega_-^2)/2 \cong \frac{|k_{\parallel m} v_A|^2}{1-\hat{\varepsilon}^2} \\ \Delta\omega^2 &= 2\hat{\varepsilon}\omega_0^2 \end{aligned} \quad (2.48)$$

となる。すなわち、ギャップ幅は $\hat{\varepsilon}^{1/2}$ に比例することがわかる。ここで、この周波数ギャップ内に生じる固有モードをトロイダル・アルヴェン固有モード (TAE) という。解の 1 例を図 2.4 に示す。また、この結果は TAE についてであるが、楕円度誘起アルヴェン固有モード (EAE) [8]および非円形度誘起アルヴェン固有モード (NAE) [9]などについてもそれらの形状効果パラメータを $\hat{\varepsilon}$ に置き換えて採用することによって同じようにギャップ幅を見積もることができる。例えば、EAE ギャップ幅は、楕円度 κ による形状因子 $(\kappa-1)^{0.5}$ に比例する。また、トカマクにおけるシア・アルヴェン・スペクトルにおける各種 AE とギャップ構造の例を図 2.5 に示す。

ギャップが生じた領域ではアルヴェン共鳴を満たす分散関係は成り立たないが、離散的な固有値を持つ TAE が存在可能であり、その振幅は式(2.34)の固有方程式から固有関数として得られる。この理想 MHD 理論の基で得られた固有関数は、その TAE がアルヴェン共鳴を受ける場合、解の発散を生じてスパイク形状をとる。また、実際には、振幅がプラズマ境界でゼロになるという境界条件に合致するような解を求める必要がある。そのような解を求める手法として、3 次元形状を持つヘリカル/ステラレータプラズマも含めたトロイダルプラズマにおける複雑な境界条件も取り入れやすいという理由から、変分原理に基づく有限要素法などの解法がしばしば用いられる。本研究では固有関数の見積もりに、式(2.29)から低 β 近似として圧力に関する第 3 項を除いた方程式を直接解く固有値問題ソルバー AE3D (D. A. Spong 博士, ORNL) [12]を用いた。

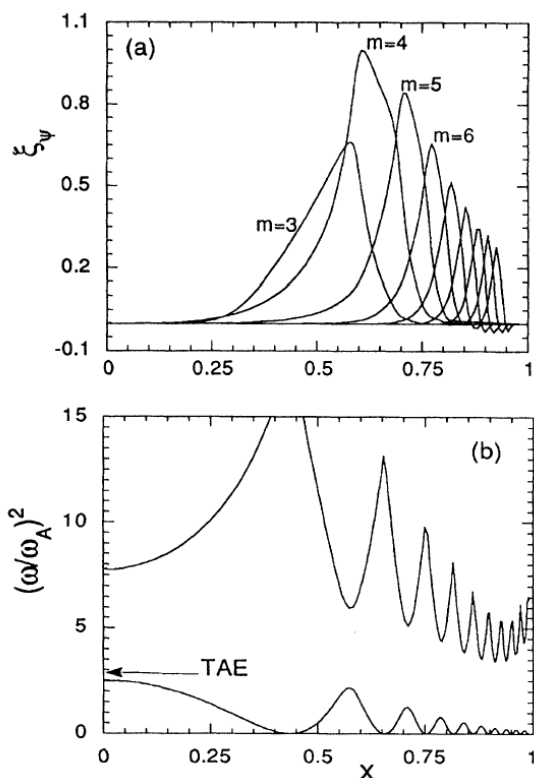


図 2.4 (a)(b)のシア・アルヴェン・スペクトルのギャップ構造に対応する各固有関数. (b)TFTRにおいて行われた実験での平衡プロファイルに基づいたシア・アルヴェン・スペクトル. (文献[10]より引用)

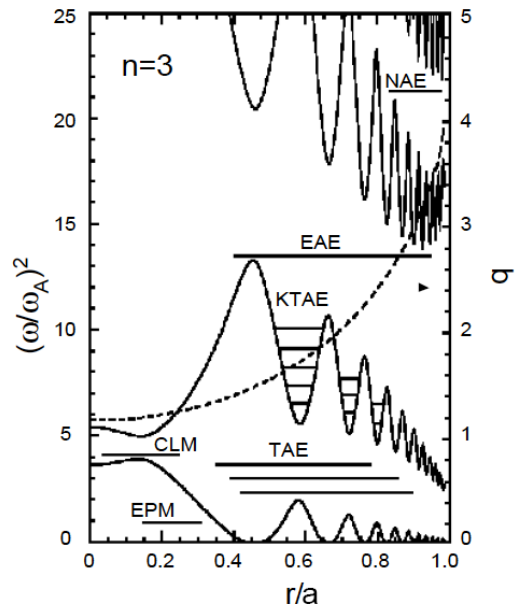


図 2.5 トカマクにおける連続スペクトルの例 (文献[11])

2.4.2 大域的アルヴェン固有モード

2.4.1 節において、磁場の不均一性に起因する固有モードについて述べたが、一方で $\hat{\mathbf{e}} = \mathbf{0}$ 、すなわち円筒プラズマであっても固有モードが存在する可能性がある。先の判別式で用いた二次微分の項に \mathbf{k}_{\perp} が存在するなどの要因で $\omega^2 = k_{\parallel}^2 v_A^2$ において本質的にゼロにならない場合、アルヴェン共鳴のすぐ下の周波数領域 ($\omega < \omega_{\text{cnt}}$) に大域的アルヴェン固有モード (GAE) が存在できる可能性がある[13, 14]。GAE はシア・アルヴェン・スペクトル ω_{cnt} の最小値のすぐ下に現れ、固有周波数

$$\omega_{\text{cnt}^*}^2 = \omega_{\text{cnt}}^2 - 1/2 (\omega_{\text{cnt}^*}^2)'' (r - r_*)^2 \quad (2.49)$$

をもち、径方向微分 $(\omega_{\text{cnt}^*})' = 0$ および $(\omega_{\text{cnt}^*})'' > 0$ が条件である。ここで r^* はシア・アルヴェン・スペクトルの極値の位置を示す。したがってプラズマ中心におけるいずれかのポロイダルハーモニクスに関連して出現することが多い。このモードはギャップモードではないが、2.3 節で述べたようにアルヴェン共鳴による減衰を受けないために、ギャップモードと同等に固有モードとして扱われる。

一方、 $(\omega_{\text{cnt}^*})'' < 0$ の条件で現れる GAE も存在し、これは GAE の一種と見なせるが非在来型大域的アルヴェン固有モード (NGAE) と呼ばれることもある [15]。このモードは連続スペクトルの最大値のすぐ上に現れ、トカマクにおける NGAE 周波数は

$$\omega_{\text{NGAE}}^2 = 2\omega_{\text{cnt}^*}^2 - 4 \left(\frac{\omega_{\text{cnt}}^2 - \omega_{\text{cnt}^*}^2}{(\omega_{\text{cnt}^*})''} \right)^2 \quad (2.50)$$

と表される。実際、CHS の実験において回転変換分布がある特定の条件になり TAE ギャップがプラズマ中心部で消失した場合に高速イオン励起の GAE が観測されている [16]。本実験シリーズにおいても同様の GAE 的揺動が観測されている [17]。

2.5 高速粒子による TAE の励起

前節で述べたように理想 MHD モデルから得られたシア・アルヴェン波の固有方程式から解が得られればスペクトルギャップ内に離散的な固有モード、すなわち安定な固有モードが存在することを示している。前節では運動論効果を見捨てた低温プラズマ近似でシア・アルヴェン波の特性を議論し、トラスプラズマ配位ではその連続スペクトルにスペクトルギャップが生じそのギャップ内に固有モードが存在することを示した。このような固有モードはアルヴェン共鳴がないために不安定化されやすいと考えられる。そこで、どの程度不安定であるかを判定するために、例えば式 (2.29) に高速イオンなどの運動論的効果を圧力についての項として導入した場合の解が調べられている [6]。TAE については、共鳴的なエネルギー移送がなければモードが励起されないことが示されており、高速イオンが TAE と共鳴的に相互作用するかどうかは TAE の不安定化への寄与を判断する上で重要である。

このような共鳴的相互作用の過程は、核融合反応や NBI によって生成された高速イオンによる逆ランダウ減衰によって説明することができる [18]。これは、高速イオンのバナナ軌道や有限ラーマー半径効果などの不均一性の導入によって現れるため、その粒子軌道と運動量が重要となる。今、NBI によるエネルギー注入を考えると、ビーム

の密度勾配が大きく、かつ、ビームイオンの速度がバルクプラズマの電子の熱速度より小さく、対象としている AE の位相速度よりは大きい場合 ($v_A < v_b < v_e$)、速度分布関数の形状によってはビームから特定の AE へ選択的なエネルギー輸送が引き起こされる可能性がある。

高速イオンと AE が静電的に相互作用する逆ランダウ減衰の条件として、高速イオンの速度 \mathbf{v}_b と AE の電場 \mathbf{E}_\perp の方向が互いに完全に垂直とはならない ($\mathbf{v}_b \cdot \mathbf{E}_\perp \neq 0$) ことが必要である。特に TAE に対しては高速イオンのドリフト速度 \mathbf{v}_{bd} と AE の電場 \mathbf{E}_\perp について、 $\mathbf{v}_{bd} \cdot \mathbf{E}_\perp \neq 0$ が条件となる。このときのモードへのエネルギー輸送が起こるには $\mathbf{v}_{bd} \cdot \mathbf{E}_\perp$ の位相がそろっている必要がある。このような共鳴条件は、

$$\omega - (m+l)\omega_\theta - n\omega_\phi = 0 \quad (2.51)$$

と表される[19]。 ω_θ および ω_ϕ はポロイダルおよびトロイダル方向のドリフト周波数である。 l はドリフト運動のポロイダル周期数を表し、トカマクであれば $l = \pm 1$ 程度であるが、これはプラズマが複雑な形状をしていればより高次になる可能性がある。式(2.51)を高速イオンの磁場方向速度とアルヴェン速度を用いて変形する。 $\omega_\theta = v_{||}/(qR)$ 、 $\omega_\phi = v_{||}/R$ 、 $\omega = \frac{v_A}{2qR}$ とおくと

$$\frac{v_A}{2qR} - (m+l)\frac{v_{||}}{qR} - n\frac{v_{||}}{R} = 0 \quad (2.52)$$

となる。この関係から、TAE についての高速イオンとアルヴェン固有モードとの共鳴条件を調べると、 $q = (m+1/2)/n$ とおけば、 $l=1$ のとき $v_A = v_{||}$ 、 $l=-1$ とくと $v_A = 3v_{||}$ が得られる。前者が通常の共鳴条件であり、後者が側帯波励起条件となる。

AE の不安定化は共鳴条件を満たしただけでは起こらず、モードの不安定化には高速イオンの密度勾配が急峻であることが必要となる。実際の成長率は、例えば Fu 等の計算によると、ある共鳴周波数 ω_0 において、

$$\frac{\gamma_b}{\omega_0} \cong \frac{9}{4} \beta_b \left(\frac{\omega_{*b}}{\omega_0} - \frac{1}{2} \right) F \left(\frac{v_A}{v_b} \right) \quad (2.53)$$

と表される[20]。 ω_{*b} は高速イオンの反磁性ドリフト周波数であり、

$$\omega_{*b} = \frac{mT_b}{eBr} \frac{d \ln n_b}{dr} \quad (2.54)$$

と表され、高 m か、ビームの局在などの要因により、その分布に強い勾配がある場合に大きくなる。 T_b は実効的なビームの温度である。また、 F は共鳴粒子の割合を表す関数であり、アルヴェン速度とビーム速度の比をもちいて、

$$F(x) = x(1 + 2x^2 + 2x^4)e^{-x^2} \quad (2.55)$$

$$x = \frac{v_A}{v_b}$$

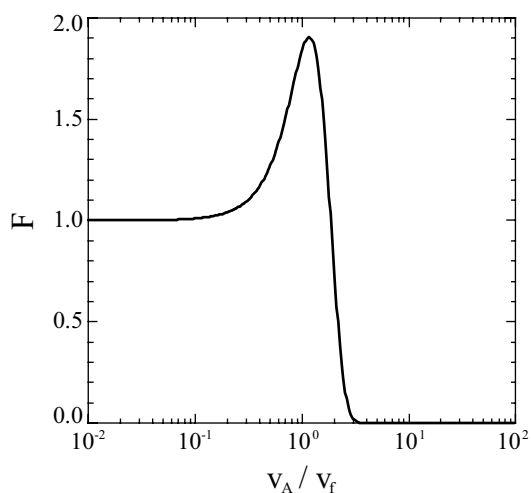


図 2.6 ビーム速度とアルヴェン速度の間の共鳴条件を現す分布関数.

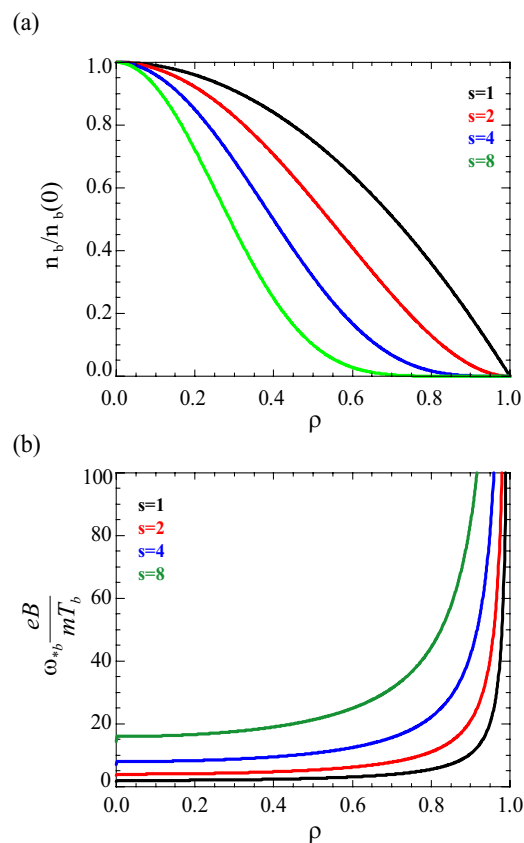


図 2.7 ビーム密度分布のイオン反磁性ドリフトに与える影響. (a)それぞれのプロファイルパラメータにおけるビーム密度と、(b)密度以外のパラメータで規格化したイオン反磁性ドリフト周波数のプロファイル依存性.

となる．たとえば，AE として TAE を例にとれば，速度空間における共鳴条件は前述の通り $v_A = v_{||}$ の基本波励起と $v_A = 3v_{||}$ の側帯波励起があるが，式(2.55)式は基本波励起の効果のみを考慮しており， F の関数形を図 2.6 に示す．すなわち， $v_{||}$ が v_A 近づくと急速に増加する共鳴的效果が見られる．基本波励起だけでなく側帯波励起も考慮した精度の高い TAE の成長率は Betti らによって与えられている[9]．式(2.53)の通り，高速イオンの反磁性ドリフト周波数 ω_{*b} とモードの周波数 ω_0 の大小関係が安定性を左右する．この大小関係はビームの速度分布関数の形状により異なり，減速分布であれば $2\omega_{*b} > \omega_0$ ，マクスウェル分布であれば $\omega_{*b} > \omega_0$ が不安定化条件となる．また，図 2.7 にイオン反磁性ドリフト周波数のビームの分布についての依存性の例を示した．高速イオンの実効的溫度 T_b が空間的に一様と仮定し，密度分布 $n_b = n_{b0}(1 - \rho^2)^p$ の形状と仮定した．中心部に尖頭化した分布，すなわち大きな s に対して ω_{*b} が大きくなることがわかる．

2.6 TAE に対する各種減衰機構

AE は共鳴する高速イオンによって不安定化への寄与を受けるが，同時に他の様々な要因によって減衰されうる．すなわち，最終的にプラズマに現れる不安定性の実効的な成長率は，

$$\begin{aligned} \gamma_{\text{eff}} &= \gamma_{\text{drv}} - \gamma_{\text{damp}} \\ &= \gamma_{\text{drv}} - (\gamma_{\text{Land}} + \gamma_k + \gamma_c + \dots) \end{aligned} \quad (2.56)$$

と表すことができる．ここで， γ_{eff} ， γ_{drv} ，および γ_{damp} はそれぞれ，モードの実効的な成長率，高速イオンによる不安定成長率および各種減衰項による安定化項である．また，安定化への寄与の例として，背景のバルクプラズマの電子によるランダウ減衰，バルクイオンあるいはビームイオンによるイオンランダウ減衰，放射減衰及び連続スペクトル減衰による減衰項を， γ_{Land} ， γ_k ，及び γ_c で示した．この節ではこれらの各種減衰機構について説明する．

2.6.1 電子・イオンランダウ減衰

2.4 節で述べた高速イオン駆動の様相から即座に予想されることは，高速イオンの速度がアルヴェン波の位相速度より小さければ，それに応じて逆方向のエネルギー輸送

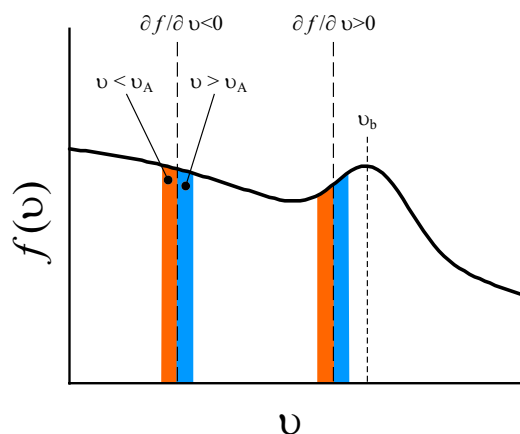


図 2.8 ランダウ減衰および逆ランダウ減衰の速度空間における概念図.

が起こりうるということである。すなわち、波動の位相速度より速い速度を持つ粒子の数よりも、それよりわずかに遅い粒子の数が多きときに生ずるランダウ減衰が、波動の減衰機構として存在する可能性がある。この機構は電子、イオン、および高速のビームイオンに対して成り立ち、それらの速度分布関数に依存している。図 2.8 に示したように、アルヴェン速度において、プラズマの速度分布関数の勾配が負であれば、アルヴェン固有モードからプラズマへのエネルギー輸送が生じ、固有モードは安定化される。逆に速度分布関数の勾配が正であれば、プラズマから固有モードへエネルギーが輸送され、固有モードの不安定化がおこる。これは、モードの位相速度から見て、 $v_A \sim v_{||}$ の速度を持つ粒子と固有モードの波動電場とが強く相互作用し効率よくエネルギーの授受を行うことを意味している。

ビームによるモードの成長率と同様に、この場合もそれぞれ注目している粒子（プラズマの熱電子・熱イオン）と対応する速度分布関数を式(2.29)の圧力項に適用して減衰率が求められる。Betti と Freidberg によると、電子およびイオンによるランダウ減衰は、

$$\frac{\gamma_e}{\omega_0} = q^2 \frac{\beta_e}{2} (g_m(x_e) + g_m(x_e/3)) \quad (2.57)$$

$$\frac{\gamma_i}{\omega_0} = q^2 \frac{\beta_i}{2} (g_m(x_i) + g_m(x_e/3))$$

と表される[9]。ここで、 β_e 、 β_i 、及び q は、それぞれバルクプラズマの電子のトロイダルベータ値、同バルクあるいは高速イオンのトロイダルベータ値、及び安全係数である。また、 $g_m(x) = (\sqrt{2}/2)x(1+2x^2+2x^2)e^{-x^2}$ 、 $x_e = v_A/v_e$ および $x_i = v_A/v_i$ である。安定化へ寄与するためには十分大きなベータ値を持ち、それぞれの熱速度が $v_{e,i} \geq v_A$ となる必要がある。また、 $v_{e,i} \sim v_A$ のときに減衰が最も効果的になる。この条件下では、通常は

$v_A < v_{\parallel} \ll v_e$ であり, \mathbf{E}_{\parallel} が大きくなる. したがって KAW による効率的な減衰が生ずる [21].

さて, 電子ランダウ減衰は無衝突の減衰機構であるが, 同様に磁力線と平行方向の電場 \mathbf{E}_{\parallel} を生じてプラズマと静電的に干渉して AE を減衰させる機構として, 同方向の速度成分をもつ捕捉および非捕捉電子との電子衝突による衝突減衰がある [22]. これらの電子衝突はプラズマの導電率 (有限な電気抵抗率の存在) に影響するので, 後述するように KAW を介した放射減衰機構と密接に関わっている. 衝突減衰は電子-イオン衝突あるいは電子-電子衝突の両方の過程で起こりうる. 減衰は各電子衝突周波数 ν_e がモードの周波数程度に達したときに効果的に現れその減衰率は,

$$\frac{\gamma_{ce}}{\omega_0} = 2.1\beta_e \sqrt{\frac{\nu_e}{\omega_0}} \left[\ln 8 \sqrt{\frac{2\omega_0 r}{R\nu_e}} \right] \quad (2.58)$$

と表される.

2.6.2 放射減衰

AE に運動論的効果, 例えば, 有限ラーマー半径, 慣性質量, 導電性 (衝突) などの効果を考慮すると, その分散関係は理想 MHD における結果とは異なる. Mett と Mahajan は, これらをトロイダルプラズマにおける AE に考慮した場合, TAE の減衰率が高くなる可能性があること, さらに TAE とは別のギャップモードである運動論的 TAE (KTAE) が存在することを示した [23].

TAE ギャップ内のモードが運動論的アルヴェン波と結合すると, ギャップ領域から空間的に外にエネルギーが移送されるため, 結果的に KAW による強いランダウ減衰が生じる可能性がある. この, KAW へのモード変換とギャップ領域から輸送された KAW によるランダウ減衰によるエネルギー吸収機構を放射減衰と呼び, TAE 周波数がギャップ内にあっても効果的な減衰がおこることを示した.

また, ギャップ内の TAE は運動論的効果を考慮すると, 見かけ上の連続スペクトルが理想 MHD における位置から移動した場所に現れる. このとき, もともとギャップ内にあった TAE がこの見かけ上の共鳴層の影響を受けるために, その領域の TAE は KAW に変換されうる. KAW は TAE よりも強いランダウ減衰を受けるために, この過程を経た TAE の減衰率は高くなる. KAW は主にランダウ減衰によって最終的にプラズマにそのエネルギーを与える [2].

一方, 上記のような運動論的効果を含んだ固有値方程式からは, 新たな TAE としてギャップの両端に 2 つの固有モードである運動論的トロイダル・アルヴェン固有モード (KTAE) が生じる. KTAE とギャップ構造の関係を図 2.9 に示した. この図において, ギャップ上端における伝播領域に現れた KTAE は弱減衰モードとなる. 一方, 下端のモードは強減衰モードとなる. これは, 波動ポテンシャルの局在化によるもので, ギャップ下端のモードのエネルギーはギャップから外に輸送され, 効果的に減衰を受けるのに対し, 上端のモードのエネルギー伝播は空間的なギャップ幅程度に制限されあまり減衰がおきない.

放射減衰による減衰率は,

$$\frac{\gamma_k}{\omega_0} = 3 \left[\frac{m(m+1)}{2m+1} \frac{s}{\sqrt{2}} \frac{\rho_s}{r} \right]^{2/3} \quad (2.59)$$

と表される. ここで, $\rho_s = \rho_i^2 (3/4 + T_e/T_i)$ であり, 電子温度で評価したイオンラーマ半径, シアの強さ, ポロイダルモード数に依存する.

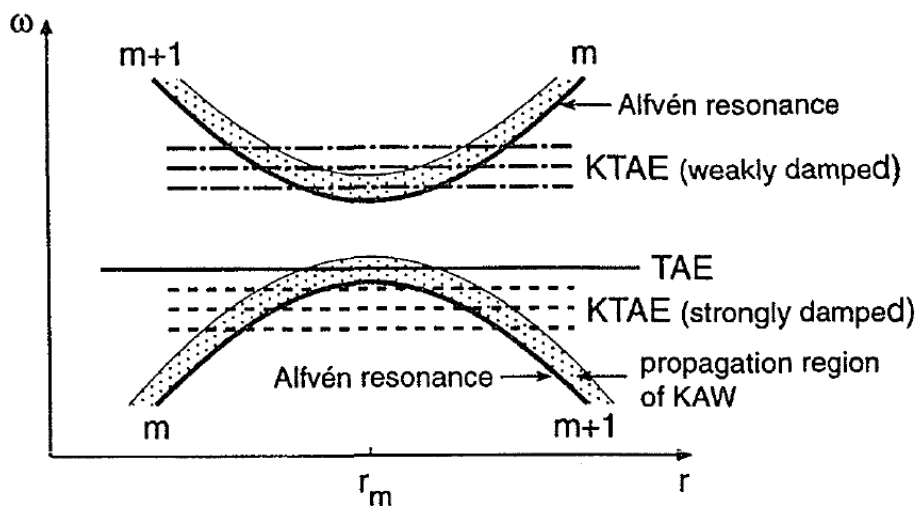


図 2.9 トカマクプラズマにおける TAE と KTAE の伝播領域のアルヴェン共鳴層との関係. (文献[24]より引用)

2.6.3 連続スペクトル減衰

これまではプラズマを構成する粒子の、主に温度や密度あるいは磁場構造などの多様なプラズマパラメータが関わる減衰機構について説明した。一方で、温度・密度などによらず、磁場構造のみで決定される減衰機構も存在する。これはアルヴェン共鳴に基づく減衰機構であり、例えば図 2.2 のように、空間的なある位置でギャップ構造が形成されても、固有モードが最終的にプラズマの径方向のどこかで連続スペクトルとアルヴェン共鳴を介して強く相互作用すれば、そこでエネルギー吸収が起こりうるというものである。このような減衰機構を連続スペクトル減衰と呼ぶ。ただし、固有関数が径方向で局在し、かつ連続スペクトルから離れている場合にはその効果を期待できない[11]。このような例としては、コア局在化 TAE と呼ばれている。図 2.2 あるいは図 2.3 で示した q が中心から周辺に向かって単調増加し、電子密度分布が中心でピークとなる通常のトカマク配位においては、ギャップ構造が径方向で揃いやすく連続減衰を受けにくいと予想される。一方、図 2.10 で示すように、 q が周辺に向かって単調減少するようなヘリオトロン/トルサトロン配位におけるスペクトルギャップの中心周波数が周辺に向かって急速に増加するため、比較的強い連続減衰を受けやすいと期待される。実際、図 2.9(b)で点線示した固有周波数を持つ TAE の固有関数は $\rho \sim 0.7$ 近辺で階段状に急激に変化する傾向を示しており、アルヴェン共鳴の寄与が示唆される。

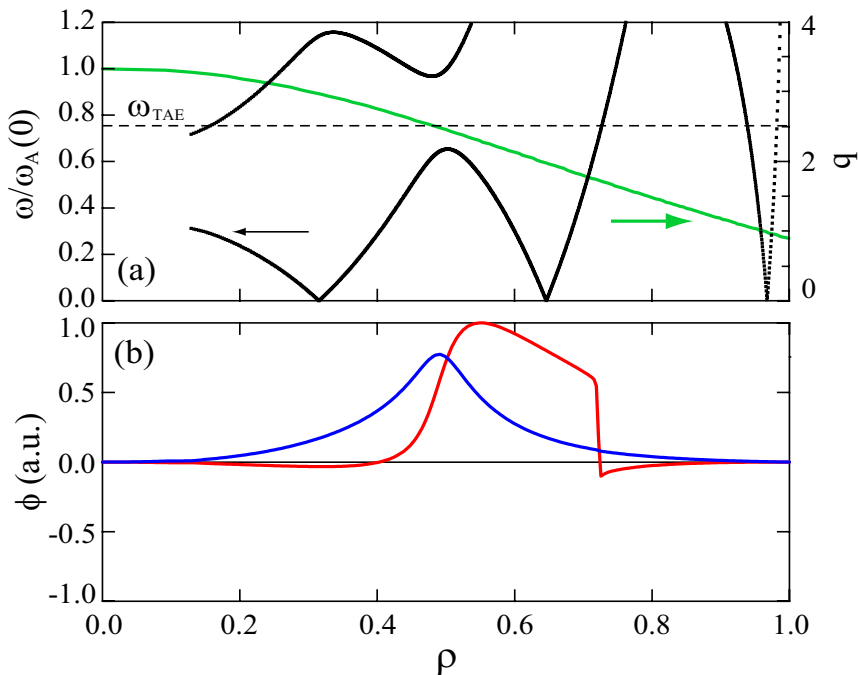


図 2.10 ヘリカル配位における(a)ギャップ構造を有するシア・アルヴェン・スペクトルと(b)固有関数の例。(a)内の点線は固有周波数を表す。

一般に, AE の減衰率は式(2.45)および式(2.46)を用いてある周波数についての固有関数の大小から計算される. ここでは, Berk らの理論解析の結果を紹介する[6], この理論では, 低 n TAE を対象として連続スペクトル減衰率を評価している. 固有値方程式から共鳴点近傍における固有関数の寄与を抜き出して,

$$G(\omega, E_m) = -\sum_j [E_m(r_{s,j}^+) - E_m(r_{s,j}^-)] C_m(r_{s,j}) \quad (2.60)$$

$$C_m = r^3 \sum_n D_{m,n}(r, \omega) \frac{dE_n}{dr} \quad (2.61)$$

$$D_{m,n}(r, \omega) = \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} - k_{\parallel m}^2 \right) \delta_{m,n} + \hat{\varepsilon}(r) \left(\frac{\omega^2}{v_A^2} \right) (\delta_{m+1,n} + \delta_{m-1,n})$$

という量に対する近似的な応答を変分計算により導出している. $r_{s,j}$ は j 番目のアルヴェン共鳴点の位置を表し, $r_{s,j}^-$ はプラズマ中心から共鳴点に近づいたときの, $r_{s,j}^+$ はプラズマ境界から共鳴点へ近づいたときの $r_{s,j}$ の近傍を表す. また, δ はデルタ関数, E_m はトロイダルモード m に対する径方向分布を持つ固有関数を表す. 低 n TAE に対し, プラズマ境界における固有関数 $E_m(a)=0$, C_m が共鳴点で連続, 大アスペクト比という条件のもと, 減衰率は,

$$\frac{\gamma}{\omega_0} = -i\pi \left[\frac{1}{\omega_0} \frac{\partial G(\omega_0, E_m^{(0)})}{\partial \omega_0} \right]^{-1} \sum_j \frac{\text{sgn}[\partial \|D(\omega_0, r_{s,j})\| / \partial \omega_0] \sum_{m,n} D^{mn}(\omega_0, r_{s,j}) C_n^{(0)}(r_{s,j}) C_m^{(0)}(r_{s,j})}{r_{s,j}^3 \|(\partial / \partial r_{s,j}) \| D(\omega_0, r_{s,j}) \|} \quad (2.62)$$

と導き出された. $\|\cdot\|$ は行列式を, $\text{sgn}[\cdot]$ は括弧内の量の符号を表す. 式(2.37)で与えられる C_m の特徴からわかるように, 強い減衰には固有関数 E_m の大きな径方向の勾配が重要なことがわかる.

一方, Rosenbluth 等は, 高 n の TAE に対して同様の計算を行い減衰率を導いた[25, 26]. 高 n では多数の m に対応するギャップが径方向に現れ, しかもそれらの固有関数はギャップの空間的幅程度に局在する (図 2.12). そのため, 図 2.12(b)のようにギャップが径方向で比較的揃っている場合には, m と $m\pm 1$ のフーリエモードによる連続減衰は期待できない. しかし, トロイダルモード結合によって $m\pm 1$ 以外の m のフーリエモードによる減衰が寄与する可能性がある. このような場合には関与している各 m の固有関数をすべて考慮する必要がある, その減衰率は, 複数の固有関数を作るエンベロープの勾配に依存する (例えば図 2.12(a)の位置 $m_0 \hat{\varepsilon} / 2$ 周辺の ϕ_l 分布).

結局, 高 n -TAE の減衰率は,

$$\frac{\gamma_c}{\omega_0} = \frac{\hat{\varepsilon}}{2} \left[\frac{1}{g_0^{(0)}} + \frac{1}{g_0^{as}} \right]^{-1} \quad (2.63)$$

で与えられる. ここで,

$$g_0^{as} = \frac{G(s)}{(m|\varepsilon_s|)^{3/2}} [\exp(-m\varepsilon_s H_+(s)) + \exp(-m\varepsilon_s H_-(s))] \quad (2.64)$$

$$\varepsilon_s = \hat{\varepsilon} \left[\frac{\partial}{\partial(\ln q^2)} \ln \frac{q^2}{v_A^2} \right]^{-1}$$

である. s は磁気シアであるがその符号にはよらない. また, $g_0^{(0)}$, G , H_+ , H_- は参考文献[25, 26]の表 I で与えられる. 図 2.11 にこれらの係数のシア依存性を示す. この減衰率は磁気シア s の大きさが増加するとともに急速に増大するが, 高 m になるにしたがって減衰が弱くなる傾向となる.

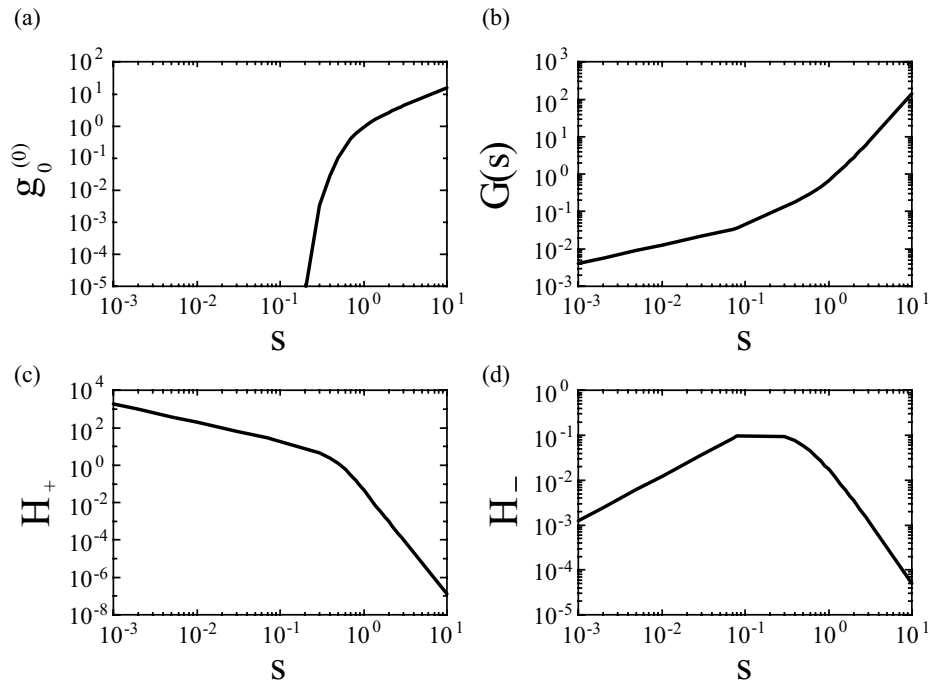


図 2.11 高 n TAE の連続スペクトル減衰に関連する係数(a) $g_0^{(0)}$, (b) G , (c) H_+ , (d) H_- の磁気シア依存性.

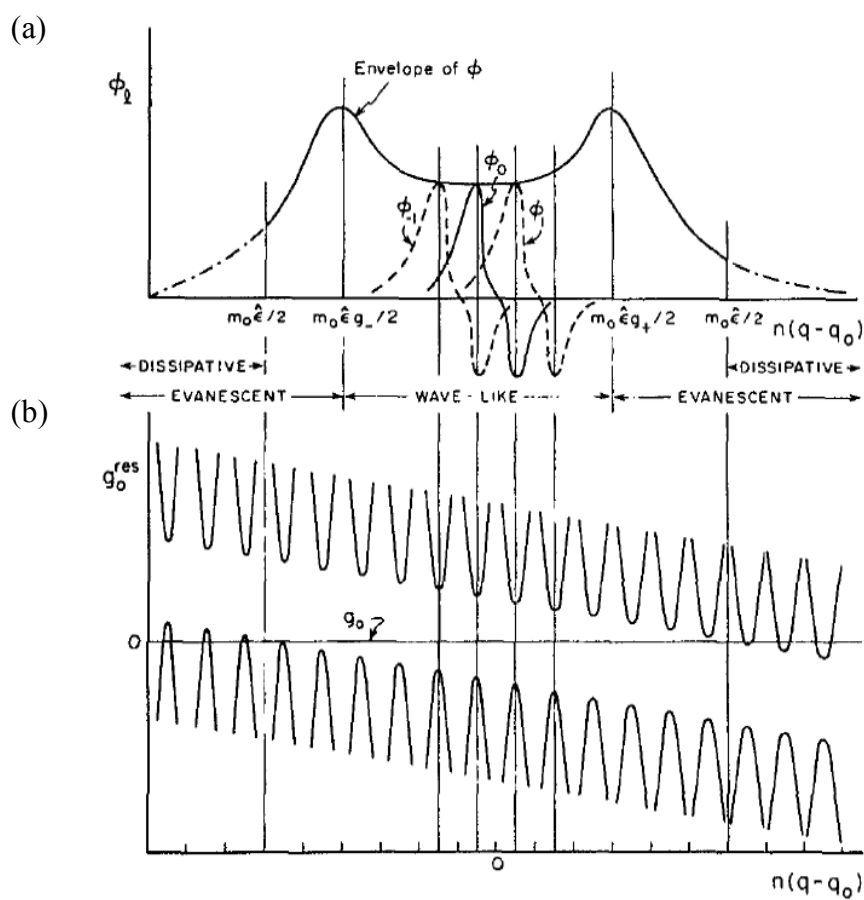


図 2.12 (a)高 n -TAE の固有関数の分布と, (b)シア・アルヴェン・スペクトルの空間構造. (文献[26]より引用)

2.7 結言

本章ではまず低温プラズマ近似により代表的な MHD 波動であるシア・アルヴェン波と磁気音波の分散関係について述べるとともに平衡磁場に対する伝播特性を示した。プラズマの密度が径方向に非一様な円筒プラズマではシア・アルヴェン波の分散関係が連続スペクトルに成ることを示した。さらに、トロイダルプラズマでの磁気面上での磁場強度の非一様性とトロイダル形状による周期的構造のため、分散関係にスペクトルギャップが形成されることを示した。そして、そのギャップ内に離散的な固有値を持つアルヴェン固有モードが生じうることを述べた。また、ギャップの形成は固有モードのモード数 m 及び n に大きく依存し、 m と $m+1$ のポロイダモードの結合による TAE 以外にも m と $m+2$ の結合や m と $m+3$ の結合など高次のギャップモードが存在する可能性があることを示した。また、ギャップ構造が生じなくても、不均一プラズマであればシア・アルヴェン・スペクトルの極小値付近に GAE, あるいは極大値付近に NGAE が存在し得ることを述べた。また、TAE や GAE などの固有モードにおいてはアルヴェン共鳴による強い減衰が起こらないことから、固有モードの位相速度と同程度の速度を持つ高速イオンと共鳴的相互作用により不安定化されうることを述べた。そして、実効的な成長率は、高速イオンによる不安定化への寄与である成長率と、各種減衰機構による減衰率のバランスによって決定されることを述べ、これらの減衰機構について個別にその概要を説明した。

参考文献

- [1] J. P. Freidberg, "Ideal Magnetohydrodynamics", 1987, Plenum Press
- [2] T. H. スティックス (田中茂利・長照二 共訳), プラズマの波動 (上・下), 吉岡書店, (1996)
- [3] R. Cross, "An introduction to Alfvén waves", IOP Publishing Ltd., 1988
- [4] 天岸祥光, 「アルフベン波の固有モードとアルフベン共鳴」, 核融合研究, 第 53 巻 第 5 号 315 (1985)
- [5] A. Hasegawa and Lui Chen, Phys. Rev. Lett. **35**, 370(1975)
- [6] H. L. Berk *et al.*, Phys. Plasmas **B4**, 1806 (1992)
- [7] T. Fülöp *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 38 811(1996)
- [8] R. Betti and J. P. Freidberg, Phys. Plasmas **B3**, 1865 (1991)
- [9] R. Betti and J. P. Freidberg, Phys. Plasmas **B4**, 1465 (1992)
- [10] G. Y. Fu *et al.*, Phys. Rev. Lett **75**, 2336 (1995)
- [11] ITER Physics expert group, Nucl. Fusion **39**, 2471(1999)
- [12] D. Spong and Y. Todo, presented at the 49th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics, Orlando, Florida, 2007
- [13] K. Appert *et al.*, Plasma Physics **24**, 1147 (1982)
- [14] S. M. Mahajan and D. W. Ross, Phys. Fluid **26**, 2195 (1983)
- [15] Ya. I. Koresnichenko and V. V. Lutsenko, Phys. Plasmas **14**, 102504 (2007)
- [16] K. Toi *et al.*, Nucl. Fusion **40**, 1349(2000)
- [17] T. Ito *et al.*, Journal of Plasma and Fusion Research Series, to be published
- [18] M. N. Rosenbluth and P. H. Rutherford, Phys. Rev. Lett **34**, 1428 (1975)
- [19] W. W. Heidbrink, Phys. Plasmas **15** 055501(2008)
- [20] G. Y. Fu and J. W. Van Dam, Phys. Plasmas **B1**, 1949 (1989)
- [21] A. Hasegawa and L. Chen, Phys. Fluid **19**, 1924 (1976)
- [22] N. N. Gorelenkov and S. E. Sharapov, Phys. Scr. **45**, 163 (1991)
- [23] R. R. Mett and S. M. Mahajan, Phys. Plasmas **B4**, 2885 (1992)
- [24] 福山淳, 「トカマクプラズマのアルヴェン固有モード線形理論」, プラズマ・核融合学会誌, 第 75 巻第 5 号 537 (1999)
- [25] M. N. Rosenbluth *et al.*, Phys. Rev. Lett **68**, 596 (1992)
- [26] M. N. Rosenbluth *et al.*, Phys. Fluid **B4**, 2189 (1992)
- [27] 福山淳, 「誰にでもわかる TAE-アルヴェン固有モードはなぜ注目される?」, プラ

- ズマ・核融合学会誌, 第 72 巻第 5 号 415 (1996)
- [28] 若谷誠宏, 「トロイダルプラズマにおけるアルヴェンスペクトルと高速イオンによる固有モードの励起」, プラズマ・核融合学会誌, 第 75 巻第 5 号 518 (1999)
- [29] H. L. Berk *et al.*, Phys. Lett A **162**, 475 (1991)
- [30] C. Z. Cheng, Phys. Fluid **B3**, 2463 (1991)
- [31] M. Wakatani "Stellarator and Heliotron Devices", 1998, Oxford university press
- [32] 藤堂泰, 「アルヴェン固有モードと高速粒子の相互作用に関する計算機シミュレーション」, プラズマ・核融合学会誌, 第 83 巻第 11 号 900 (2007)
- [33] 山本聡, 「大型ヘリカル装置プラズマにおけるアルヴェン固有モードの励起と高速イオン閉じ込めへの影響に関する研究」, 博士論文, 名古屋大学, 2003
- [34] 松永剛, 「ヘリオトロン/トルサトロンプラズマにおける磁場摂動印加によるアルヴェン固有モードの特性研究」, 博士論文, 名古屋大学, 2002
- [35] 武智学, 「ヘリオトロン/トルサトロンプラズマにおける高速イオン励起アルフベン固有モードの実験研究」, 博士論文, 名古屋大学, 1999

第 3 章 実験装置

3.1 緒言

ここでは、本研究において用いた各種実験装置について述べる。3.2 節にプラズマ閉じ込め装置である CHS について述べる。3.3 節では本研究の主要計測装置である磁気プローブ (3.3.1)、プラズマ周辺の電子および密度計測のための静電プローブ (3.3.2)、揺動の空間分布計測のための軟 X 線検出器アレイ 3.3.3 について順に説明する。

3.2 Compact Helical System

本研究で使用した Compact Helical System(CHS)は図 3.1 および表 3.1 に示したような、ヘリカル極数 $l=2$ 、トロイダル周期 $N=8$ をもつヘリオトロン/トルサトロン配位の装置である[1]。CHS は設計当時における世界最小レベルのアスペクト比のヘリカルプラズマにおける輸送や MHD 安定性などを研究する目的で設計・製作された。トロイダル周期は低アスペクト比と、なるべく大きなプラズマ断面積を得るために 8 が選ばれ、ヘリカルコイルピッチパラメータ $\gamma_c = (N/l) \cdot (a_c/R)$ はより大きい磁気面や高い平衡限界 β 値を得るため、1.25 程度に設定された。 a_c はヘリカルコイルの旋回半径、 R はトーラスの大半径であり、このパラメータが大きいくほど、ヘリカルコイルに沿った方向とトロイダル方向との間の角度が大きくなる。 γ_c が大きくなると、特に磁気面の螺旋状のねじれに起因する磁力線のフーリエ成分 (ヘリカルリップル) が大きくなってリップル損失が増大する可能性がある。一方、 γ_c を小さくするとヘリカルリップルは減少し、回転変換は大きくなるが、低次の有理面の回避やプラズマ小半径を小さくし過ぎないために、1.25 程度の値に保たれている。CHS は低アスペクト比でありかつリップル損失あまり大きくせず、またある程度の β を確保する目的で前述のようなパラメータで選ばれた。磁気面形状と磁気軸位置の制御のため内側及び外側垂直磁場コイルならびにトリミングコイルというポロイダルコイル類は取り付けられている[1, 2]。

一方、CHS は磁場配位に関する多くのパラメータが外部的に制御可能である。たとえば、真空磁場の磁気軸位置は主として垂直磁場コイルにより 0.88m から 1.02m 程

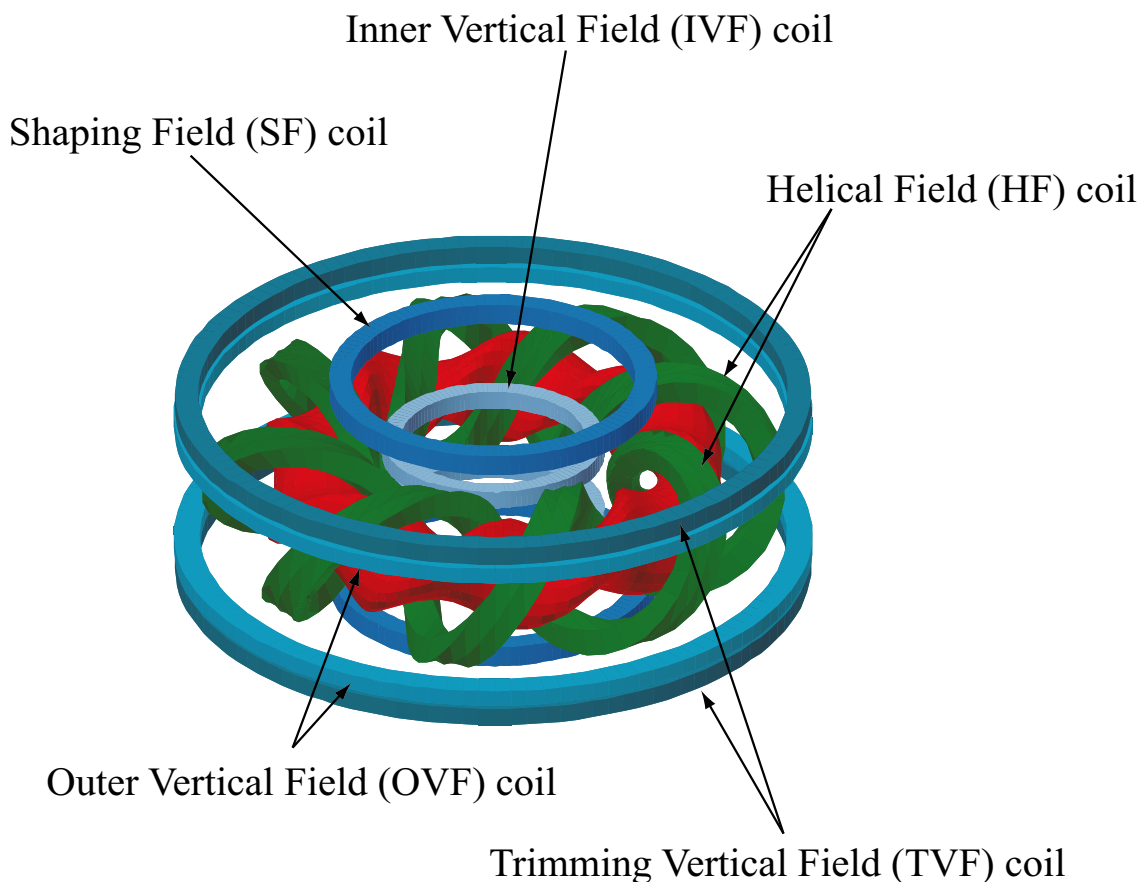


図 3.1 CHS 装置のコイル配置図. 赤く塗りつぶされた部分がプラズマである. 1 対のヘリカルコイル, 磁気軸および形状制御用の 4 対のポロイダルコイルからなる.

パラメータ	値
大半径	1m
小半径	0.2m
アスペクト比	5
トロイダル周期	8
ヘリカル極数	2
中心/境界回転変換	0.3/~1
磁場強度	< 2T
電子温度(最大)	2keV
イオン温度(最大)	1keV
電子密度(最大)	10^{20} m^{-3}
β 値	2%
ECH出力	300kW (54.6GHz)
NBI出力(1号機)	1MW (40keV)
NBI出力(2号機)	0.7MW (36keV)

表 3.1 CHS 装置の各種パラメータ

度まで可変させることが可能である。磁場強度は、最大 1.8T で最大 1 秒保持可能である。ただし、54GHz ECH による NBI のターゲットプラズマ生成の制約から~0.9T あるいは~1.5T-1.8T の磁場強度で実験が行われた。また、2.45GHz ECH によるプラズマ生成を用いるときは 0.1T 以下で定常運転され、低温・低密度の実験も可能である。加熱装置は電子サイクロトロン共鳴過熱(ECH)と NBI 加熱が可能であり、特に 2 台の NBI 装置による同方向（外部回転変換を増加させる方向）あるいは逆方向の接線入射ビームの合計出力は 1.7MW に達し、過去に最大到達体積平均ベータ $\langle\beta\rangle\sim 2.2\%$ を達成している。また、通常の放電では 0.2 秒で $\langle\beta\rangle=1\%$ 弱程度までのプラズマが維持できることから、様々な配位における kHz のオーダーの比較的low周波の MHD 安定性の研究に適している。

図 3.2 にいくつかの典型的な設定磁気軸についての磁気面を、図 3.3 に磁場配位に関する典型的なパラメータの特性を示す。図 3.2 はそれぞれ磁気軸 $R_{ax}=0.888\text{m}\sim 1.016\text{m}$ についての、真空における磁気面の縦長ポロイダル断面である。入れ子状の磁気面と仮定できる領域においては平衡計算コード VMEC により、極低ベータの平衡配位の磁気面が図のように閉じた楕円の等高線で描いてある。一方、周辺領域においては閉じた磁気面の仮定ができないので、磁力線追跡コード MAGN により真空磁場の磁力線構造をポアンカレプロット（ポロイダル断面 ($\phi=\text{const}$) を通る毎に磁力線の通った箇所をマーク）として表示している。このような磁力線追跡の図は特に周辺における閉じ込め領域を視覚的に捉えるのに効果的である。0.888m（内寄せ）～0.974m（やや外寄せ）までの磁気軸では最外殻磁気面はほとんどトーラス内側の壁に接しており、リミター配位となっている。一方、極端に外寄せの場合の $R_{ax}=1.016\text{m}$ 配位では周辺部が明確な磁気面を形成しないエルゴディック領域で囲まれており、しかもダイバータ配位となっている。設定磁気軸位置 R_{ax} の増加に伴って磁気軸付近が主にトーラス外側へ移動し、シャフラノフシフトが現れることにより、真空磁場でも磁気井戸が形成される。ただし、 $R_{ax}=1.016\text{m}$ の外寄せ配位は、閉じ込め領域の体積の縮小と極端に悪い粒子閉じ込め特性となる磁場配位である。このような磁場構造の違いは磁気軸の初期設定によってある程度規定されるが、一方で、プラズマが高 β 値になるにしたがって平衡電流（Pfirsch-Schlüter 電流など）が増えるために起こるシャフラノフシフトによってもこのような変化が起こりうる。 β 値が増えたときの磁場構造の変化を、VMEC の MHD 平衡計算に基づいて $R_{ax}=0.921\text{m}$ のときを代表例として図 3.2(f)に示した。 β_t の増加によってトーラスの外側（主半径の大きい側）の磁気面が外側へシフトする様子が理解される。このような磁気面の変化は、いずれの設定磁気軸においても見られる。図 3.3(a)および図 3.3(b)に示したように、 β_t の増加によって主にプラズマ中心における回転変換が増加し、平坦な領域が増えるために同領域の磁気シアは減少する。一方で、周辺部では β_t がそれほど上昇しないが、回転変換が勾配が大きくなる形で増大するため、磁気シアの若干の増加が見られる。

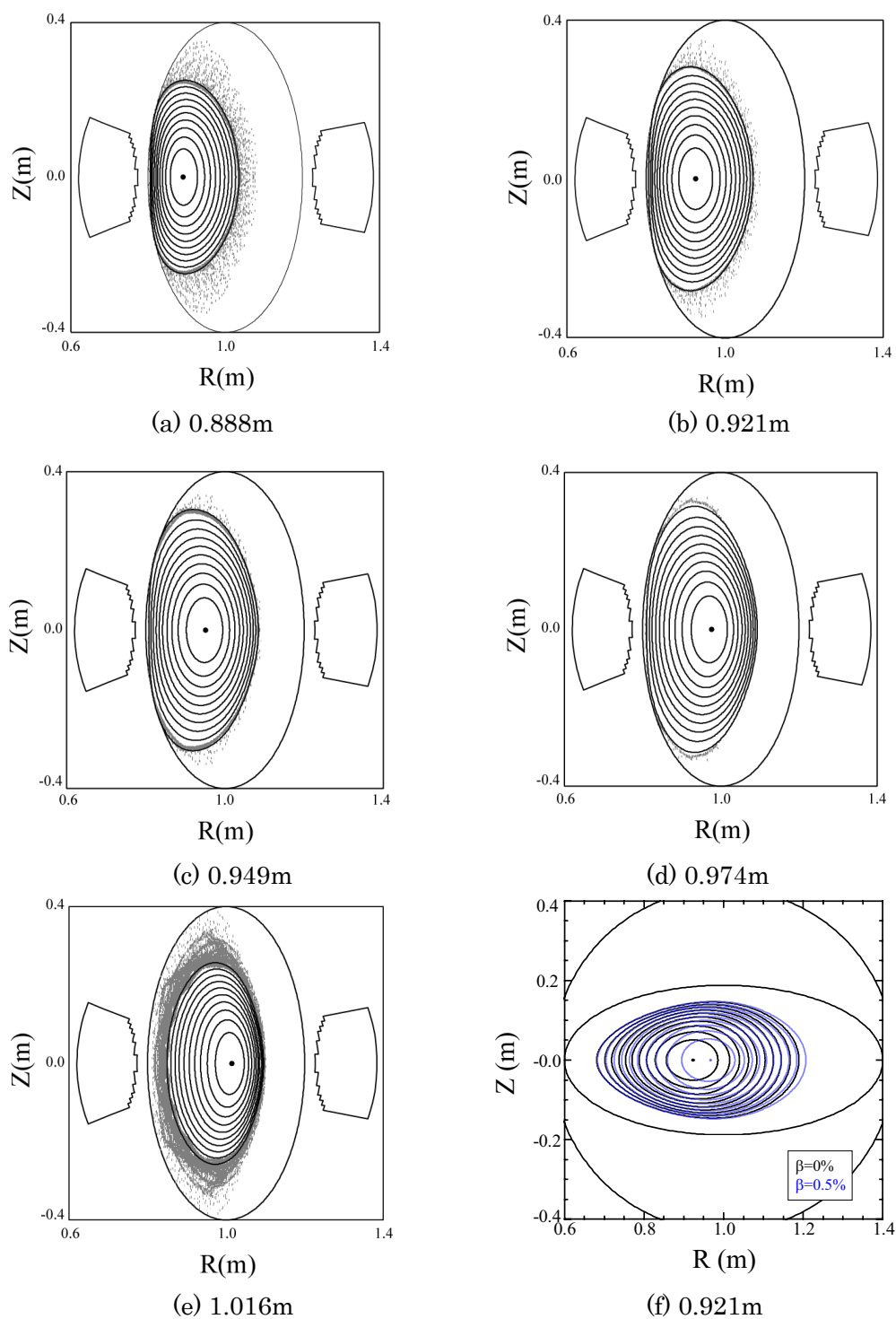


図 3.2 数値計算による真空における各設定磁気軸での磁場構造. 磁気面は VMEC, 周辺領域は MAGN コードで計算した. それぞれ(a)0.888m, (b)0.921m, (c)0.949m, (d)0.974m, (e)1.016m についてのケース (垂直断面). (f) $R_{ax}=0.921m$ における β 値の違いによる磁場構造の比較 (水平断面).

第 2 章で説明したように大きなシャフラノフシフトは図 3.3(c)に示した通り，磁場のトロイダルリップル成分を増大させ TAE の安定性を損なう傾向が強まる．つまり，シャフラノフシフトにより TAE ギャップが大きくなり，かつ，中心部の磁気シアが減少してギャップが中心から周辺部にまで揃いやすくなることから，その周波数領域のモードの減衰率は低くなる可能性が高い．ただし，同時に周辺部での磁気シアは強まる傾向にあるので，逆に減衰率の増加として安定化に寄与する可能性はある．

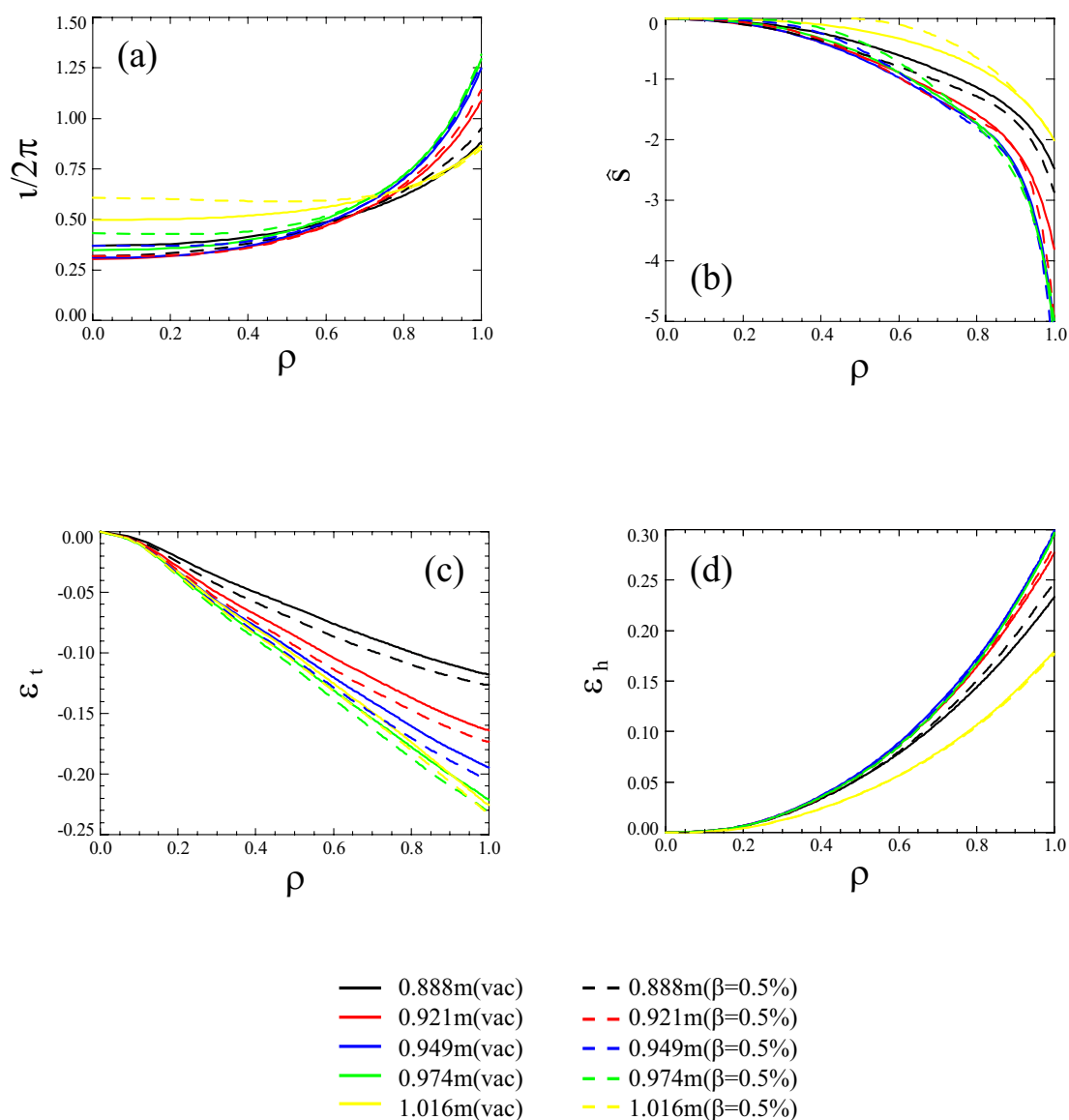


図 3.3 磁気軸別 ($R_{ax}=0.888\text{m}\sim 1.016\text{m}$) の各ケースについての(a)回転変換, (b)磁気シア, (c)トロイダルリップル ξ_t および(d)ヘリカルリップル ξ_h の磁場強度, の各径方向分布.

3.3 計測機器

3.2 節で説明した CHS のプラズマパラメータを計測するための機器について、本研究に特に関連する計測器の配置を図 3.4 にまとめた。また、各計測器について個別に詳細を述べる。

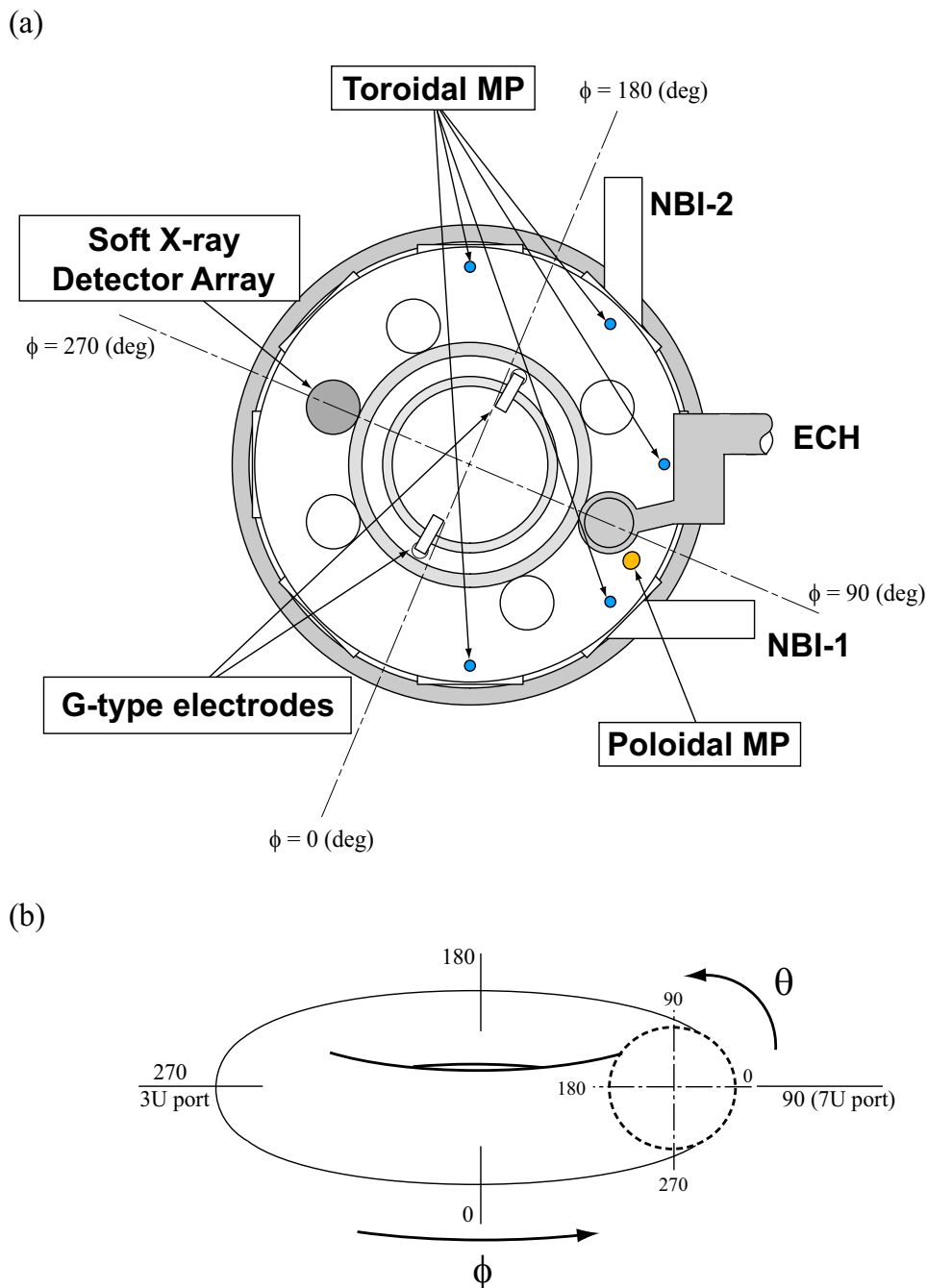


図 3.4 (a)本研究で使用した主な計測器の配置図. (b)実空間におけるトロイダルおよびポロイダル角の定義.

3.3.1 磁気プローブ

本研究ではプラズマ中に励起される 1MHz 程度までの高周波磁場揺動を対象としており、磁気プローブは、その原理の簡便さと経済性から、この種の揺動の検出と特性の解析に対して非常に有用であり、核融合研究の初期から用いられてきた。ここでは、磁気プローブの原理と ADC でサンプリングされたデータの取り扱いについて述べる。

複数回巻きのコイルに鎖交した磁束が時間変動することによってその巻き線の両端に電場を生ずる。これはファラデーの法則 $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$ により表され、磁場揺動をコイルによって電圧出力で検出できることの原理となる。したがって、ある鎖交面積 S 、巻数 N のコイルは磁場揺動によって、 $V = -NS \partial \mathbf{B} / \partial t$ の電圧を生じさせる。この信号出力から磁場強度や揺動成分を取り出す場合、次のような処理が必要である。

$$V = -NS \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$B(\omega) = -\frac{FFT[V(t)]}{i\omega NS} \quad (3.1)$$

すなわち、時間変動量である電圧出力 $V(t)$ のフーリエ解析の後 $i\omega$ で除することにより積分を行い、磁場強度へ変換している。

一方、磁気プローブの実際の回路は図 3.5 のようになっており、共振周波数 f_r を持

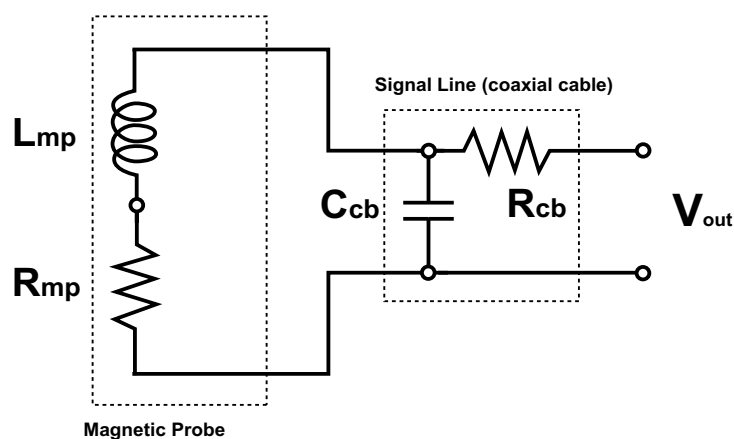


図 3.5 磁気プローブおよび信号伝送系の等価回路

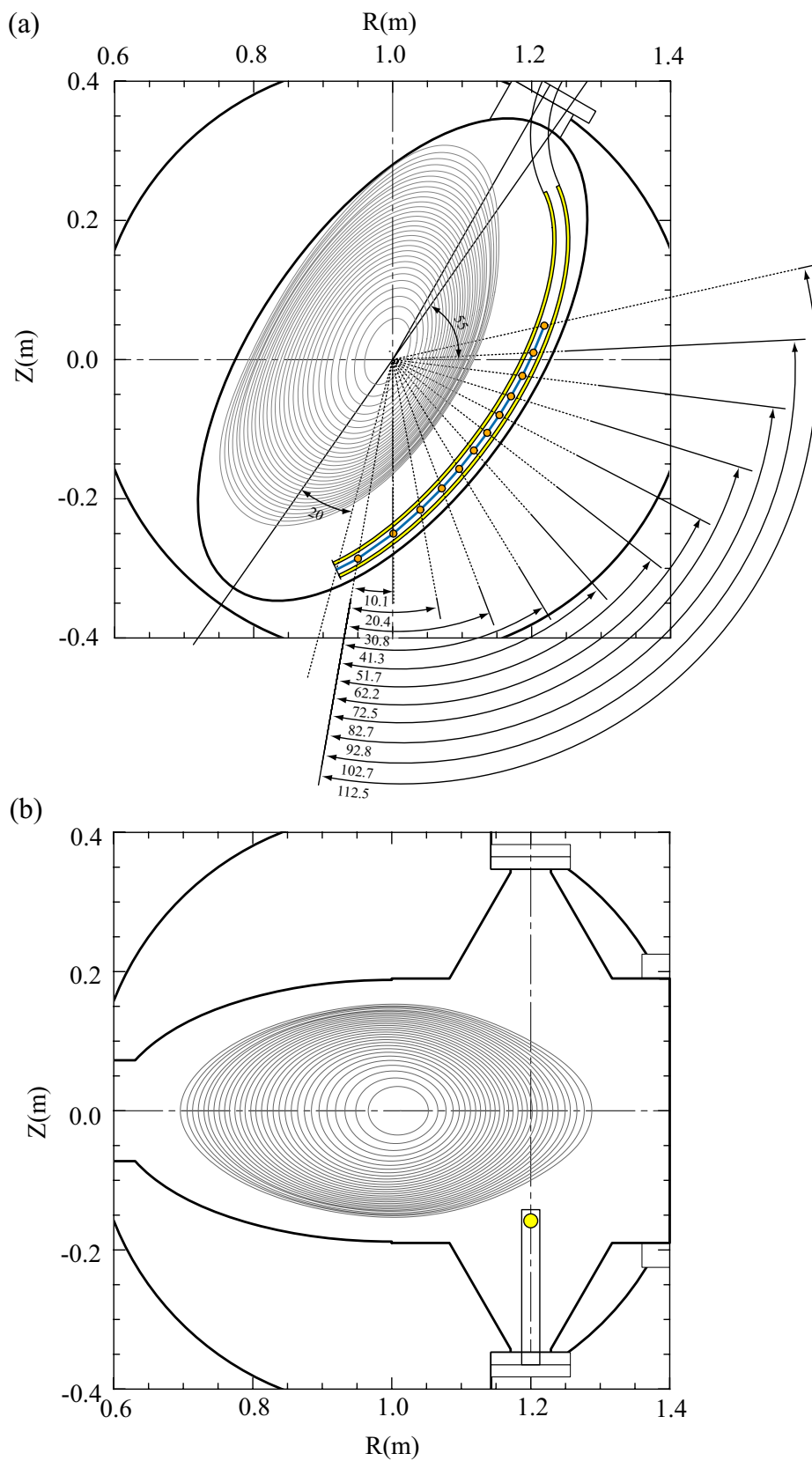


図 3.6 (a)ポロイダルプローブアレイの構造 (7P port) および, (b)トロイダルプローブの構造 (6N, 7N, 1N, 2N, 3N)

つ. そのため, 実際に観測しようとしている周波数帯及びプローブと増幅器や ADC とを接続するケーブル特性を考慮して, プローブの巻数や寸法を決定する必要がある. 本研究では表 3.2 のような特性の磁気プローブを用いている [3]. トロイダルアレイの配置は図 3.6(b)を, ポロイダルアレイの配置は図 3.6(a)に示す. また, 図 3.4 に示したように, トロイダル磁気プローブは CHS 装置を上から見て反時計回りに 45 度ずつ 5 個, ポロイダル磁気プローブはトロイダル角 $\phi=81.25$ 度のポロイダル断面に設置し, 図 3.6 に示すように 12 個のプローブで $\theta=112.5$ 度分のポロイダル角をカバーしている.

このような磁気プローブの配置による MHD 揺動の観測とモード同定において, トロイダルプラズマではプローブ間の位相に歪みを生ずる可能性がある. 実際, 非円形断面のアスペクト比の小さいトカマクでも壁に沿った磁気プローブと揺動の空間構造の対応は, ポロイダル方向には線形関係から大きくずれず. 軸対称プラズマであるのでトロイダル方向についてはそのずれはない. 一方で, ヘリカルプラズマは螺旋状の外部導体によって閉じ込め磁場が生成されるために磁力線が 3 次元的に変形しているため, 磁

パラメータ	ポロイダルプローブアレイ	トロイダルプローブアレイ
個数	12	5
有効面積	81mm ²	33mm ²
有効長	8mm	8mm
巻数	100	250
共振周波数	980kHz	460kHz
分解能	6×10 ⁻⁹ T	5×10 ⁻⁹ T

表 3.2 各磁気プローブの特性

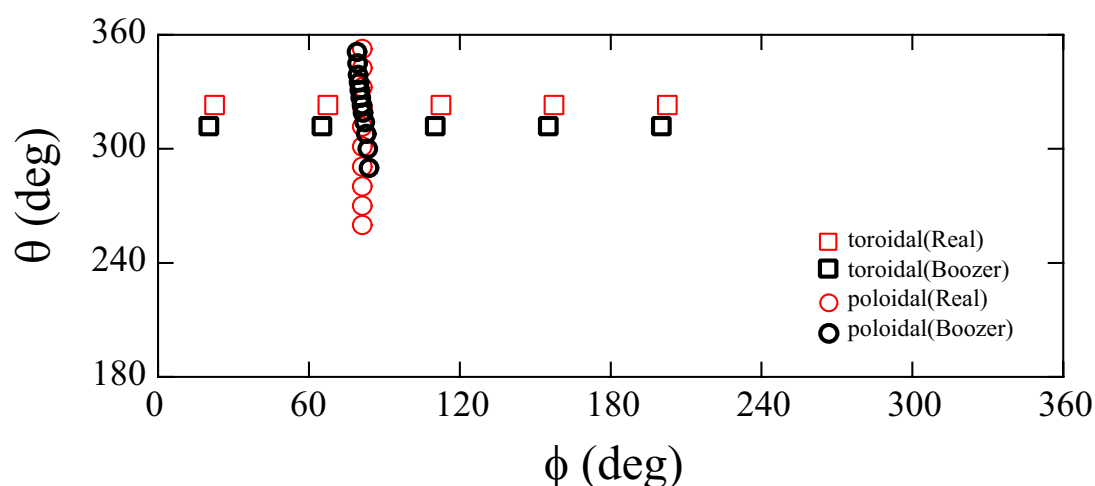


図 3.7 実座標および Boozer 座標におけるトロイダルおよびポロイダル角 (ϕ , θ) を用いて表したトロイダルおよびポロイダル磁気プローブの設置位置.

力線を基準にした磁気座標 (Boozer 座標) からこれらのプローブを見ると, 角度依存性は実座標における設置位置からずれることになる. プラズマの磁場構造は設定磁気軸位置や β_t 値によって変わるので, このような実座標と磁気座標とのずれの例として磁気軸 $R_{ax} = 0.921\text{m}$ における真空磁場から見た各磁気プローブアレイの設置位置の角度依存性を図 3.7 に示した. ただし, これは各磁気プローブが LCFS 上にあると仮定して得られた関係であり, 近似的なものである. 同図において, ポロイダル磁気プローブはポロイダル方向に線形関係からのずれが見られ, 場合によってはモード同定の際に生波形間の位相を追跡するという単純な解析法を活用する必要が生ずる. 一方, トロイダル磁気プローブ間の位相関係はそれぞれの座標系で差異はほとんど見られない. これはトロイダルプローブアレイが 8 箇所ある横長断面の中央におかれているためである.

図 3.8 に CHS における磁気プローブ信号の観測例を示す. この放電では NBI 加熱初期に高速イオンによる TAE の成長率への寄与が大きくなったために不安定化された TAE が $t = 0.12\text{s}$ 前後で観測されている. また, 同様に NBI 加熱で圧力勾配が急峻になったために不安定化された圧力駆動インターチェンジ不安定性などの低周波 MHD 揺動も観測される.

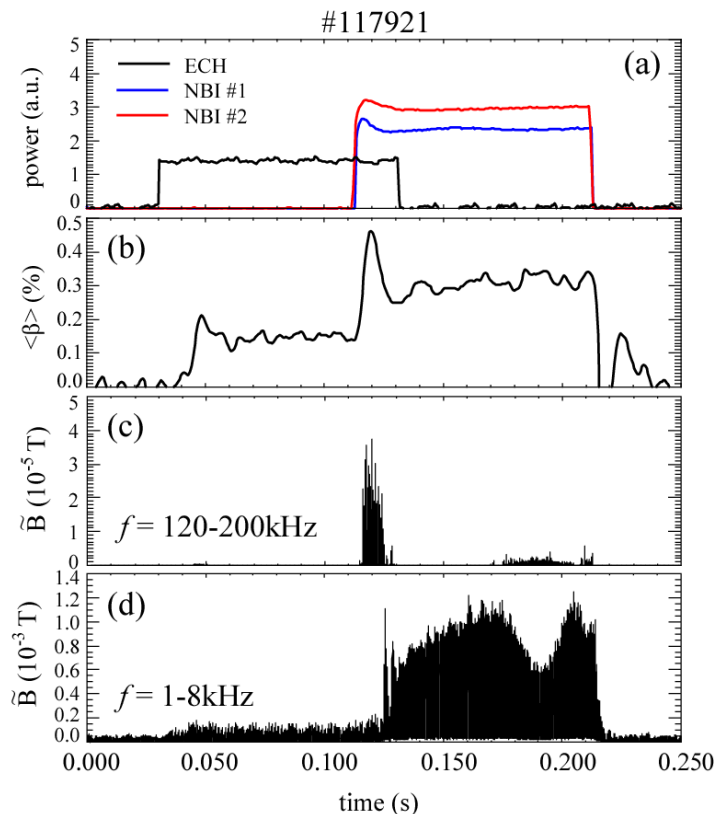


図 3.8 NBI プラズマにおける磁気プローブ信号を用いた典型的な MHD 揺動の観測例. (a)放電波形, (b)体積平均 β 値, (c)高速イオン励起モードの周波数帯における磁気プローブ信号強度, (d)低周波 MHD 揺動の周波数帯における磁気プローブ信号強度.

3.3.2 静電プローブ

CHSにはYAG トムソン散乱計測装置およびHCN レーザー干渉計が設置されており、それぞれ電子温度、電子密度及び線平均電子密度の信頼性の高いデータが得られる。しかし、これらの計測法では、 $1 < \rho$ の最外殻磁気面近傍及びすぐ外のスクレイプオフ層での電子温度及び電子密度の計測は困難であり、静電プローブにて計測した。図 3.9 に静電プローブの可動位置を、図 3.10 にプローブ先端の電極ピン構造を示した。電極ピンの素材は耐熱性の良さからタングステンが選ばれ、ピン間の絶縁には耐熱と真空中でのアウトガス放出の少ないセラミックスの一種であるアルミナが用いられている[4]。静電プローブのシャフトは図 3.9 にあるとおり、ポロイダル断面の垂直方向にミリ単位でスライドできる。ただし、NBI プラズマではピン先端の短時間の消耗とプラズマへの大きな影響を回避するため $0.9 < \rho$ 程度の挿入に留めている。

次に使用した 5-pin 静電プローブの原理について述べる。この方法はいわゆるトリプルプローブ法による計測値へ、計測地点の温度または密度不均一性の補正を行うものである[5]。5-pin 静電プローブの簡単な回路図を図 3.11 に示す。負バイアスをかけたピン T_2 , T_3 においてイオン飽和電流 I_{is1} , I_{is2} が、接地したピン T_4 , T_5 から浮遊電位 V_{f1} , V_{f2} がそれぞれ計測できる。 $I_1 \sim I_5$ の各電流値は Maxwell 分布の電子電流とイオン電流により次のように表される。

$$\begin{aligned}
 -I_1 &= I_e(V_1) + I_i = I_{e0}e^{\phi V_1} + I_i \\
 I_2 &= I_e(V_2) + I_i = I_{e0}e^{\phi V_2} + I_i \\
 I_3 &= I_e(V_3) + I_i = I_{e0}e^{\phi V_3} + I_i \\
 I_4 &= I_e(V_4) + I_i = I_{e0}e^{\phi V_4} + I_i \\
 I_5 &= I_e(V_5) + I_i = I_{e0}e^{\phi V_5} + I_i
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

ここで、 $\phi = e/kT_e$ である。式(3.2)より I_i を消去して整理すると、

$$\frac{I_1 + I_4}{3I_1 + I_2 + I_3 + I_4} = \frac{e^{\phi V_1} - e^{\phi V_4}}{3e^{\phi V_1} - e^{\phi V_{21}} - e^{\phi V_{31}} - e^{\phi V_{41}}} \tag{3.3}$$

さらに、 $V_{d2} \equiv V_2 - V_1$, $V_{d3} \equiv V_3 - V_1$, $V_{d4} \equiv V_4 - V_1$ とすれば、

$$\frac{I_1 + I_4}{3I_1 + I_2 + I_3 + I_4} = \frac{1 - e^{\phi V_{d4}}}{3 - e^{\phi V_{d2}} - e^{\phi V_{d3}} - e^{\phi V_{d4}}} \tag{3.4}$$

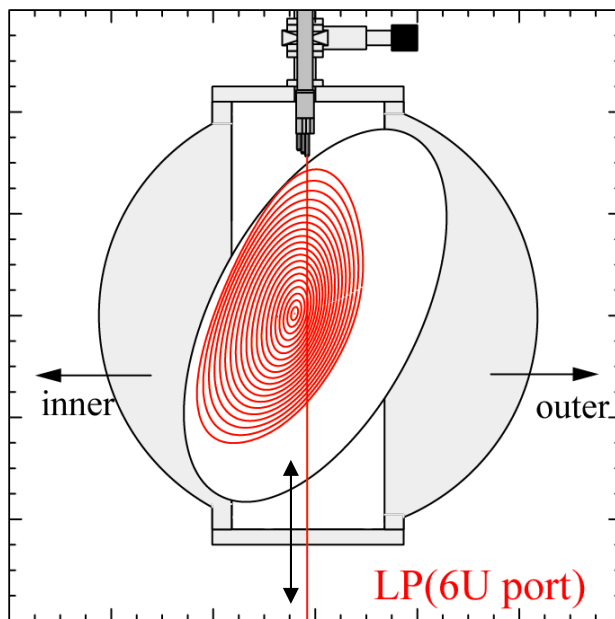


図 3.9 5pin 静電プローブの配置とスキャン方向の概略図.

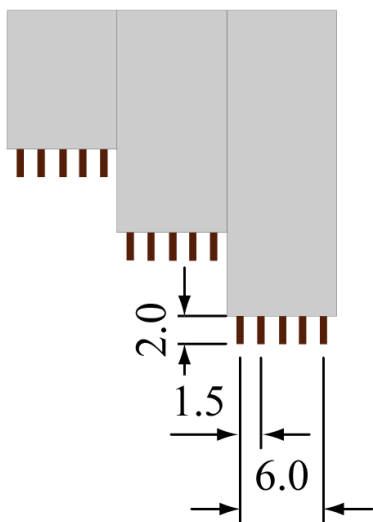


図 3.10 5pin 静電プローブの先端の詳細.

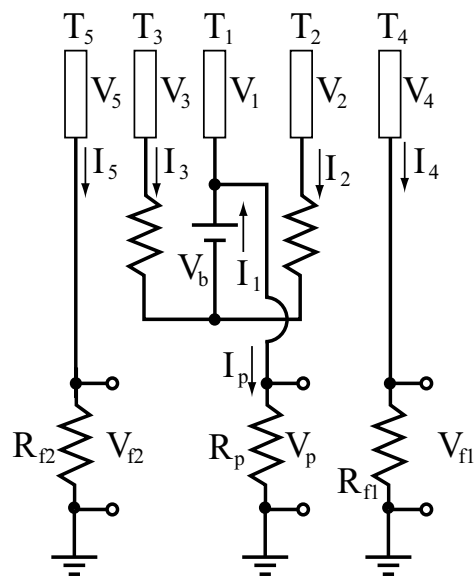


図 3.11 5pin 静電プローブの回路図.

となる．ここで， T_1 と T_2 または T_3 の間にかかる電圧が電子温度より数倍高い ($V_{d2} \ll T_e$, $V_{d3} \ll T_e$) とすると， $e^{\phi V_{d2}} \sim 0$, $e^{\phi V_{d3}} \sim 0$ とみなせる．また，電流路の関係から， $I_1 + I_p = I_2 + I_3$ となり， I_4 , I_5 及び I_p の値が無視できるほど小さい場合，式(3.4)は

$$e^{\phi V_{d2}} = \frac{1}{3} \quad (3.5)$$

となり，最終的に電子温度は次のような式から算出される．

$$T_e = \frac{V_p - V_f}{\ln 3} \quad (3.6)$$

ここで， $V_f = (V_{f1} + V_{f2})/2$ である．

一方，電子温度はここで得られた T_e と $I_{is} = (I_{is1} + I_{is2})$ から求められ，

$$n_e = \frac{\exp(1/2) I_{is}}{Z e^{3/2}} \sqrt{\frac{m_i}{T_e + T_i}} \quad (3.7)$$

と表される．

図 3.12 に本計測器を用いた，プラズマ周辺部に注目した電子温度および電子密度の測定結果の例を示す．NBI 加熱プラズマにおいては，プラズマ中心に向かって温度および密度が急激に増加するので，プローブピンの損傷やそれによる計測誤差の観点から， $\rho < 0.96$ の範囲における運用はできない．しかし，このような周辺部における計測は，トムソン散乱で計測できない境界における値を与えるため，特にシア・アルヴェンス・ペクトルの計算における境界を決定するために重要となる．

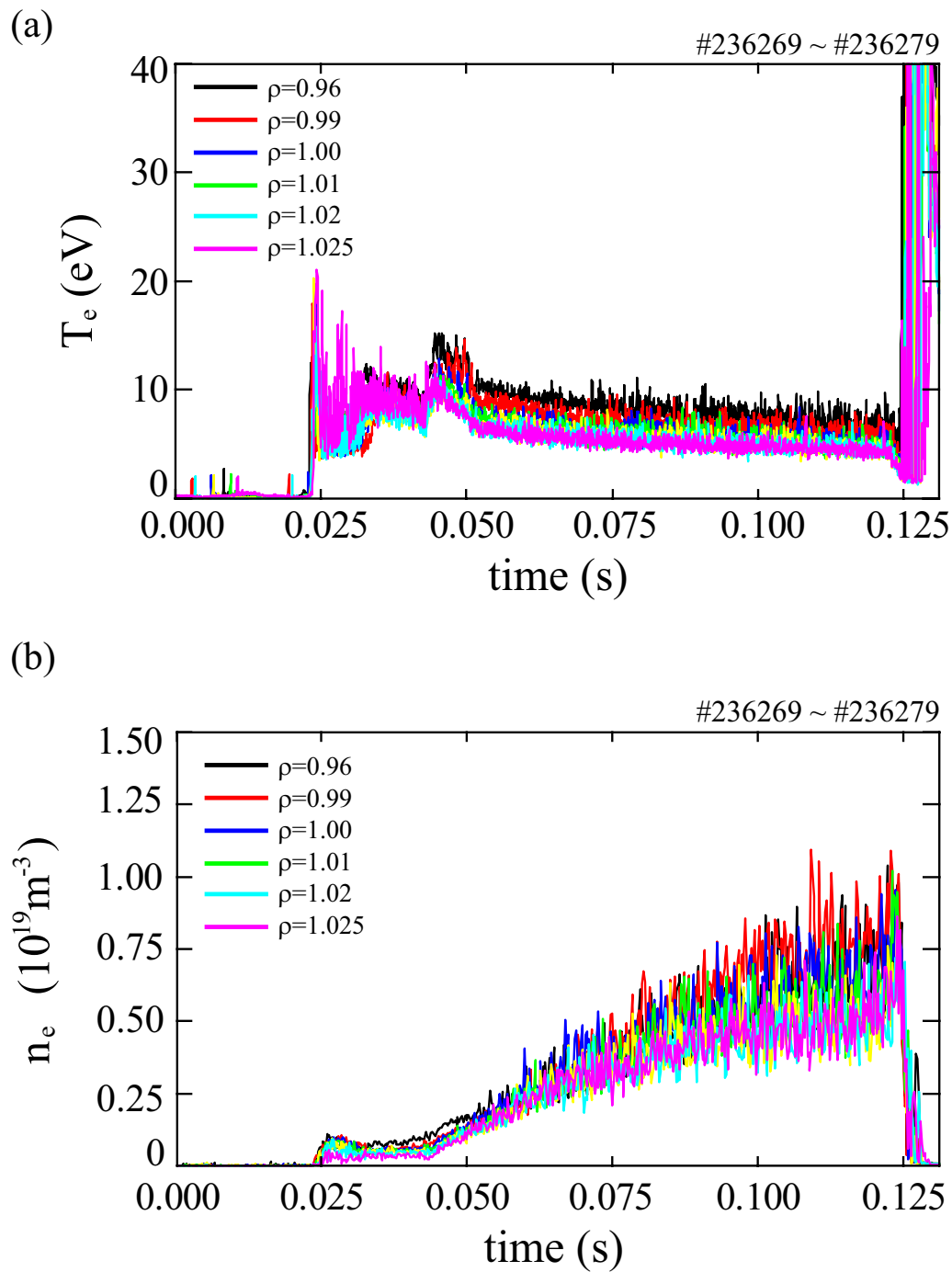


図 3.12 NBI 加熱プラズマの周辺部における 3 探針静電プローブにより測定した各規格化半径位置での(a)電子温度及び(b)電子密度の時間発展の例.

3.3.3 軟 X 線検出器アレイ

プラズマ中では、電離、緩和、再結合などの様々な原子過程があり、種々の波長の電磁波がプラズマから放射される。特に、数 nm から 0.1nm の波長あるいは数 100eV から 10keV の光子エネルギーの電磁波は軟 X 線と呼ばれ、プラズマの電子温度、不純物量の測定さらには MHD 平衡や MHD 揺動の研究にルーチン的に使用される。軟 X 放射は、主として制動放射と再結合放射機構によってもたらされる。このようなエネルギー帯の軟 X 線は空気中で簡単に減衰するため、ヘリウムを充填した観測ポートあるいは真空中に検出器を設置して観測される。

電子と燃料イオンや不純物イオンとのクーロン衝突で生じる制動放射は、電子のエネルギーに応じたエネルギーのフォトン放出として観測され、電子密度および電子温度を反映している。また、プラズマの電子密度や磁場強度に関連した制約を受けることなくプラズマ外へ放射されるので、主として低磁場で比較的高密度で得られる高ベータ領域のプラズマ中の諸現象を観察する目的に適している。特に、プラズマの圧力分布がピーク形状の場合、プラズマ中心部の高温・高密度領域からの放射もピークとなり、アーベル変換のような逆変換なしに放射率の径方向分布が得られ、磁気軸位置の推定や近似的な磁気面構造の情報が得られる。

一方、再結合放射はプラズマ中の電子がイオンとの衝突によりイオンに捕獲される際に出る電磁波として観測される。放射される電磁波は電子殻と電子がもつ運動エネルギーに依存し、スペクトルは連続となる。この結果得られる再結合放射強度は、衝突エネルギーと各状態の離散的な電離エネルギーにより決定される。

制動放射と再結合放射による軟 X 線強度は、単位体積およびエネルギーあたり、

$$\left(\frac{\Delta W}{\Delta E}\right)_{\text{br}} = 3 \times 10^{-15} n_e \sum_i n_i Z_i^2 T_e^{-1/2} g_{\text{ff}}(T_e, E) \exp(-E/T_e) \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta W}{\Delta E}\right)_{\text{recomb}} &= 3 \times 10^{-15} n_e \sum_i n_i Z_i^2 T_e^{-1/2} g_{\text{fg}}(T_e, E) \exp(-E/T_e) \times A \\ A &= \left[\frac{\xi}{n^3} \frac{\chi_i}{T_e} \exp(\chi/T_e) + \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{2\chi_i}{T_e} \frac{Z_i^2}{(n+\nu)^2} \exp\left(\frac{Z_i^2}{(n+\nu)^2} \frac{2\chi_H}{T_e}\right) \right] \\ \xi &= 2(2l+1) - (\mu-1) + 2 \sum_{l'=l+1}^{n-1} (2l'+1) \end{aligned} \quad (3.9)$$

と表される[6]。 ΔW は体積あたりの放射強度、 ΔE は光子のエネルギー密度、 g_{ff} は制動放射の Gaunt 因子、 g_{fg} は再結合放射の Gaunt 因子、 χ_i は電離ポテンシャル、 χ_H は水

素の電離ポテンシャル， μ は等価電子の数， n は主量子数である．Gaunt 因子は各クーロン衝突過程の時の衝突断面積の評価において量子力学的効果を考慮した場合の補正因子である． A はイオンの電離状態を表す項であり， ξ は nl 準位に再結合したときの nl と nl^{l-1} の統計的重みを表す．

以上より，軟 X 線放射光は電子温度や電子密度を反映するので多チャンネルの高周波数応答の検出器により収集すれば，プラズマの MHD 平衡情報ならびに MHD 揺動について空間的な情報を得ることができる．本研究では，等圧面である磁気面にそって伝播するシア・アルヴェン固有モードは典型的な制動放射の揺動として捉えることが可能と考える．また，このような超軟 X 線から軟 X 線帯の放射光の TAE ギャップ周波数帯の揺動の径方向分布を計測のために，300kHz までの周波数応答を有する 20ch フォトダイオードアレイを図 3.13 に設置した．同図には，その観測視線を示している．検出器としては，多チャンネル観測のため浜松ホトニクス社製 PIN 型フォトダイオードを用いた．空間分解能はピンホールとフォトダイオードアレイの配置で決まる．図 3.14 に検出器の外観と寸法，図 3.15 に信号増幅のための前段増幅器とバイアス電源の関係を示す．この検出器は単一の基板上に複数の受光素子を並べてあるため，除熱の問題はあるもののコンパクトな信号伝送系・電源系となっている．

ここで，この検出器が各放射光を受けて出力する信号について簡単に述べる．軟 X 線により PIN フォトダイオードに流れる電流は非常に微弱なため，図にあるように 10k オーム程度の抵抗 R_f による電流－電圧変換と電圧増幅を行ってデータ収集される．ここで，増倍率を A ，帰還抵抗を R_f とすると，増幅後に得られる信号は電圧値として，

$$\begin{aligned} U_s(t) &= \dot{Q}(t) \cdot A \cdot R_f \\ &= AR_f \frac{dQ}{dt} \end{aligned} \quad (3.10)$$

と与えられる．ここで， dQ/dt は光子によって発生した電流である．

この電流とはすなわち，電荷の生成によるものであり，ダイオードが受ける光子のエネルギーに依存しているので，フォトンエネルギーの幅 dE_{ph} あたり単位体積あたりの単位時間当たりの軟 X 線放射強度を $f_{ph}(E)$ とすると，

$$\dot{Q}(t) = \int dl \int_0^\infty dE_{ph} \cdot f_{ph}(E, l, t) F(E) W(E) \Delta S \Delta \Omega \quad (3.11)$$

と表される．さらに，プラズマが検出器に対して張る立体角と視線の長さで決まる小体積 $dl \Delta S \Delta \Omega$ からの放射の総和となる．はじめの積分は，ダイオードの受ける光子の総量

がその視線上の線積分となることによる。ただし、ダイオードの視線は面積 ΔS 、立体角 $\Delta\Omega$ による体積として見積もられる。 $F(E)$ はフィルターにより吸収効率を表す。 $W(E)$ はダイオードの吸収効率を表す。すなわち、

$$F(E) = \exp\left[-\sum_{i=1}^N \mu_{Fi}(E) \rho_{Fi} d_{Fi}\right] \tag{3.12}$$

$$W(E) = 1.602 \times 10^{-19} \frac{E \times 10^3}{3.6} [1 - \exp(-\mu_{ds} \rho_{ds} d_{ds})]$$

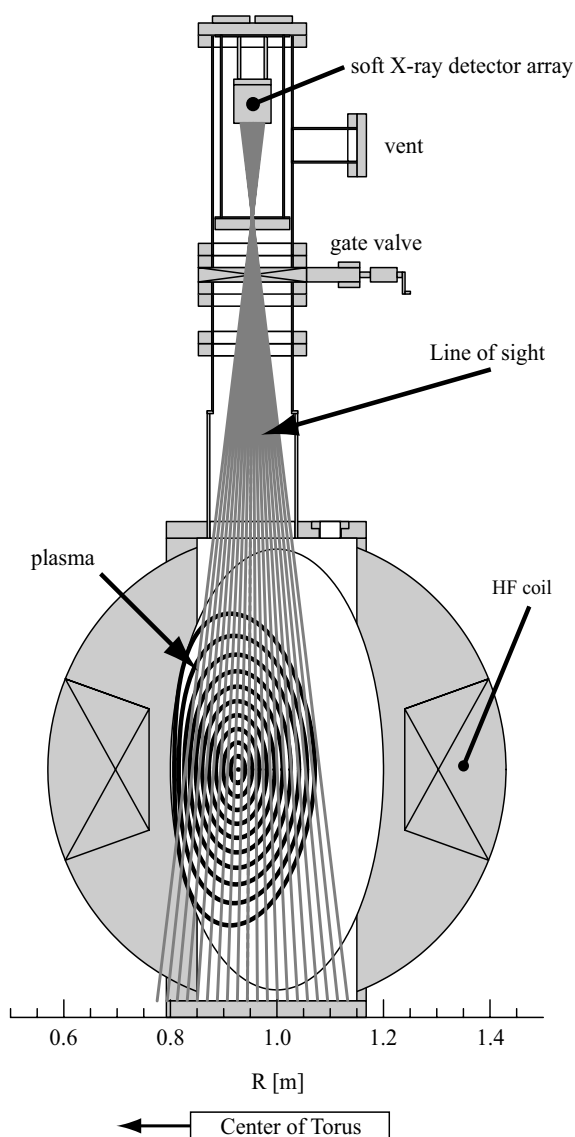


図 3.13 軟 X 線検出器アレイの CHS への設置の様子、および検出器の各視線と磁気面の関係

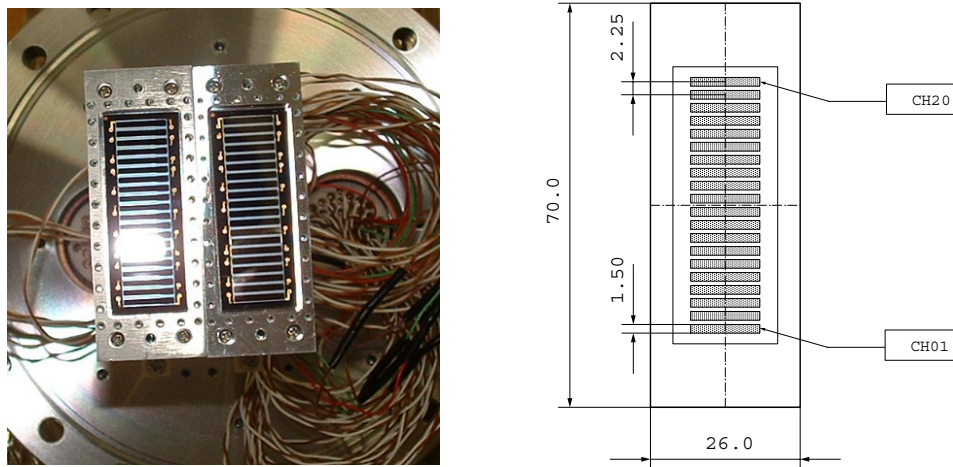


図 3.14 軟 X 線検出器アレイの実機と寸法.

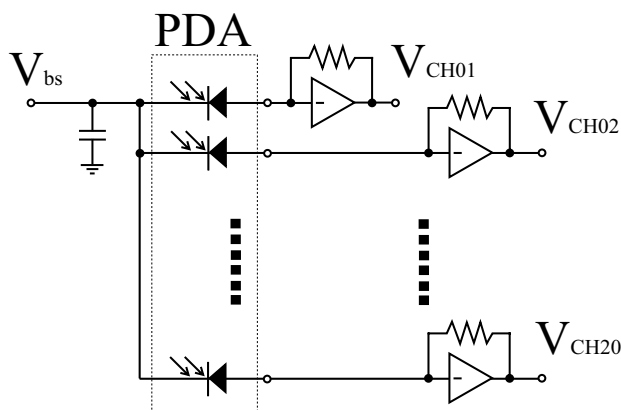


図 3.15 軟 X 線検出器アレイと前段増幅器およびバイアス電源の関係.

と表される. ここで, μ_{Fi} 及び ρ_{Fi} はそれぞれある光子に対するフィルター材料の吸収係数及び質量密度である. また, d_{Fi} はフィルターの厚みである. 式(3.17)は枚数 N のフィルターによる効果の増減も考慮している.

このような計測システムにより観測された TAE の揺動の空間分布を図 3.16 に示す. これは ECH と NBI 加熱フェイズにわかれた放電であり, NBI により不安定化された TAE が図 3.16(c) に赤丸で示した時間と周波数帯において明確に観測された. 特に後半の $t=0.19s$ 付近においては, v_A の低下により高速イオンの駆動効率が高まり, 揺動振幅が増えたために揺動強度の空間構造が比較的鮮明に得られた. トロイダルモード数は $n=2$ と同定され, $v/2\pi$ の値と揺動強度のピーク位置から, 現れている高速イオン駆動モードは $n=2$, $m=5+6$ あるいは $m=4+5$ の TAE と推定される.

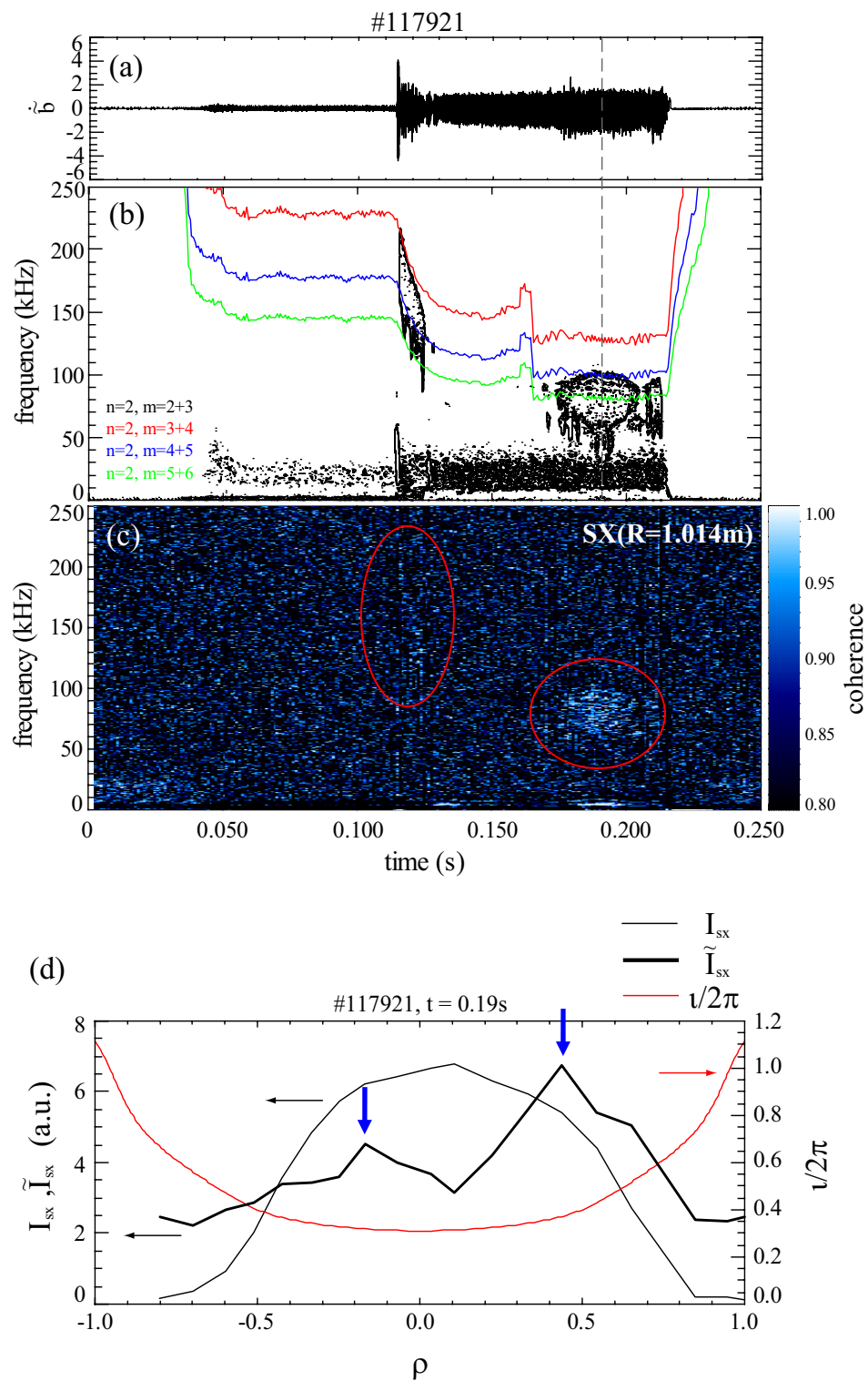


図 3.16 SX による TAE の空間分布計測の例. (a)磁気プローブ信号の生波形, (b)磁気プローブ信号のフーリエスペクトルと TAE ギャップ周波数の時間変化, (c)磁気プローブ信号と SX 信号のコヒーレンス, (d) $t = 0.19s$, $f = 50\sim 100kHz$ の周波数帯に観測された TAE の空間分布. $\rho=0.4\sim 0.5$ に TAE と思われる揺動のピークが見られる.

3.4 結言

本章では、まず主要な実験装置である高温プラズマ閉じ込め装置 CHS の概要と磁場構造の特性について述べた。CHS では設定磁気軸位置により磁場構造の特性が決まり、閉じ込め領域及び MHD 研究に関連するそれぞれの磁場配位の特徴について述べた。また本研究で主として使用した計測機器である磁気プローブアレイ、5pin 静電プローブ、及び軟 X 線検出器アレイの詳細についてその計測原理とその特性を述べた。

参考文献

- [1] 名古屋大学プラズマ研究所, 「CHS 実験計画」, 名古屋大学プラズマ研究所(1985)
- [2] K. Matsuoka *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Proc. 12th Int. Conf. Nice*, 1988, IAEA, Vienna, Vol. 2, p.411
- [3] 松永剛, 博士論文「ヘリオトロン/トルサトロンプラズマにおける磁場摂動印加によるアルヴェン固有モードの特性研究」(2002)
- [4] 竹内正樹, 博士論文「静電プローブによるヘリカルプラズマにおける L-H 遷移現象と周辺輸送障壁形成の研究」(2007)
- [5] H. Y. W. Tsui *et al* *Rev Sci Instrum.* 63 4608(1992)
- [6] S. Von Goeler *et al.*, *Nucl. Fusion* **15**, 301(1975)

第 4 章 データ収集および解析法

4.1 緒言

本章では、まず 4.2 節にて、第 3 章で説明した各計測器から高速サンプリングで収集している計測データの流れと、能動的計測に用いている摂動印加電極の実験シーケンスへの接続の様子について述べる。4.3 節では、収集されたデータの揺動解析法の詳細を述べる。4.4 節において、本研究で用いた周波数応答計測の原理を述べ、4.5 節において、このような計測から得られた実験データの評価について述べる。

4.2 データ収集および制御システム

本研究で用いたデータ収集システムを図 4.1 に示す。CHS 装置にはトムソン散乱計測や磁気計測など、プラズマ実験に欠かせない基幹となる計測器群が多数設置されている。しかし、アルヴェン固有モードのような高周波揺動を特に対象としているわけではないので、高速サンプリングで放電時間全体をカバーできる大容量かつ一元的にデータを扱うことが可能な収集系が必要であり、3 章で延べた主な計測機器のためにシステムを整備しこれを用いた。すべての計測信号は同軸ケーブルによりシールドされつつ、図 4.1 の点線で表されたシールドルーム内のアナログ・デジタル変換器 (ADC, Analog-Digital Converter) に集約される。ADC のサンプリング周波数は通常 1MHz に設定されたが、4.3.3 節で述べる理由から低域通過濾過器を通して計測信号データの収集を行った。一方、本研究で用いた摂動印加電極には CHS 装置付近に設置された信号生成器に接続された電力増幅器を経て任意波形の電圧が印加可能である。この信号生成器は GPIB による遠隔制御によって、プラズマ生成中に周波数が時間的に変化する信号パターン等、任意波形を設定できる。図 4.2 に示したように、ADC や信号生成器等の実験機器のタイミングは CHS 本体および周辺機器を制御するトリガシステムのパルスを基点にしており、主実験シーケンスと同期するよう合わせてある。データ収集系や摂動印加電極用の信号生成器の各種設定は市販の安価な PC により、一般的な Ethernet

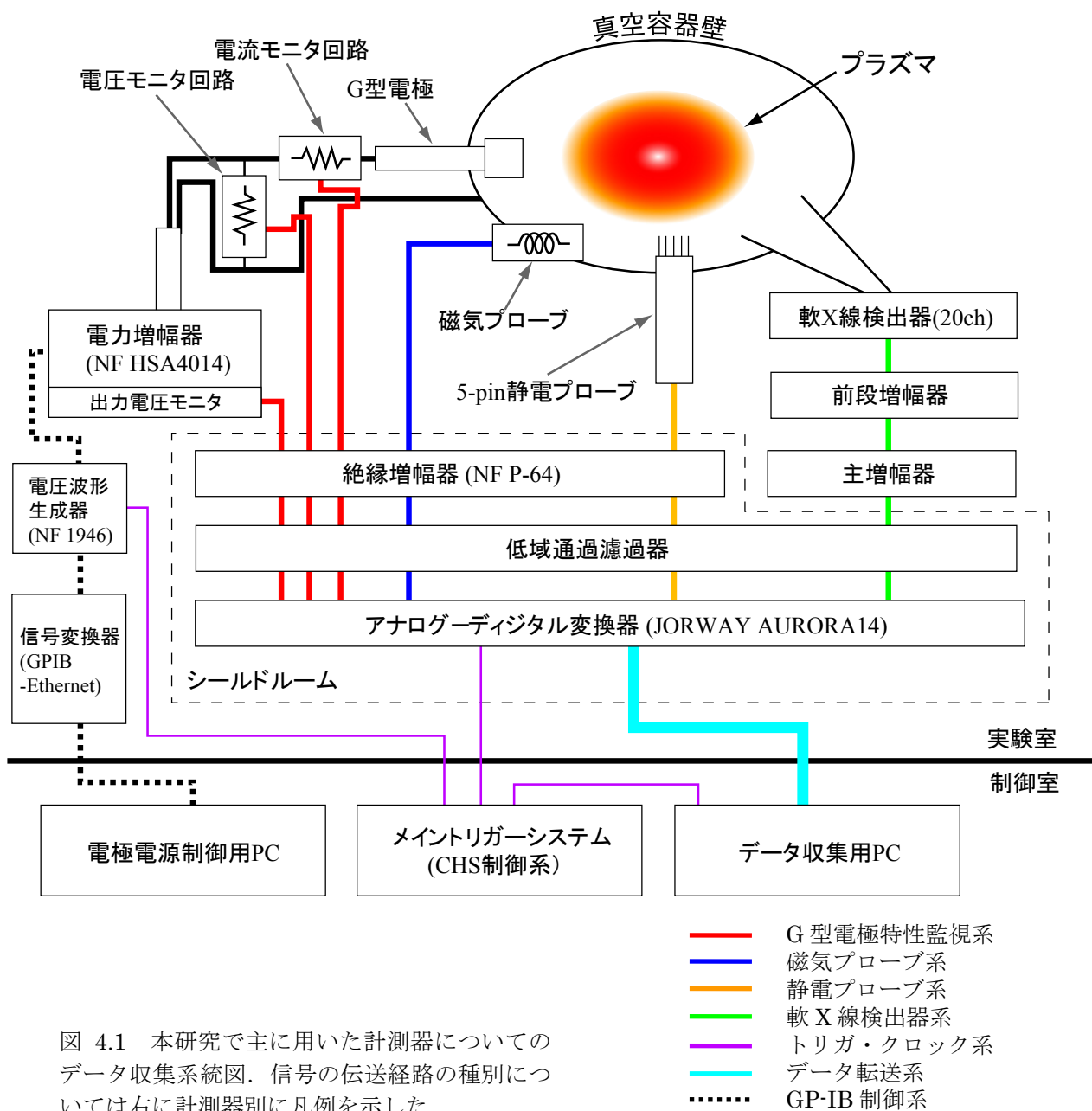


図 4.1 本研究で主に用いた計測器についてのデータ収集系統図。信号の伝送経路の種別については右に計測器別に凡例を示した。

による LAN を介して行われる。収集したデータは環境依存しないバイナリ形式で保存されデータ解析時の煩雑な処理を軽減している。

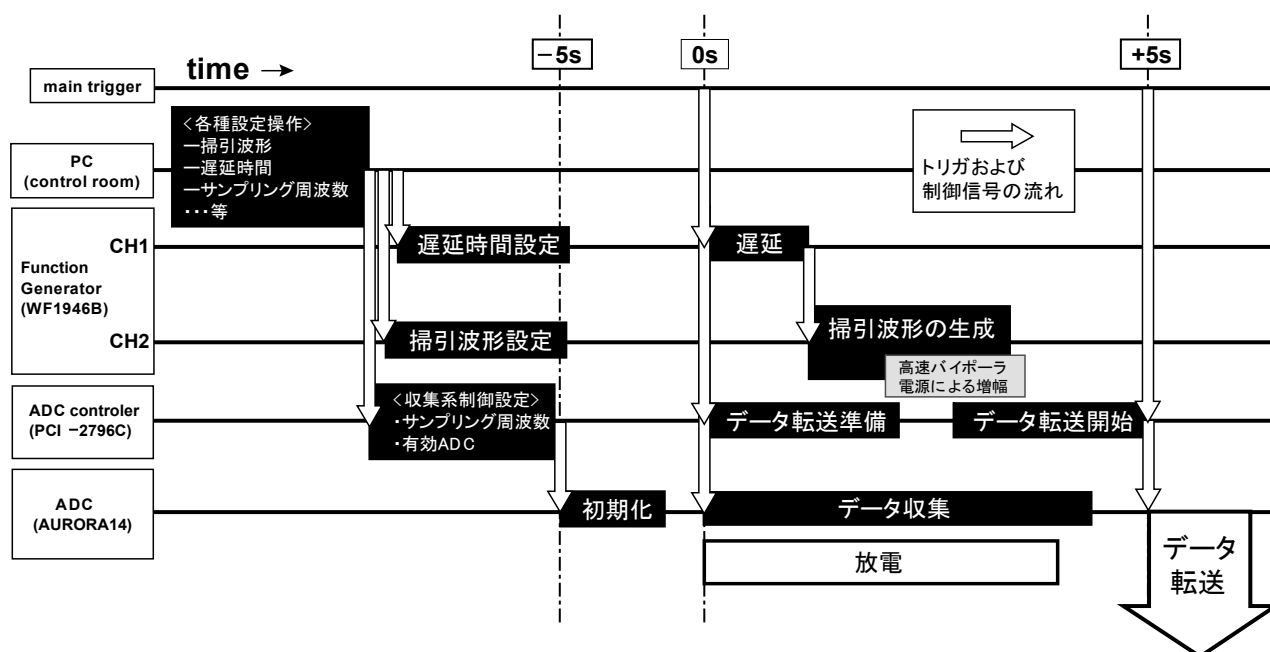


図 4.2 データ収集系およびアンテナ励起系の，主実験制御系と同期した制御の流れ。

4.3 データ解析法

本研究は数 kHz～500kHz 程度の周波数帯域の MHD 現象を対象としており，周期信号を取り扱える解析を必要とする．4.2 節で述べたシステムにおいて収集された揺動データについてはフーリエ変換を初めとする様々な解析手法により多様かつ多くの情報が得られる．本研究では主に Visual Numerics 社の汎用解析ソフトである PV-WAVE を用いて信号処理の大部分を行った．以下にこれらの処理の手法の概要を述べる．

4.3.1 フーリエ変換と離散化

フーリエ変換は周期性を有する時系列データの解析に対して非常に有効な手法として広く一般的に使われている．これは，時間 t について変化する信号 $x(t)$ が各種周期 T または周波数 $f = 1/T$ を有する周期関数の線形結合で構成されるとみなすことで成立する． $x(t)$ のある周波数成分の複素強度は，その角周波数を $\omega_0 = 2\pi f$ として，過去から未来の全時間についての，

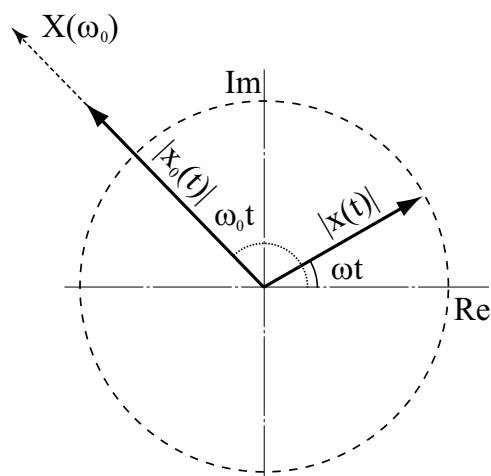


図 4.3 複素平面におけるフーリエ積分の様子

$$X(\omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{i\omega_0 t} dt \quad (4.1)$$

なる積分によって表わされる[1]. この積分の様子を複素平面上で簡単に表すと, 図 4.3 のように描ける. 時間 t が変化すると, 複素数 $x(t)e^{i\omega_0 t}$ の複素平面における先端は, 必ずしも円とは限らないが円周状に配置される. すると各時間に対して図 4.3 のような矢印 (スペクトル) が座標中心を基点にして無数に描け, ある特定の角周波数 ω_0 についての和として式(4.1)が得られる. そして, この関係は一般的な角周波数 ω についての式へ拡張でき, その逆変換とともに,

$$X(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{i\omega t} dt \quad (4.2)$$

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} X(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (4.3)$$

と表される. これがフーリエ変換およびフーリエ逆変換である.

さて, 実際に計測で得られる時系列データは 4.2 節で述べたように, ある一定のきざみ時間幅 Δt (サンプリング周期) の間隔でサンプリングされた有限時間内の離散的な N 個のデータと考えられる. すなわち,

$$x_k = h(t_k), \quad t_k = k\Delta t, \quad k = 0, 1, 2, \dots, N-1$$

と表される.

この時系列データ全体の時間幅を T と置くと, 時間および周波数変化はそれぞれの最小単位を用いて次のように定義できる.

$$t = k\Delta t = k(T/N)$$

$$k = 0, 1, 2, \dots, N-1$$

$$f = j\Delta f = j(1/T)$$

$$j = 0, 1, 2, \dots, N-1$$

これにより, 式(4.2)および式(4.3)の積分は,

$$X(j) = \sum_{k=0}^{N-1} x(k) e^{i2\pi \frac{j}{T} \frac{kT}{N}} \quad (4.4)$$

$$x(k) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} X(j) e^{-i2\pi \frac{j}{T} \frac{kT}{N}} \quad (4.5)$$

と離散化される.

4.3.2 高速フーリエ変換

さて, このようなフーリエ変換に要する計算量は N^2 程度であると思われるが, データ点の増加にともなって非現実的な計算時間となる可能性があり, 高速処理のための計算法 (アルゴリズム) が援用されている.

まず, フーリエ変換のときに必要な和の演算についてそれぞれ偶数番目と奇数番目の要素に分割する.

$$X_k = \sum_{j=0}^{N-1} x_j e^{i2\pi jk/N} = \sum_{j=0}^{N/2-1} x_{2j} e^{i2\pi(2j)k/N} + \sum_{j=0}^{N/2-1} x_{2j+1} e^{i2\pi(2j+1)k/N} \quad (4.6)$$

そして, 偶数番目および奇数番目の要素全体の和をそれぞれ X_k^e , X_k^o として複素量

$W \equiv e^{i2\pi/N}$ を導入すれば式(4.6)は,

$$\begin{aligned}
X_k &= \sum_{j=0}^{N/2-1} x_{2j} e^{i2\pi jk/(N/2)} + W^k \sum_{j=0}^{N/2-1} x_{2j+1} e^{i2\pi jk/(N/2)} \\
&= X_k^e + W^k X_k^o \\
&= X_k^{eee\dots} + W^k (X_k^{eeo\dots} + X_k^{eoe\dots} + X_k^{oee\dots} + \dots) + W^{2k} (X_k^{ooe\dots} + X_k^{o eo\dots} + X_k^{eoo\dots} + \dots) + \dots
\end{aligned} \tag{4.7}$$

と分割できる[2]. X の指数部の e と o の繰り返し表記は、複数回の分割ごとに偶数または奇数のどちらの要素位置の値を抽出したかの識別記号としている. もし、データの要素数が 2 の K 乗であれば、 K 回でデータを分割しきってしまい、 2^K 個の要素と数回の W^k との掛け算と足し算で計算が完了することになる. このようなアルゴリズムは **Cooley-Turkey** の高速フーリエ変換と呼ばれ、計算にかかる総量はたかだか $N \log_2 N$ 回のオーダーで済むと見積もられている. 例えば、要素数 8 のデータ列に対する FFT は、式(4.7)で表されるフーリエ変換を展開し、

$$X_k = X_k^{eee} + W^k X_k^{eeo} + W^k X_k^{eoe} + W^{2k} X_k^{eoo} + W^k X_k^{oee} + W^{2k} X_k^{o eo} + W^{2k} X_k^{oee} + W^{3k} X_k^{ooo} \tag{4.8}$$

と書ける ($k = 0, 1, 2, \dots, 7$). ここで、 W の周期性から、 $W^{nk} = W^{((nk))N}$ が成り立つ. $((nk))N$ は nk を N で割った余りを表す. また、この計算の 1 例を図 4.4 に模式図として示した[3].

このアルゴリズムの特徴の一つとして、計算の入力と出力で対応する要素の並び番号がビットで表すと反転していることが挙げられる. このような処理はコンピュータの得意とするところであり、容易に高速化できる可能性がある. また、式(4.6)より明らかな通り、変換の過程で複素数を用いており、変数として直接複素数が扱える処理系であれば複素フーリエ変換の結果が追加の計算なしに得ることができ、特に位相に関する処理について簡便になる利点がある. 注意しなければならないのは、出力として現れる数値の半分が結果として有効であり、残り半分はナイキスト周波数を境にして反転した分布となっている点である.

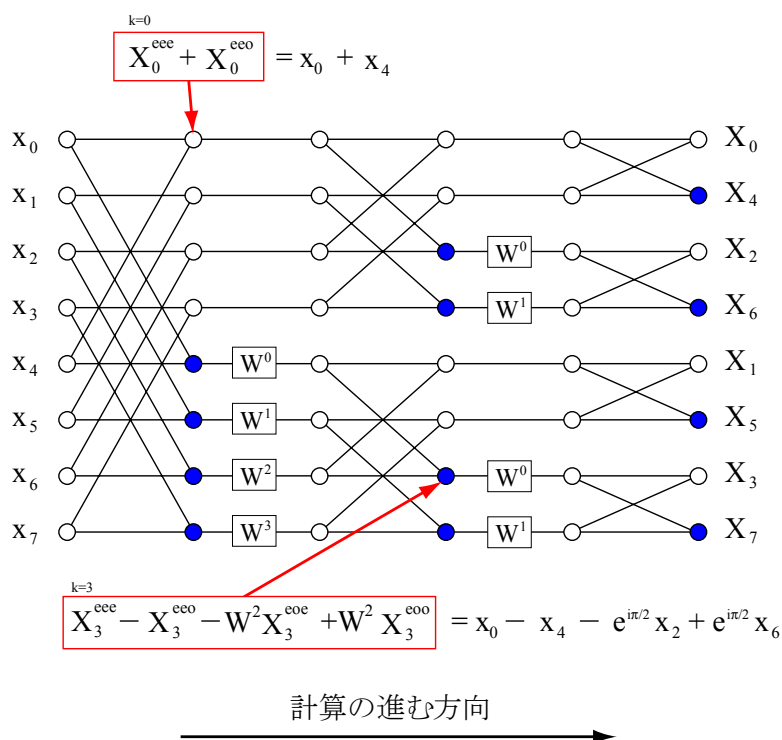


図 4.4 要素数 8 のときの FFT の計算過程. 各々の線の合流は単純に足し合わせることを表す. 線上の四角はそれまでの計算に内部の W を掛けることを, 青丸は足し合わせるときに水平方向の要素に「-1」を掛けることを表している. 例として赤矢印で示した点における具体的な計算を示した.

4.3.3 離散化に伴う誤差

各計測器から ADC に入力される前の信号はアナログ量であり時間的に連続であるが, ADC はある時間幅 Δt でサンプリングするため, ある時刻における計測値について, 無数の異なる周波数の信号の合成となる. 例えば, 図 4.5 に示したように, 実験データをフーリエ変換したとき, 本来得たい信号の周波数 f がサンプリング周波数の整数倍という条件を満たすと, それらの周波数は見分けることができず, 信号強度が見かけ上真の強度よりも大きなものとして見積もられる場合がある. この現象をエイリアジング (Aliasing) という. これは, サンプリング周波数の整数倍の高調波の強度が無視できない場合に問題となるため, この周波数帯の寄与をなるべく軽減する必要がある. 本研究では図 4.1 に示したようにすべての計測信号をナイキスト周波数より低周波域のみを通過させる低域通過濾過器 (ローパスフィルタ) を通して ADC に取り込むよう, 信号系統を構成してある. このフィルタは簡単な CR 回路を用いており 1MHz サンプリングを念頭において, 遮断周波数を 250kHz に調整してある [4].

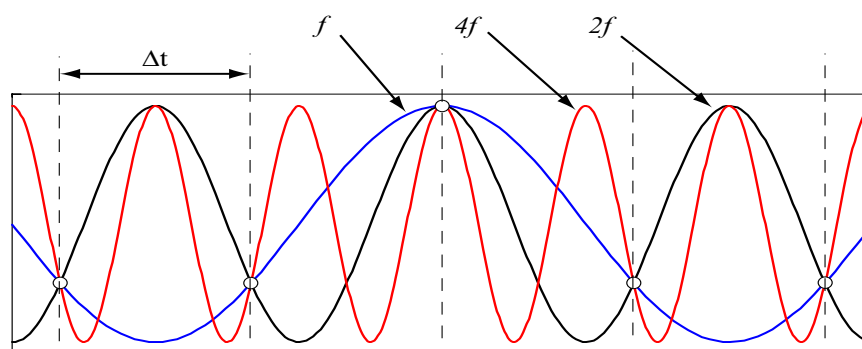


図 4.5 エイリアジングの例. 周波数 f , $2f$, $4f$ の各波形において Δt のサンプリング周期とした場合に, 各波形は同一に識別される.

4.3.4 各種スペクトル計算

フーリエ変換の離散化と高速化によって大量のデータ処理が可能となり, さらにこの処理の結果からパワースペクトルやクロススペクトルなど各種スペクトルに関する計算が容易に行える. 4.3.2 節で示したように, 時間軸データ $x(t)$ は FFT により直に複素数の配列が得られる. つまり, 図 4.6 のような複素平面上の位相情報を既に持っているので, あとは用途に応じてこの配列を操作するだけでよい. 典型的なスペクトル処理を式(4.9)~式(4.12)に示した[1]. アスタリスクは共役, $E[\dots]$ はアンサンブル平均

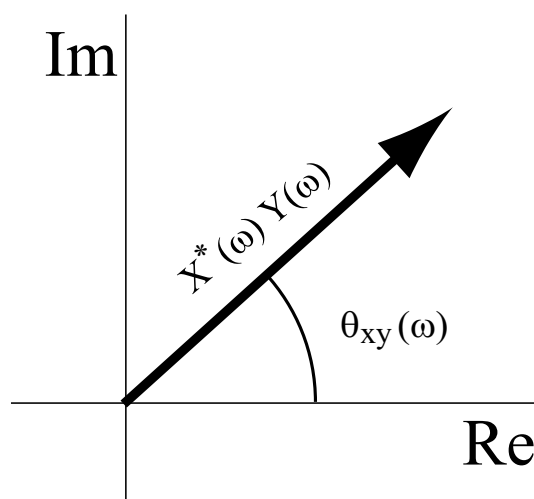


図 4.6 クロススペクトルの概念図.

を表す.

・パワースペクトル

$$P_{XX} = \frac{1}{T} E[X^* X] \quad (4.9)$$

・クロススペクトル

$$P_{XY} = \frac{1}{T} E[X^* Y] \quad (4.10)$$

・位相

$$\theta_{XY} = \tan^{-1} \frac{\text{Im}[P_{XY}]}{\text{Re}[P_{XY}]} \quad (4.11)$$

・コヒーレンス

$$C_{XY} = \frac{P_{XY}^2}{P_{XX} P_{YY}} \quad (4.12)$$

4.4 振動系モデルと周波数応答解析

本研究の主目的は 1 章で述べたように, 外部摂動磁場印加による安定なアルヴェン固有モードの励起とその減衰率の測定である. 減衰率の低いアルヴェン固有モードが存在すればその固有モードの固有周波数に相当する周波数の外部摂動磁場に対して共鳴的な応答を示すであろう. 実験的には, 予想される固有モードの周波数を含むような広帯域の周波数を持ち, 指定したモード構造を有する摂動をプラズマへ与えたとき, 特定の周波数に対して共鳴的に応答するかどうかを調べるのが有効と考えられる. 一般に, ある振動系の運動方程式は作用している外力の周波数に応じてその応答が異なるので, ここでは AE ギャップを有するプラズマを, ある共鳴周波数を持つ RLC 回路と等価であると仮定する. さらに, 磁場摂動を生成するコイルまたはワイヤを外部摂動源とすると, 外部摂動源とプラズマは変成器のように電磁氣的に結合していると考えられる (図 4.7). さらに, プラズマを複数の共鳴周波数を有する系と考え, 外部摂動に対するそれらからの周波数応答を考える. また, シア・アルヴェン波は低周波波動であることを考慮して, 固有モード同士の結合を磁氣的相互作用のみであると仮定した. まず, 外部摂動源とプラズマは図 4.8 に示した等価回路モデルを用いて,

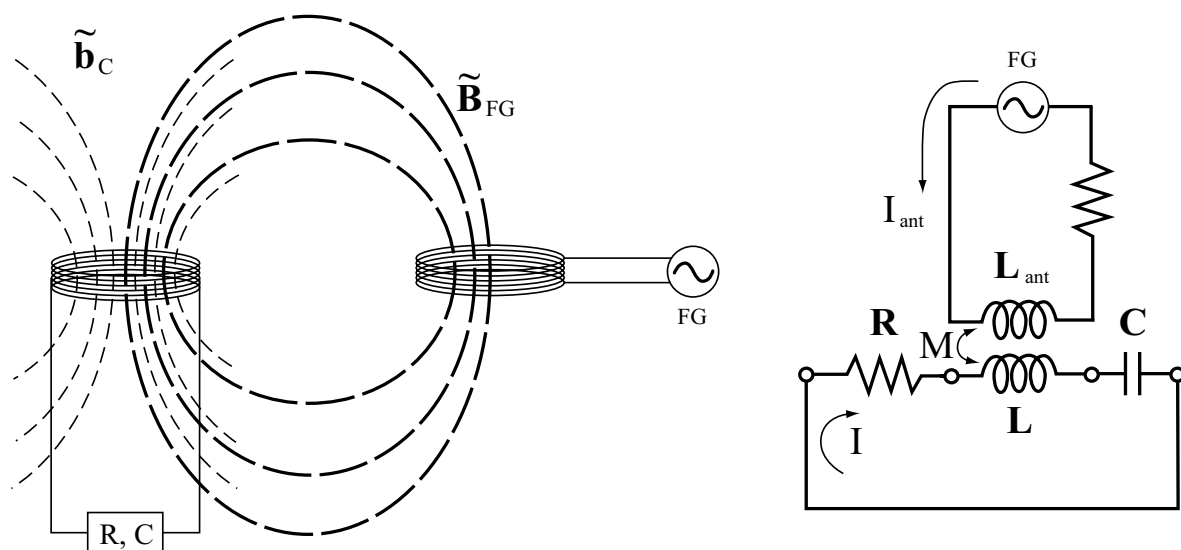


図 4.7 プラズマを RLC 回路とみなしたときの磁気的な結合の模式図とその等価回路.

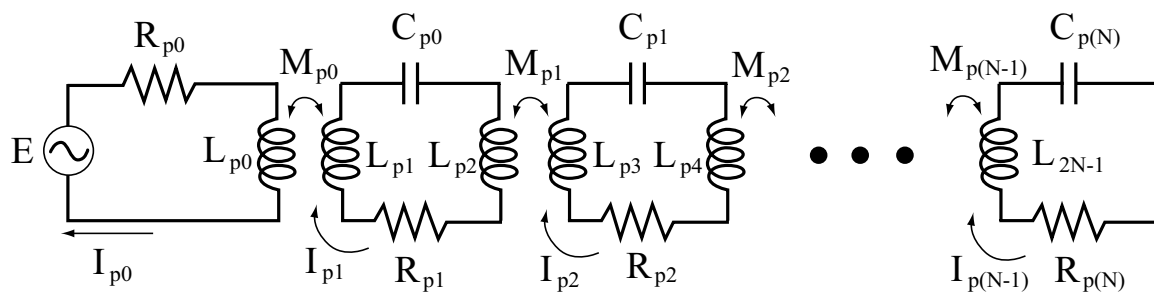


図 4.8 図 4.7 のモデルにおいて、複数の共鳴点を有し相互作用する回路の例.

$$\begin{aligned}
 & i\omega L_{p0}I_{p0} + R_{p0}I_{p0} + \frac{1}{i\omega C_{p0}}I_{p0} - i\omega I_{p1}M_{p0} = E \\
 & i\omega(L_{p1} + L_{p2})I_{p1} + R_{p1}I_{p1} + \frac{1}{i\omega C_{p1}}I_{p1} - i\omega(I_{p0}M_{p0} + I_{p2}M_{p1}) = 0 \\
 & i\omega(L_{p2} + L_{p3})I_{p2} + R_{p2}I_{p2} + \frac{1}{i\omega C_{p2}}I_{p2} - i\omega(I_{p1}M_{p1} + I_{p3}M_{p2}) = 0 \\
 & \dots \\
 & i\omega(L_{p(2k-1)} + L_{p(2k)})I_{p(k)} + R_{p(k)}I_{p(k)} + \frac{1}{i\omega C_{p(k)}}I_{p(k)} - i\omega(I_{p(k-1)}M_{p(k-1)} + I_{p(k+1)}M_{p(k)}) = 0 \\
 & \dots \\
 & i\omega(L_{p(2N-3)} + L_{p(2N-2)})I_{p(N-1)} + R_{p(N-1)}I_{p(N-1)} + \frac{1}{i\omega C_{p(N-1)}}I_{p(N-1)} - i\omega(I_{p(N-2)}M_{p(N-2)} + I_{p(N)}M_{p(N-1)}) = 0 \\
 & i\omega L_{p(2N-1)}I_{p(N)} + R_{p(N)}I_{p(N)} + \frac{1}{i\omega C_{p(N)}}I_{p(N)} - i\omega I_{p(N-1)}M_{p(N-1)} = 0
 \end{aligned} \tag{4.13}$$

と表される。ここで、 $N+1$ 個の共鳴回路を仮定した。

今、外部からの摂動を遮断した定常状態を考え、 $E=0$ とすると、式(4.13)は行列に整理しなおすことができ、

$$\mathbf{D}_2 \ddot{\mathbf{I}}_{pk} + \mathbf{D}_1 \dot{\mathbf{I}}_{pk} + \mathbf{D}_0 \mathbf{I}_{pk} = \mathbf{0} \tag{4.14}$$

と書ける。また、各行列の要素は次の通りである。

$$\ddot{\mathbf{I}}_{pk} = -\omega^2 \mathbf{I}_{pk} \quad , \quad \dot{\mathbf{I}}_{pk} = i\omega \mathbf{I}_{pk} \quad , \quad \mathbf{I}_{pk} = \begin{pmatrix} I_{p0} \\ I_{p1} \\ I_{p2} \\ \vdots \\ I_{p(k)} \\ \vdots \\ I_{p(N-1)} \\ I_{p(N)} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{D}_2 = \begin{pmatrix} L_{p0} & M_{p0} & 0 & & & \cdots & 0 \\ M_{p0} & L_{p1} + L_{p2} & M_{p1} & 0 & & \cdots & 0 \\ 0 & M_{p1} & L_{p2} + L_{p3} & M_{p2} & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & & & & & \vdots \\ 0 & \cdots & M_{p(k-1)} & L_{p(2k-1)} + L_{p(2k)} & M_{p(k)} & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & & & & & & \vdots \\ 0 & & \cdots & & 0 & M_{p(N-2)} & L_{p(2N-3)} + L_{p(2N-2)} & M_{p(N-1)} \\ 0 & & \cdots & & & 0 & M_{p(N-1)} & L_{p(2N-1)} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{D}_1 = R_{pk} \mathbf{I}$$

$$\mathbf{D}_0 = \frac{1}{C_{pk}} \mathbf{I}$$

(4.15)

今, $I_{pk} = |I_{pk}| e^{i\alpha}$ とすると, 式(4.14)は剛体の振動における多自由度を有する一般的な粘性減衰系の運動方程式[5, 6]と同じ形である. すなわち, インダクタンス成分による係数 \mathbf{D}_2 , オーム抵抗による係数 \mathbf{D}_1 , キャパシタンス成分による係数 \mathbf{D}_0 から特徴付けられる, プラズマ中を伝わる磁場摂動に対するバランスを表す式 (運動方程式) と言える.

式(4.14)は次のような運動方程式に変形できる.

$$\mathbf{F}_0 \dot{\Phi} + \mathbf{F}_1 \Phi = 0$$

$$\mathbf{F}_0 = \begin{pmatrix} \mathbf{D}_1 & \mathbf{D}_2 \\ \mathbf{D}_2 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_1 = \begin{pmatrix} \mathbf{D}_0 & 0 \\ 0 & -\mathbf{D}_2 \end{pmatrix}, \quad \Phi = \begin{pmatrix} \mathbf{I}_{pk} \\ \dot{\mathbf{I}}_{pk} \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

式(4.16)の固有値問題を解いて固有値と固有ベクトルを求めることが固有モードの探索にあたる. すなわち, 複素数の固有値 λ を用いた,

$$\begin{aligned} \Phi &= \Psi e^{\lambda t} \\ (\lambda \mathbf{F}_0 + \mathbf{F}_1) \Psi &= 0 \end{aligned} \quad (4.17)$$

の解を求める必要がある.

減衰率はさらに, 外部摂動 \mathbf{E} を式(4.16)の右辺に加えた式,

$$\mathbf{F}_0 \dot{\Phi} + \mathbf{F}_1 \Phi = \mathbf{P}$$

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} \mathbf{E} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

より伝達関数を作成することにより与えられる。ただし、この計算は固有ベクトルと固有値が存在する、つまり、特性方程式である式(4.17)が解を持つという仮定のもと、モード座標と呼ばれる座標系への変換を経なければならない[5]。ここでは、モード座標変換の詳細は省き、結果のみ用いることにする。すなわち、固有ベクトルと固有値で構成される固有モード行列 Ψ を次のように変換してモード座標とする。

$$\Phi(t) = \sum_r \eta_r(t) \Psi_r = \Psi \eta(t) \quad (4.19)$$

この、連立方程式を実座標からモード座標へ変換する操作には、式(4.13)のような相互依存する巨大な連立方程式を、モードごとの独立した方程式に変換、つまり非連成化するという大きな利点がある。モード座標によって非連成化された運動方程式は、式(4.18)および式(4.19)により、

$$\Psi^T \mathbf{F}_0 \Psi \dot{\eta} + \Psi^T \mathbf{F}_1 \Psi \eta = \Psi^T \mathbf{P}$$

$$\mathbf{f}_0 \dot{\eta} + \mathbf{f}_1 \eta = \Psi^T \mathbf{P} \quad (4.20)$$

となる。式(4.20)の二行目は簡単な表記にするためのものであり、一行目と意味は変わらない。ここで、

$$\eta(t) = \eta e^{\lambda t} \quad (4.21)$$

と置くと、式(4.20)は

$$(\lambda \mathbf{f}_0 + \mathbf{f}_1) \eta = \Psi^T \mathbf{P} \quad (4.22)$$

と書き直される。そして、式(4.16)～式(4.21)より、外部摂動に対する系の応答である伝達関数 \mathbf{G} は次のように表される。

$$\mathbf{G} = \frac{\mathbf{I}_{pk}}{\mathbf{E}} = \Psi_v \mathbf{u} \Psi_v^T + \bar{\Psi}_v \bar{\mathbf{u}} \bar{\Psi}_v^T \quad (4.23)$$

ここで、 Ψ_v は固有モード行列における固有ベクトルを、 \mathbf{u} は固有値と \mathbf{F}_0 および \mathbf{F}_1 の要素による複素数の対角行列を、また、上付きバーはそれぞれの複素共役を表す。特に、一点入力一点出力で定常と見做せる場合には、

$$\begin{aligned} G(\omega) &= \sum_{k=1}^N \left\{ \frac{R_k}{i\omega - \lambda_k} + \frac{R_k^*}{i\omega - \bar{\lambda}_k} \right\} \\ &= \sum_{k=1}^N \left\{ \frac{R_k}{i(\omega - \Omega_k) + \gamma_k} + \frac{R_k^*}{i(\omega + \Omega_k) + \gamma_k} \right\} \end{aligned} \quad (4.24)$$

と表される。 R_k は留数であり、 R_k^* はその共役を表す。また、 k 番目の固有モードにおける固有値 $\lambda_k = -\gamma_k + i\Omega_k$ であり、 γ_k および Ω_k はそれぞれ減衰項、固有周波数を表す。一般に式(4.24)の第2項は小さく、特性のほとんどは第1項の極、つまり G の発散的形状の存在と、極の発散的形状のゆるやかさを表す減衰項により決定される。また、この式を見て明らかのように、系全体の伝達関数は、その系に存在するだけの固有モードの伝達関数の単純な重ね合わせで表される。これにより、あるモード特性の同定（モデル関数とのフィッティング）の作業が効率的になる。図4.9に式(4.24)で表された伝達関数について、単一の固有モードのみの場合の例を示した。減衰率 γ_k/Ω_k が十分小さければ、これらの図のような、特徴的なピーク形状、位相の反転、複素平面における円形軌跡が現れる。この例ではまた、複数の固有モードが存在している場合においては、それぞれの固有モードの伝達関数の重ね合わせが、図4.10で示したように描ける。図4.10(c)及び(d)からわかる伝達関数の実数部と虚数部の重要な特徴は、固有周波数のまわりで一方が偶関数（奇関数）なら他方は奇関数（偶関数）となることである。

一方、このモデルはさらに、実際に計測を行う際の外部摂動とプラズマの空間的な関係についても都合よく作用する。印加された摂動が十分小さく、それに対してプラズマの平衡状態が不変であると思なすことができれば、伝達関数の定義から自明であるように、外部摂動の振幅だけを增加させても、その応答もまた単純な振幅の増加にしかならず、得られる固有値に変わりはないのである。言い換えれば、外部摂動源とその対象との距離の大小は外部摂動の減衰に影響するにも関わらず、固有周波数と減衰率の推定には影響しないとみなすことができる。ただし、実験的な測定を考えた場合、得られる伝達関数のS/N比が悪ければ固有周波数と減衰率の推定への誤差が増大してしまう可能性があるため、外部摂動源の出力をなるべく大きくするか対象へ近づける必要がある。

なお, 伝達関数を計算する場合, 入出力信号は必ずしも同種類の物量である必要はない. 本実験では, 入力信号としては電極電流 I , 出力信号としては磁気プローブ信号 db_{θ}/dt を用いた. 磁気揺動振幅 b_{θ} でなく db_{θ}/dt を用いることにより高周波側の感度を高めることが出来る.

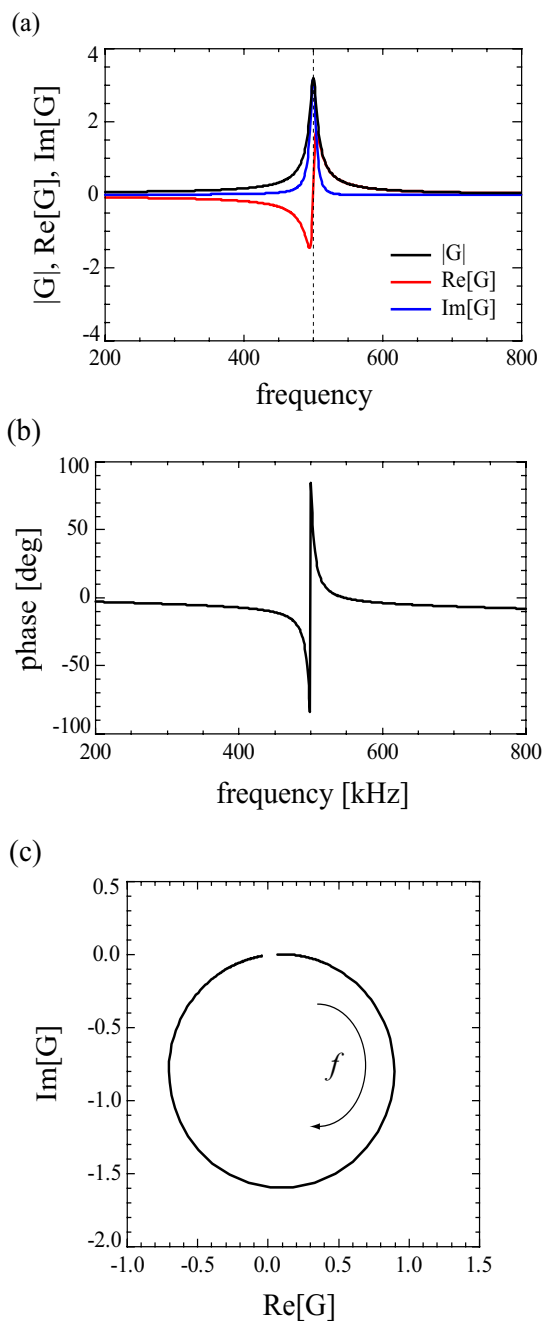


図 4.9 単一の固有モードについての伝達関数の(a)絶対値・実部・虚部, (b)位相の周波数特性. (c)ナイキスト線図.

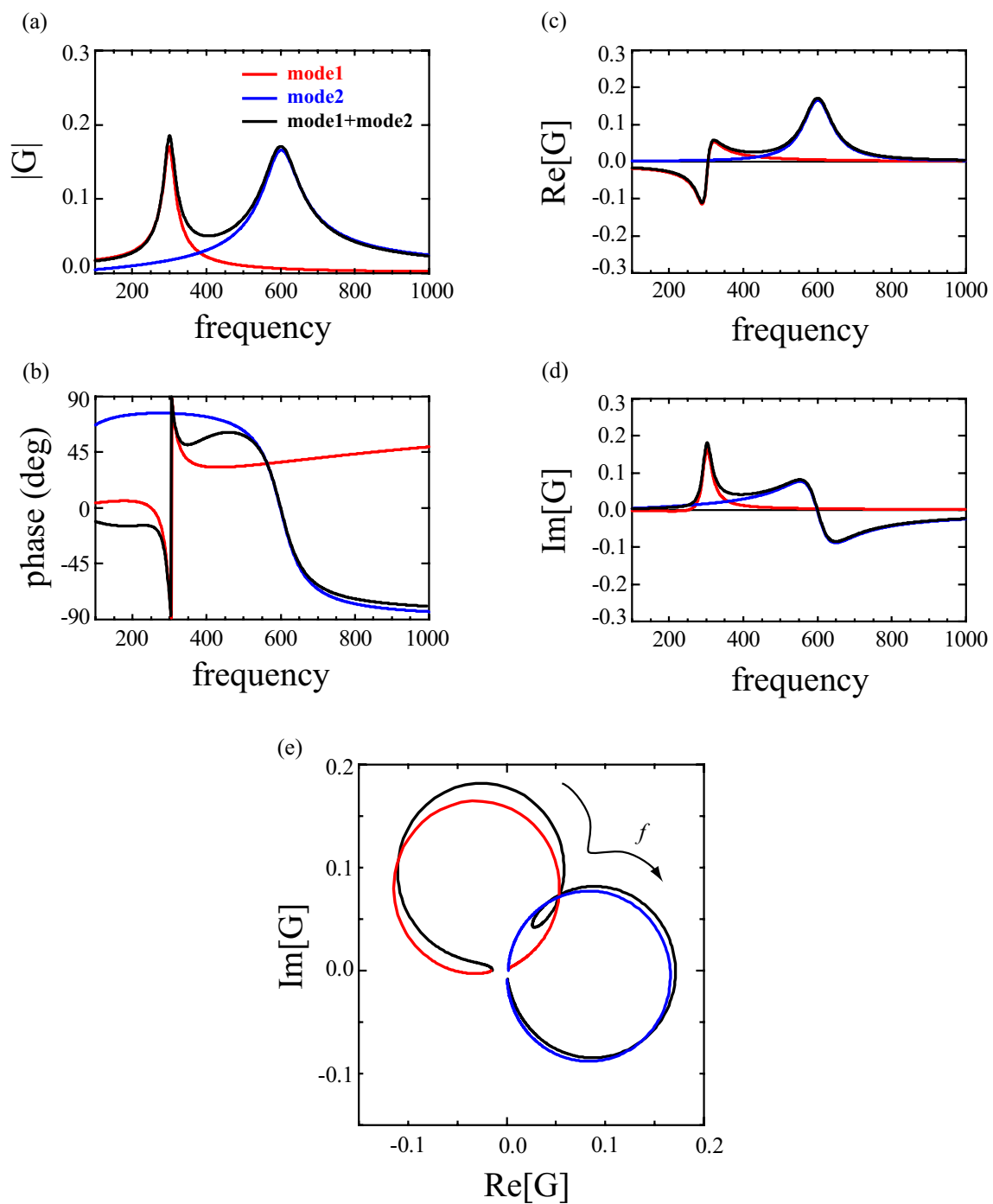


図 4.10 2つの固有モードをもつ伝達関数の、(a)絶対値、(b)位相、(c)実部、(d)虚部の周波数依存性。(e)ナイキスト線図。

4.5 モード特性の評価

4.4 節で概説したように、入出力の関係にある系に対して式(4.24)で示したような伝達関数が成り立ちうることがわかったので、実験的に得られた伝達関数の実部と虚部と式(4.24)との比較を行う。式(4.24)及び図 4.9 (a)あるいは図 4.10 (c)(d)からわかるように周波数に対して非線形関数であるので、固有周波数と減衰率の推定のために非線形フィッティングを用いる。ここでは本研究で用いた、滑降シンプレックス法 (Downhill simplex method) による非線形フィッティングの手法を簡単に述べる[2, 7]。この手法は目的関数の評価値だけを用いて導関数はいないので、収束性は比較的悪いものの、式(4.24)のような比較的複雑なモデル関数を使用できる利点がある。

この手法はフィッティングで求めるべき係数をベクトルとして取り扱い、幾何学的な変形を繰り返して最適解を得る。例えば式(4.24)の場合、留数、固有周波数及び減衰率が本手法の係数ベクトルの要素を形成する。また、ここでのシンプレックスとは N 個の要素を持つ係数ベクトルによる $N+1$ 個の頂点を持つ幾何学単位の事を指す。この係数ベクトルが 2 要素のときはシンプレックスは 3 角形、3 要素のときは四面体となるが、4 個以上の要素を持つときは超立体となる。フィッティングはこのシンプレックスが目的関数の「坂」を「下っていく」ことによって最適解を得る処理を行っているため、その変形の様態からアメーバ法 (Amoeba method) とも呼ばれる。フィッティング処理は次のように進行する。

- (1) 係数ベクトルの初期値 \mathbf{P}_0 についての N 個の頂点 (目的関数のある点) の値を評価し、最良点 (最小点) \mathbf{P}_h と最悪点 (最大点) \mathbf{P}_l 、二番目に最悪な点 \mathbf{P}_{ls} および \mathbf{P}_l 以外の点による重心 \mathbf{P}_g を決定する。
- (2) \mathbf{P}_l の \mathbf{P}_g に対する点対称位置の点 \mathbf{P}_a を評価する。
- (3) -A: もし \mathbf{P}_h の目的関数値よりも良好であれば頂点 \mathbf{P}_l を破棄して $\lambda_c \mathbf{P}_a$ を採用する。
(~膨張)
- (3) -B: \mathbf{P}_{ls} よりも悪ければ \mathbf{P}_l を \mathbf{P}_g 方向に λ_a (<1) 倍して移動する。
(~一次元方向収縮)
- (3) -C: 改善が無い場合 (\mathbf{P}_l よりも悪い場合), \mathbf{P}_h 方向にシンプレックスの全頂点を λ_r (<1) 倍縮小する。
(~全体収縮)
- (4) シンプレックスの移動距離または目的関数の値が十分小さくなった場合は処理を停止する。
- (5) (2) に戻る。

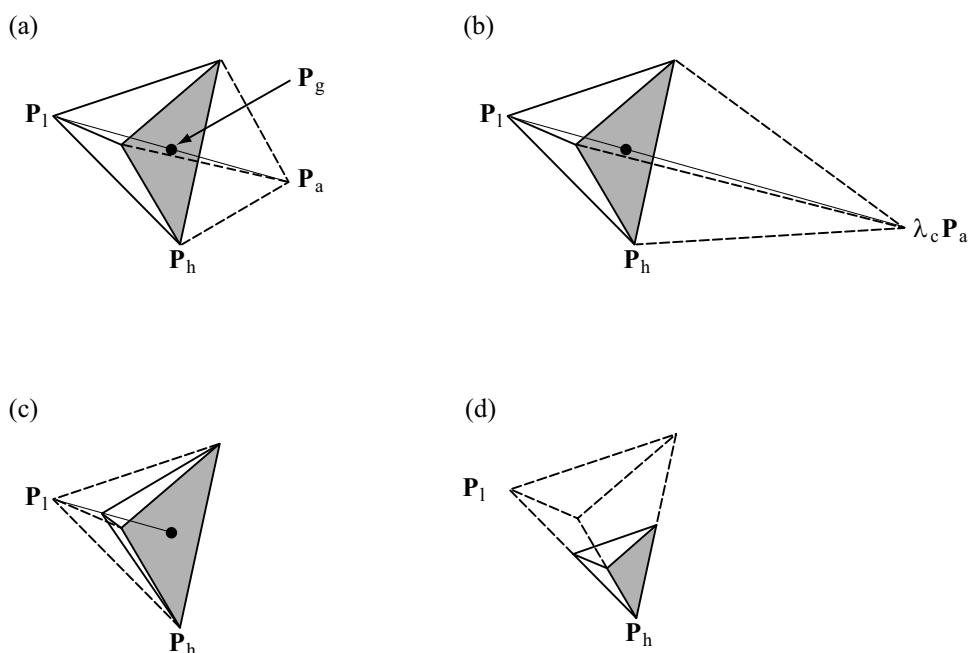


図 4.11 滑降シンプレックス法の各ステップの様式図 (N=3). (a)最悪点の反転, (b)最良点の延長, (c)最悪点の simplex の重心方向への一次元的縮小, (d)simplex 全体の最良点方向への縮小.

ここで、変形係数 ($\lambda_c, \lambda_a, \lambda_r$) はスカラーであり、経験的に (2, 0.5, 0.5) 等が採用されている。また、N=3 の場合について、(1), (3) -A, (3) -B, (3) -C の各変形の様子を図 4.11 に模式的に示した。

目的関数については偏差を用いる方法等様々な評価方法があるが、本研究では次式に示すような、最小二乗法等で採用されている実験データとモデル関数との等価的な距離に相当するノルムの二乗を採用した。

$$F_{evl} = \sum_j (G_{exp}(f_{ext,j}) - w(f_{ext,j})G_{fit}(f_{ext,j}))^2 \quad (4.25)$$

ここで、 F_{evl} , G_{exp} , G_{fit} , w および $f_{ext,j}$ はそれぞれ、目的関数、伝達関数の実験値、モデル関数、重み関数および j 番目の駆動周波数である。本研究におけるフィッティングでは重み関数は $w(f_{ext,j}) = 1$ とした。

また、単一の共鳴点をもつ伝達関数の模擬データに対するフィッティングの例を図 4.12 に示した。この模擬データは理想的な粘性減衰モードとして固有周波数 500, 減衰率 8%の単一固有モードとし、 $\text{Re}(G)$ のピーク値の 15%のノイズを加えた伝達関数となっている。黒破線が初期値であり、赤・緑破線はそれぞれフィッティング結果と真値を示す。図から分かるように、フィッティングによりえられた伝達関数は真の伝達関数よ

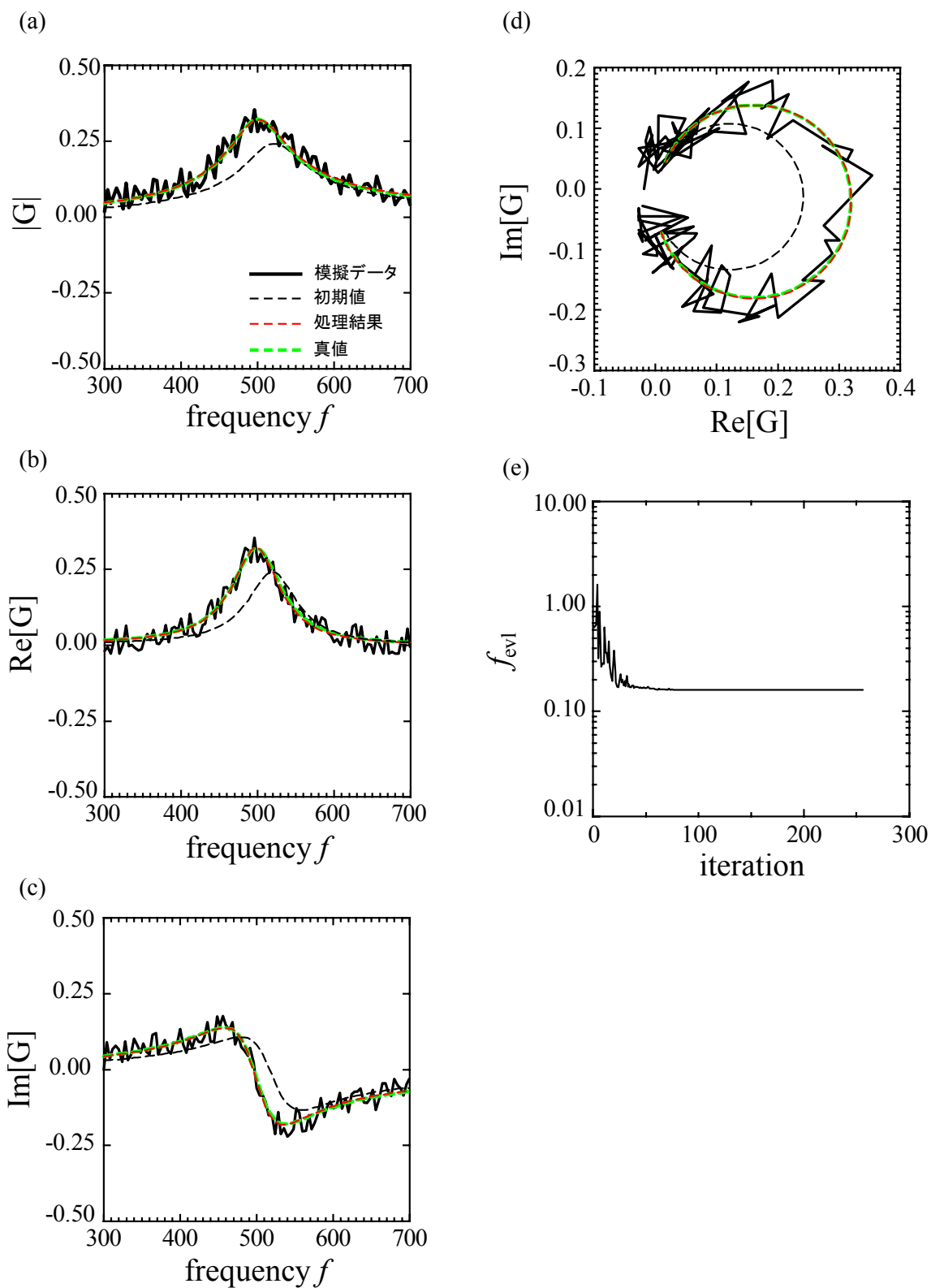


図 4.12 モデル関数に粘性減衰系の伝達関数を選んだ場合の模擬データへのフィッティングの例 (単一モードの場合). それぞれ, 伝達関数の(a)絶対値, (b)実部, (c)虚部, (d)ナイキスト線図, (e)フィッティングの収束の様子に対応する.

く一致している。すなわち、この例における係数ベクトルである留数、固有周波数、及び減衰率の真値との差はそれぞれ約5%程度であり、この手法が伝達関数の推定に十分有効であると期待できる。図4.12(e)に示したフィッティングの収束状況を示しており比較的安定に収束しているといえる。

さて、このようにして、ある固有モードの固有周波数や減衰率を推定できるが、実際に実験データのフィッティングを行う際には幾つかの注意点がある。まず、フィッティングに要するシンプレックスの変形の度合いは、係数ベクトルの各要素の値の大きさに応じて個別に設定する必要がある、という点である。つまり、係数ベクトルの各要素は互いに大きさがかなり異なる可能性がある。トカマクにおける計測の例のように、減衰率が数%のオーダーの場合、固有周波数と減衰項は2桁以上異なり、また、伝達関数の絶対値は概ね1より小さいことが多く、留数も固有周波数と数桁は異なる可能性がある。上記の変形係数は、目的関数の評価値に対する移動度を決定するものであり、このような係数間の大きさを考慮せずには良い収束は得られない。また、本手法に限らずフィッティングを行う際には初期値の推定が重要であり、実験値からの目測程度の手作業による見積りが必須である。以上より、本研究ではフィッティングの各ステップでの変形で用いる変形係数に対し、係数ベクトルの各要素の数%~10%程度を移動度/変形度の重みとして与えてある。図4.12(e)の例において、目的関数値の主トレンドは減少であるが、繰り返し計算の間に値が増減するのは、このシンプレックスの移動度/変形度に上で述べたように人為的な重みを導入したことに依っていると考えられるが、収束値に十分近づくとこの増減はなくなり正しいフィッティングが実現された。

次に注意しなければならないのは、実験により得られた伝達関数はある固有モードによる成分とそれ以外の不必要な”雑音的”成分との混合で成り立つという点である。我々が計測で望むある固有モードの”真の”固有周波数と減衰率を得るためには、これらの不必要な寄与を排除する必要がある。これは、伝達関数のピークが不鮮明な場合や、複数の固有モードが近接してしまっているときに特に重要である。なぜなら、ピーク両端のコンポーネントの寄与により、フィッティングにおいて注目している固有モードの固有周波数や減衰率の値にかなりのズレが生ずる可能性があるからである。

このような場合、例えば前者では、見つかっているピークよりも十分離れた周波数帯において不要なコンポーネントの形を仮定することによって、この余剰分を排除する試みが種々の手法によりなされている。この余剰分の伝達関数は、式(4.24)の形の見かけ上の固有モードで与えるか、低・高周波帯のコンポーネントの寄与をそれぞれ $1/\omega K$, $1/Z$ とするなどのやり方がある[5]。ここで、 K , Z は変数(角周波数) ω に依存しない任意の複素数定数である。いずれも、極端に低または高周波帯の寄与という仮定のもとの関数形であるので、あまり差はないと思われる。本研究ではフィッティングをより簡便に行うため、これら余剰分の寄与の関数形を、多項式展開した場合に支配的であろうゼロ次および一次の項として採用した。これは、理想的な固有モード式(4.24)の重ね合わ

せと余剰の伝達関数 $G_{rd}(\omega)$ の一次結合として、次のように表される。

$$G_{\text{model}}(\omega) = G(\omega) + G_{rd}(\omega) = \sum_{r=1}^N \left\{ \frac{R_r}{i(\omega - \Omega_r) + \gamma_r} + \frac{R_r^*}{i(\omega + \Omega_r) + \gamma_r} \right\} + \{\omega K + Z\} \quad (4.26)$$

一方、後者の複数の固有モードが近接している場合においては、さらに注意深い取り扱いが必要となる。ある固有モードのピークにもう一つの固有モードのピークが埋もれてしまっている場合はフィッティングが非常に困難になるが、ピーク（共鳴点）付近で伝達関数の形状が実部・虚部ともに比較的鮮明に判別できる場合には、有意なフィッティングが行える可能性がある。これについては、共鳴点の伝達関数の形状を信頼して、複数の共鳴点をそれぞれ個別に一自由度の固有モードとして扱い、モードを一つ一つ抽出していくモード分離法という解析法が確立している（図 4.13）。本研究でもこの観点から解析を行っているが、各実験で固有の部分が多々あるため、詳細は第 5 章の実験結果で述べる。

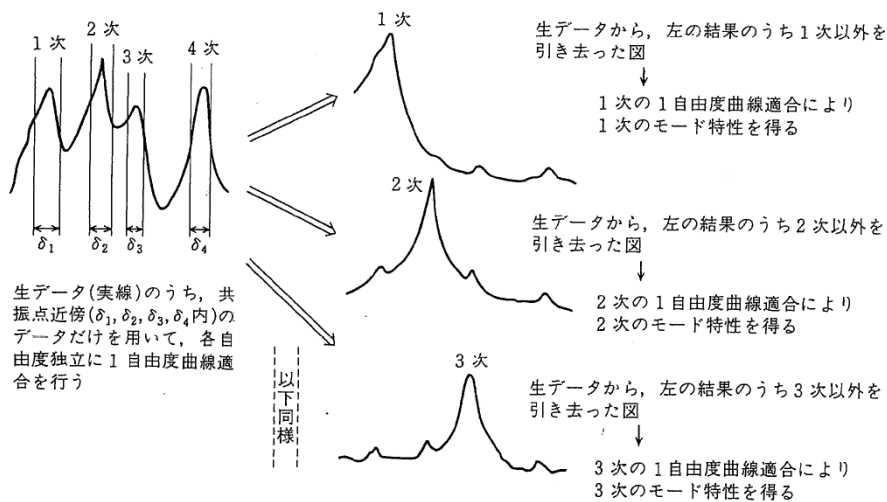


図 4.13 一自由度モード分離法（同時分離）（文献[5]より引用）

4.5 結言

本章では実験に用いたデータ収集系の構成と、収集したデータの処理方法について概説した。各種実験装置と ADC の接続やハードウェア上の信号処理について述べ、信号処理の大部分をソフトウェア上で行っていることを示した。特に周期信号解析において重要なフーリエ変換について述べ、加えて、本研究で用いた各種スペクトルの表現について述べた。また、本研究で重要な部分を占める周波数応答解析の基礎を述べ、特に粘性減衰系の伝達関数がモデル関数として適していることを述べた。

最後に、モデル関数を用いて固有周波数および減衰率を推定する際に、シンプレックスを用いたフィッティングが効果的であることを述べ、実際に実験データに応用する場合の様々な注意点を述べた。

参考文献

- [1] 日野幹雄, スペクトル解析, 朝倉書店, 1977
- [2] Numerical Recipes in C(日本語版), William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, Brian P. Flannery(丹慶勝市, 奥村晴彦, 佐藤俊郎, 小林誠 訳), 技術評論社, 1993
- [3] 貴家仁志, デジタル信号処理, 昭晃堂, 1997
- [4] 松永剛, 「ヘリオトロン/トルサトロンプラズマにおける磁場摂動印加によるアルヴェン固有モードの特性研究」, 博士論文, 名古屋大学, 2002
- [5] 長松昭男, モード解析, 培風館, 1985
- [6] 長松昭男, モード解析入門, コロナ社, 1993
- [7] P. ホイットル, 非線形計画法の理論と応用, 培風館, 1977
- [8] M. Roseau, Vibrations in Mechanical Systems, Springer-Verlag, 1984
- [9] J. M. Moret. "JET Alfvén eigenmode active diagnostic analysis algorithms". CRPP Laboratory REPORT LRP 498/94, CRPP, 1994.

第5章 高周波摂動磁場印加によるアルヴェン固有モードの励起と減衰率測定

5.1 緒言

本章では CHS 装置において行った 300kHz までの高周波摂動磁場の印加による安定な AE の励起とその減衰率測定の手法と実験結果について述べる。まず 5.2 節において、計測に用いた機器の特性や摂動磁場のモード構造について述べる。5.3 節では減衰率測定に適した放電条件について、NBI 加熱下に生ずる高速イオン駆動モードの出現領域の観点から述べる。5.4 節では単一電極による AE 励起、5.5 節では同相 2 電極による AE 励起について述べる。5.6 節で共鳴的応答モードの周波数特性について述べ、5.7 節において測定された各減衰率について検討を行う。

5.2 電極励起系の構成と制御・計測システム

本節では周波数応答計測に用いた外部摂動磁場の印加方法について述べる。アルヴェン固有モードの減衰率測定のための外部磁場摂動の印加方式は図 5.1(a)で示したような、トカマクで採用されている複数のループアンテナあるいはコイルによるものが主流である。しかし、本研究では CHS プラズマのようなヘリカル状に捻られた 3 次元プラズマにおいてトロイダル磁場とポロイダル磁場から構成される閉じ込め磁場に垂直な磁場揺動が印加できる図 5.1(b)のような CHS で開発された電極励起法を採用している [1, 2]。この方法を用いれば、トロイダル方向を向いた導電面を持つ電極と真空容器壁の間に高周波電圧をかけることによって閉じ込め磁場に沿って高周波電流を誘起し、その電流により垂直方向の摂動磁場を選択的に生成することが可能である。すなわち、TAE などと同じシアルヴェン波動の磁場摂動を誘起できる。また、プラズマ周辺部の

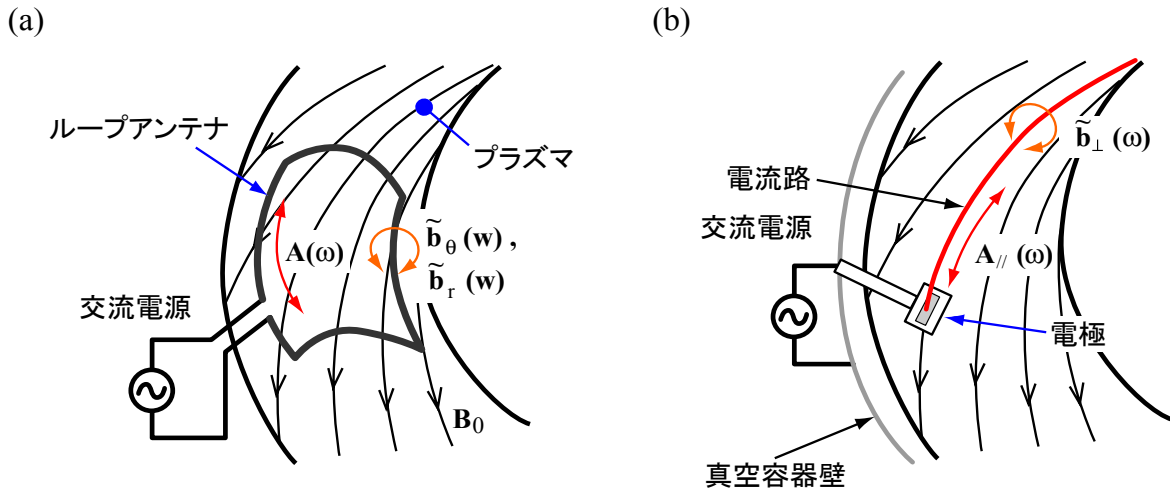


図 5.1 アルヴェン固有モードの減衰率測定のための主な外部摂動印加法。
(a)ループアンテナと(b)電極を用いる方法がある。

TAE ギャップの近くまで摂動源を接近させることができるため、良い S/N 比の周波数応答が得られる可能性がある。このような磁場摂動印加方法は、シアアルヴェン波励起とその特性の基礎研究に適しているといえる。ただ、電極挿入はプラズマにかなりの外乱を与えるので、高電力加熱プラズマでは挿入位置に十分注意を払う必要がある。

図 5.2 に実際のプラズマにおける電極の配置図と電極が駆動する電流の経路の概略図を示す。電極は 2 本用意してあり、単独または 1 対の同相運転が可能である。この図では挿入位置 $\rho \sim 0.85$ とし、 $v/2\pi \sim 0.75$ の磁力線に沿って電流が流れている様子を示している。図 5.2(b) では電極の設置位置の垂直断面における、電極の挿入方向と磁気面の関係、高周波バイアス回路、実際の電極の形状を示した。電極は導電部である $30\text{mm} \times 10\text{mm}$ のステンレス板とそれを支持するシャフトによって構成されている。電極板の面はトロイダルに反時計回りの方向を向いている。電極は導電部以外は絶縁体（セラミックおよび窒化ボロン）で覆っており、プラズマがシャフト等を介して回路系に接触するのを防いでいる。電源は外部電圧による周波数制御が可能な NF 回路設計ブロック社製の高速バイポーラ電源 HSA4014 を用いた。この電源は最大電圧 $\pm 75\text{V}$ 、最大電流がおよそ $\pm 5.5\text{A}$ となっており、周波数は 1MHz まで対応でき、 500kHz まではほぼ平坦である。周波数掃引には図 4.1 に示したように GPIB 制御によるファンクションジェネレータ（NF 回路設計ブロック社製 WF1946）を用いることで迅速かつ簡便な制御が可能となっている。

電極にかかる電圧および引き出す電流は回路に挿入した抵抗 $R_v = 10.1\text{k}\Omega$ および $R_i = 1\Omega$ でモニターしている。この回路には比較的大電力が入力されるため、電流モニターに使用する抵抗は放熱板が付いた大電力を前提とした無誘導抵抗を用いている。図 5.3(a)–(c) に NBI 加熱放電中での、電源からみた電極回路全体のインピーダンスの周波

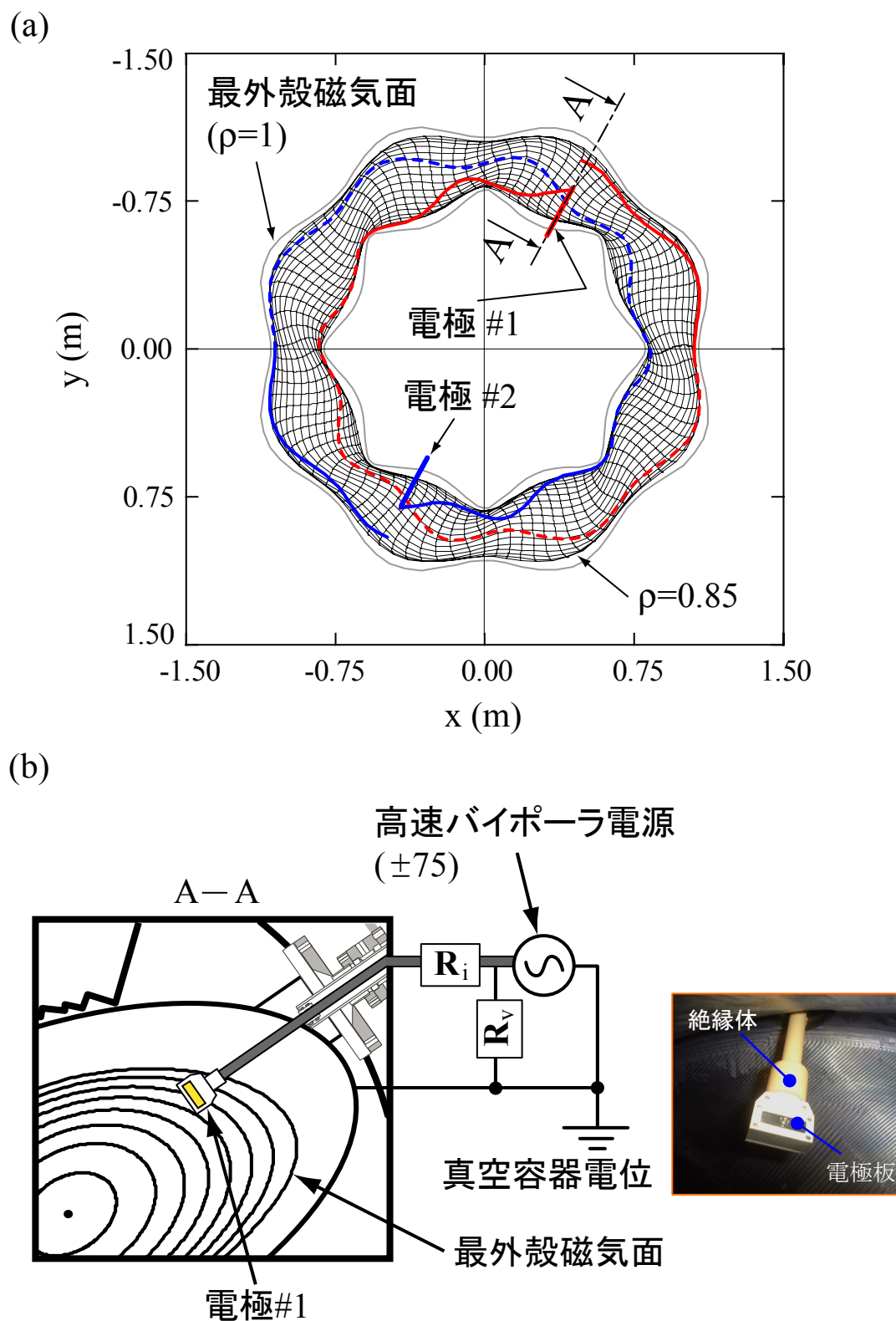


図 5.2 (a)典型的な電極の挿入位置における磁気面と電流路の関係. (b) A-A 断面における電極の設置位置と励起系の電気回路および実際の電極の形状.

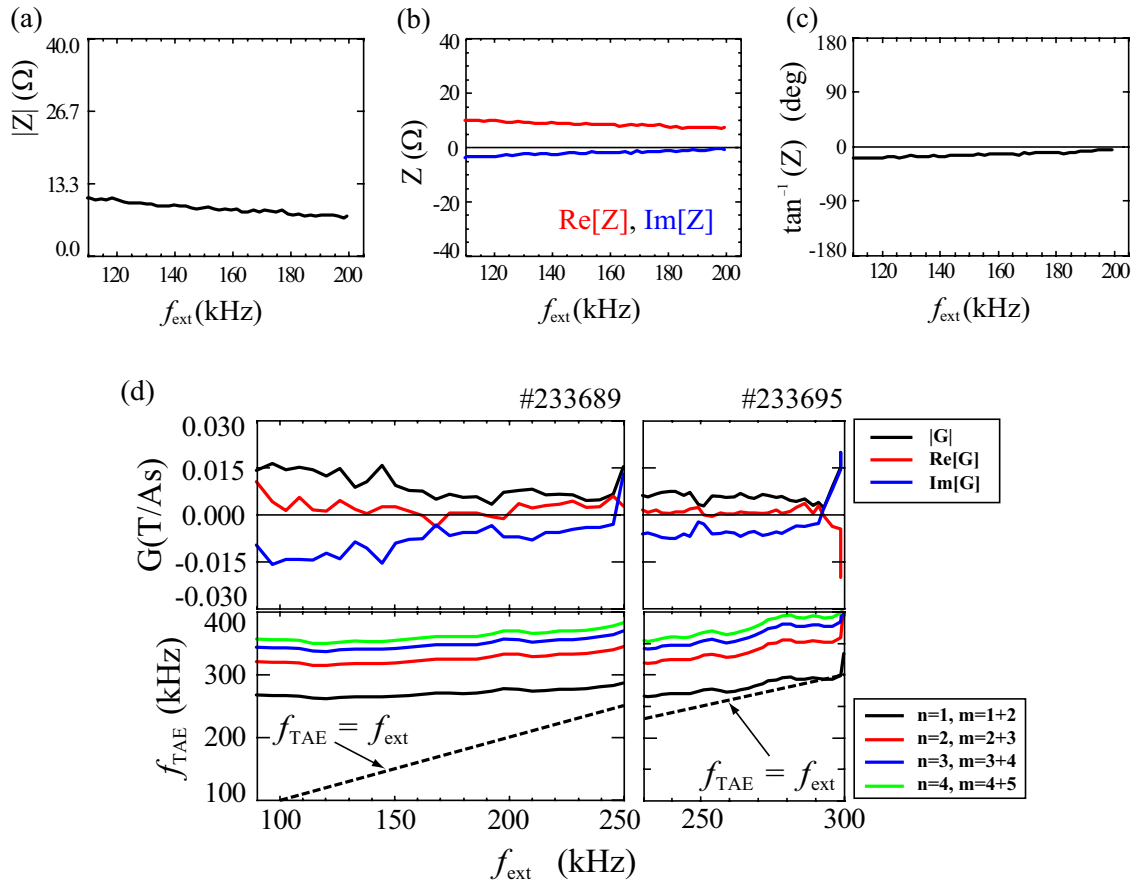


図 5.3 放電中における電極励起系のインピーダンスの(a)絶対値, (b)実部および虚部, (c)位相の周波数特性. (d)ECH プラズマにおける TAE ギャップ周波数のない 90–300kHz の帯域の伝達関数.

数特性を示した. この結果より, 回路は多少周波数依存性のある成分が含まれるものの, インピーダンスの大部分は抵抗成分によるものと見なせる. 同様に, 図 5.3(d)に示したように, 高速イオンの影響が無視できる ECH プラズマにおいて, 予想される TAE ギャップ周波数を避けた 300kHz までの周波数掃引によって得られた伝達関数が TAE と混同するような共鳴的応答が存在しない. 言い換えると, プラズマを除いた励起の外部回路には共鳴的な応答は存在しないことを意味している.

次に, この電極励起系を用いてプラズマ中に励起する摂動の幾何学的モードパターンについて検討する. 電極励起法ではループアンテナによる方法と異なり, 電流強度など外部摂動の特性を決めるためのいくつかのパラメータはプラズマに依存しているため, その依存性や制御性の把握が重要になる. 電流強度については, 図 5.2 のような配置の電極のプラズマに対する電気的特性はシングルプローブ的であると考えられる. プラズマに電極を挿入して電極と真空容器の間に電圧をかけるとイオンまたは電子電流が流れるが, これらの値にはそれぞれの飽和電流という上限がある. つまり, イオンまたは電子温度および密度が低い領域では電極が引き出す電流値は低くなってしまふ. 一

方で、電極をプラズマに深く挿入しすぎると放射崩壊などを引き起こす可能性もある。したがって、電極の位置は、十分な電流強度を得つつ、なるべくプラズマに影響を与えない程度の深さに調整する必要がある。図 5.4 に電極による引き出し電流の径方向依存性を示した。また、図 5.5 に本研究における典型的な放電での電子温度および密度の径方向分布を示す。 $\rho < 0.95$ で引き出し電流がほぼ飽和する傾向にあるが、これは飽和電流によるものではなく電源容量によって制限された結果である。実際、イオン飽和電流は、

$$I_{sat}^i = 0.61en_e S \sqrt{\frac{T_e}{m_i}} \quad (5.1)$$

と表される。ここで、 e は電荷素量、 n_e は電子密度、 T_e は電子温度、 T_i は及び m_i はイオン（陽子）の質量、また S は電極の電流引き出しの有効面積、である。通常、プラズマ周辺部で $T_e = T_i$ と仮定してこの飽和電流が評価される。例えば、本 AE 励起実験のプラズマ条件を考慮して、 $\rho = 0.8$ での電子温度 $T_e = 40\text{eV}$ 、電子密度 $n_e = 2 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ 、電極の面積 $S = 3 \times 10^{-4}\text{m}^2$ とすると、 $I_{sat}^i \sim 50\text{A}$ となって、使用したバイポーラ電源の定格出力電流を大幅に超えている。電子飽和電流は、イオン電流の $\sim (m_i/m_e)^{1/2}$ 倍程度とさらに大きな値に見積もられる。実験で得られた電流値は電源の定格瞬時値に近くなっている。したがって、電極はシングルプローブ的に使用されているが正あるいは負バイアスのいずれの場合も同程度の電流振幅となる条件で使用されていることに注意する必要がある。図 5.6 に放電初期と放電後期におけるアンテナ電流の波形の比較を示した。放電初期には低密度なため、電子電流とイオン電流に若干の偏りが現れているが、放電後期では電流の正負はほぼ対称である。これは放電初期においては電子密度が極度に薄く、また、電極の位置もプラズマ周辺でありイオン温度が低いため、バイアス電圧の上限値に制限されて電極に十分な量のイオンを捕集できなかったと考えられる。

なお、電極の挿入が $\rho \sim 0.8$ 前後になるとプラズマに影響を与え始めるので、本実験における電極の運用位置は図 5.4 において灰色で示した領域 $\rho = 0.8 \sim 0.9$ としている。

次に、電極が作る磁力線方向の電流路長を見積もる。これは、電極から印加された電場によって加速された電子やイオンの粒子束が、どれほどの磁力線と垂直方向の成分を持つかという簡単な粒子バランスを考えることでおよその特性長として計算することができる。すなわち、粒子バランスの式は、

$$\Gamma_{\parallel} A_{\parallel} + \Gamma_{\perp} A_{\perp} = 0 \quad (5.2)$$

と表される。 A_{\parallel} 、 A_{\perp} は磁力線方向と平衡および垂直方向の有効面積である。また、

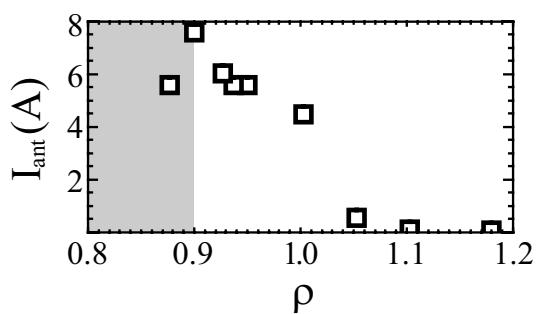


図 5.4 電極による引き出し電流の径方向依存性.

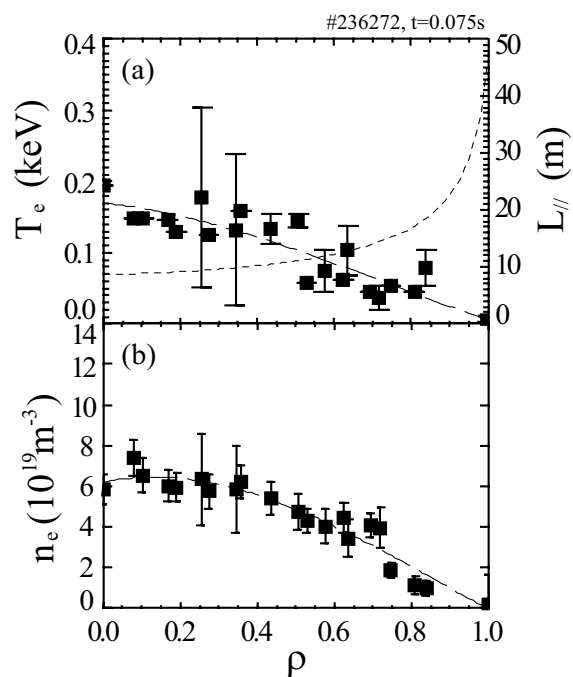


図 5.5 典型的なプラズマプロファイルと電極による最大電流長の径方向依存性. (a) 電子温度と電流長(短破線)および, (b)電子密度の径方向分布.

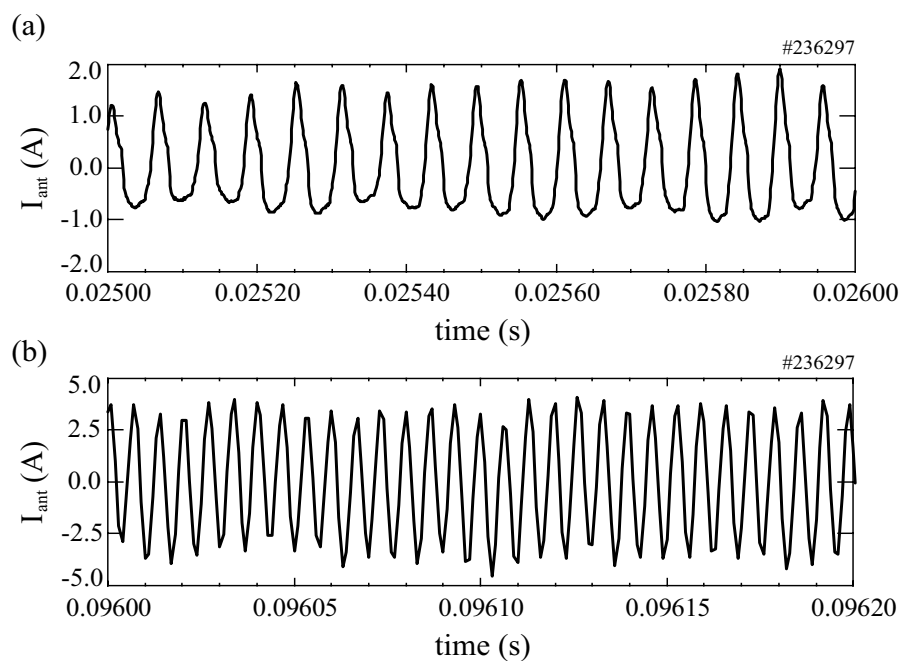


図 5.6 (a)放電初期と(b)放電後期におけるアンテナ電流の波形の変化.

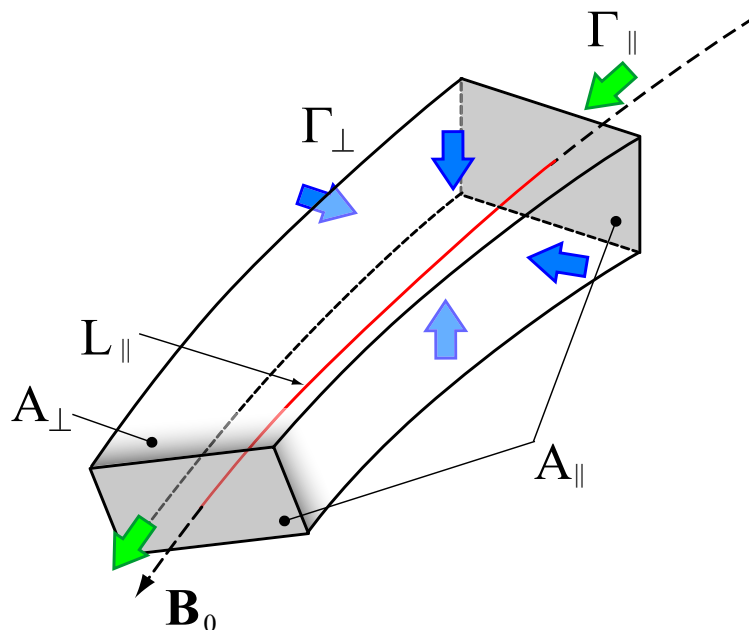


図 5.7 面積 A_{\parallel} をもつ電極の面がつくる磁力線方向の輸送特性長 L_{\parallel} と、磁力線に対して垂直および平行方向の粒子束 Γ_{\perp} および Γ_{\parallel} との関係の模式図.

Γ_{\parallel} は磁力線方向と平行な粒子束であり、 Γ_{\perp} は同じく垂直方向の成分である．これらの量を模式図により簡便に表すと図 5.7 のようになる． A_{\parallel} は磁束管の断面積にあたり、 A_{\perp} はそれ以外の管の表面積となる．電極板の形状が長方形の場合、各面積は辺 a および b により、 $A_{\parallel} = ab$ および $A_{\perp} = 2(a+b)L_{\parallel}$ と表される．

粒子束はまた、

$$\Gamma_{\parallel} = nV_{\parallel}/4 \tag{5.3}$$

$$\Gamma_{\perp} = nV_{\perp} = D_{\perp} \nabla_{\perp} n \tag{5.4}$$

と表される． V_{\parallel} 、 V_{\perp} はそれぞれの方向の電子あるいはイオンの熱速度、 n は電子密度、 D_{\perp} は磁力線と垂直方向の輸送係数を表す．ここではボーム拡散を考え、輸送係数 $D_{\perp} \sim D_B = T_e/16B_i$ とした．

式(5.2)～式(5.4)より、最終的に磁力線と平行方向の粒子束の輸送特性長、すなわちバイアス電極により磁力線に沿った方向の電子電流あるいはイオン電流の経路長は、

$$L_{\parallel} = \frac{V_{\parallel}}{D_{\perp}} \frac{a^2 b}{8(a+b)} \tag{5.5}$$

と表すことができる[3]．図 5.5 の電子温度及び密度の径方向分布における電流路長を上

式から見積もると、図 5.5(a)の破線となる。また、 $\rho = 0.8$ ではおよそ 17m となる。実際には、 Γ_{\perp} が磁力線方向に沿って上流から電極に向かって順次加算されていくので電極からの距離を x とすると、電流強度は近似的に $J_0(L_{\parallel}-x)$ のような分布を持っていると推測される。ここで J_0 は電極から引き出される電流値の総量である。

電流路長がわかり、回転変換分布は MHD 平衡計算から推測できるので、挿入位置周辺の磁気面上における電流経路とそれにより生成される摂動磁場の幾何学的モードパターンの計算を行う。ここでは、回転変換は VMEC コードによる平衡計算で与えている。図 5.8(a)および(b)に電極位置 $\rho \sim 0.85$ における電極板と鎖交する磁力線に沿って形成される電流経路の幾何学的構造を示した。横軸および縦軸は Boozer 座標系におけるトロイダル角およびポロイダル角であり、この座標系においては各磁力線は線形で表される。また、ここでは電極板が鎖交する複数の磁気面を便宜的に一つの十分薄い面として考えている。図 5.5 に示した $\rho = 0.85$ での 17m の電流路長は CHS をトロイダル方向に約 2.7 回の周回長に相当するため、複数の回転変換に対応する磁力線を便宜的に 360 度周期で平面にプロットすると一部の磁力線同士が重なって見えている部分があるが、実際にはそうではない。

さて、この磁気面上の電流路パターンをフーリエ解析することによって、最終的に磁気面に誘起される電流路のフーリエスペクトル分布を見積もることが出来る。高アスペクトのプラズマにおいては、電流路のフーリエスペクトルはそれによって生成される摂動磁場のフーリエスペクトルにほぼ一致していると思なせる。なお、トロイダル効果によりポロイダルモード数 m のフーリエ電流成分から $m \pm 1$, $m \pm 2$, などの側帯波成分の摂動磁場が生成されるであろう。ここでは簡単のため、電流路のフーリエスペクトルに注目する。このような二次元に分布した電流のフーリエ級数は次のように表される。

$$I_{m,n} = \iint j_{elec}(\theta, \phi) e^{-i(n\phi - m\theta)} d\theta d\phi \quad (5.6)$$

図 5.8(c)および(d)に、図 5.8(a)および(b)の電極電流路の磁気面上の分布に基づいたトロイダルモード数 n 及びポロイダルモード数 m に対応したフーリエスペクトルを示す。単一電極運転ではすべてのトロイダルモード数の n が有意な強度で現れるが、それらに対応するポロイダルモード数 m は電流路の存在する磁気面上の磁場の回転変換でほぼ決まっている。例えば $(m, n) = (0, 0), (1, 1), (3, 2), \dots$ などである。1 対電極を同相運転した時にはトロイダルモード数はほぼ偶数に限定される。ただし、各 n に対応する m は回転変換でほぼ規定される。 $\rho \sim 0.85$ では $1/2\pi \sim 0.75$ なので、 $n=2$ の場合はほぼ $m=2$ または $m=3$ が支配的となる。このように印加される高周波摂動磁場のトロイダルモード数 n の偶奇はある程度規定されるが、実際に励起される AE のトロイダルモード数は $n=0$ を除いて最も大きな振幅のフーリエ成分、あるいはそれより順次小さな成分によ

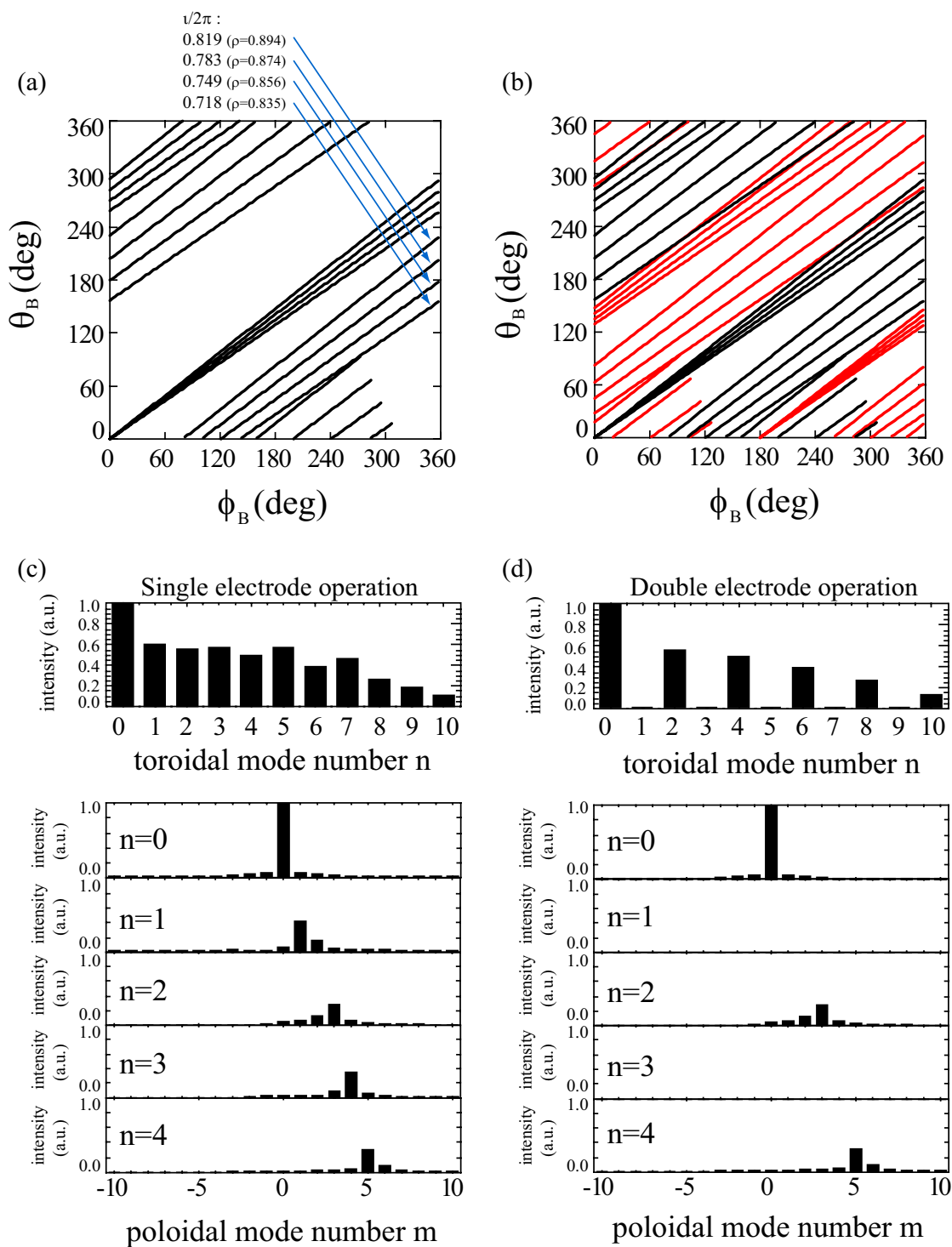


図 5.8 (a)単一電極運転時, (b)対電極運転時における θ - ϕ 平面上に示された磁力線に沿って誘起されると予想される電流路の幾何学的構造. θ_B 及び ϕ_B は Boozer 座標におけるトロイダル角およびポロイダル角である. θ - ϕ 平面上での磁力線の方法は, その磁気面上の回転変換を考慮して決められている. これらの二次元電流分布をフーリエ解析して得られた, (c)単一電極運転時および, (d)対電極運転時における磁力線の幾何学構造のフーリエモード分布.

て規定されるであろう。上で述べたように n が決まるとそれ対応して規定される m 分布が、TAE を構成するのに必要な各 m 成分の振幅分布と必ずしも一致しない可能性があり効率よく励起されない可能性がある。

5.3 放電条件と高速イオン駆動アルヴェン固有モード

本研究の主目的はヘリカルプラズマに存在するであろう TAE などのギャップモードの安定性に係わる減衰率を実験的に測定することにある。精度良く減衰率を測定するため、これまでの研究では高速イオンによる不安定化効果のないプラズマ、たとえばオーミック加熱プラズマや電子サイクロトロン波加熱プラズマにおいて実験が行われている[1, 4, 5]。一方、最近の報告では、特殊な NBI 運転を用いて高速イオンの存在するプラズマにおいて AE の減衰率測定実験を行った例もある[6]。本節では、CHS における AE の減衰率測定実験に有効な放電条件の設定と、減衰率測定のために注意すべき高速イオン駆動モードの特性について述べる。

5.3.1 放電条件

トカマクにおける高速イオンの存在を無視できる典型的な放電としては、トロイダル電流によるオーミック加熱プラズマであるが、CHS ではオーミック加熱が有効となるほど大きなトロイダル電流の誘起させることができず、しかも回転変換分布が大きく変わるためオーミック加熱を生成していない。また、54GHz の電子サイクロトロン共鳴(ECH)加熱では線平均電子密度が $1 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ 程度かそれ以下の低密度プラズマとなり、電極による十分な引き出し電流を得にくくなる可能性があり、周波数特性としても TAE 周波数帯が 200kHz を超えるようになるので使用した励起電源では効率が悪くなる。さらに ECH プラズマは通常~50ms 程度の短パルスプラズマとなり摂動磁場周波数の掃引時間が短くなりすぎるという問題がある。そこで、CHS では NBI 加熱プラズマを用いることとした。この場合、高速イオンによる不安定化効果をできるだけ抑えるため高速イオンの圧力を十分低減しておくことが必要である。すなわち、できるだけ高電子密度の比較的電子温度の低い NBI 加熱プラズマを生成することによってこのような条件を実現できる可能性がある。もし、高速イオンの高影響下で周波数応答計測を行うと、例えば、NBI や ICRF 加熱による不安定化効果が影響した AE の周波数応答においては、不安定化効果に関連した成長率分だけ低減された見かけの減衰率が得られ、正

確な減衰率が得られない。JET ではこのような条件下でも減衰率と成長率を同時に求める試みが行われて、高速イオン生成パワーをゼロへ漸近させた減衰率を高速イオン無しの減衰率と見なし結果を得ている[7]。しかしこのような加熱電力とともに、高速イオンによる不安定化効果と対照的にイオンランダウ減衰効果が生ずることが予想され、さらに不確定な要因が加わってくる。本研究は、ヘリカルプラズマにおける減衰率の定量的評価と減衰機構の解明を目的としているため、あくまで高速イオンの影響が無視できる条件下のプラズマを対象とした実験を行った。

式(2.53)からわかるようにNBIによるAE励起の影響を十分小さく抑えるためには、高速イオンベータ値の低減が有効である。そのためには、プラズマの密度を増加させビーム減速時間を短くし、入射ビームの熱化を早めてやればよい。ビームの減速時間は入射ビームの加熱への寄与とプラズマのエネルギー閉じ込めについての簡単な0次元モデルのパワーバランスから導出できる。すなわち、

$$\frac{dW_p}{dt} + \frac{W_p}{\tau_E} = \frac{W_{b//}}{\tau_{sE}} \quad (5.7)$$

と書ける[8]。ここで、 W_p 、 $W_{b//}$ 、 τ_E および τ_{sE} は、背景のバルクプラズマの蓄積エネルギー、高速イオンによるバルクプラズマへの吸収エネルギー、閉じ込め時間および高速イオンのエネルギーの減速時間である。これは、バルクプラズマに蓄積されるエネルギーの時間変化は、 τ_{sE} なる時間スケールでNBIの高速イオンの蓄積エネルギーが熱化されてことにより生ずる入力パワーが、閉じ込め時間 τ_E で失われていくパワー損失とのバランスで表されることを意味する。定常状態では、 $dW_p/dt = 0$ として、

$$\frac{W_p}{W_{b//}} = \frac{\tau_E}{\tau_{sE}} \quad (5.8)$$

という関係がなりたつ。また、高速イオンのエネルギーと速度のそれぞれの減速時間には、 $\tau_{sE} = 1/2\tau_s$ という関係があり[9]、さらに体積平均 β 値の比で書き直すと、

$$\frac{\langle \beta_t \rangle}{\langle \beta_{b//} \rangle} = \frac{2\tau_E}{\tau_s} \quad (5.9)$$

となる。式(5.9)から高速イオン効果が無視できるためには $\tau_E \gg \tau_s$ が必要な条件となる。ビーム粒子がほとんど電子衝突で減速されると仮定できる場合には、 τ_s は、

$$\tau_s = \frac{2v_e^2 v_{b//}}{(1 + m_{b//}/m_e) A_D \frac{2}{3\sqrt{\pi}} (v_{b//}/\sqrt{2}v_e)} \quad (5.10)$$

と書き表される．ここで， m_e ， $m_{b//}$ ， v_e および $v_{b//}$ は、それぞれ電子の質量，ビーム粒子の質量，電子の熱速度およびビームの入射速度を表す．

以上より，共鳴条件と減速時間および閉じ込め時間における， $\langle\beta_{b//}\rangle/\langle\beta_t\rangle < 0.5$ と仮定したときの AE の安定化条件の密度依存性を図 5.9 にまとめた． τ_E は目安として，

$$\tau_E^{\text{ISS95}} = 0.079 a^{2.21} R^{0.65} P_{\text{tot}}^{-0.59} \langle n_e \rangle^{0.51} B_t^{0.83} t_{2/3}^{0.4} \quad (5.11)$$

なる国際ステラレータ比例則 ISS95 を用いて表した[10]．実験における高速イオンによる不安定化効果の影響をかなり低減できる目安として，この図からわかるように $3 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ を超える密度が必要であると予想される．

このため，本研究の高周波摂動磁場印加による安定な AE 励起実験においては，ガスパフと NBI の入射タイミングを調整して積極的に密度を上げ，高速イオン励起 MHD 不安定性の出現時間を低密度で高電子温度の放電初期のみに抑える，という放電

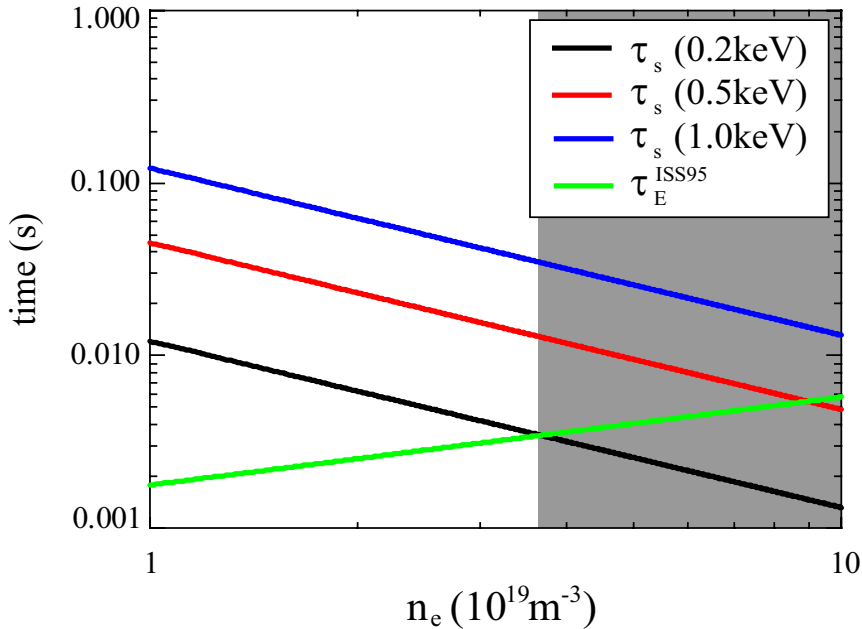


図 5.9 閉じ込め時間と高速イオンの減速時間からの AE の安定領域の見積り． τ_s は各電子温度についてそれぞれ示した．

条件を設定した。図 5.10 に本実験で用いた放電波形を示す。NBI 加熱中にガスパフすることによって平均密度が $4.5 \times 10^{19} \text{m}^{-3}$ に達する高密度運転となっている。一方、電子温度は比較的低くなっており、その結果、高速イオンベータ値のある程度の低減が実現されている。また、本放電における電子温度及び電子密度の径方向分布の時間変化を図 5.11 に示す。

正味トロイダル電流は回轉變換を増加させる方向に最大で約 3kA と低くなっているが、この電流はビーム駆動電流とブートストラップ電流で構成されているであろう。このトロイダル電流密度分布は、ビームイオンのラーマー半径が $\sim 3\text{cm}$ と大きく、しかもかなり高密度であること、さらにブートストラップ電流の寄与のためかなり平坦であると予想される。

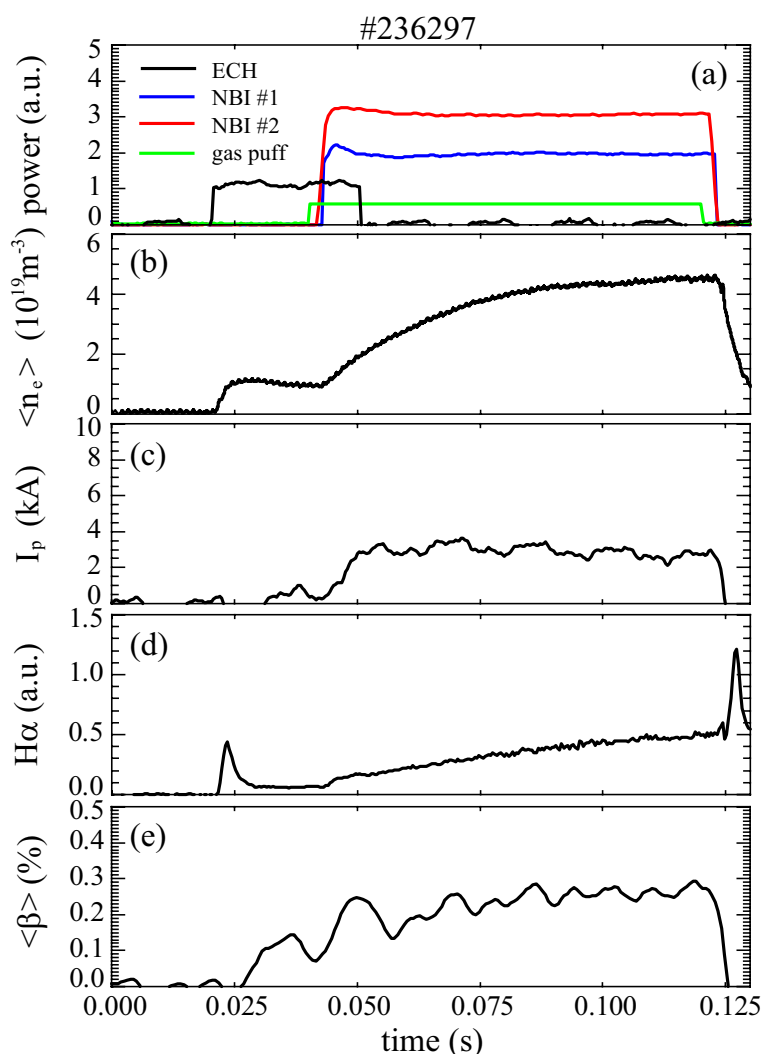


図 5.10 アルヴェン固有モードの周波数応答計測に用いた典型的な放電。(a)ECH および NBI 加熱, (b)線平均電子密度, (c)プラズマ電流, (d)H α スペクトル, (e)体積平均 β 値, の時間発展。

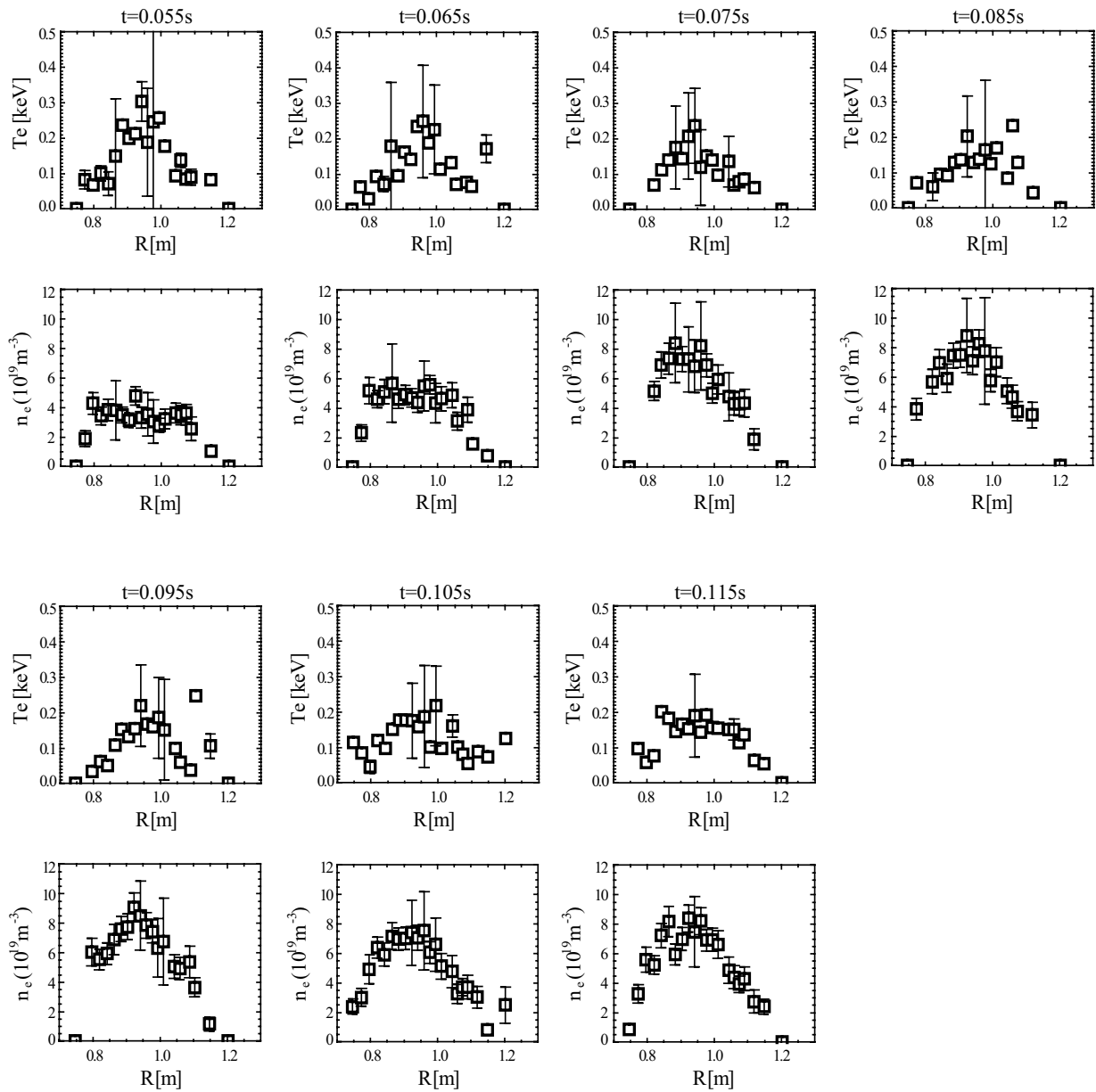


図 5.11 トムソン散乱計測による電子温度・電子密度のそれぞれの時刻におけるプロファイル (#236297).

5.3.2 高速イオン駆動アルヴェン固有モードの観測

図 5.12 に示すように、図 5.10 のような放電の高密度フェーズ ($>0.075\text{s}$) においても高速イオン駆動による不安定性を完全に安定化することは出来ない。ただ、 100kHz 未満の比較的低い周波数帯に限定されている[11]。また、この低周波側の不安定性を除けば、 100kHz 以上の周波数帯に明確な不安定性は観測されず、NBI 加熱プラズマにおいても広い周波数帯で安定なアルヴェン固有モードの励起実験が可能と推定される。この放電において摂動の周波数が図 5.12(c)に示すように時間掃引されたとき、磁気プローブ信号に有意な応答が現れていることが図 5.12(b)に観測できる。この周波数応答計測の詳細については次節以降で詳しく述べる。

まず、磁場摂動印加実験で観測されている高速イオン駆動 MHD モードの同定を行い、アンテナ励起の AE に対する高速イオンの不安定性駆動の影響を推定するための資料とする。本放電において観測された高速イオン駆動モード、特に、放電を通して存在する比較的low周波側の強いモードについて、その特性を詳しく調べることにする。これ

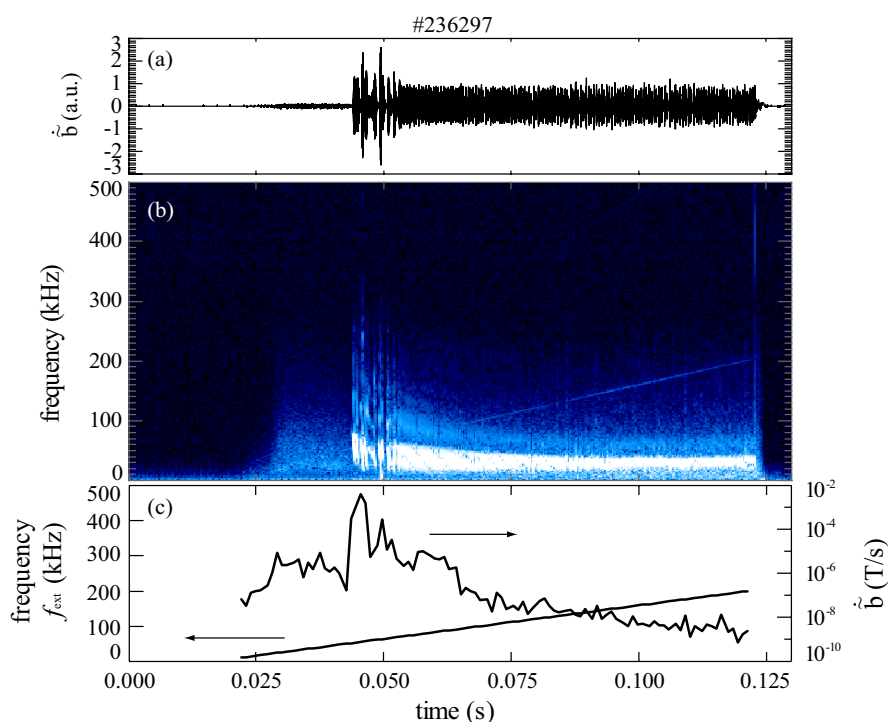


図 5.12 AE の減衰率測定実験における典型的な高速イオン駆動モードの特徴. (a)磁気プローブ信号の生波形, (b)磁気プローブ信号のフーリエスペクトルの時間変化の等高線イメージ図, (c)周波数掃引パターンの例と掃引周波数に沿った磁気プローブ信号のスペクトル.

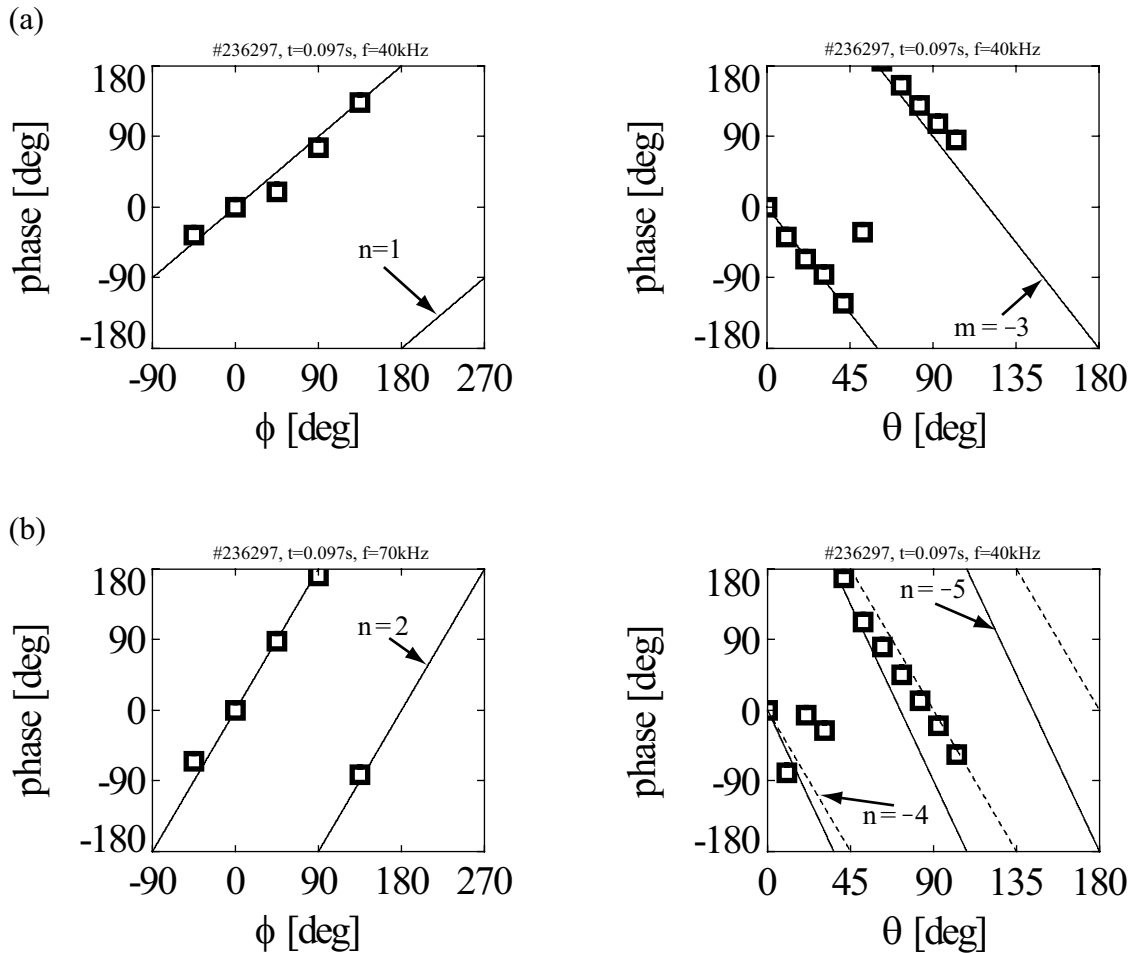


図 5.13 図 5.10 の放電における 100kHz より低周波帯の高速イオン駆動モード(a) $f = 40\text{kHz}$, (b) $f = 70\text{kHz}$ の揺動のトロイダルおよびポロイダルモード数の推定。

らのモードは周波数領域から考えて高速イオンにより駆動されたモードと思われるが、もし、アルヴェン固有モードと同定できれば、その比較のために計算したシア・アルヴェン・スペクトルの妥当性の根拠となりうる。そのようにして構築したデータを用いれば、強度が低いなどの理由で位相情報が使えない瞬時的なギャップモードも同定できる可能性があり、非常に有用と思われる。ここでは、高速イオン駆動モードの空間情報が得られていないので、揺動の空間構造と理論的に計算された固有関数との比較は行わず、磁気プローブ信号から得られるモードの周波数と TAE のギャップ周波数 f_{TAE} との比較からモードの同定を行った。観測された不安定性のモード構造は磁気プローブ間の位相差の特性から決定した。図 5.13 に $t = 0.097\text{s}$ で観測される $f = 40\text{kHz}$ 及び $f = 70\text{kHz}$ のコヒーレントな磁場揺動についてのトロイダルおよびポロイダルモード数の同定の結果を示す。図 5.13(a)に示すように、 $f = 40\text{kHz}$ のモードについてはトロイダル及びポロイダル磁気プローブアレイのプローブ間に明瞭な位相特性が得られ、 $(m, n) = (3, 1)$ と同定され

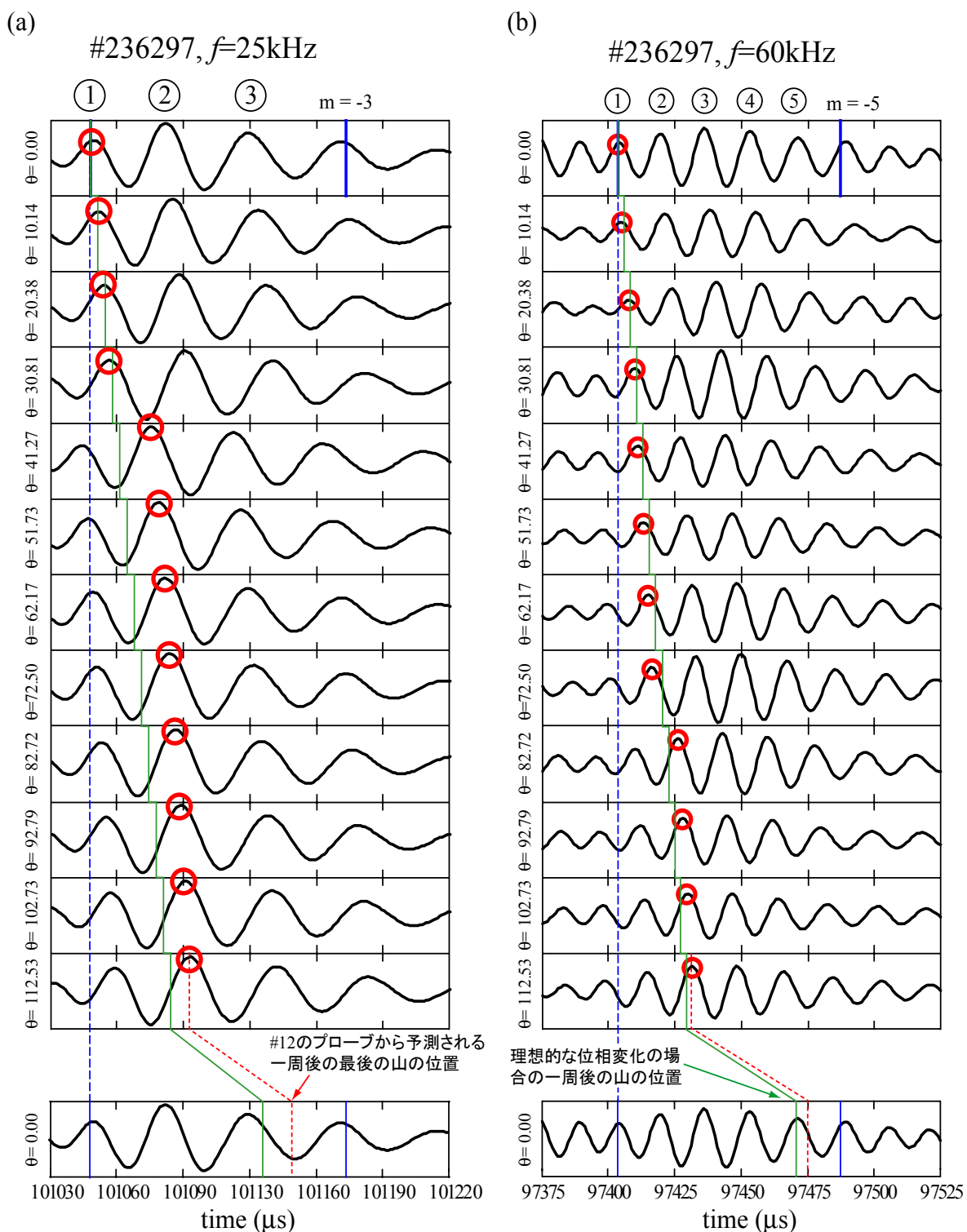


図 5.14 (a) $t=0.101\text{s}$ における 20~40kHz の周波数成分による波形の追跡によるモード同定 ($m=-3$). (b) $t=0.97\text{s}$ における 50~70kHz の周波数成分による波形の追跡によるモード同定 ($m=-5$).

る. 一方, 図 5.13(b)に示した $f \sim 70\text{kHz}$ のモードについては, トロイダルモード数は $n = 2$ と明らかであるが, ポロイダルモード数は $m = -4$ または $m = -5$ の可能性が考えられる. ただ, 図 5.13 ではプローブ間の位相差が Boozer 座標のポロイダル角でなく図 3.6 に示された実座標のポロイダル角で示されているため, ある m のモードについて位相差は実座標のポロイダル角に対して線形関係がない. トロイダル効果の強いとき, 非円形断面のとき, さらには Shafranov シフトの大きいとき, 位相差と実座標との関係は線形関係から大きくずれてくる. ここでは, 簡単のため生信号から揺動の成分を抽出した振動波形から直接位相を追跡する方法も併用した. 図 5.14 は, 各プローブ信号からコヒーレントモード成分を図 5.13 とは別の時間帯において, $20\text{kHz} < f < 40\text{kHz}$ 及び $50\text{kHz} < f < 70\text{kHz}$ の周波数帯域幅で取り出し並べたものである. この図から位相追跡すると, モード数 m とモードの伝播方向が得られる. 図 3.6 のように磁気プローブがポロイダル方向をくまなく覆っていないくても低 m モードであれば信頼性高く m を評価できる. あるコヒーレント揺動は周波数に有限幅の幅を持っているのでその幅を十分取り込むほどの広さのバンド幅を持つが, 他方, 不要なコヒーレントモードが混在しないほどに狭いバンド幅の数値バンドパスフィルタを用いて注目する揺動成分の時系列データを各プローブについて取り出す. それらの位相追跡によりモード数を決定する. これらの波形に若干のゆがみが含まれているとモードの回転方向が決めやすく, これによりモード数の同定も容易となる. このような波形の追跡により図 5.13(b)のポロイダルモード数は $m = 5$ と決定することができた. 一方, トロイダルプローブアレイの磁気プローブがすべて横長断面上に配置されており位相差と実トロイダル角との線形関係はほぼ保証されており, 実際, n 数は精度良く決定されている.

これらのモードがアルヴェン固有モードかどうかを簡単に判定するために, シア・アルヴェン・ギャップ周波数のアルヴェン速度依存性を考慮して, 揺動周波数の密度依存性を調べた結果を図 5.15 に示す. $f \sim 40\text{kHz}$ および 70kHz のモード共に密度依存性はアルヴェン固有モードであることを示している. この結果から, $f \sim 70\text{kHz}$ のモードは $m = -5$ と $m = -6$ のポロイダルモード結合によって形成されるスペクトルギャップ内に存在する $n = 2$ TAE であり, $f \sim 40\text{kHz}$ のモードは $n = 1$, $m = -3$ シア・アルヴェン・スペクトルより少し高い周波数の $m = -3/n = 1$ GAE と推定される. ここで示した TAE ギャップ周波数は, プラズマのイオン質量密度に依存し, それに不純物イオンの寄与を考慮して評価された. 電子密度と不純物の種類, および実効的電荷数 Z_{eff} が既知の場合, 実効的質量密度 ρ_{imp} は次のように表される.

$$n_e = n_p + Z n_z$$

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum_j Z_j^2 n_j}{n_e} = \frac{n_p + Z^2 n_z}{n_e}$$

$$\rho_{imp} = m_p n_p + A_z m_p n_z \quad (5.12)$$

ここで、 n_p は主ガス種（本放電では水素）の密度、 n_z は不純物密度、 Z はその電荷数、 A_z は不純物の質量数とした。本実験では不純物計測は行われていないが、CHS における過去の実験におけるデータベース[12]を用い且つ線平均電子密度を考慮し、 $Z_{eff} = 3$ と仮定した。また、主要な不純物を完全電離した炭素 C^{6+} と仮定し、 $A_z = 12$ 及び $Z = 6$ とした。この値を用いて ρ_{imp} を計算すると、ガス種を純粋な水素のみとした場合に比べて約 1.4 倍となり、実効的な TAE ギャップ周波数は不純物を考慮しない場合の約 0.85 倍となる。

さて、図 5.16 に、ビームベータ値 ($\propto Te^{3/2}/n_e/Bt^2$) のアルヴェン固有モードの不安定化の影響の様子を、放電中の異なる時刻における磁気プローブ信号のパワースペクトルの比較によって示す。すなわち、 $t = 0.049s$ では $T_{e0} \sim 0.35keV$, $\langle n_e \rangle \sim 2 \times 10^{19} m^{-3}$ であり、

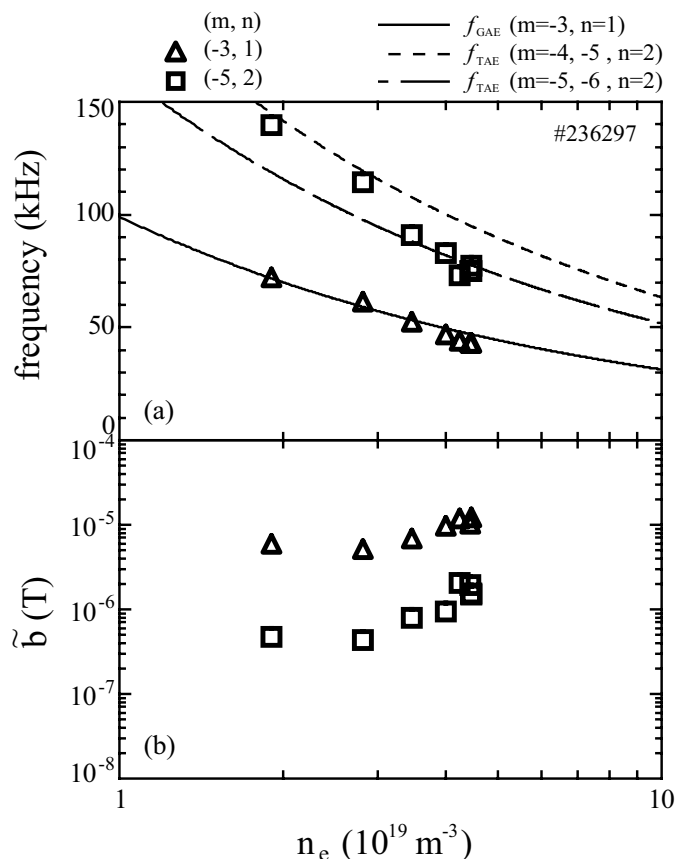


図 5.15 高密度プラズマにおいて観測された NBI 駆動のアルヴェン固有モードの(a)周波数と(b)強度の密度依存性.

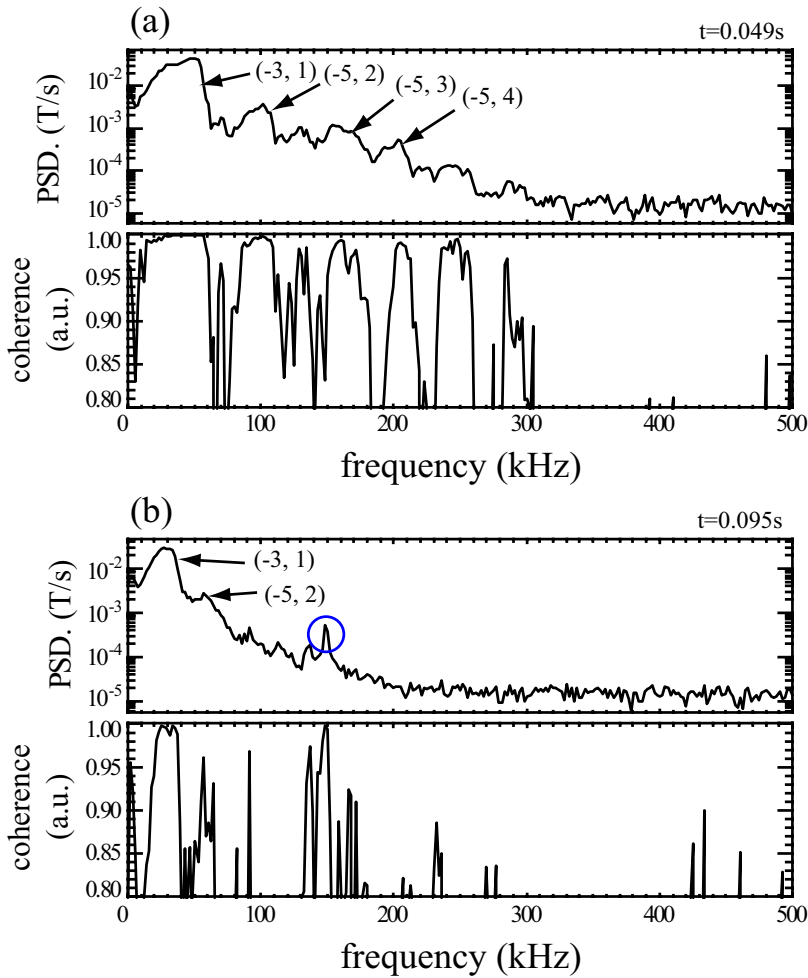


図 5.16 図 5.12 における(a) $t=0.049\text{s}$ および, (b) $t=0.095\text{s}$ の時刻における磁気プローブ信号のパワースペクトルとプローブ間のコヒーレンス. 括弧はポロイダル, トロイダルモードの組み合わせ (m, n) を示す.

$t = 0.095\text{s}$ では $T_{e0} \sim 0.20\text{keV}$, $\langle n_e \rangle \sim 4.5 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ であり, $\beta_{h\parallel}$ は $t=0.049\text{s}$ の値の約 $1/5$ にまで低下する. $t = 0.045\text{s}$ で観測された高速イオンモードの振幅は, $t = 0.095\text{s}$ では大きく低下している. ただ, 50kHz 以下には依然として高速イオン駆動モードが強く励起されている.

また, 同定されたモード数を図 5.16 内に矢印と共に示す. コヒーレンスが高くても周波数の近い複数のモードによって位相が乱されるなどにより位相変化がはっきり追えないモードがあり, 図では, それらについてはモード数を付記していない. 放電初期では, 図 5.16(a)に示したように 300kHz までコヒーレンスの強い高速イオン駆動と思われる多数のモードが観測されている. しかし, 電子密度が $3 \times 10^{19}\text{m}^{-3}$ を超える放電の後半になると, $(m, n) = (-3, 1)$ GAE および $(m, n) = (-5, 2)$ TAE のモードのみを残して他のモードは十分小さい振幅となり実質的に安定化されたとみなせるようになる. これは, スペクトルに現れるピークや, 高いコヒーレンスが見られないことから理解で

きる. 図 5.16(b)では, このようにして高速イオン駆動不安定性を排除した領域において, 青丸印で示した外部磁場摂動の印加による 150kHz 前後の鋭いスペクトルピークが確認できる. これは明らかに外部磁場摂動に対するプラズマからの応答が磁場揺動信号として観測されており, その周波数がある AE のギャップ周波数と対応しておれば, 摂動印加により安定な AE が励起されたことになる. このピーク付近の伝達関数の形状から, 固有周波数と減衰率を評価でき, これらを実測できたことになる.

次節以降で, このような磁気プローブ信号における周波数応答解析の結果を, 単一電極励起と同相 2 電極励起の 2 ケースに分けて述べる. なお, 本研究では磁場の方向を CCW のみとしており, 次節以降において, 高速イオン駆動 AE のポロイダルモード数は混乱の無い限り簡単のため極性を省いて記述する.

5.4 単一電極を用いたアルヴェン固有モードの周波数応答

5.4.1 単一電極実験における外部摂動の印加とそれによる揺動信号の観測

本節では, 単一電極を用いた実験結果を述べる. 対象となるプラズマでは, 図 5.17 に示すように電子密度が右肩上がり時間発展をするので, TAE ギャップ周波数の右肩下がりの時間変化すると予想される. そこで, 印加摂動の周波数掃引は予想される TAE 周波数と交差するように時間的に増加するように行なった. ここでは 10kHz から 200kHz まで線形増加の周波数掃引を採用した. 印加した磁場摂動周波数と TAE ギャップ周波数の関係を図 5.17(b)に示した. 点線で示した TAE ギャップ以外にも多くのモードが存在すると考えられるが, それら周波数はここに示した値より低いのでこれらについても共鳴的応答が得られる可能性はある. この放電では図 5.17(c)に示したように, 掃引周波数にそって, トロイダル方向に離れた場所に設置された磁気プローブ信号に強いコヒーレンスが現れ, 何かしらグローバルなモードが励起されたことを示唆している. そこで, 実際に”入力”である電極電流と”出力”である磁気プローブ信号の比較によって摂動に対するプラズマ応答特性を表す伝達関数の導出を行う. すなわち, 図 5.17(d)で示したそれぞれの信号のフーリエ変換を用いて伝達関数を導出する. 得られた時系列揺動データの FFT の各種演算やアンサンブル平均操作などをソフト的に処理して伝達関数を得る方法[13]が一般的であるが, このような操作を電子回路群のハードウェアを用いて実時間で行う方法も使われている[14]. いずれの方法も外部摂動の掃引関数に同期する信号処理を施し, 関連の無い周波数帯の信号を排除している.

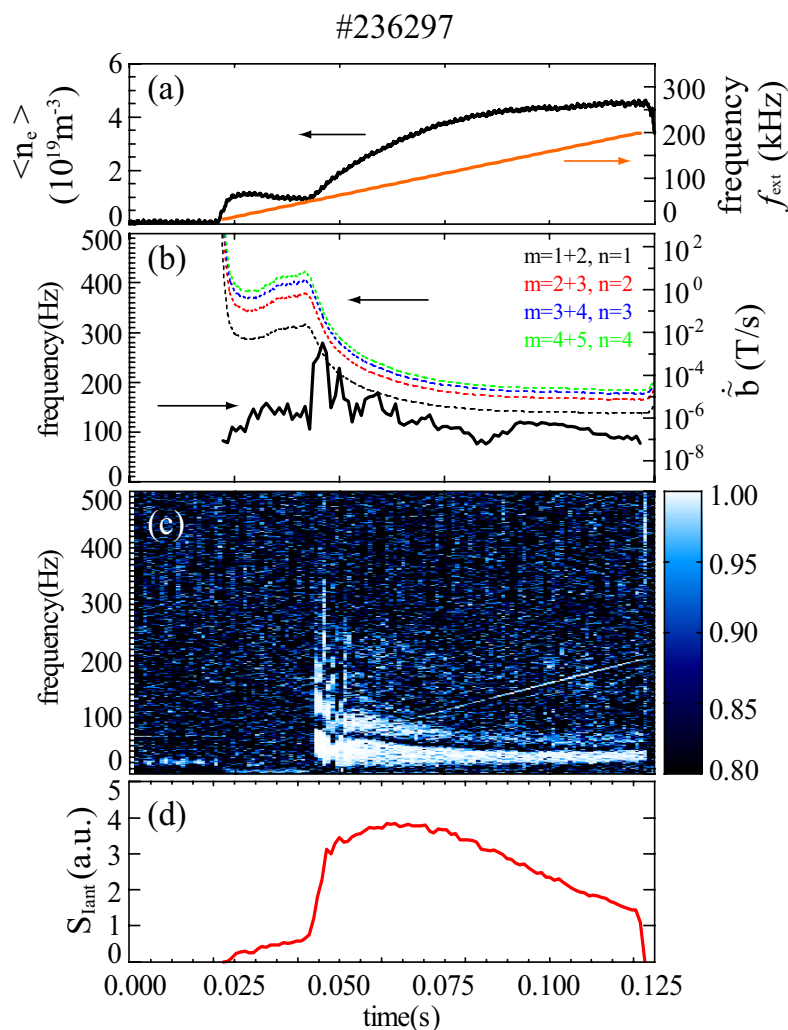


図 5.17 単一電極による AE の減衰率測定実験での放電の例. (a)電子密度と外部摂動の掃引周波数, (b)予想される TAE ギャップ周波数 (点線) および掃引周波数に沿った磁気プローブ信号, (c)異なる磁気プローブ間のコヒーレンスの時間発展, (d)電極電流のパワースペクトル.

5.4.2 伝達関数の構成法

本研究ではソフトウェア的に外部摂動の周波数スペクトルを抜き出して伝達関数を導出しており、この処理の詳細の模式図を図 5.18 に示した。まず、磁気プローブ信号とアンテナ電流信号を、図のように 1536 点の時間窓で区切り、1024 点のサンプル 5 個のアンサンブル平均をほどこしたフーリエスペクトルにする。この時点で両信号ともに、時間軸 n 点と周波数軸 512 点の 2 次元的なスペクトルデータが作成されているので、実際に加えた摂動の時間と周波数についてのスペクトルのみをこのデータセットの中から抽出していく。このときの抽出スペクトルはアンテナ駆動周波数を基準にしてお

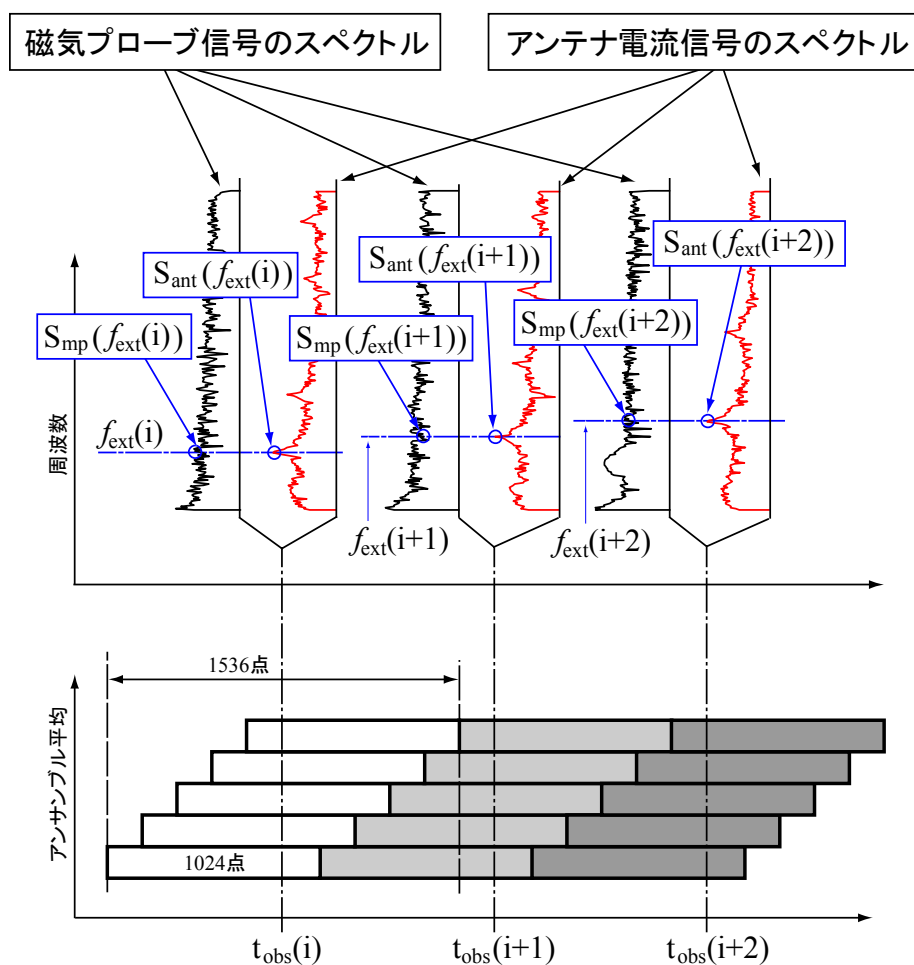


図 5.18 伝達関数を得るためのスペクトル処理の模式図.

り，ある i 番目の時刻 $t_{\text{obs}}(i)$ におけるアンテナ電流のスペクトルにおける駆動周波数の周りでもっとも大きい強度を持つ周波数を $f_{\text{ext}}(i)$ としている．この周波数は次のようにかける．

$$f_{\text{ext}}(i) = f \Big|_{\max(S_{\text{ant},i})} , \quad i = 0, 1, 2, \dots, n \quad (5.13)$$

ここで， $S_{\text{ant},i}$ は i 番目のアンテナ電流信号のスペクトルデータである．このようにして作成したスペクトルデータを用いて実験値としての伝達関数 G_{exp} を次のように作成する．

$$G_{\text{exp}}(\omega_i) = \frac{S_{\text{mp}}(\omega_i)}{S_{\text{ant}}(\omega_i)} \quad (5.14)$$

ここで、 S_{mp} は f_{ext} で抽出された磁気プローブ信号、 $\omega_i = 2\pi f_{ext}(i)$ である。各スペクトルは FFT により複素スペクトルとなっているからこの伝達関数は複素数であり、位相と振幅の情報を含んでいる。式(5.14)に従って、磁気プローブ信号とアンテナ電流信号のそれぞれのフーリエ・スペクトルの単純な割り算から直接伝達関数の実部と虚部が導出できる。固有モードモードに関連した共振点が存在すれば、これらは、図 4.9 または図 4.10 のような形状を有していると考えられる。

5.4.3 単一電極実験での伝達関数における共鳴的応答の評価

図 5.19 にこのようにして得られた伝達関数の周波数依存性を、対応する時刻と同時に示す。 $f = 10\text{kHz} \sim 90\text{kHz}$ ($t = 0.02\text{s} \sim 0.065\text{s}$ 以前)までの周波数帯において、いくつか大きな共振ピークが存在するものの、高速イオンにより不安定化された MHD モードに起因するものであり、外部磁場摂動に応答はこれらのピークに完全にマスクされ有意な応答信号が得られていない。一方、 150kHz 付近 ($t = 0.09\text{s} \sim 0.1\text{s}$) においては、波形からなんらかの共鳴的応答の存在が予想され、しかも高速イオンの影響があまり見られない。図 5.19 に示された伝達関数の 110kHz から 200kHz の高速イオンの影響が少ない領域を切り取ったものを図 5.20 に示す。図より、伝達関数の絶対値と虚数部の 160kHz 前後にピーク形状と実数部の位相反転という共鳴の特徴が認識でき、何らかの固有モードを励起したことがわかる。そこで、このデータに第 4 章で述べた式 (4.24) に示されるモ

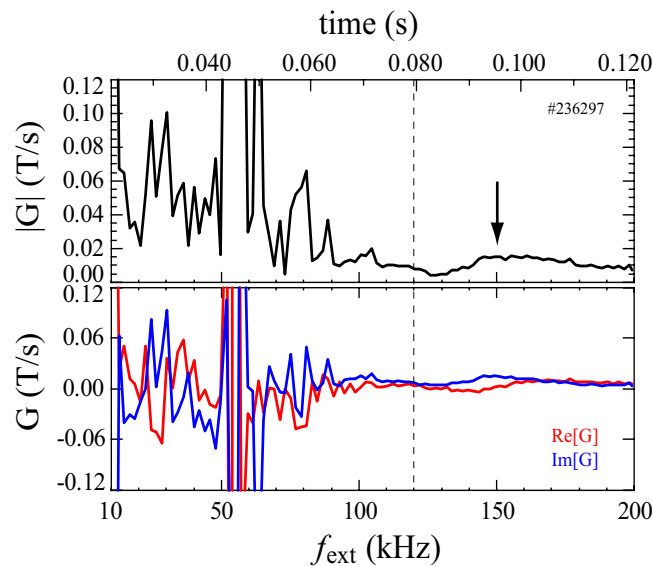


図 5.19 放電#236297 において得られた伝達関数。矢印指示部は有意な応答の兆候を示す。

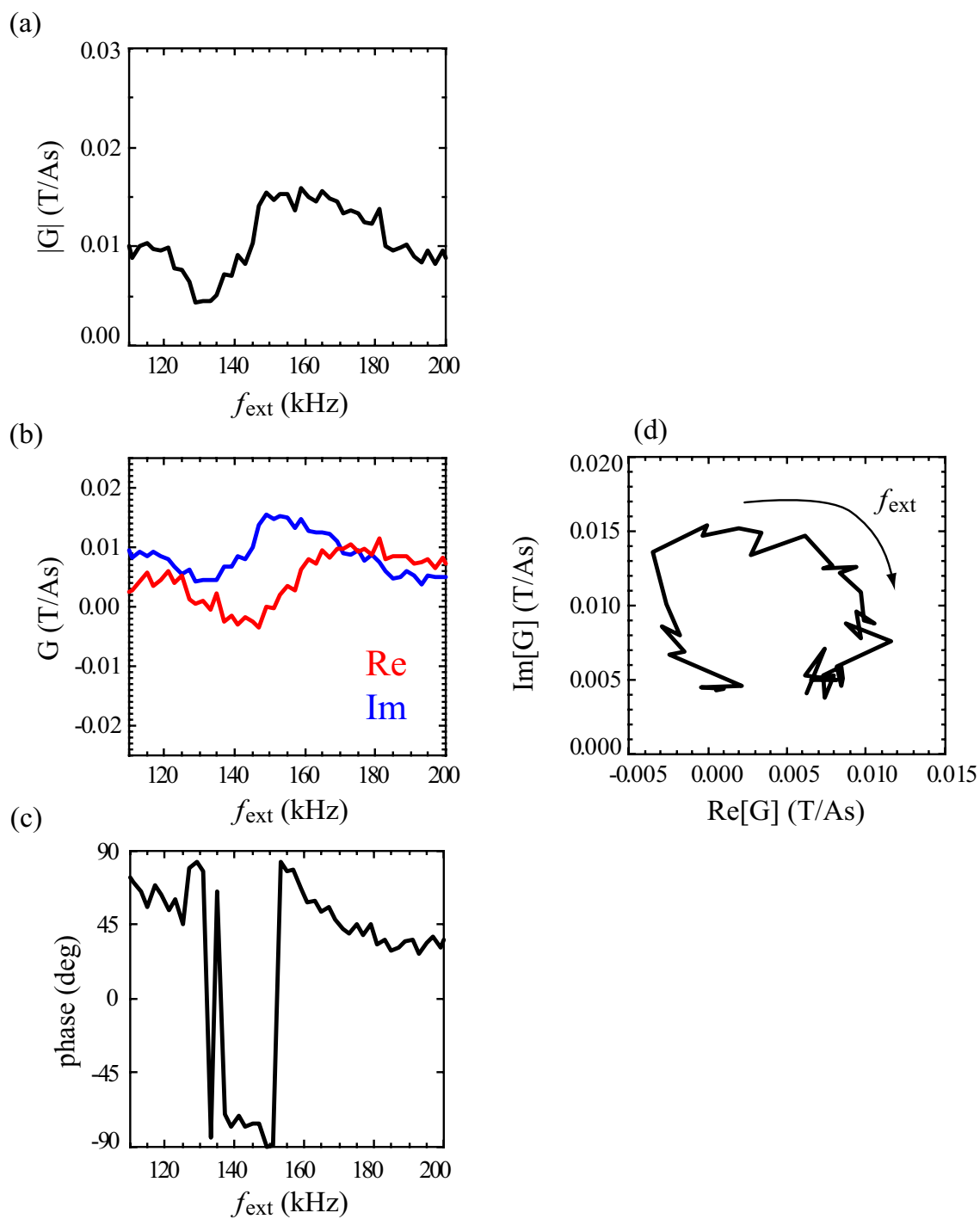


図 5.20 単一電極を用いた放電において得られたの伝達関数 ($f = 110\text{--}200\text{kHz}$ の周波数帯に注目) の(a)絶対値, (b)実部および虚部, (c)位相, (d) ナイキスト線図.

デル関数を用いたフィッティングを行うことで、固有周波数と減衰率が導出できると期待される。しかし、本実験のように比較的微小な信号を対象とした、しかも雑音源となる高速イオン駆動モードが強く励起されている場合、周波数領域が印加摂動周波数からある程度離れているとはいえ注意深い解析が必要となる。つまり、伝達関数の位相および振幅に外部から印加した摂動に対する応答ではない”雑音”のオフセットの混入が懸念される。通常、このような伝達関数への不要な寄与は、その発生源の応答がはっきりしている場合にのみ明確に排除できるが、一般的には不明であり仮定を用いざるを得ない。ただ、伝達関数の形が図 4.9 で示したように、実部と虚部のどちらか一方が共鳴周波数を中心に単純な偶関数的凸形状である場合には他方が必ず位相反転した奇関数的特徴をもつため、ピーク周辺での位相情報を足がかりにしたフィッティングは可能である。この場合、そのような理想的形状からはずれる成分をオフセットとして排除する前処理を行う必要がある。図 5.21 にこれらを考慮した実際のフィッティング処理の過程を示す。線形的な雑音成分が除かれ、波形が図 5.20 の実験値からわずかに変化していることがわかる。破線(赤)は、この前処理を施して雑音成分を除去したデータを式(4.26)において単一共鳴点のみが存在するとしたモデル伝達関数とフィッティングさせた結果である。フィッティングは非常に良好に実験データを再現できていることがわかる。また、この実数部と虚数部を用いて描いた複素ベクトル軌跡、すなわちナイキスト線図を図 5.20(e)に示した。このフィッティングにより、固有周波数および減衰率は $f_0 = 157\text{kHz}$ および $\gamma/(2\pi f_0) = 9\%$ と導出された。この固有モードがもし AE であるとする、ここで得られた減衰率はトカマクで測定された減衰率に比べて相当高いが、理論との比較などの詳しい検討は 5.6 節で行う。ここでは AE の同定に焦点を絞る。

5.4.4 実験結果と数値計算によるシア・アルヴェン・スペクトルとの比較

外部磁場摂動により励起された固有モードの周波数が実験的に得られたので、次に固有モードのトロイダルモード数 n を磁気プローブアレイから決定する。157kHz の磁場摂動が印加された時刻 $t = 0.097\text{s}$ における各磁気プローブ信号の位相変化を図 5.22 に示す。図 5.22(a)において四角のプロットがトロイダル各磁気プローブの相対的位相変化であり、ほぼ $n = -1$ であり、CCW 方向に伝播している。本放電の場合、高速イオン駆動モードの位相変化は NBI の入射方向と磁場配位できまり、NBI の入射と同方向のトロイダル方向に伝播する場合、 n を正と定義する。また、 m が負のとき、磁場揺動はイオン反磁性方向に伝播していることを意味している。なお、対象とした CHS プラズマではトロイダル方向の回転速度は 10km/s 程度以下と小さく磁場揺動周波数へのプラ

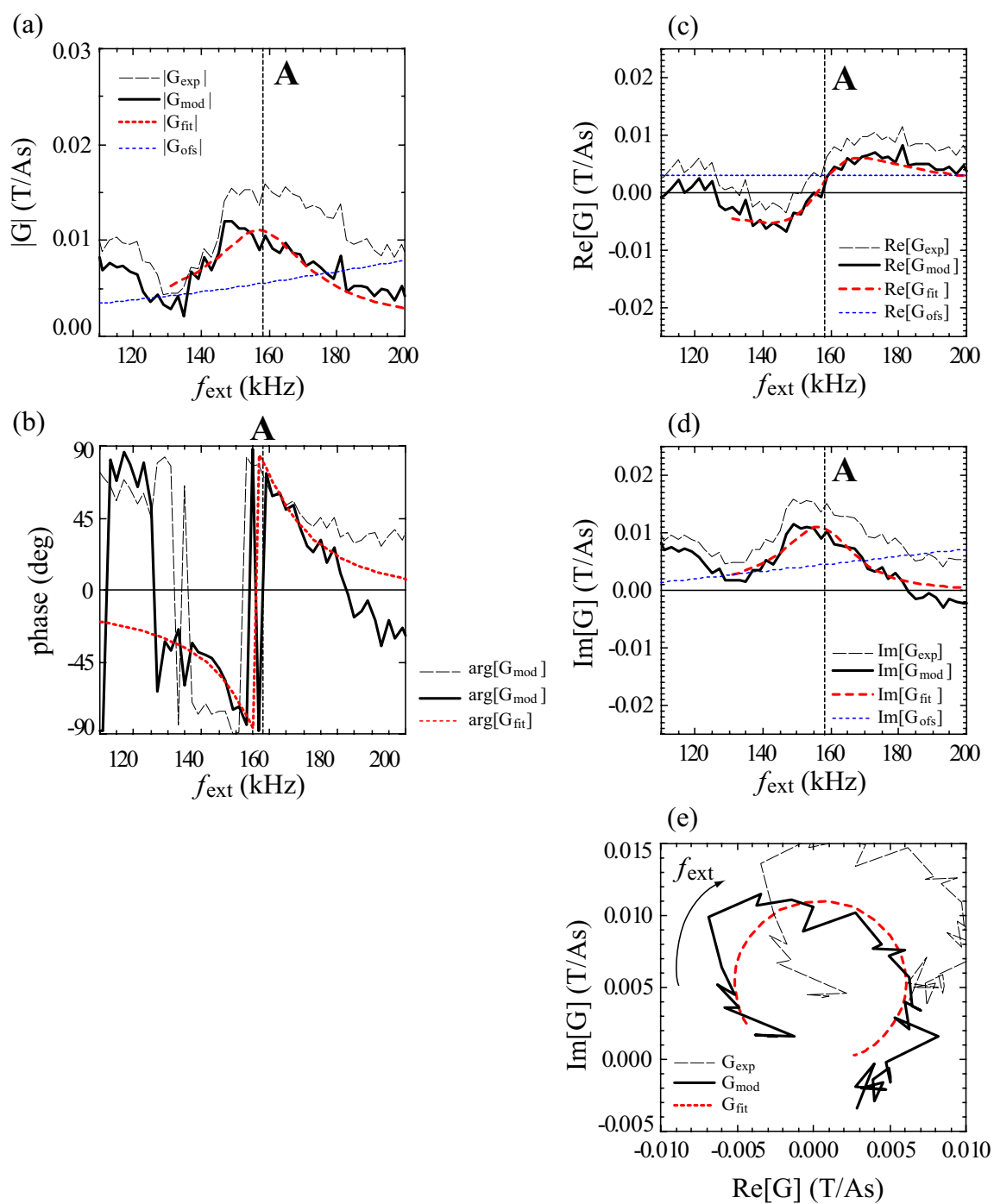


図 5.21 図 5.20 の実験値からのフィッティングによる AE の共鳴的応答成分の抽出. それぞれ, 伝達関数の (a) 絶対値, (b) 位相, (c) 実数部, (d) 虚数部, (e) ナイキスト線図. G_{exp} は処理前の実験値, G_{mod} はフィッティングによる雑音成分を除いた実験値, G_{fit} はフィットされたモデル伝達関数, G_{ofs} は雑音成分.

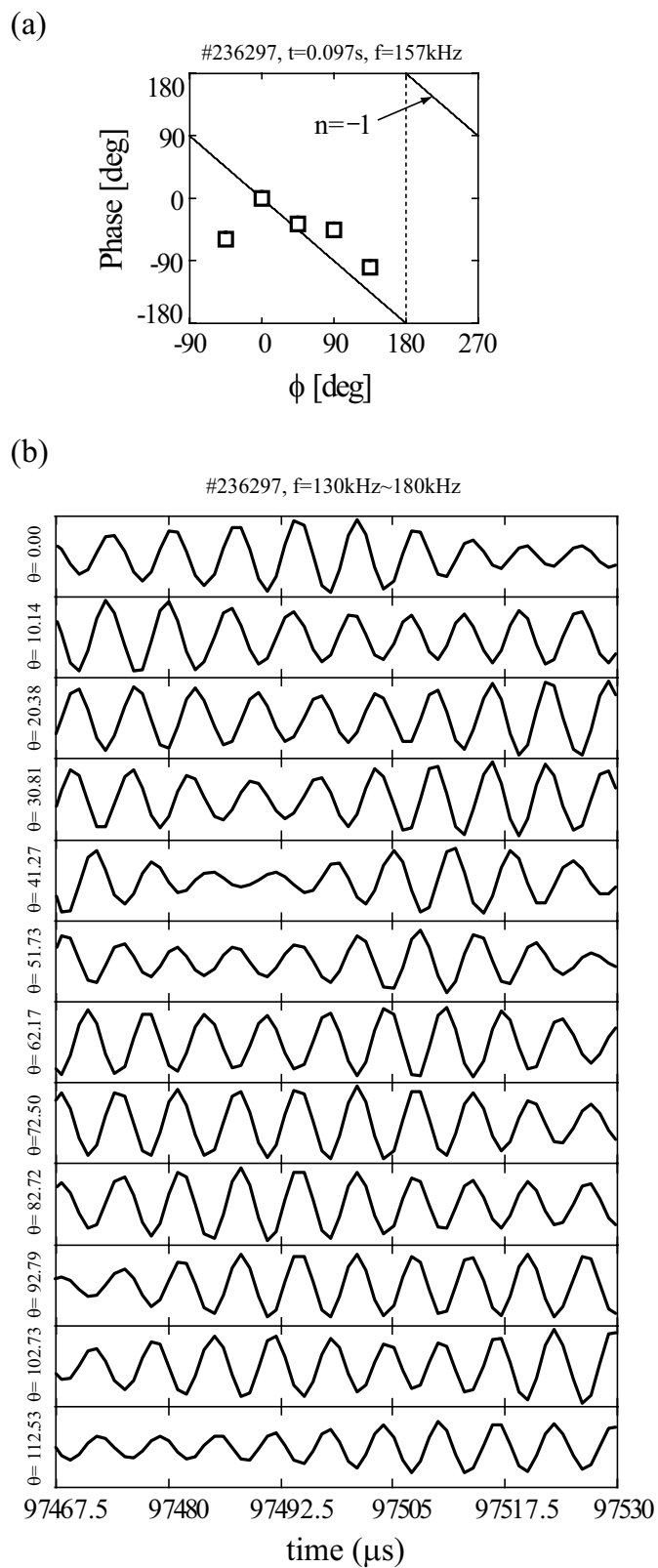


図 5.22 図 5.19 の共鳴的応答が得られた時刻における磁場揺動の(a)トロイダルモードの推定および、(b)ポロイダル磁気プローブ信号の 130kHz~180kHz までの成分による生波形。

ズマ回転によるドップラー効果は無視できる．一方，電極による摂動磁場印加により励起された揺動は基本的にトロイダル方向の両方向に伝播可能であり，図 5.22(a)のような位相関係からトロイダルモード数を一意的に決定できない可能性がある．ただ，実際のプラズマや印加摂動のトロイダル方向のわずかな対称性のズレからあるどちらかの方向に選択的に伝播する可能性がある．一方，ポロイダルモード数の決定を試みたが，図 5.22(b)に示したようにプローブ間の位相情報が判然としないため，特定のモードを同定するには至らなかった．この要因の一つとしては，純粋に一方向に伝搬する波動となっていないことが考えられる．

このようにして得られた励起された揺動のモード数をもとに計算した TAE ギャップ周波数と共鳴応答から得られた固有周波数との比較から， $n=1$ ， $m=1$ および 2 のフーリエモードのポロイダル結合で形成される $n=1$ TAE ギャップに対応する TAE の可能性が高い．ここでは，TAE ギャップ周波数 f_{TAE} はプラズマ中心の線平均密度で近似的に評価しており，その径方向の分布の影響は考慮されていない．そこで，実際のプラ

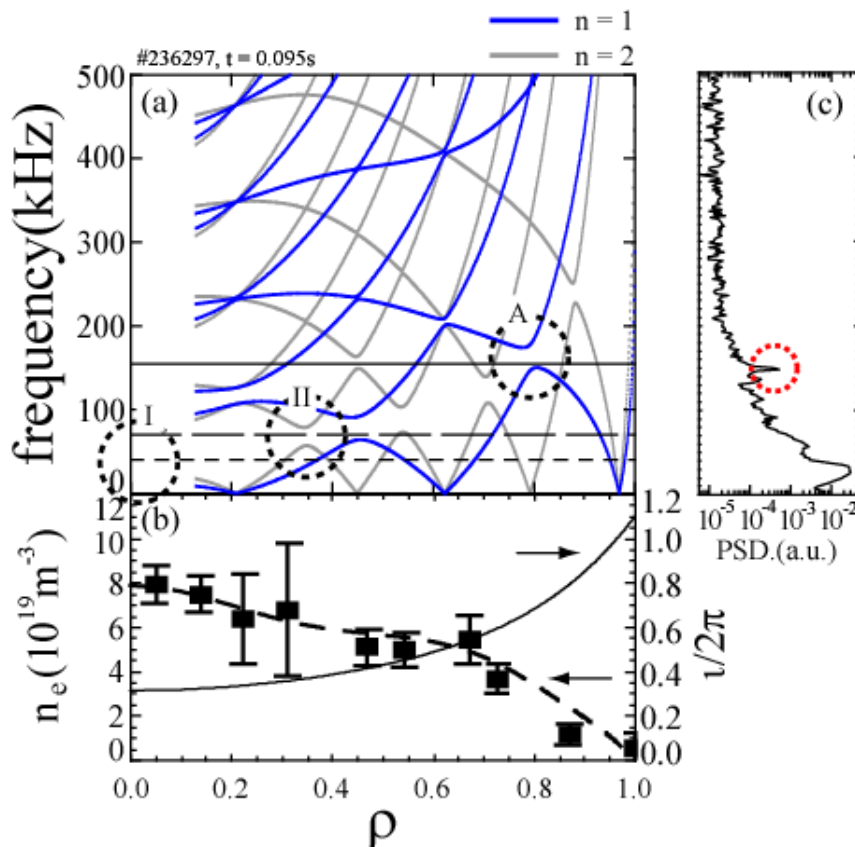


図 5.23 (a)共鳴的応答が得られた時刻前後における平衡を用いて計算した，トロイダル効果を含めたシア・アルヴェン・スペクトル，(b)計算に用いた密度および回転変換分布，(c)共鳴的応答（赤丸印で指示）が得られた時刻前後の磁気プローブ信号のパワースペクトル．実験において観測された各固有周波数を横線で表し，起因すると思われるギャップを A とラベルした破線で囲んだ．

ゾマ平衡計算で得た回転変換分布と電子密度分布を用いてシア・アルヴェン・スペクトルを計算し、実測された固有周波数とギャップ構造との比較を行う。本研究では VMEC の平衡データが使用できる STELLGAP コード[15]を用いて計算を行った。図 5.23 に共鳴的応答が得られた時刻前後における平衡を用いて計算したシア・アルヴェン・スペクトルを示す。ラベル I で示した周波数は 5.3 節で述べた最も低周波の高速イオン駆動の GAE のそれであり、破線の囲みはこの周波数がプラズマ中心で $m = 3/n = 1$ のシア・アルヴェン・スペクトルに近づいている部分を表す。ラベル II は同様に、高速イオン駆動の $n = 2$, $m = 5+6$ の TAE に対応し、観測周波数と TAE ギャップが合致していることがわかる。一方、本実験の磁場摂動印加で得られた共鳴的応答の固有周波数は $\rho \sim 0.8$ に位置する $n = 1$, $m = 1+2$ の TAE ギャップの周波数帯に対応していることが確認できる。これにより、本実験では外部摂動により、 $n = 1$, $m = 1+2$ の安定な TAE が励起されたとともに、その周波数応答からその固有周波数と減衰率が得られたことになる[16]。ただ、固有周波数に関する最終的な比較は、図 5.23 のスペクトルで対象とした TAE ギャップ内に実際に存在する固有値の計算値と観測値との間でなされなければならない。

5.5 同相 2 電極によるアルヴェン固有モードの周波数応答

5.5.1 同相 2 電極実験における外部摂動の印加とそれによる揺動信号の観測

次に、単一電極励起の場合と同様に、電極を 2 本用いて印加電圧を同相にした場合のアルヴェン固有モードの周波数応答について述べる。図 5.8(b)で示した同相 2 電極運転時の印加摂動の n モードスペクトルから、 $n = 0$ を除くと、 $n = 2$ の AE が励起されやすいものと推定される。図 5.24 に示すように、放電条件は単一電極の場合と同じであるが、周波数掃引の掃引時間はそのままに、掃引周波数を 10kHz ~ 300kHz と広範に設定した。 $n = 2$ の TAE のギャップ周波数は $n = 1$ の場合と比べて概ね高くなる傾向にあるのでこのような掃引関数とした。また、単一電極の場合と異なり、電極間の位相がそのまま励起モードのモード分布に影響するため、制御性の面から 2 つの電極の電源系は同じインピーダンス特性であることが望ましい。2 本の電極の回路系はまったく同じ部品で構成されているが、インピーダンスの確認を行い、図 5.24(b)に電極間の電流の位相を示した。この結果より、電極間の電流の位相はほとんど同相と見做してよいことがわかる。また、図 5.24(c)および(d)に示すように、単一電極の場合と同様に、磁気プローブ信号に摂動磁場印加によるグローバルなモードの励起を確認した。

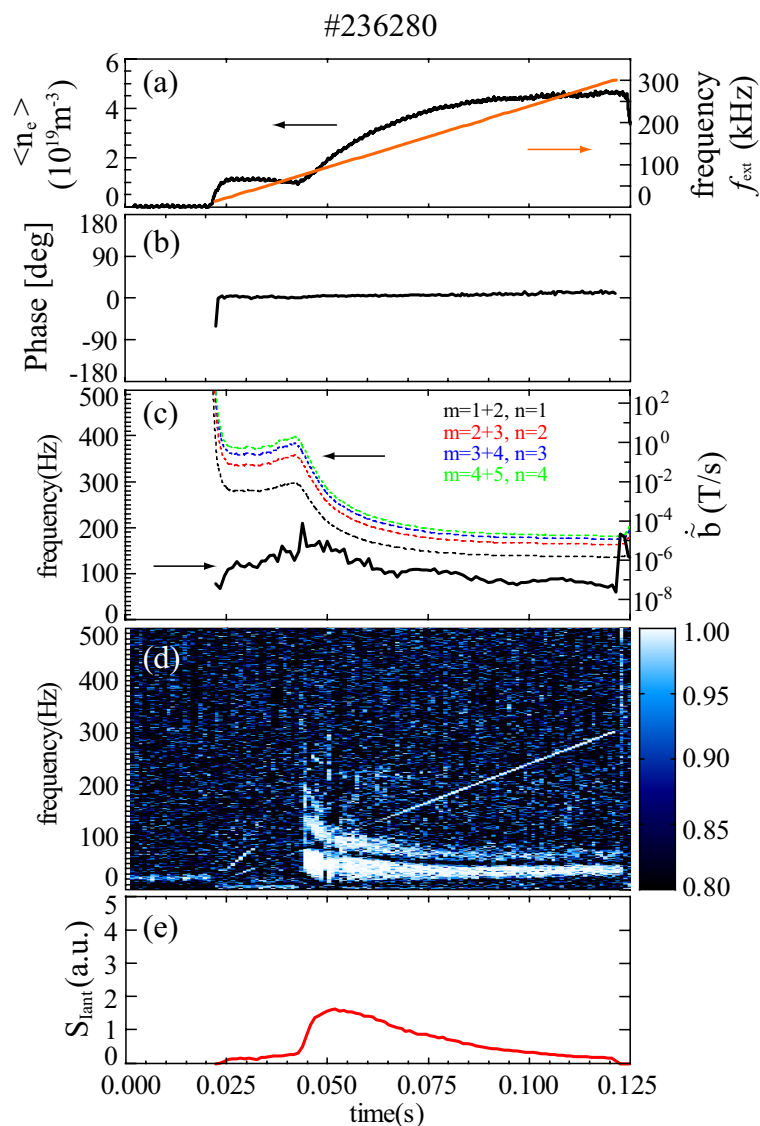


図 5.24 同相 2 電極による AE の減衰率測定実験での放電の例. (a)電子密度と外部振動の掃引周波数, (b)電極#1 と#2 の間の電極電流の位相, (c)磁気プローブ信号のフーリエスペクトルの時間発展と各 TAE ギャップ周波数 (点線), (d)異なる磁気プローブ間のコヒーレンスの時間発展, (e)電極電流のパワースペクトル.

5.5.2 同相 2 電極実験での伝達関数における共鳴的応答の評価

同相 2 電極運転の場合に得られた伝達関数は図 5.25 のように得られ, $t < 0.06\text{s}$ では単一電極運転時の場合と同様に高速イオンによる強い影響が見られた. 一方, $t > 0.07\text{s}$ において共鳴的応答と見られる 2 つのピークをもつ応答信号を得た. 磁気プローブ信号

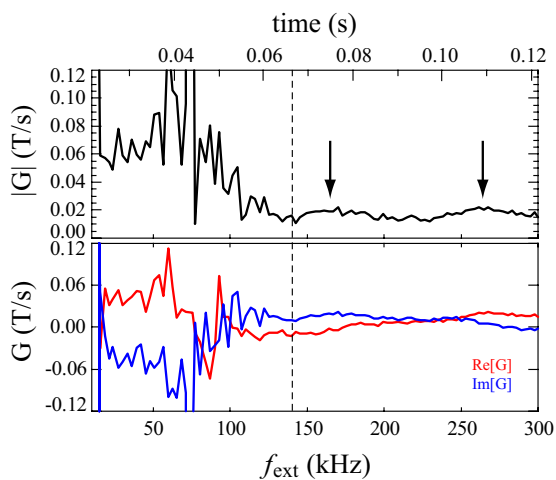


図 5.25 同相 2 電極運転時の伝達関数.

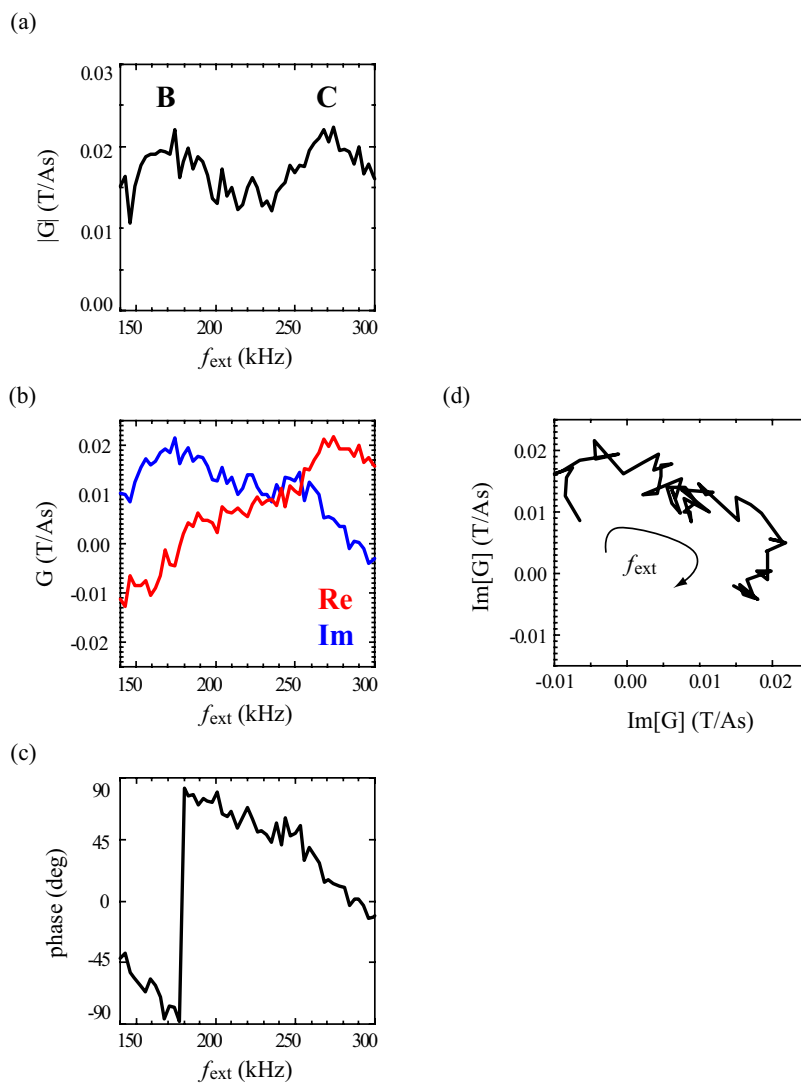


図 5.26 同相 2 電極運転時の放電において得られた伝達関数の(a)絶対値, (b)実部および虚部, (c)位相, (d) ナイキスト線図.

において観測された摂動磁場印加に対する応答を調べるにあたり，単一電極運転時における解析と同様に，高速イオンの影響を避けるために対象とする伝達関数の範囲を $f = 140\text{kHz}$ から 300kHz の範囲に限定した．このようにして得られた伝達関数を図 5.26 に示す．図ではラベル **B** および **C** で示した周波数においてピークが見られるが，この 2 つのモードはかなり接近しているために実数部及び虚数部の特徴的な位相変化が判別しづらくなっている．そこで，これら 2 つのモードの分離を試みる．まず，モード **B** の虚数部に現れているほぼ左右対称の単純凸のピークがあることに注目する．このような形状のピーク中心が絶対値のピーク中心と一致しているか，あるいはほぼ一致している場合，実数部か虚数部のいずれか一方はそれらピーク中心の周波数を境にして奇関数的な形状となっている．このことに注目すれば，元の伝達関数データに含まれるオフセット（雑音または注目している周波数範囲以外からのモードの影響）を見積もることができる．図 5.27 に，モード **B** においてこのようにしてオフセットを引いた後にモデル関数とのフィッティング操作を行い，モード **B** および **C** の成分を個別に抽出する手順を示している．その具体的手順は以下のとおりである．すなわち，

- ①単一電極のときのような比較的明瞭な共鳴的応答の伝達関数の特徴が現れているモード **B** にまず注目し，図 5.27(a)(b)に示すように雑音成分を差し引いた後に式(4.26)の単一モードのモデル関数でフィッティングする．
- ②モード **B** の伝達関数が決定されたので，これ以外の成分をモード **C** と見做して，モード **B** の場合と同様に雑音成分の見積りを行う．
- ③図 5.27(e)(f)に示すようなモード **C** の雑音成分を差し引いた成分に対してフィッティングを行い，固有モードの伝達関数を決定する．
- ④図 5.26(d)で示した連結された円弧のナイキスト線図が，図 5.27(d)および(h)のように個別の円弧に分離されることを確認する．

以上の処理を行った結果，モード分離が有効に行われたと考えられる．一般的に，複数のピークが表れた伝達関数についてのモード分離法は，個別のモード抽出と全体へのフィッティングを繰り返して最終的な同定に至るとような手法である．そこで，本研究においても 2 つの固有モードを除いた場合に残る雑音成分の合計を全体的なオフセットとして見積り，注目している固有モードのみが雑音無しで存在する伝達関数と見做したデータに対して，雑音成分無しの複数モードの伝達関数モデルによる全体的なフィッティングを行った．その結果を図 5.28 に示す．ここでは，図 5.27 で示した各モードの個別の雑音成分を平均し，全体的なオフセットとした．図より，**B**，**C** それぞれのモードの重ね合わせのフィッティングが良好に機能していることがわかる．これにより **B**，**C** の各モードは，固有周波数 $f_0 = 172\text{kHz}$ および 276kHz で，減衰率は共に $\gamma/\omega = 12\%$ の固有モードと同定された[16]．

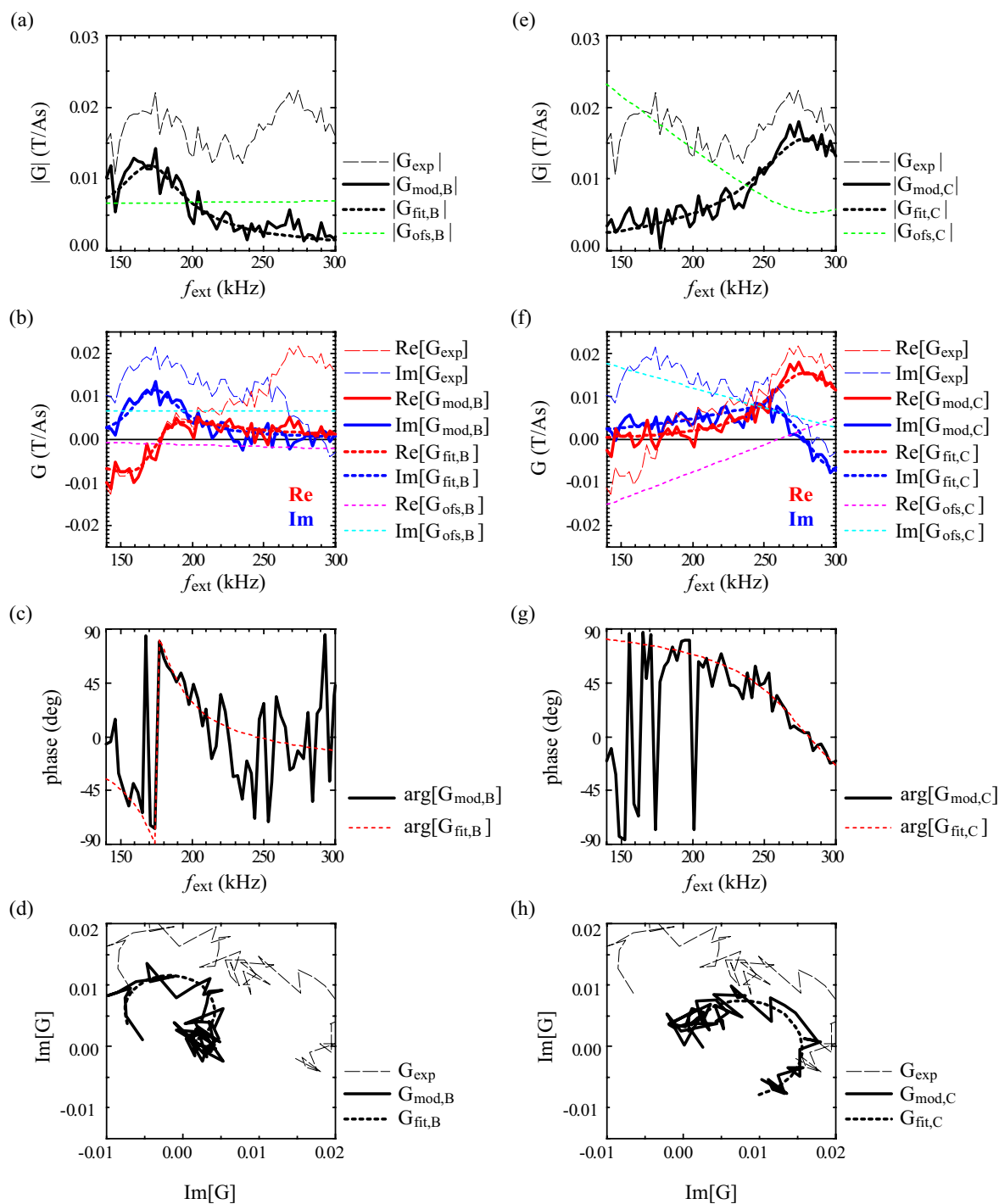


図 5.27 図 5.26 の伝達関数における複数モードの分離処理の様子. モード B について抽出された伝達関数の (a) 絶対値, (b) 実部および虚部, (c) 位相, (d) ナイキスト線図. モード C について抽出された伝達関数の (e) 絶対値, (f) 実部および虚部, (g) 位相, (h) ナイキスト線図. G_{mod} が抽出された実験値であり, G_{fit} はフィッティング結果, G_{ofs} は雑音成分, G_{exp} それぞれの破線 (細) は処理前の実験値.

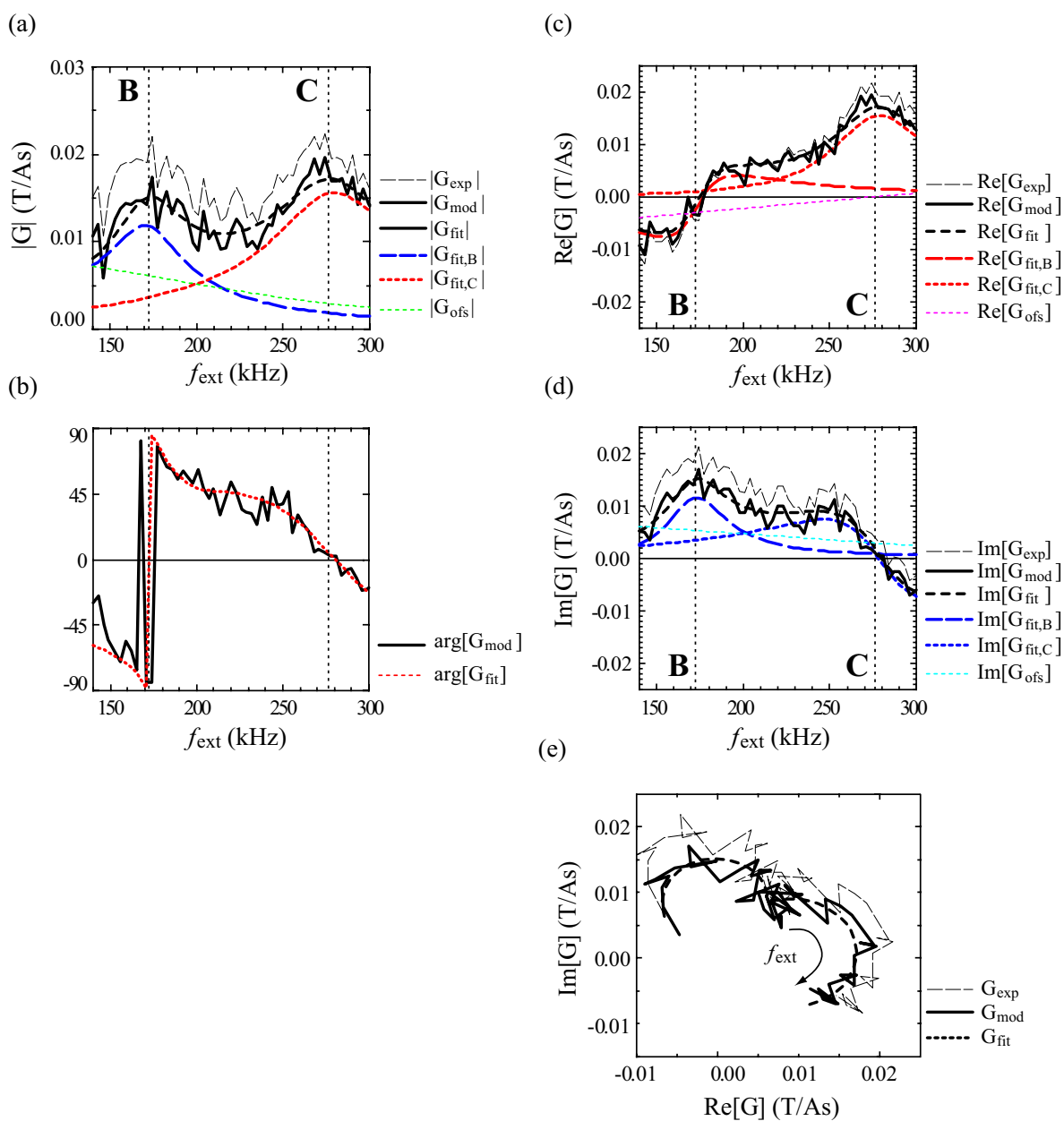


図 5.28 同相 2 電極を用いた放電において最終的に得られた 2 つの固有モードに対するモード同定の結果。それぞれ(a)絶対値, (b)位相, (c)実部, (d)虚部および(e)ナイキスト線図。 G_{exp} はフィッティング処理前の実験値, $G_{mod,B}$ および $G_{mod,C}$ は雑音成分 G_{ofs} を除いたモード B およびモード C の伝達関数であり, G_{mod} はこれらの和, G_{fit} はフィットしたモデル伝達関数。

5.5.3 実験結果と数値計算によるシア・アルヴェン・スペクトルとの比較

次にこれらの固有モードのトロイダルモード数を磁気プローブアレイ信号の位相特性から決定する。図 5.29 にそれぞれの固有モードの共鳴的応答が得られた時刻近傍における磁気プローブの位相変化の様子をまとめた。位相情報が不鮮明であるが、モード **B** モード **C** はともに $n=2$ と推定される。また、トロイダルモードについては、単一電極実験の場合と同様に、モード数の明確な同定はできなかった。

最後に、単一電極での場合と同様に、実験データに基づいてシア・アルヴェン・スペクトルと摂動印加で励起されたモードとの比較を行う。図 5.30 にモード **B** および **C** の共鳴的応答が得られた時刻におけるシア・アルヴェン・スペクトルを示す。伝達関数解析からえられた固有周波数は、 $n=2$ TAE の 2 つのギャップ内にほぼ位置している。ただ、固有周波数に関する最終的な比較は、図 5.30 のスペクトルで対象とした 2 つの TAE ギャップ内に実際に存在する固有値の計算値と観測値との間でなされなければならない。

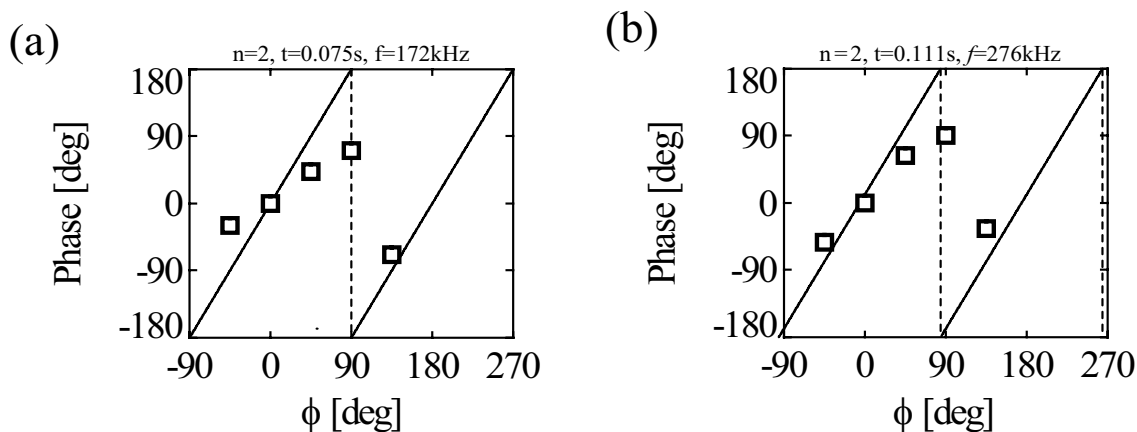


図 5.29 同相 2 電極を用いた放電において得られた 2 つの共鳴的応答時の磁気プローブ信号の位相特性。(a)はモード **B**, (b)はモード **C** に対応する。

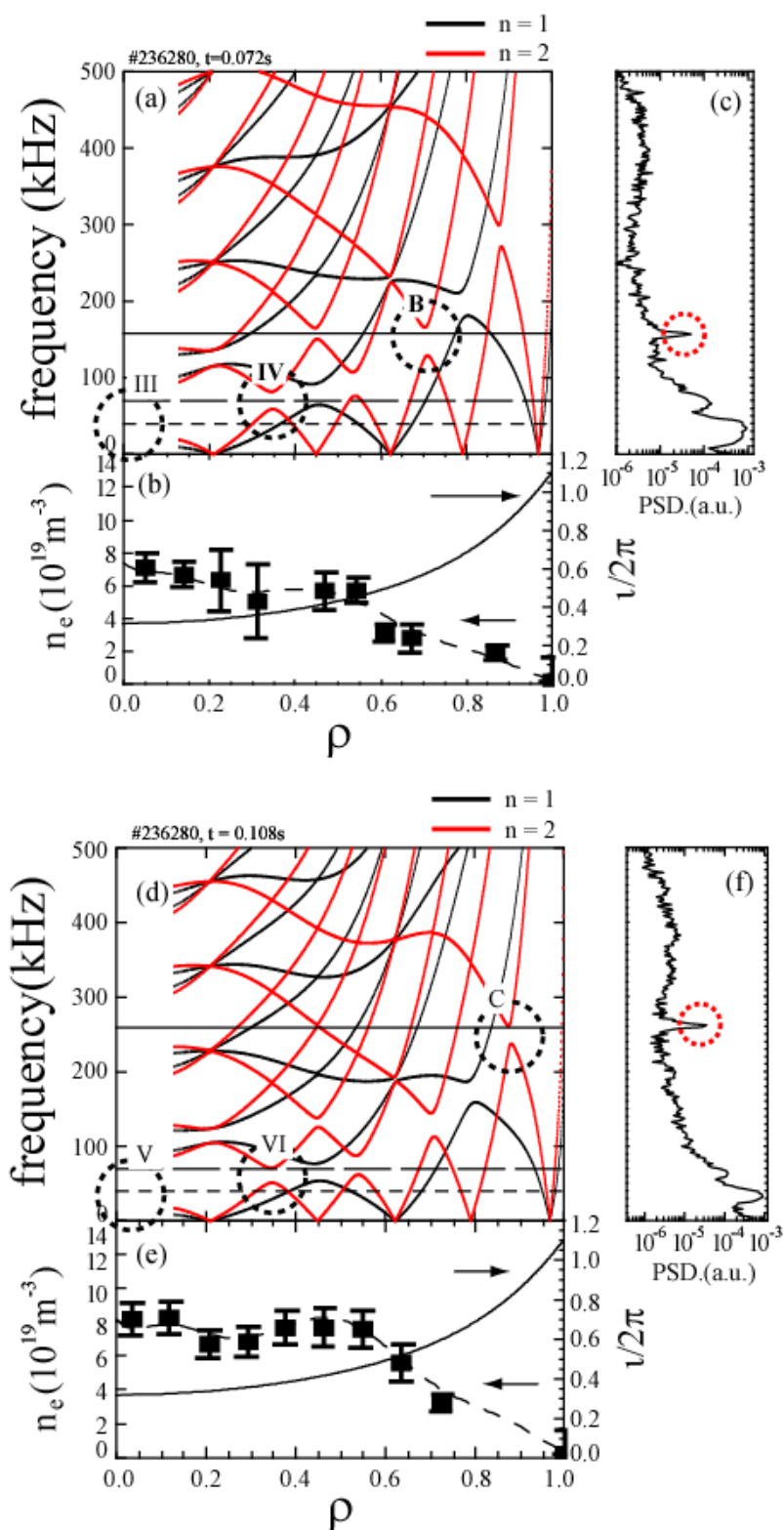


図 5.30 (a)モード B の共鳴的応答が得られた時刻前後における平衡を用いて計算したシア・アルヴェン・スペクトル, (b)計算に用いた密度分布と回転変換分布, (c)磁気プローブ信号のパワースペクトル. 同様に, モード C についての(d)シア・アルヴェン・スペクトルと(e)密度および回転変換分布分布, (f)磁気プローブ信号のパワースペクトルを示した. 磁気プローブ信号における外部摂動の応答は赤丸印で示し, それぞれのモードに対応する TAE ギャップはそれぞれのラベルがった破線で囲んである.

5.6 観測した共鳴的応答モードと予想される TAE の周波数の比較

前節までに示したように、単一電極および同相 2 電極運転による周波数応答実験により得られた共鳴的応答の周波数は概ね TAE ギャップ周波数と対応している。図 5.31 に本研究で観測された共鳴的応答の固有周波数 f_0 と、TAE ギャップ周波数 f_{TAE} の比較を示す。ここで、この実験シリーズでの電子密度分布はほぼパラボラ分布 $n_e(\rho) = n_{e0}(1 - \rho^2)$ を仮定できる。この仮定の下に TAE ギャップでの電子密度を推定し、それを用いて TAE ギャップ周波数 f_{TAE} を計算した。観測された共鳴的応答モードの固有周波数は 130kHz から 280kHz と幅広く分布するが、予想される TAE ギャップ周波数の値と満足な一致を示している。ここで、 $f_0 = f_{TAE}$ からのずれは仮定した分布からのずれ、あるいは固有周波数が有限幅の TAE ギャップ内のどこに位置するかがそれぞれのケースによって多少異なるためと考えられる。

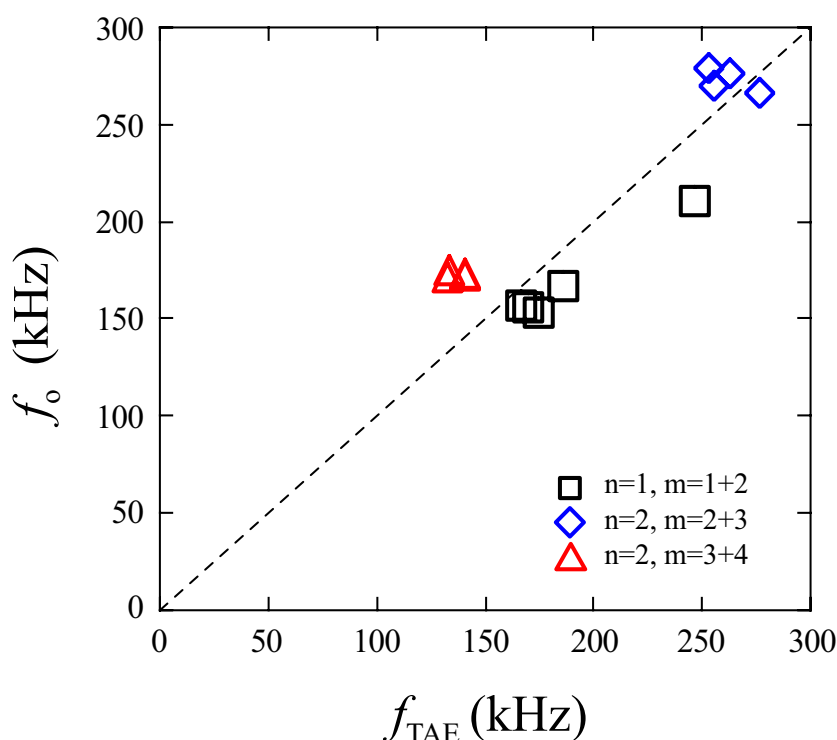


図 5.31 観測された固有周波数と予想される TAE ギャップ周波数の比較。破線は $f_0 = f_{TAE}$ を表す。

5.7 外部磁場摂動印加により励起された TAE の減衰機構の検討

表 5.1 に、本研究において得られた TAE の実測した周波数と減衰率とともに、観測した時刻における線平均電子密度、体積平均 b 値、プラズマ電流の各パラメータをまとめた。観測した周波数および減衰率は比較的広範な値をとっているが、放電#236309 の $B_t=1.4T$ の実験を除くと、他の結果はすべて $B_t=0.9T$ において行われた実験のものであり、プラズマパラメータはほとんど同じ領域であることを示している。次節以降において、再現性の良い $B_t=0.9T$ のケースについて、概ね同程度の高い減衰率が観測された理由について検討する。

5.7.1 測定された減衰率に寄与する減衰機構の推定

さて、本実験の主要磁場配位である $R_{ax}=0.921m$ 、 $B_t=0.9T$ において実測した減衰率は 9%~16%と、トカマクでの報告[5] に比べると相当高い傾向にあるが、ポロイダルダイバータ配位すなわち X ポイント配位でのトカマクで得られた 10%を超える減衰率の結果に近い値となっている[6, 17, 18]。これらの測定例では、プラズマ境界の磁場構造がリミターからダイバータ構造になるときに急激な減衰率の上昇があったと報告されている。これは、X ポイントの構成による形状効果によって磁気シアが最外殻磁気面に向かって急速に増大し、しかもトカマクにおいては安全係数が急速に大きな値にな

	shot number	f_o (kHz)	γ_o/ω_o (%)	$\langle n_e \rangle$ ($10^{19}m^{-3}$)	$\langle \beta \rangle$ (%)	I_p (kA)	TAE (n)
single	236289	153	9	4.34	0.25	2.7	1
	236292	156	11	4.39	0.25	2.5	1
	236297	157	9	4.26	0.26	3.2	1
	236309($B_t=1.4T$)	211	6	5.67	0.20	2.6	1?
double	236279	173	16	4.09	0.26	2.5	2
	236280	172	12	3.90	0.23	3.3	2
	236279	279	12	4.64	0.25	2.1	2
	236280	276	12	4.51	0.25	2.5	2

表 5.1 AE の減衰率測定実験における固有周波数および減衰率の典型的な観測例とプラズマパラメータの関係。

るため周辺に高 m のフーリエモードで構成される周辺部に局所化した径方向分布を持つ固有関数があるためとされている。すなわち、 \mathbf{k}_\perp の増大が KAW へのモード変換を増大させていると考えられている [19]。一方、CHS での本実験条件ではリミター配位であるが、プラズマ周辺部で大きな磁気シアを持つ配位となっている。しかも、負磁気シア配位となるため、注目した TAE ギャップのすぐ近くで連続スペクトル減衰を受けやすいことも大きな減衰率をもたらす要因となっていると考えられる。本節では、このような連続スペクトル減衰も含めた主要な減衰機構について、これまでに理論的に提案されている減衰率の解析結果を用いて実験結果との比較を行う。

プラズマ中心では、高密度であっても電子温度がそれほど低下せず、高速イオン圧力が高くしかも中心部に局在するため、2 章の式(2.53)で示したように高速イオンによって AE が不安定化される可能性がある。一方、プラズマ周辺領域においては高速イオン圧力が低く、さらにその勾配も小さいため、5.3 節でのべたように高速イオンによる不安定化効果はほぼ無視できると考えられる。実際、摂動磁場印加実験の線平均電子密度のプラズマで入射可能な最大の NBI 加熱電力よっても、摂動磁場印加で励起された TAE は高速イオンによって励起されたことがない。したがってこの領域の TAE ギャップにおいて摂動磁場印加で励起された TAE は安定なモードであるといえる。すなわち、これまでに述べた摂動印加に対する伝達関数測定実験の結果から得られる減衰率は、励起された安定な AE の減衰率と考えられる。

AE の減衰率に寄与する物理機構は、第 2 章で述べたように、主に①運動論的效果である電子/イオンランダウ減衰、電子衝突減衰および放射減衰と、②磁場構造に支配される連続スペクトル減衰がある。ただし、放射減衰は連続減衰と同様に、磁場構造にも強く影響される。この 2 つに大別された減衰機構の切り分けが重要であるが、本研究ではプラズマパラメータはあまり顕著に変化せず、磁場配位は固定している。一方で、トロイダルモード数は選択的に切り替えて実験を行っており、フーリエモードの異なる数種の TAE が観測されているため、同定されたギャップモードの空間的位置や、その場所におけるプラズマパラメータを考慮して調べることによって、各減衰機構の寄与についてある程度解明できると考えられる。まず、第 2 章で述べた各減衰機構の理論モデルを用いて、減衰率の径方向分布を図 5.32 に示した。ここでは、各種減衰率の見積りにはこれらの理論により導出されている解析的な式を用いる。

電子ランダウ減衰

$v_A \sim v_e$ となる時 TAE の波動エネルギーは電子の運動エネルギーへ転換される。TAE の側帯波による効果は右辺第 2 項に含められている [20]

$$\frac{\gamma_e}{\omega_0} = q(\rho) \frac{\beta_{ke}(\rho)}{2} (g_m(x_e) + g_m(x_e/3)) \quad (5.15)$$

$$g_m(x) = (\sqrt{2}/2)x(1 + 2x^2 + 2x^2)e^{-x^2}, x_e = v_{kA}(\rho)/v_{ke}(\rho)$$

ここで, q , β_{ke} , v_{ke} および v_{kA} はそれぞれ, 安全係数すなわち回転変換の逆数, 電子温度 T_{ke} 及び電子密度 n_{ke} から計算した電子のトロイダルベータ値, 電子の熱速度およびアルヴェン速度を表す.

②イオンランダウ減衰

背景のバルクイオン及び高速イオンによるランダウ減衰は $v_A \sim v_i$ あるいは $v_A \sim v_{fi}$ が満足されやすく電子のランダウ減衰より大きい.

$$\frac{\gamma_i}{\omega_0} = q(\rho) \frac{\beta_{ki}(\rho)}{2} (g_m(x_i) + g_m(x_i/3)) \quad (5.16)$$

$$g_m(x) = (\sqrt{2}/2)x(1 + 2x^2 + 2x^2)e^{-x^2}, x_i = v_{kA}(\rho)/v_{ki}(\rho)$$

ここで, β_{ki} , および v_{ki} はそれぞれ, イオン温度 T_{ki} 及びイオン密度 n_{ki} から計算した電子のトロイダルベータ値, 電子の熱速度およびアルヴェン速度を表す. イオンランダウ減衰は電子ランダウ減衰よりも数桁低く, 本研究においてはほとんど無視できるために図示していない.

電子衝突減衰

TAE を媒介する粒子のなかで, 磁場と平行方向の速度成分をもつ捕捉電子の他の電子またはイオンとの衝突により生じ, 電子電子衝突あるいは電子-イオン衝突の衝突周波数と TAE ギャップ周波数 $\omega_0 = f_{TAE}/2\pi$ が同程度のときに効果的に減衰が起こる[21].

$$\frac{\gamma_{ce}}{\omega_0} = 2.1\beta_{ke} \sqrt{\frac{v_{ke}}{\omega_0}} \left[\ln 8 \sqrt{\frac{2\omega_0 r}{R_{ax} v_{ke}}} \right] \quad (5.17)$$

$$v_{ke} = \frac{n_{ke} e^4 \ln \Lambda}{3\sqrt{2\pi^3} \epsilon_0^2 m_p m_e} \left(\frac{T_{ke}}{m_p} \right)^{-3/2}$$

v_{ke} は電子-イオン衝突または電子電子衝突による衝突周波数, r は小半径方向の長さ, m_p は電子-イオン衝突であれば陽子の質量, 電子-電子衝突であれば電子の質量である.

放射減衰

TAE ギャップ内においても，有限ラーマー半径などの運動論的效果を考慮することにより生じ，特にイオン温度が高いほど効果的に減衰が起こる[22].

$$\frac{\gamma_k}{\omega_0} = 3 \left[\frac{m(m+1)}{2m+1} \frac{s}{\sqrt{2}} \frac{\rho_s}{r} \right]^{2/3} \quad (5.18)$$

$$\rho_s = 1.75 \rho_i^2$$

s は q による磁気シアであり， ρ_s はイオンラーマー半径 ρ_i に比例する有効ラーマー半径である.

連続スペクトル減衰

TAE の固有関数のいずれかのフーリエ成分が連続スペクトルにアルヴェン共鳴を持つ場合に生じ，そのフーリエ成分が支配的な振幅をもっており，かつ共鳴点に近接している場合に効果的に減衰が起こる[23].

$$\frac{\gamma_c}{\omega_0} = \frac{\hat{\epsilon}}{2} \left[\frac{1}{g_0^{(0)}} + \frac{1}{g_0^{as}} \right]^{-1} \quad (5.19)$$

$$g_0^{as} = \frac{G(s)}{(m|\hat{\epsilon}|)^{3/2}} [\exp(-m\hat{\epsilon}H_+(s)) + \exp(-m\hat{\epsilon}H_-(s))]$$

$$\hat{\epsilon} = \bar{\epsilon} \left\{ \frac{\partial \ln(q/v_{kA})}{\partial \ln q^2} \right\}^{-1}$$

ここで $\bar{\epsilon}$ は逆アスペクト比， $g_0^{(0)}$ ， G ， H_+ ， H_- は参考文献[23]の表 I で与えられる磁気シアに依存する値である．なお，実際の計算では， q 及び大域的磁気シア s については VMEC コードによる MHD 計算の結果， n_e 及び T_e についてはトムソン散乱のデータを用いた．イオン温度については実測データがないので T_e と同一とした．本実験条件ではプラズマ周辺部は衝突的(collisional)であり，この過程は妥当と思われる．

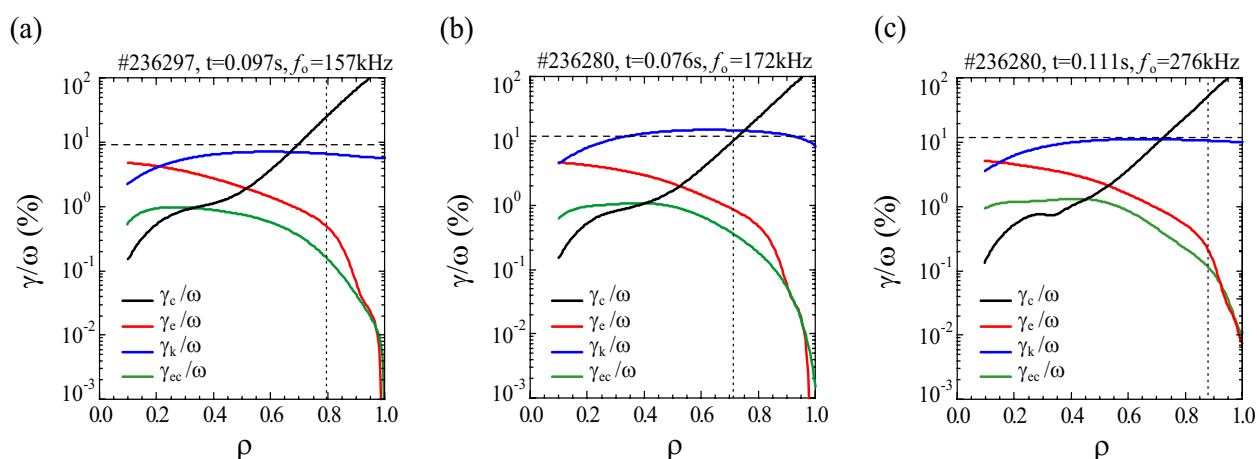


図 5.32 TAE の減衰率測定が行われた各時刻における各種減衰率の径方向依存性. それぞれ, (a)#236297, $t=0.097s$, (b)#236280, $t=0.076s$, (c)#236280, $t=0.111s$ に対応する. 黒線は連続スペクトル減衰, 赤線は電子ランダウ減衰, 青線は放射減衰, 緑線は電子衝突減衰による減衰率.

図 5.32 に示すように, 電子, イオン及び高速イオンによるランダウ減衰による寄与は, 放射減衰と連続減衰にくらべて, プラズマ周辺部にギャップを持つ TAE に対しては低温のため無視できるほど小さい. また, バルクイオンのイオンランダウ減衰も低温のため無視できるが, 高速イオンによるイオンランダウ減衰は無視できない. しかし, 摂動磁場励起の TAE ギャップ付近では高速イオンはほとんど存在せず, これも無視できる. このため, 放電#236280 および#236297 のような減衰率測定実験において得られた減衰率は, 連続減衰あるいは放射減衰の 2 つの減衰機構が支配的に寄与していると考えられる. ただし, 図 5.32(b) に示した, $n=2, m=3+4$ の TAE の減衰率は実測と理論値が比較的近い結果となっているが, 他の実測による減衰率は理論値の数分の一と低くなっている. この不一致の理由の一つに, 連続減衰の理論値に高 n の近似の理論式を用いたことが主な要因のひとつと考えられる.

また, 本節においては詳しく検討しなかったが, 磁場強度 B_t を増加させた場合に比較的低い減衰率になるという放射減衰の強い寄与を示唆する結果が単一電極実験において得られている. ただし, $B_t=0.9T$ の同一磁場強度においても 9~11% と幅があり, 高磁場における減衰率も 6% と高い水準を維持していることから, 連続スペクトル減衰に加算された放射減衰の寄与を測定した可能性がある. いずれにしろ, 観測された減衰率は連続スペクトルと強く関連する減衰機構によるものである.

5.7.2 外部励起 TAE の固有関数からの減衰機構の推定

連続スペクトル減衰の可能性を検討するため、実験で得られた電子密度、VMEC により計算した回転変換分布等を用い 3 次元プラズマのシアアルヴェン固有モードの数値計算コード AE3D[24]により TAE の固有関数の計算を行った。図 5.33 に、摂動磁場印加で励起された TAE の固有関数を示す。これら 3 例すべての安定な TAE の固有関数の形状にアルヴェン共鳴によるスパイク状の変化が見られる。図 5.33(a)の $n=1$ のモードについては他の $n=2$ の結果にくらべてグローバルな分布であるにも関わらず、連続スペクトルの形状に起因して $m=2$ の成分に共鳴点が存在しない。強い減衰を得るには、2.5.3 節において示したように、関連する固有関数、特に大きな振幅を持つフーリエ成分において連続スペクトルと共鳴する必要がある。すなわち、その共鳴点は空間

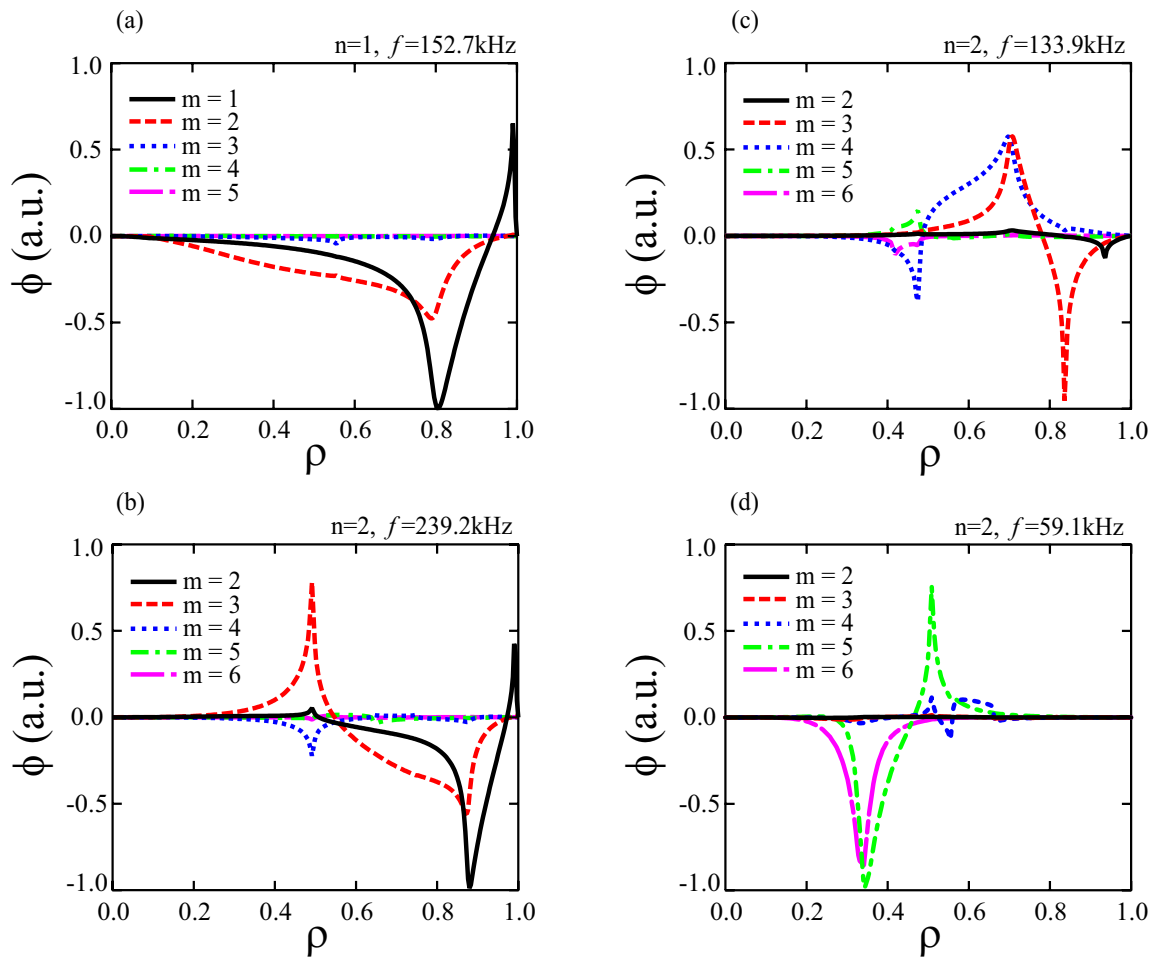


図 5.33 共鳴的応答の固有周波数およびモード数に対応する TAE の固有関数 (ϕ_0) の径方向分布。それぞれ、放電および時刻(a)#236297, $t=0.097s$ (モード A), (b)#236280, $t=0.076s$ (モード B), (c)#236280, $t=0.111s$ (モード C) における観測に対応する。また、(d)#236297, $t=0.097s$ における、高速イオン励起の TAE の固有関数も示した。

的にギャップに近ければ近いほど効果的である[25, 26]. 低 n , m の方がおおむね減衰の効果は高いが, 本実験で得られた $n=1$ および $n=2$ の TAE についての減衰率の差異は実験誤差を優位に上回るほどではなく, ほぼ同程度といえる. なお, 比較のために図 5.32 (d) には観測された高速イオン励起の TAE の固有関数を示す. $\rho \sim 0.5$ に連続スペクトルとの強い相互作用を示すが, 高速イオンの駆動効果がこの連続スペクトル減衰を含めた全減衰率を上回り不安定化されたといえる.

5.7 結言

本章では CHS 装置において行った摂動磁場印加による安定な AE 励起とその減衰率測定の実験結果について詳しく述べた. 実験に用いた外部摂動印加のための機器, 特に電極の電気的特性を述べ, それらの特性に基づいたプラズマに励起しうるモードパターンについて検討した. また, 良好な周波数応答が得られるための実験条件を模索し, 高周波帯において高速イオン駆動 MHD モードの揺動レベルが低くなるような高密度プラズマの生成を行い, 摂動印加実験を行った. このような高密度プラズマでも存続する高速イオン駆動モードの同定を行うことによって, これらの AE を実験データから計算したシア・アルヴェン・スペクトルの妥当性の検証に利用した. プラズマ周辺部に挿入した電極を利用した摂動磁場印加実験では, 2つの運転パターンについてプラズマ応答の測定を行った, 共鳴的応答の観測とその伝達関数のフィッティングにより, 雑音発生下における固有モードの良好な同定法を確立し, その詳細について述べた. これにより, 例え高速イオン不安定性が存在する場合でも, その寄与を伝達関数から排除でき, 比較的精度の良い減衰率の推定を実現した. 単一電極運転の場合は単一の固有モードが観測され 10%前後の減衰率, 同相 2 電極の場合は 2 つの固有モードが観測され, 10%–15%程度の減衰率が得られた. 既存の解析的理論式による減衰率の径方向分布を見積り, プラズマ中心においては運動論的減衰機構である電子及びイオンランダウ減衰が支配的であり, 摂動磁場印加実験において得られた周辺における高い減衰率は磁場構造に起因する連続スペクトル減衰によるものであることを述べた. 放射減衰はプラズマ中ほぼ一定で 5–10%の大きな減衰率となっているが, 摂動磁場印加で励起された安定な TAE のギャップ領域では連続スペクトル減衰の減衰率の理論値の数分の 1 と見積もられた. これらプラズマ周辺に存在するギャップモードは固有関数の形状からも, 連続スペクトル減衰が重要な働きをするということ推定される. なお, CHS での高速イオン駆動 MHD モードのこれまでのデータベースから, 摂動磁場印加によって励起された安定な TAE は, 対象としたプラズマの電子密度とギャップが周辺部に存在するため, 高速イオンによる不安定化効果は無視できるほど小さいと考えられる.

参考文献

- [1] G. Matsunaga *et al.*, Phys. Rev. Lett 94, 225005 (2005)
- [2] G. Matsunaga *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **72**, 402 (2001)
- [3] S. A. Cohen, J. Nucl. Mater. **76-77**, 68 (1978)
- [4] A. Fasoli *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 645(1995)
- [5] A. Fasoli *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **39**, B287 (1997)
- [6] D. Testa *et al.*, Nucl. Fusion **43**, 724(2003)
- [7] A. Fasoli *et al.*, presented at 10th IAEA Technical Meeting on Energetic Particles in Magnetic Confinement Systems, Kloster Seeon, Germany, 2007
- [8] K. Toi *et al.*, Nucl. Fusion **44**, 217(2004)
- [9] John Wesson, Tokamaks, Oxford science publications(2004)
- [10] U. Stroth *et al.*, Nucl. Fusion **36**, 1063(1996)
- [11] T. Ito *et al.*, "Possibility of excitation of Alfvén eigenmodes by energetic ions near the plasma edge in the Compact Helical System", to be published in J. Plasma Fus. Res. SERIES **8**
- [12] S. Morita *et al.*, Fus. Eng. Design **34-35**, 211(1997)
- [13] J. A. Snipes *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **46**, 611 (2004)
- [14] A. Fasoli *et al.*, Nucl. Fusion **35**, 1485 (1995)
- [15] D. A. Spong *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 3217(2003)
- [16] T. Ito *et al.*, "Excitation of stable Alfvén eigenmodes by application of alternating magnetic field perturbations in the Compact Helical System", submitted to Phys. Plasmas
- [17] A. Fasoli *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 1816 (2000)
- [18] A. Jaun *et al.*, Phys. Plasmas **5**, 2952 (1998)
- [19] G. Y. Fu *et al.*, Phys. Plasmas **12**, 082505(2005)
- [20] E. J. Strait *et al.*, nucl fusion **33**, 1849(1993)
- [21] N. N. Gorelenkov and S. E. Sharapov, Phys. Scr. **45**, 163 (1991)
- [22] R. R. Mett and S. M. Mahajan, Phys. Plasmas **B4**, 2885 (1992)
- [23] M. N. Rosenbluth *et al.*, Phys. Fluid **B4**, 2189 (1992)
- [24] D. Spong and Y. Todo, presented at the 49th Annual Meeting of the Division of Plasma Physics, Orlando, Florida, 2007
- [25] G. Y. Fu and J. W. Van Dam, Phys. Plasmas **B1**, 1949 (1989)
- [26] H. L. Berk *et al.*, Phys. Plasmas **B4**, 1806 (1992)

第6章 総括

6.1 本研究のまとめ

本研究ではトロイダルプラズマに存在する低減衰率の AE, 特に TAE の安定性を明らかにする目的で多様なプラズマパラメータにおける AE の周波数応答計測の運用を目指し, これまでの ECH と異なり, NBI 加熱下のヘリカルプラズマでの減衰率の測定を実現した. ヘリカルプラズマでの減衰率の測定が広いパラメータ領域へ拡張できたことは, 減衰率評価の信頼性高い理論モデル確立のために意義が大きい. CHS のような磁場配位での高周波摂動磁場による TAE 励起が困難な理由は, 回転変換がプラズマ周辺部に向かって急速に増大するため, TAE ギャップ周波数はプラズマ周辺に向かって急速に増加し, 印加した磁場摂動がプラズマ周辺部で減衰しやいためである. このような計測のアクセス困難な状況下において, 今回の実験でプラズマ周辺にギャップを有する TAE の励起に成功し, その減衰率の測定が得られたことはヘリカルプラズマでの安定な TAE の励起による安定性評価の可能性を示したと言える. また, 応答の得られた AE の安定性について評価を試み, 各種減衰機構の寄与を明らかにした. AE の安定性とそれに関わる減衰機構の理解は, 実際の核融合炉において反応効率の低下や機器の損傷の原因となりうる AE の無害化のために重要である.

第1章において, 現在のエネルギー需要と核融合発電の必要性を述べた. 磁場閉じ込め型核融合発電炉を目指す上で問題となるであろう, アルファ粒子などの高速イオンと相互作用する AE とその不安定化について, これまでに行われた研究から, トカマクおよびステラレータ装置における実験事実を中心として述べた. トロイダルプラズマにおいて必然的に生ずる AE として低減衰率と予想される TAE があり, この特性について, プラズマの幾何学的形状と閉じ込め磁場配位の重要性を述べた. TAE の危険性または制御性について, 高速イオンとの相互作用を観察する従来の研究に加え, JET および Alcator C-mod などのトカマクにおいては, 外部摂動による能動的計測によって効果的な減衰機構の解明が行われつつあることを述べた. そして, 本研究のようなヘリカル系における同様の実験を行うことで, AE の減衰機構の統一的理解へ寄与できるという意義を示した.

第2章においては, アルヴェン固有モードの波動としての特性と, 固有モードが生

じる要因となる物理について理論的側面から述べた。特に、TAE はアルヴェン共鳴を生ずる連続スペクトルに、プラズマのトロイダル周期性が加わることで空隙が形成され低減衰率となる。また、磁場の不均一性だけではなくプラズマの不均一性から生ずる GAE についても述べ、実際の磁場閉じ込めプラズマには多種の AE が存在することを述べた。一方、連続スペクトルのギャップ内の固有モードであっても、ランダウ減衰などの運動論的減衰機構が存在することで、低減衰率のモードであっても直ちに不安定化されるわけではないことを述べた。さらに、強い磁気シアや TAE の固有関数のいずれかのポロイダル成分に共鳴点が存在するなどの磁場構造に起因する、有効な減衰機構である放射減衰や連続減衰についても述べた。

第3章では本研究で用いた実験機器について述べた。多様な磁場配位を選択できるヘリオトロン/トルサトロン型装置である CHS の各種磁場パラメータを示し、磁気丘領域が比較的広いものの粒子閉じ込めが良い内寄せ配位が AE の減衰率の測定に適していることを述べた。揺動を検出するための磁気プローブ、周辺密度計測のための静電プローブ、揺動の空間分布計測のための軟 X 線検出器アレイの各計測器について、観測対象としている物理量と実際に得られる信号の関係を述べた。

第4章では実験において得られたデータの解析法を述べた。まず、揺動解析の基礎となるフーリエ変換とスペクトル解析について、本研究における各種スペクトルの定義を示した。また、AE の減衰率の直接計測の原理となっている、一般粘性減衰系における外部摂動の応答について述べた。1入力・1出力と仮定した場合に、この応答は外部摂動の強度および固有モードと摂動源の空間的距離によらない、複数共鳴点をもつ伝達関数として表されることを示した。一方、このような原理に基づいた実際のモード同定の手法として、得られた共鳴的応答信号を個別に抜き出すモード分離と、定量的な評価を行うための汎用非線形曲線適合である滑降シンプレックス法との組み合わせが有効であることを示した。

第5章では、CHS における AE の観測例と実際の減衰率測定の様子とその結果を述べた。本研究では TAE の減衰率の直接的測定のための外部摂動に、シングルプローブ的な特性を持つ電極によりプラズマ中に駆動される電流が生成する高周波磁場を用いた。この電極励起法は、TAE がほぼ磁力線に沿って伝わるシア・アルヴェン波であることに注目し、複雑なヘリカル状のアンテナの代わりに磁力線方向の高周波電流を電極によって駆動することでほぼ理想的な B_{\perp} を生成できる。電極の電気的特性として、実験の際に電極が駆動した電流・電圧特性から、電源系には AE の周波数帯に不要な共振点がないことを確認した。また、電極による外部摂動強度は概ね $r \sim 0.8$ 前後で最大となり、摂動の空間的フーリエモードがその位置の回転変換に依存することを示した。励起モードの空間構造は、一方で、運転する電極数の選択により特定のトロイダルまたはポロイダルモード数に制御可能であることを示した。

次に、このような電極が運用でき、かつ TAE の減衰率測定に不都合の生じない放

電を探索した。多くのトカマクおよびステラレータ装置と同様に、CHS においても多くの AE が観測され、特に、AE の減衰率測定のためには不安定化されていないことが条件となり、AE の不安定化領域を把握するためにその密度依存性について検討した。実験では比較的 AE が安定な傾向にある内寄せの磁気軸 $R_{ax}=0.921m$ に条件を絞った。低・中・高の各密度領域の放電において不安定化された TAE が観測され、その出現領域として電子密度 $n_e < 3 \times 10^{19} m^{-3}$ の条件を実験的に得た。このような高密度プラズマにおいて、比較的低周波帯である $f < 100kHz$ の領域で、高速イオン駆動と思われるモードが安定化されずに残留することがわかり、モード解析および数値計算によるシア・アルヴェン・スペクトルの空間構造からこれらのモードは $n=2, m=4+5$ の TAE と $n=1, m=3$ の GAE と同定された。

AE の減衰率測定はこのような不安定領域を避け、概ね $f > 100kHz$ の周波数領域を対象として実験を行った。このように放電を注意深く選定することによって、安定な TAE の励起に成功した。高温・高密度のヘリカルプラズマにおいて、外部摂動磁場印加により安定な TAE が励起された例はこれまでにない新しい成果である。観測した安定な TAE は 300kHz までの周波数帯に存在し、磁気プローブ信号と電極電流の信号による伝達関数において、これらの固有モードの共鳴的応答の典型的な特徴であるピークが明確に確認できた。この実験から得た伝達関数に、モード分離と多自由度粘性系モデルによるフィッティング処理を行った結果、有意な固有周波数と減衰率の推定に成功した。高速イオン励起 TAE の場合と同様に、同定した固有周波数に対応する TAE ギャップは数値計算によっても存在することが確かめられた。すなわち、単一電極の場合に $n = 1$ の単一のモードが、対電極の場合に $n=2$ の 2 つのモードが確認された。また、フィッティングによる減衰率は $n = 1$ の場合で約 9%、 $n=2$ では 2 つのモードでどちらも 12% となった。また、本実験シリーズでの共鳴的応答モードの固有周波数が、予想される TAE ギャップ周波数と概ね良く合致することを確かめた。

次に、NBI 駆動の不安定な TAE と外部摂動励起の安定な TAE の観測結果について、各種プラズマパラメータから予想される減衰率と、実験で得た減衰率をもとに、ヘリカルプラズマにおける減衰機構について検討した。TAE ギャップではアルヴェン共鳴が生じないが、バルクプラズマのパラメータに依存する運動論的効果によって減衰を生ずる可能性がある。代表的なものに電子/イオンランダウ減衰があり、他にも衝突減衰や放射減衰がある。これらはプラズマパラメータに依存するために、実験における電子温度および電子密度から空間的な減衰率を見積ることができ、プラズマ中心で数%となり、周辺に向かって減少する傾向となることを確認した。

一方、直接計測で得た十数%の減衰率は運動論的減衰機構だけでは説明できず、このような強い減衰はプラズマへ吸収されやすい KAW へのモード変換をとともう連続減衰や放射減衰の寄与が大きいことを示した。単一電極の場合に同定された、境界に近い $n=1, m=1+2$ の TAE についての固有関数の径方向分布によると、プラズマ境界 $\rho \sim 1$ 付近

での振幅の急峻な勾配と発散の傾向が、この TAE がそこで連続スペクトルと共鳴、すなわち強い減衰を受けていることを示唆している。対電極による実験で得られた $n=2$ の TAE についても同様の傾向を固有関数に確認し、強い減衰を得るには、径方向でギャップが揃わないような回転変換分布とする必要があることを示した。

本研究において、磁気シアを有する磁場配位において本質的に連続減衰が生じ、比較的大きな減衰率を持つという結果を得た。これにより、将来の高効率な核融合炉における磁場配位の構成について、その一端に寄与できるものと期待する。

6.2 課題と今後の展望

これまでの研究結果を踏まえ、現在の研究における課題と展望について以下に述べる。

(1) 数値計算コードによる任意のフリーエモード数の TAE の減衰率の見積り

第 6 章において検討した TAE の放射減衰および連続減衰の理論値は固有関数が十分局在する高 n あるいは高 m における近似値である。一方、実験において TAE として同定されたモードのトロイダルモード数は、 $n=1$ あるいは $n=2$ と低 n となっている。実験値と理論値の比較で示したように、これら高 n 近似 TAE の連続減衰や放射減衰の理論値が実験値と数倍から異なり、用いている近似が現実に即していない可能性がある。直接測定した $n=1$ の TAE の固有関数である図 5.33(a)の形状はほとんど $\rho \sim 0.8$ にその振幅があり、比較的局在していると言えるが、例えば図 5.33(d)の比較的高 m の固有関数に比べると、その分布は径方向に広がっており、このような場合には固有関数の形状を詳細に組み込む必要があると思われる。すなわち、低 n 近似の TAE については第 2 章で示したように、式 2.62 を解く必要があり、実際には数値計算に頼るところが大きい。現在のところ、福山淳博士（京大）開発の波動伝播解析コード TASK/WM を用いた AE の固有モード解析がトカマク配位において行われており、TAE や RSAE における運動論的効果を含む減衰率の算出が可能となっている[1]。TASK/WM コードは平衡磁気面の情報を与えることで、CHS のような 3 次元的配位についても解析することが可能であり、今後、本コードを用いて本研究における実験の各パラメータに即した解析を行う予定である。

(2) LHD における AE 励起系の構築と減衰率測定

本研究ではヘリカル系における境界付近の AE の減衰率を定量的に評価したが、同

一モードの磁気シア等の磁場構造依存性を明らかにするには至っていない。また、JET や Alcator C-mod などにおけるプラズマ境界に注目した実験のように、ヘリカル系においても周辺部における磁場構造が AE の減衰率に重要な影響を及ぼしている可能性がある。このような点についてさらに研究を進めるため、大型ヘリカル装置 (LHD) において CHS と同様の図 6.1 に示したような計測系を構築し、実験を始めている[2]。LHD は CHS と同型であるが、プラズマ境界がダイバータ構造になっている点、コイルの電流分布の制御に関する自由度が CHS よりも高く、プラズマの垂直断面の形状等を比較的自由に変化させることができる点が異なる。LHD は CHS より温度・密度が高いためプラズマに挿入する電極は使用できず、JET 等と同様にループアンテナによる外部磁場摂動を用いている。トロイダルモードの制御は現在のところ物理的に電流路の極性を変更して行っており、奇数または偶数のみ選択可能である。LHD におけるループアンテナによる z 方向 (トラス中心軸方向) の磁場摂動の強度分布を、そのフーリエモード分布と共に図 6.2 に示す。 z 方向が概ね外部摂動の B_{\perp} 方向成分を代表していると仮定すると、図 6.2(b), 図 6.2(d) に示したとおり、それぞれの運転モードの選択によって励起トロイダルモードの偶奇の制御が有効であることがわかる。現在のところ、実験においては低 n, m の TAE の励起を試みているが未だ有意な結果を得るには至っていない。励起する TAE の選択性にはまだ改善の余地があり、特定のフーリエモードに適宜絞れるような制御方法の開発を行っていく必要がある。LHD において TAE の減衰率の測定を実現させることで、CHS における結果とともに体系的な減衰機構、特に、ダイバータ配位とリミター配位の磁場構造の違いにおける TAE の安定性の理解につながるものと期待される。

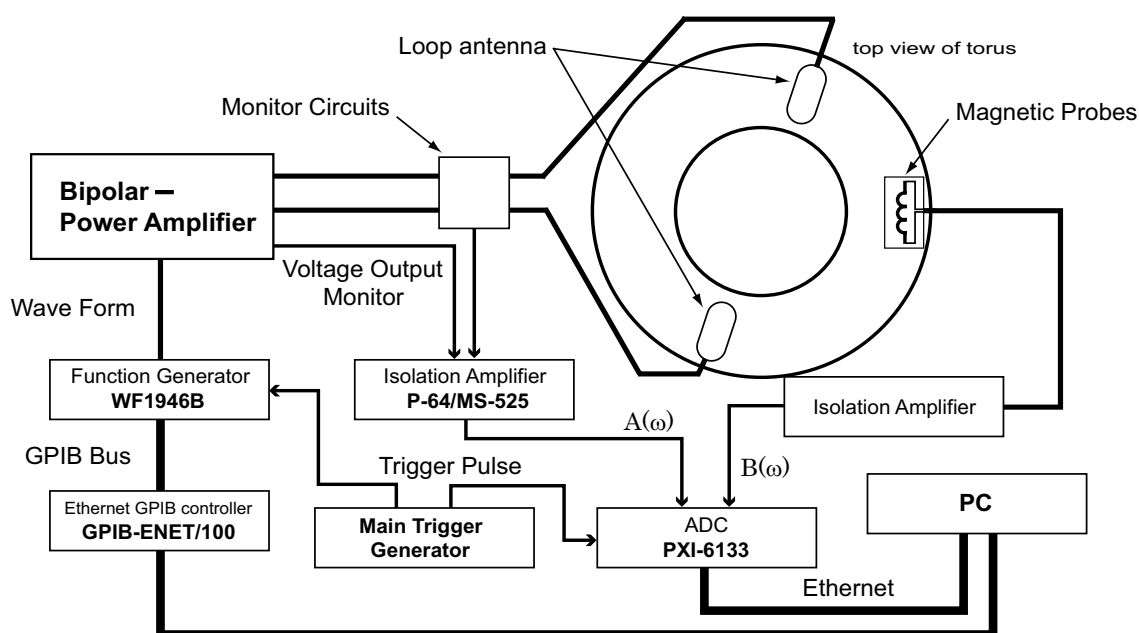


図 6.1 LHD における、AE を含む MHD モードを主な対象とした能動的計測システム。

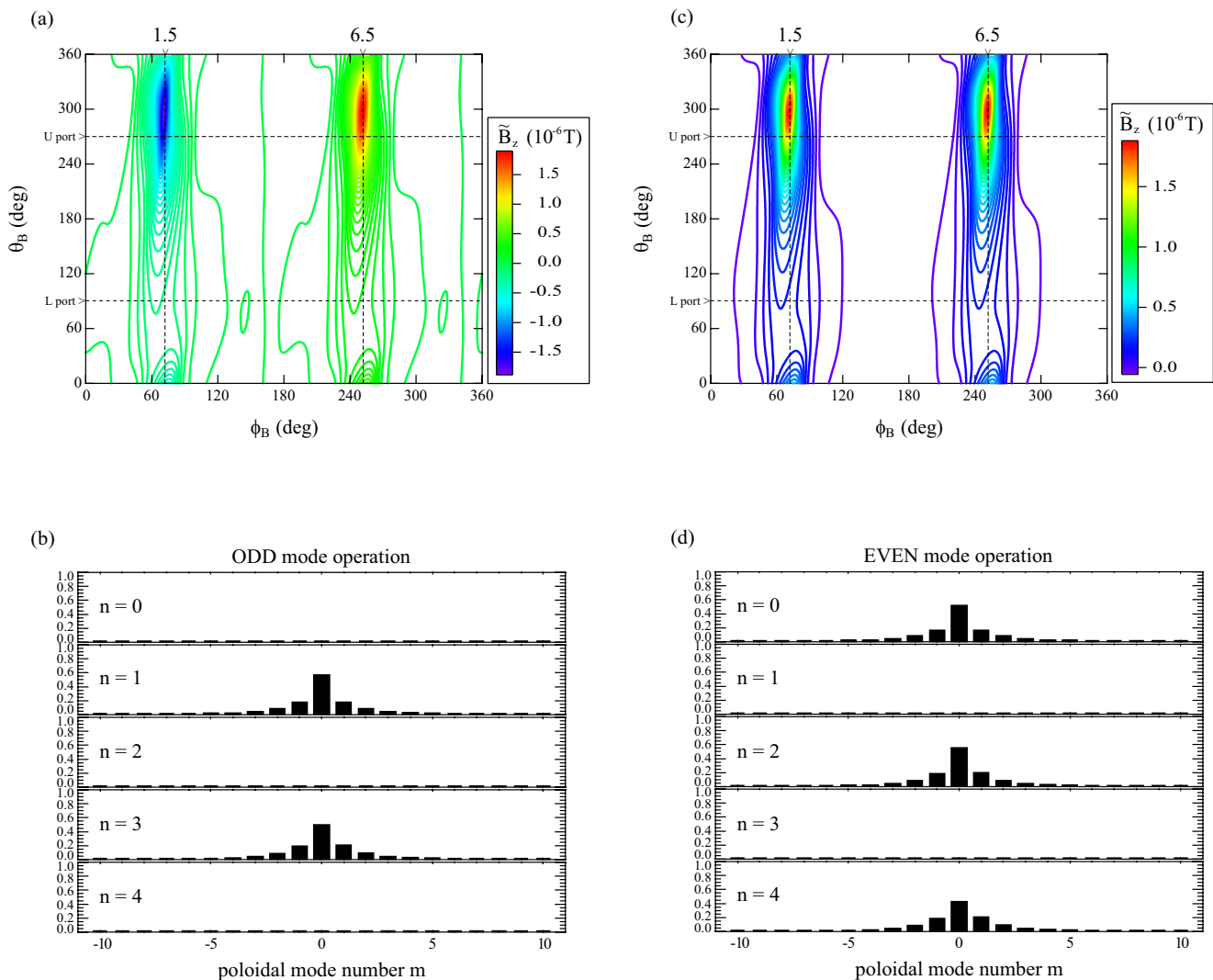


図 6.2 磁気軸 $R_{ax}=3.6m$ における LCFS 上の, AE 励起ループアンテナによる摂動磁場強度分布. ループに流れる電流は強度 30A で 1turn を仮定している. 2つのアンテナ間の位相が逆位相となる奇数モード励起運転時における(a)垂直方向の磁場強度分布とその(b)フーリエモード分布, アンテナ間の位相が同相となる偶数モード励起運転時の(c)垂直方向の磁場強度分布とその(d)フーリエモード数分布をそれぞれ示した. 磁場強度分布の横軸および縦軸は Boozer 座標におけるトロイダルおよびポロイダル角. (ただし, 点線で示したポート位置を示す角度は, 実空間におけるトロイダル座標系の角度に対応する)

参考文献

- [1] 福山淳, 「アルヴェン固有モードの基礎知識と線形固有モード解析」, プラズマ・核融合学会誌, 第83巻第11号 866 (2007)
- [2] T. Ito *et al.*, Fusion eng. des. **83**, 249(2008)

謝辞

本研究の遂行と本論文の執筆にあたり、終始丁寧なご指導、ご鞭撻を賜りました自然科学研究機構核融合科学研究所ならびに名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻教授 東井和夫 博士に謹んで厚く御礼申し上げます。

本論文作成にあたり、貴重なご助言、ご指導をいただきました名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻教授 山崎耕造 博士、名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理工学専攻准教授 庄司多津男 博士、ならびに筑波大学大学院数理物質科学研究科電子・物理工学専攻教授 市村真 博士に深く御礼申し上げます。

自然科学研究機構核融合科学研究所へリカルプラズマ発生装置 CHS において本研究を進めるにあたり、同研究所教授 松岡啓介 博士、同教授 岡村昇一 博士、同研究所助教 磯辺光孝 博士、西村伸 博士、鈴木千尋 博士をはじめとする CHS 実験グループの皆様のご協力に心より感謝いたします。同研究所助教 秋山毅志 博士、南貴司 博士（現 京都大学エネルギー理工学研究所准教授）には、本研究に欠かせない電子密度および電子温度のデータを提供いただきました。深く感謝いたします。各種計測データの利用にあたり多大なるご助言とご協力をいただきました、同研究所技術部制御技術課電力制御係係長 高橋千尋氏に感謝の意を表します。

外部摂動印加電極を用いた周波数応答計測に関する多くの有益なご助言をいただきました日本原子力研究開発機構核融合研究開発部門トカマクシステム技術開発ユニット研究員 松永剛 博士に深く感謝いたします。

実験データの揺動解析法に関してご指導いただきました、自然科学研究機構核融合科学研究所 COE 研究員 高木尚志 博士（現 株式会社 市場調査社）に深く感謝いたします。

本研究で使用した数値計算コードにつきまして、その利用を許可頂き、使用に際しては多くのご助言とご協力をいただきました、自然科学研究機構核融合科学研究所教授 中島徳嘉 博士、米国 Oakridge 国立研究所 D. A. Spong 博士に謹んで感謝申し上げます。数値計算コードの実際の運用に際して多くの助言をいただきました自然科学研究機構核融合科学研究所准教授 渡邊清政 博士、京都大学エネルギー理工学研究所助教 山本聡 博士、自然科学研究機構核融合科学研究所助教 清水昭博 博士に心より感謝申し上げます。

LHD における実験計画と参加に際し、自然科学研究機構核融合科学研究所准教授 榊原悟 博士、同准教授 大館暁 博士、同助教 成嶋吉朗 博士の諸氏をはじめとする実

験グループおよび同研究所技術部の皆様にご助言とご協力をいただきましたことに深く感謝いたします。

本研究における自然科学研究機構核融合科学研究所ヘリカルプラズマ発生装置 CHS の利用にご理解いただき、研究の遂行の機会を与えていただきました自然科学研究機構核融合科学研究所所長 小森彰夫 博士, 同前所長 本島修 博士に深く感謝いたします。

研究生生活全般において多大なるご支援とご協力をいただきました, 池田亮介 博士 (現 自然科学研究機構核融合科学研究所 COE 研究員), 竹内正樹 博士 (現 自然科学研究機構核融合科学研究所 COE 研究員), 大島慎介 博士 (現 大阪大学レーザーエネルギー学研究センター特任研究員), 成廣善三氏 (現 ウシオ電機株式会社) をはじめとする CHS 実験に参加された東井研究室・渡利/熊沢研究室と総合研究大学院大学の諸氏に心より感謝申し上げます。

また, 研究も含めて広く日常生活でお世話になりました, 渡辺文武 博士 (現 京都大学大学院エネルギー科学研究科エネルギー基礎科学専攻 JSPS 特別研究員), 星野光保 博士 (現 MHI 原子力エンジニアリング株式会社), 高橋佳之氏 (現 曙ブレーキ工業株式会社), 武藤純樹氏 (現 イビデン株式会社), 神宮司悠氏 (現 株式会社 日立製作所), 水野祥氏 (現 株式会社明電舎), 後藤和幸氏 (現 日本ガイシ株式会社), 小川国大氏, 中村誠俊氏, 加藤直樹氏に感謝いたします。

最後に, 長期に渡る研究生生活を理解・支援してくれた, 父 義正, 母 光子, 弟 健浩をはじめとする家族親戚の皆様にご心より感謝申し上げます。

2009 年 7 月

研究業績

本論文に関する発表論文

- 1 Remote control of Alfvén eigenmode sensing system on the Large Helical Device
T. Ito, K. Toi, G. Matsunaga and the LHD experimental group
Fusion Engineering and Design, vol. **83**, issue 2-3, pp.249–252(2008)
- 2 Excitation of Stable Alfvén Eigenmodes by Application of Alternating Magnetic Field Perturbations in the Compact Helical System
T. Ito, K. Toi, G. Matsunaga, M. Isobe, T. Akiyama, T. Minami, K. Nagaoka and CHS Experimental Group
Plasma and Fusion Research, Vol. 3, p033-1– p033-3 (May. 2008)
- 3 Possibility of excitation of Alfvén eigenmodes by energetic ions near the plasma edge in the Compact Helical System
T. Ito, K. Toi, G. Matsunaga, M. Isobe, T. Akiyama, T. Minami, K. Nagaoka and CHS Experimental Group
Journal of Plasma and Fusion Research Series, Vol. 8(2009), to be published
- 4 Excitation of Stable Alfvén Eigenmodes by Application of Alternating Magnetic Field Perturbations in the Compact Helical System
T. Ito, K. Toi, G. Matsunaga, M. Isobe, K. Nagaoka, M. Takeuchi, T. Akiyama, K. Matsuoka, T. Minami, S. Nishimura, S. Okamura, A. Shimizu, C. Suzuki, Y. Yoshimura, C. Takahashi and CHS Experimental Group
Physics of Plasmas, submitted

本論文に関する国際会議発表

- 1 "Remote control of Alfvén eigenmode sensing system on the Large Helical Device"
T. Ito, K. Toi, G. Matsunaga and the LHD experimental group
6th IAEA Technical Meeting on Control, Data Acquisition, and Remote Participation for Fusion Research, Inuyama, Japan, Jun. 4–8, 2007
- 2 "Excitation of Stable Alfvén Eigenmodes by Application of Alternating Magnetic Field Perturbations in the Compact Helical System"
T. Ito, K. Toi, G. Matsunaga, M. Isobe, T. Akiyama, T. Minami, K. Nagaoka and CHS Experimental Group
17th International Toki Conference on "Physics of Flows and Turbulence in Plasmas", Toki, Japan, Oct. 15–19, 2007
- 3 "Possibility of excitation of Alfvén eigenmodes by energetic ions near the plasma edge in the Compact Helical System"
T. Ito, K. Toi, G. Matsunaga, M. Isobe, T. Akiyama, T. Minami, K. Nagaoka and CHS Experimental Group
International Congress on Plasma Physics 2008, Fukuyoka, Japan, Sep. 8–12, 2008
- 4 "Plasma Response to Externally Applied Magnetic Perturbations in the range of Alfvén Eigenmode Frequency in the Compact Helical System"
T. Ito, K. Toi, G. Matsunaga, M. Isobe, K. Nagaoka, T. Akiyama, A. Shimizu, T. Minami, M. Takeuchi and CHS experimental group
4th International Workshop on Stochasticity in Fusion Plasmas, Jülich, Germany, Mar. 2–4, 2009

本論文に関する国内学会発表

- 1 「CHS における外部高周波磁場摂動の印加によるアルヴェン固有モード励起実験」

伊藤 隆文, 東井 和夫, 磯部 光孝, 永岡 賢一, 松永 剛, CHS グループ
プラズマ核融合学会第 23 回年会, 筑波大学大学会館,
平成 18 年 11 月 28 日-12 月 1 日, 予稿集 p.175

- 2 「CHS と LHD における外部高周波磁場摂動の印加によるアルヴェン固有モード
励起実験」

伊藤 隆文, 東井 和夫, 磯部 光孝, 永岡 賢一, 渡辺文武, 大舘暁, 松永 剛, CHS
および LHD グループ
日本物理学会 2007 年春季大会, 鹿児島大学郡元キャンパス,
平成 19 年 3 月 18-21 日, 予稿集 p.118

- 3 「CHS における外部磁場摂動によるアルヴェン固有モードの能動的計測」

伊藤 隆文, 伊藤 隆文, 東井 和夫, 松永 剛, 磯部 光孝, 永岡 賢一,
CHS 実験グループ
プラズマ核融合学会第 24 回年会イーグレひめじ, 平成 19 年 11 月 27-30 日

- 4 「CHS における外部磁場摂動によるアルヴェン固有モードの能動的計測」

伊藤 隆文, 東井 和夫, 松永 剛, 磯部 光孝, 永岡 賢一, 秋山 毅志,
南 貴司, CHS 実験グループ
日本物理学会第 63 回年次大会, 近畿大学東大阪キャンパス,
平成 20 年 3 月 22-26 日, 予稿集 p.100

- 5 「CHS における NBI 加熱プラズマにおける高速イオン及び外部磁場摂動によるア
ルヴェン固有モードの励起」

伊藤 隆文, 東井 和夫, 松永 剛, 磯部 光孝, 永岡 賢一, 秋山 毅志,
南 貴司, 竹内 正樹, CHS 実験グループ
プラズマ核融合学会第 25 回年会, 栃木県総合文化センター,
平成 20 年 12 月 2-5 日